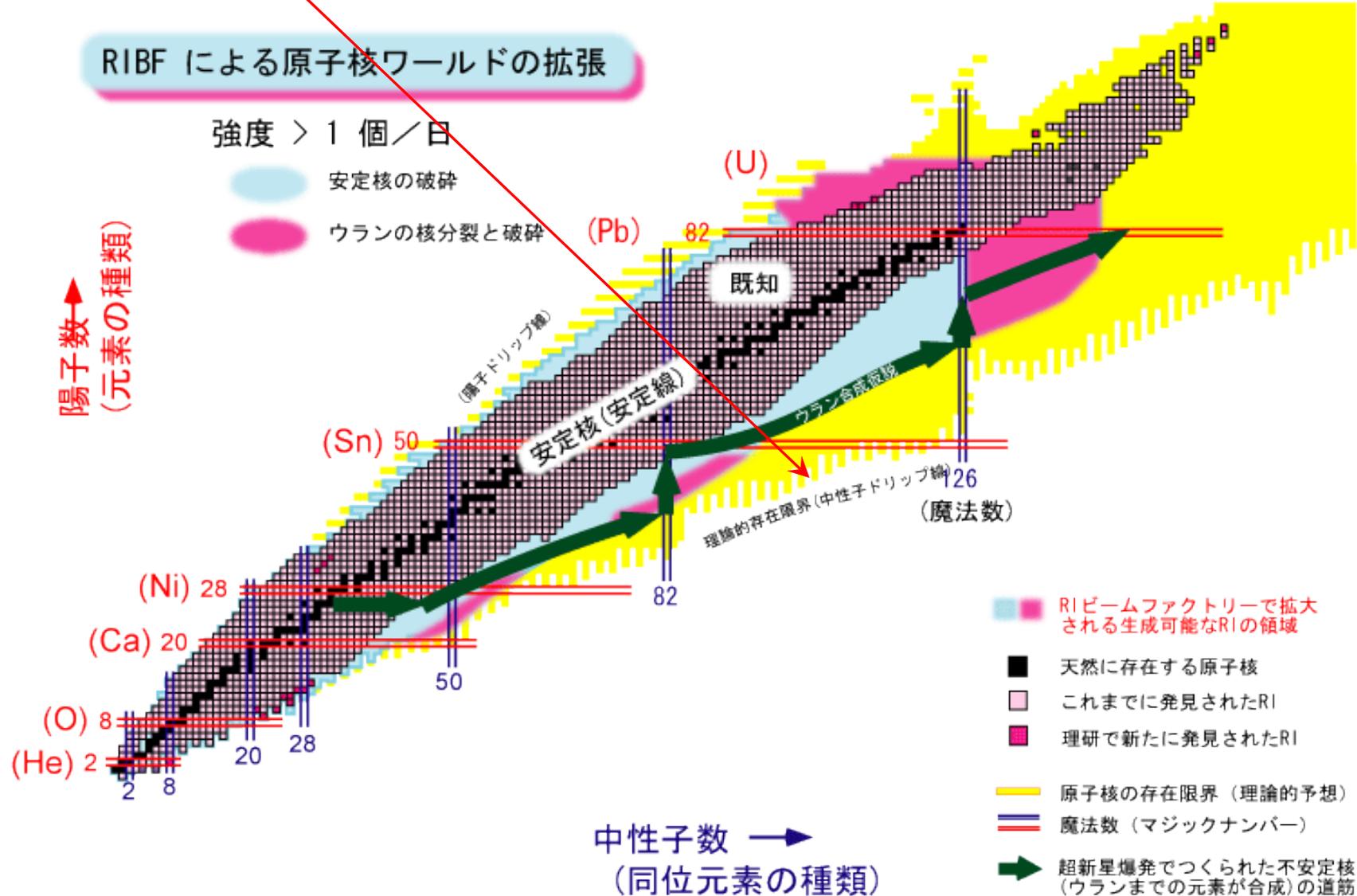


中性子過剰核(弱束縛核)の物理

中性子ドリップ線



Frontiers in Physics 8

不安定核の物理

中性子ハロー・魔法数異常から
中性子星まで



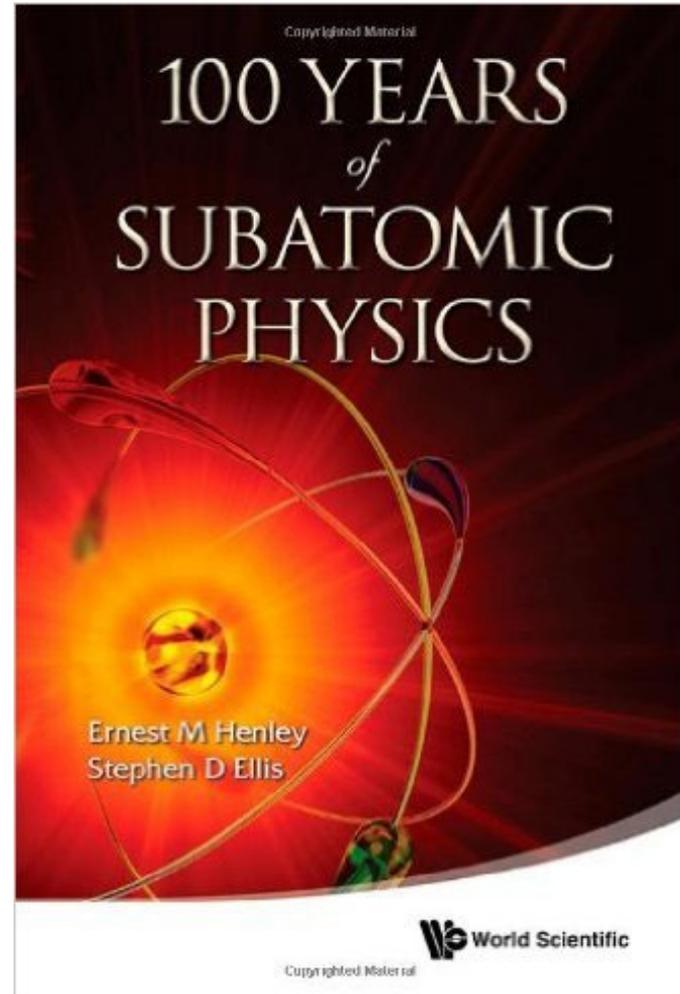
中村隆司 [著]



基本法則から読み解く物理学最前線

須藤彰三 [監修]
岡 真

共立出版



ed. by E.M. Henley and S.D. Ellis (2013)

“Exotic nuclei far from the stability line”

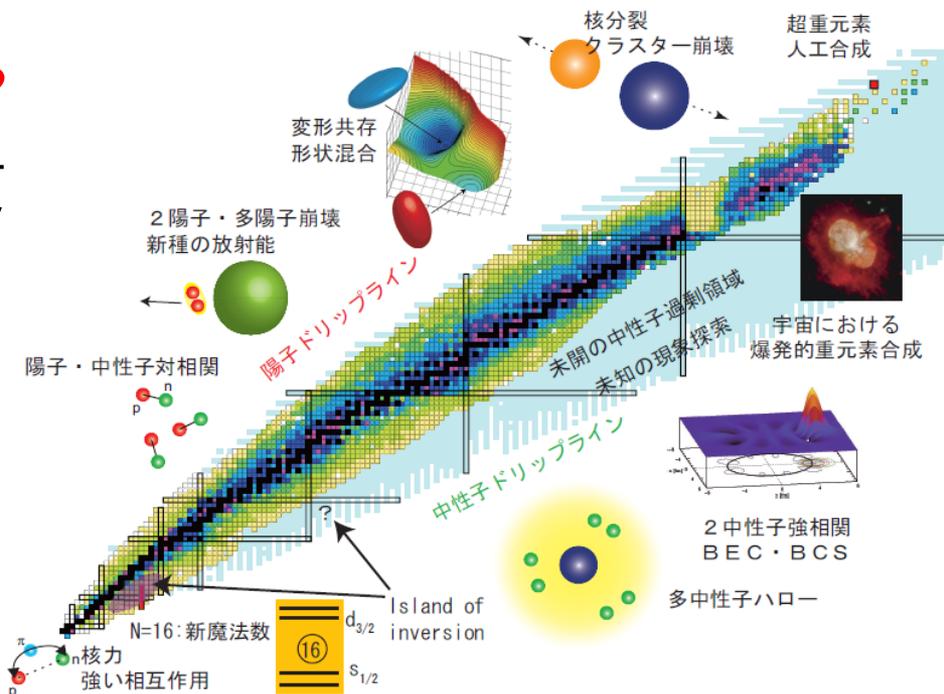
K.Hagino, I. Tanihata, and H. Sagawa

おすすめ

中性子過剰核の物理

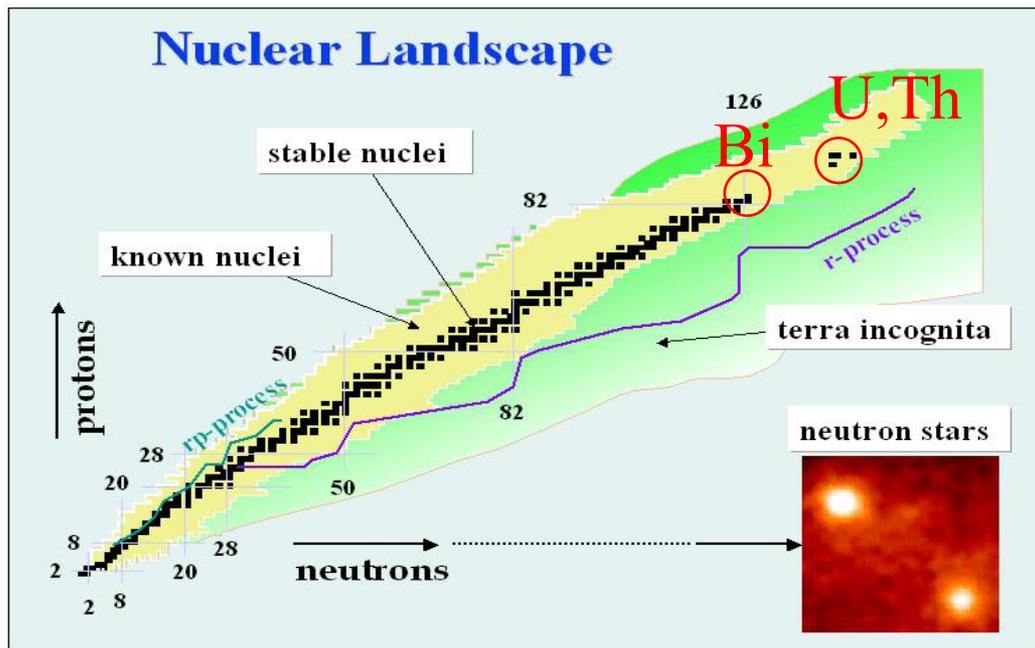
ドリップ線近傍の原子核の性質は?

中性子過剰核 = 新物質



- ✓ 陽子・中性子数の人工的制御によって原子核の新しい形態を明らかにする
- ✓ 様々な陽子・中性子密度における核物質の新しい相とダイナミクスを探索する
- ✓ 元素の起源と宇宙の核現象を理解する
- ✓ 超重核に挑戦する
- ✓ 微視的核子多体論を体系化し、未知領域を予言する

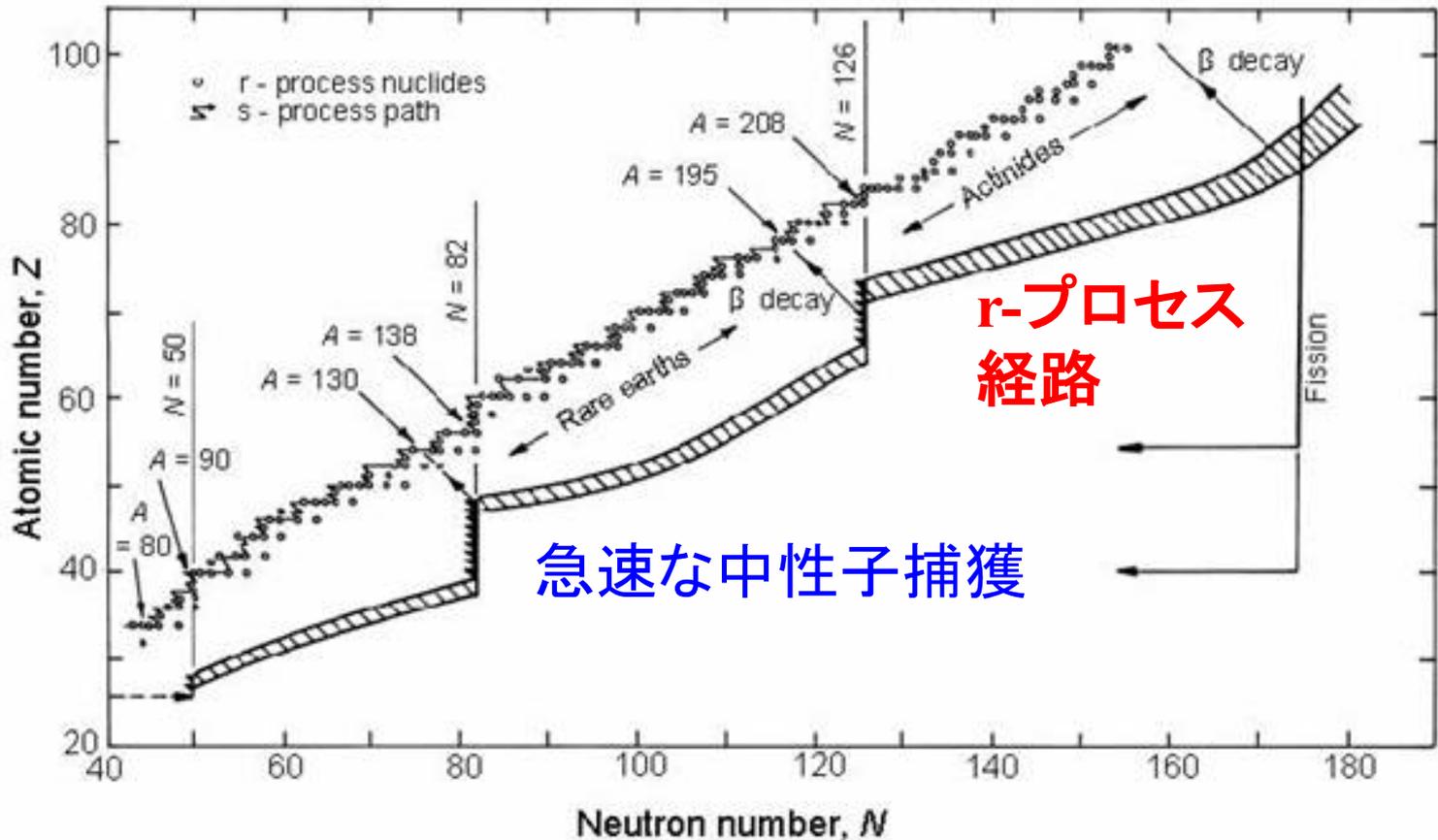
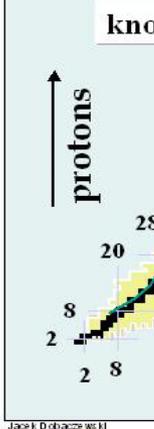
r-プロセス元素合成



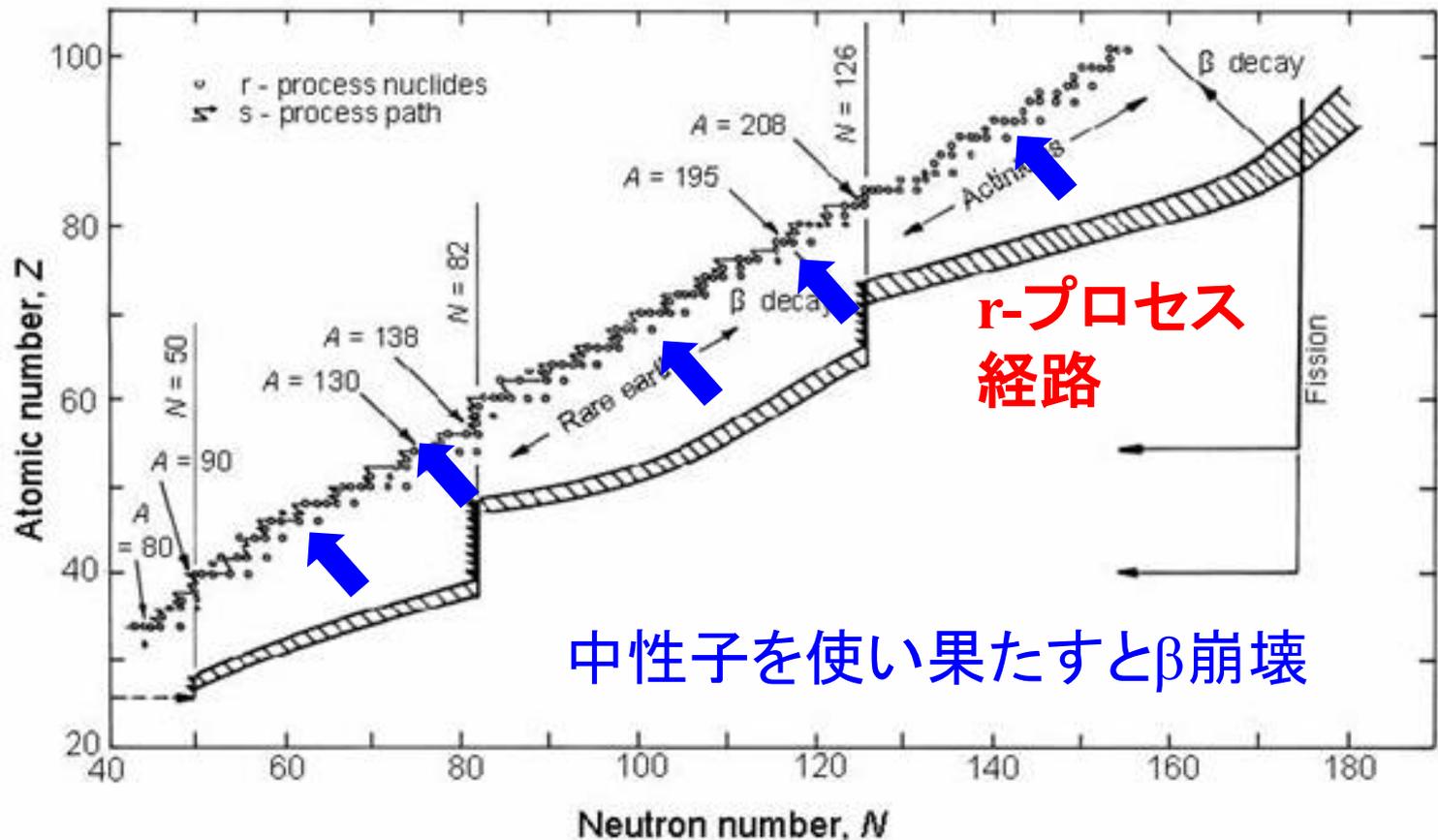
r-プロセス元素合成

Nuclear Landscape

U-Th



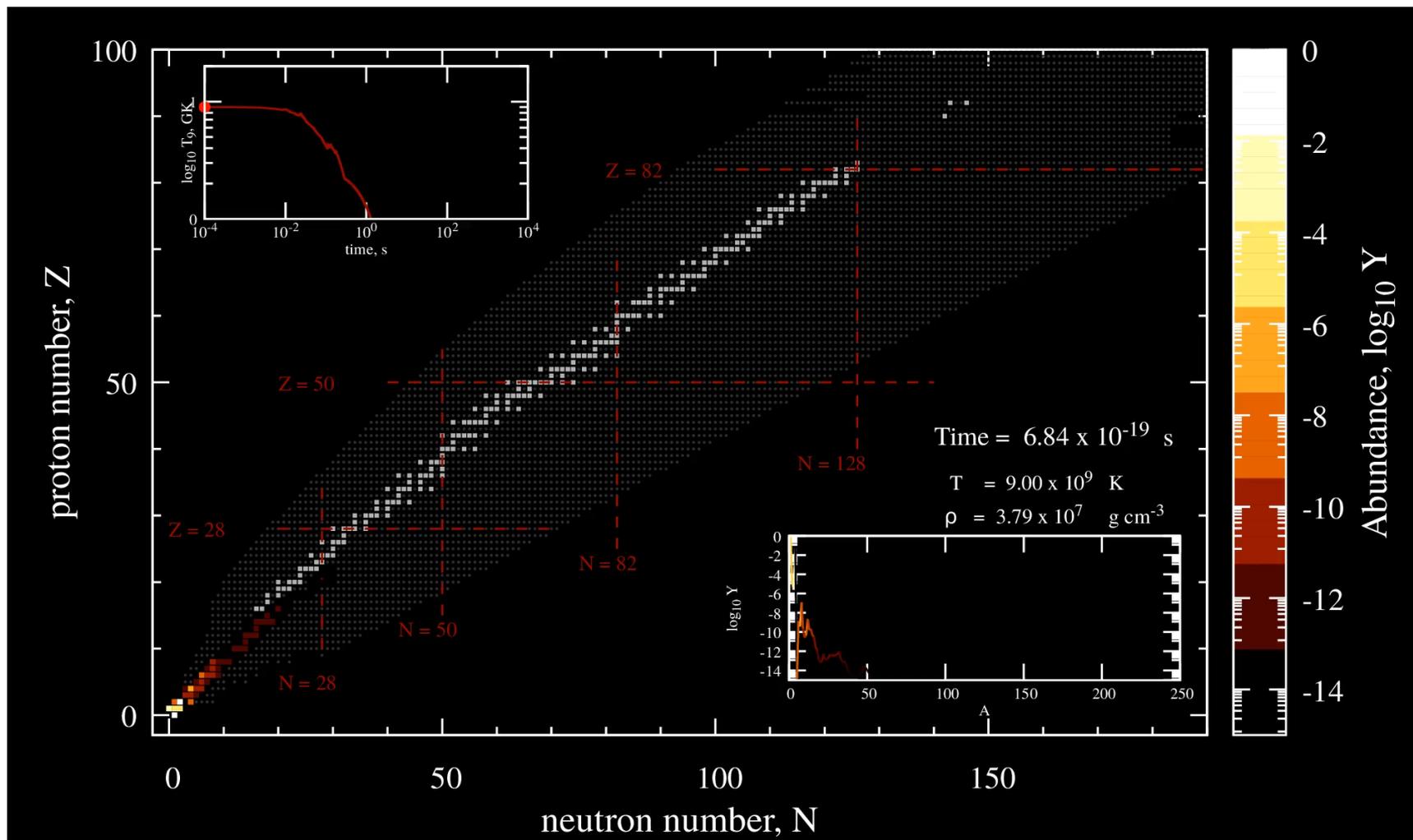
r-プロセス元素合成



中性子過剰核の理解が必要

質量、魔法数、 β 崩壊半減期、中性子捕獲反応、核分裂

r-プロセス元素合成の動画



西村信哉氏(理研)

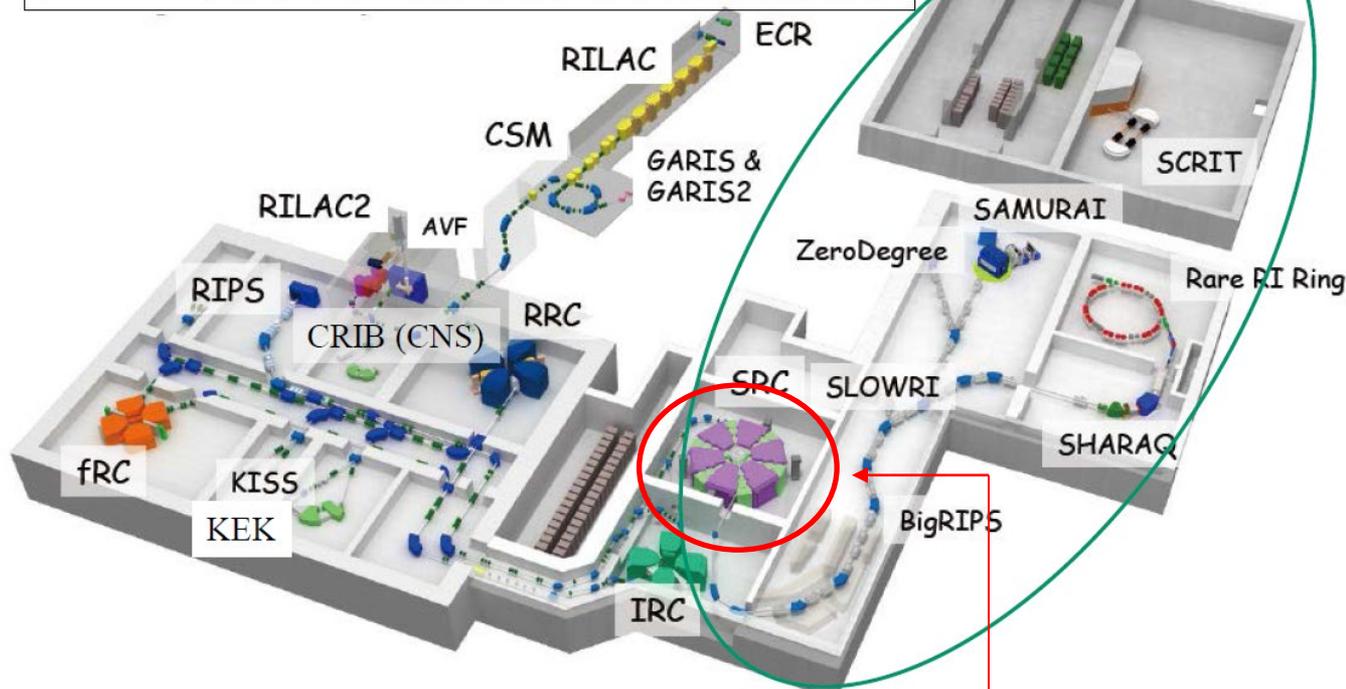
新世代不安定核ビーム施設: 理研 RIBF

(Radioactive Isotope Beam Factory)

cf. FRIB@MSU

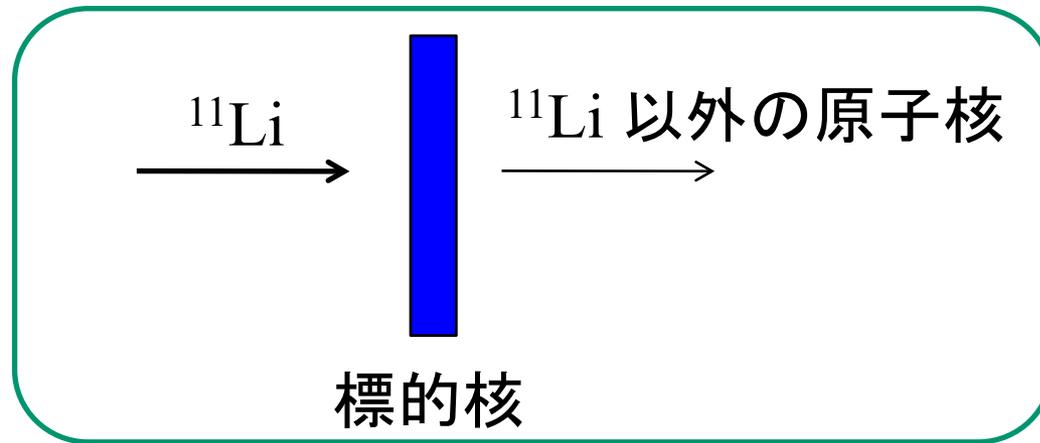
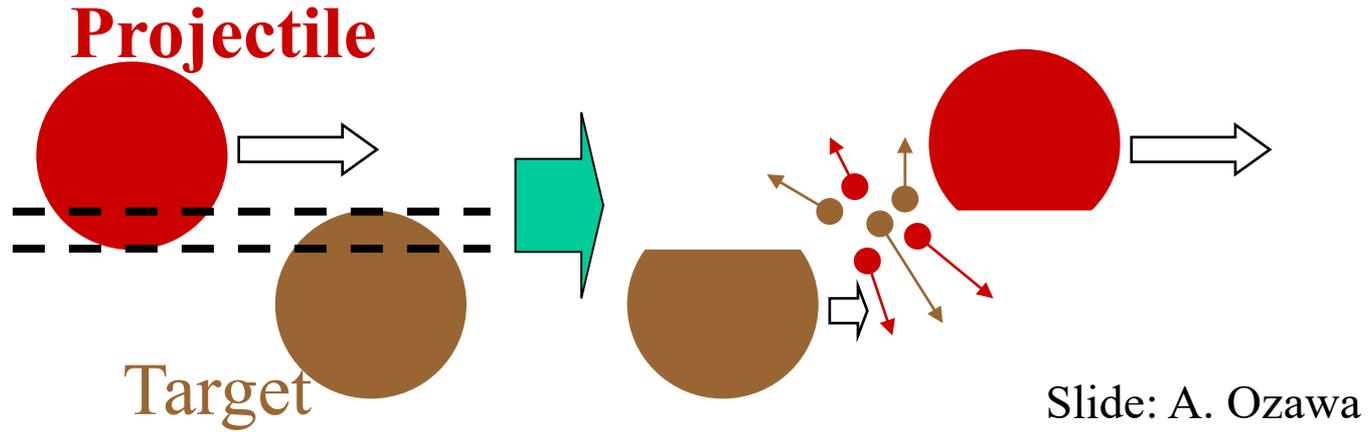
世界最大強度で不安定核を作り出す施設

RI 「放射性同位元素 (RI)」を
B 「ビーム」としてとりだし
F 「ファクトリー」のように大量生産する。

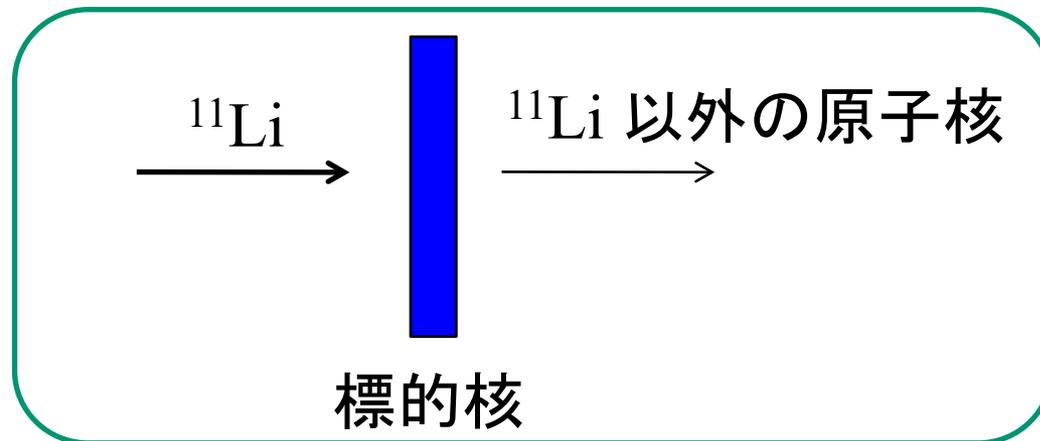
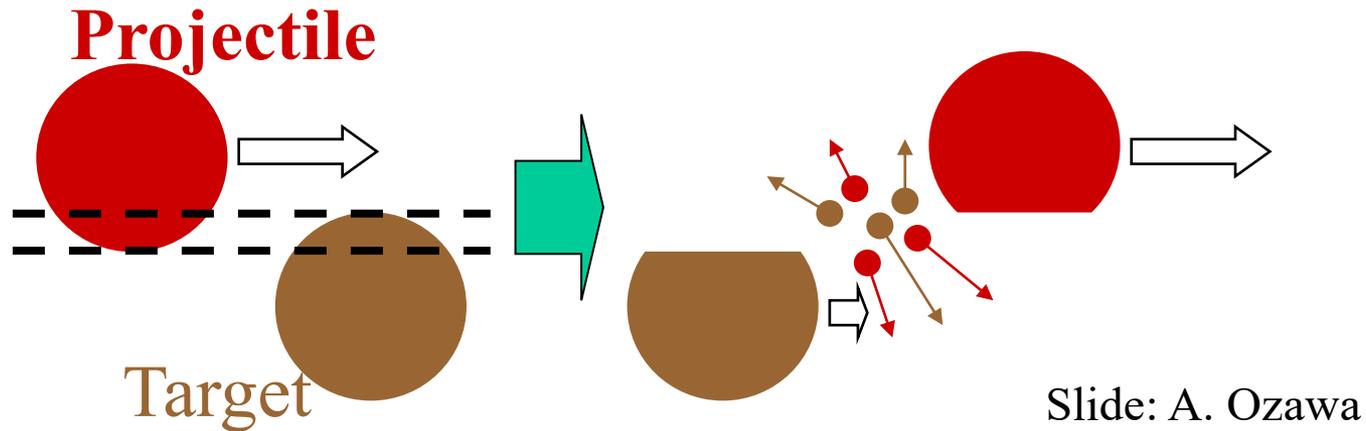


- 不安定原子核の物理
- 元素の起源の研究
- 超重元素 (ニホニウムや新元素合成) の研究

不安定核研究の本格的幕開け: 相互作用断面積測定 (1985)



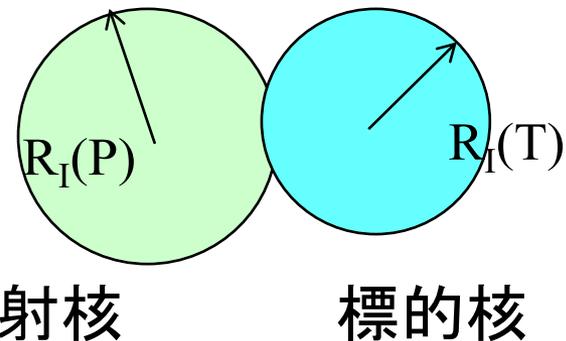
不安定核研究の本格的幕開け: 相互作用断面積測定 (1985)



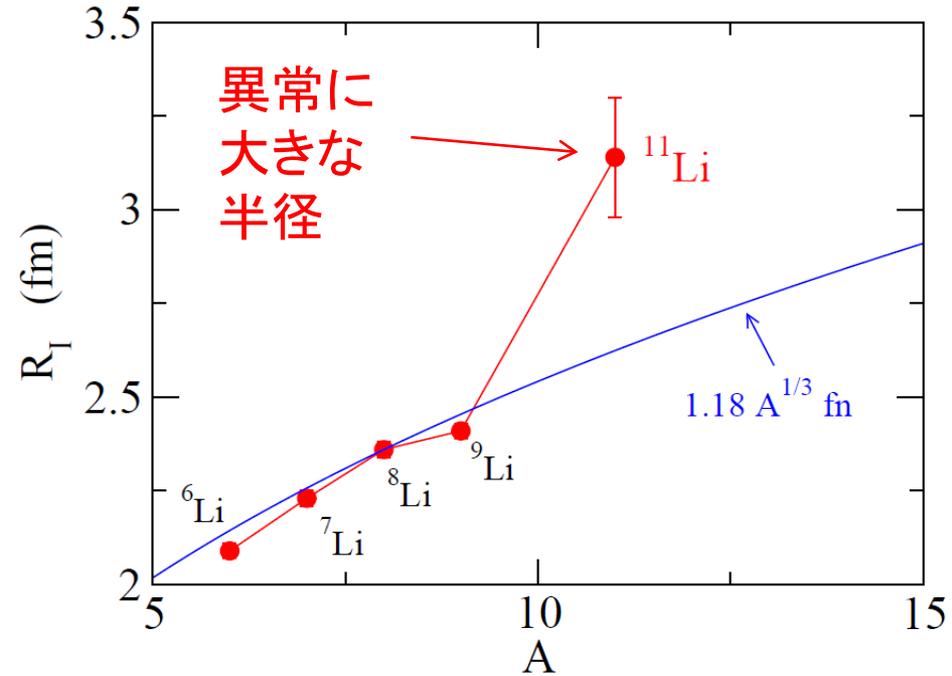
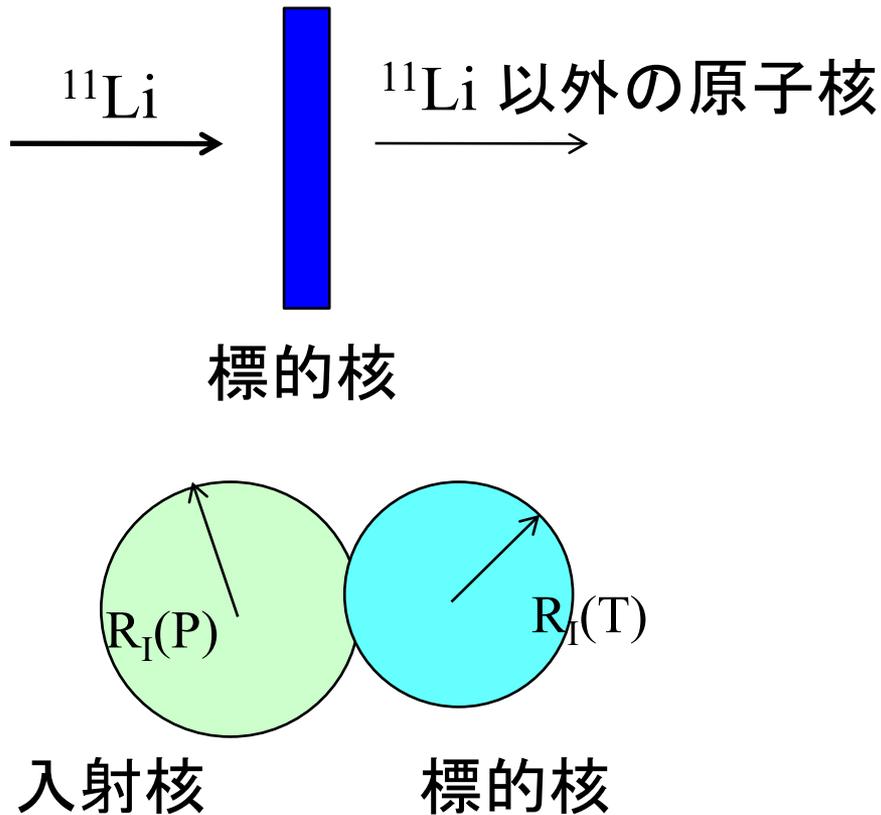
2つの原子核が重なった時に
反応が起こるとすると

$$\sigma_I \sim \pi [R_I(P) + R_I(T)]^2$$

→ $R_I(P)$



不安定核研究の本格的幕開け: 相互作用断面積測定 (1985)

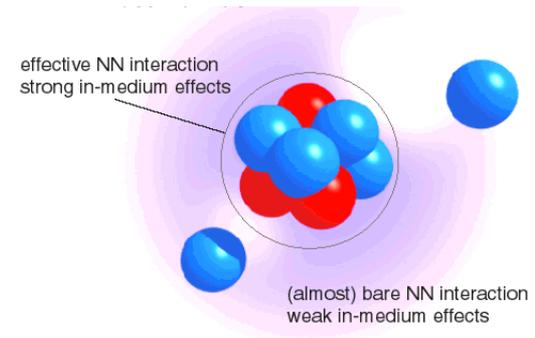


I. Tanihata et al., PRL55('85)2676

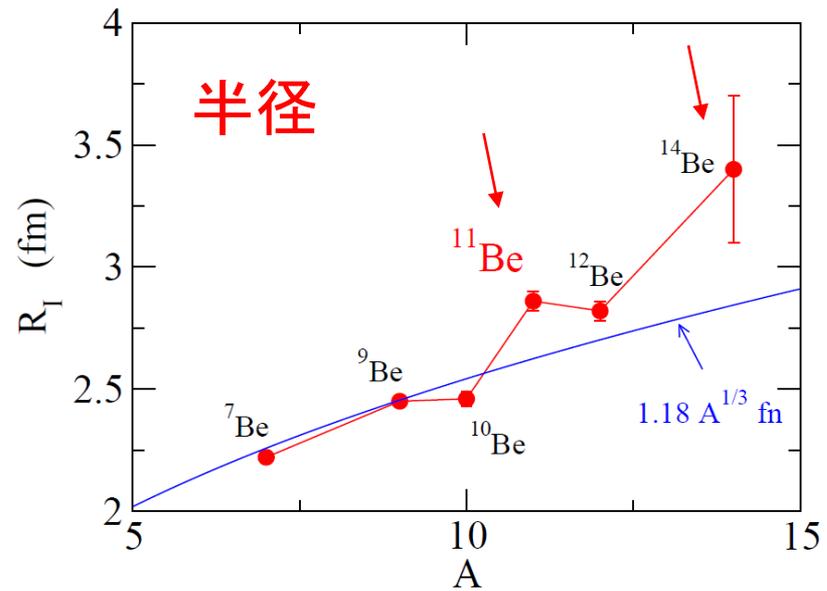
2つの原子核が重なった時に
反応が起こるとすると

$$\sigma_I \sim \pi [R_I(P) + R_I(T)]^2$$

$\rightarrow R_I(P)$



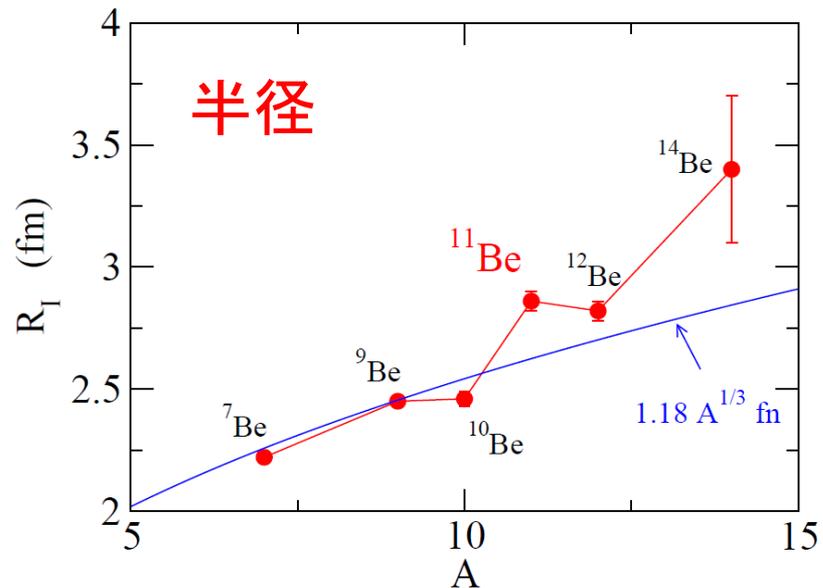
Beアイソトープでも



I. Tanihata et al.,
PRL55('85)2676; PLB206('88)592

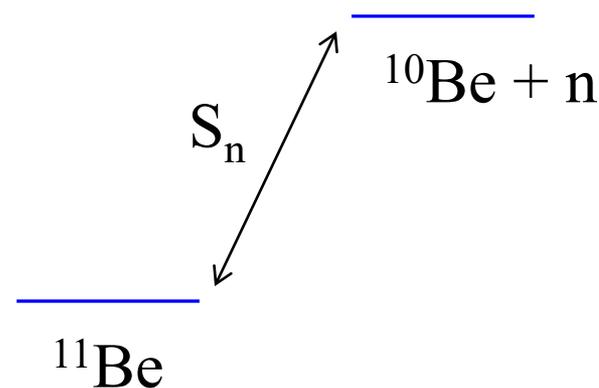
1 中性子ハロー核

典型的な例： $^{11}_4\text{Be}_7$



I. Tanihata et al.,
PRL55('85)2676; PLB206('88)592

1 中性子分離エネルギー



$$S_n = 504 \pm 6 \text{ keV}$$

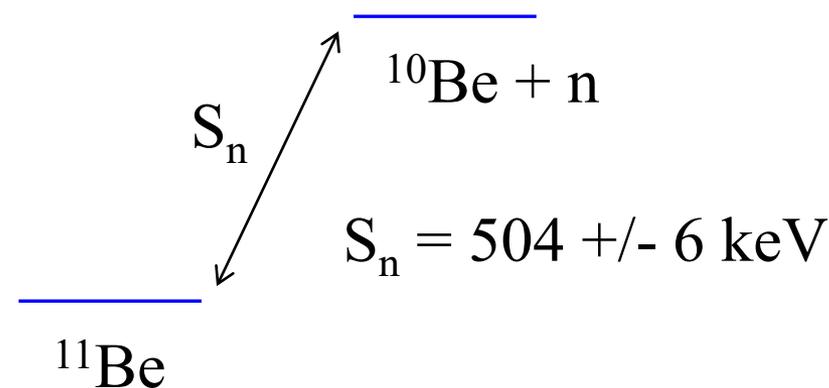
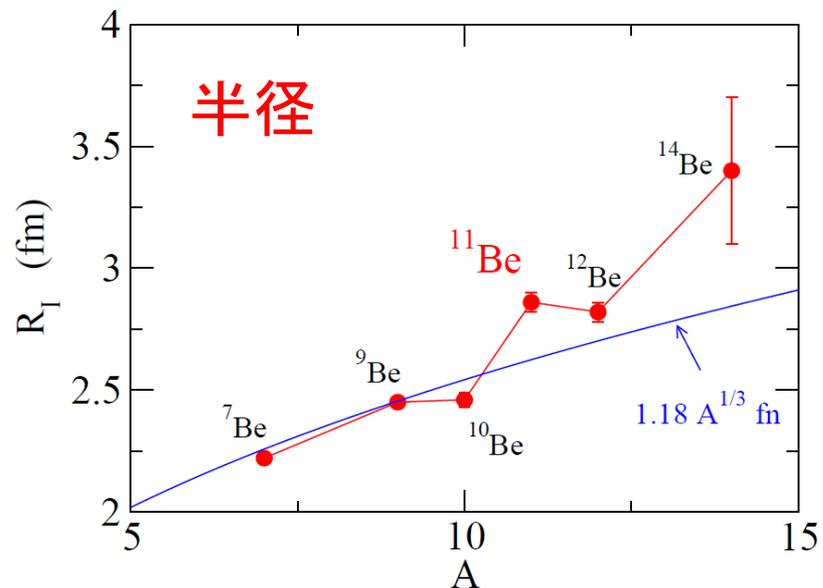
非常に小さい

ちなみに ^{13}C では、
 $S_n = 4.95 \text{ MeV}$

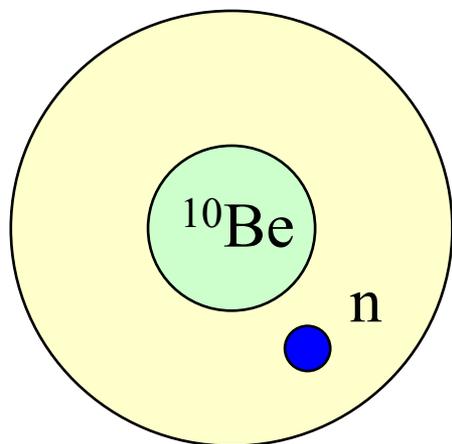
1 中性子ハロー核

1 中性子分離エネルギー

典型的な例： $^{11}_4\text{Be}_7$



解釈： ^{10}Be のまわりに1つの中性子が弱く束縛され薄く広がっている



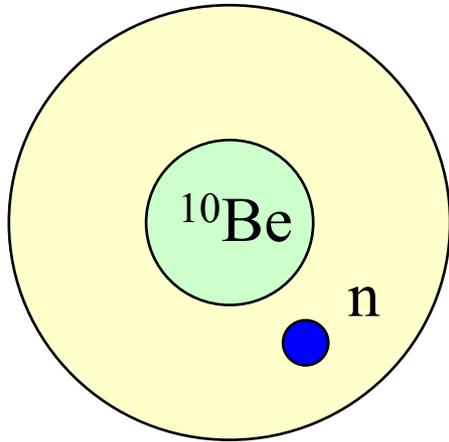
$$\psi(r) \sim \exp(-\kappa r) \quad \kappa = \sqrt{2m|\epsilon|/\hbar^2}$$

弱く束縛された系



密度分布の空間的広がり(ハロー構造)

解釈: ^{10}Be のまわりに1つの中性子が弱く束縛され薄く広がっている



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

弱く束縛された系

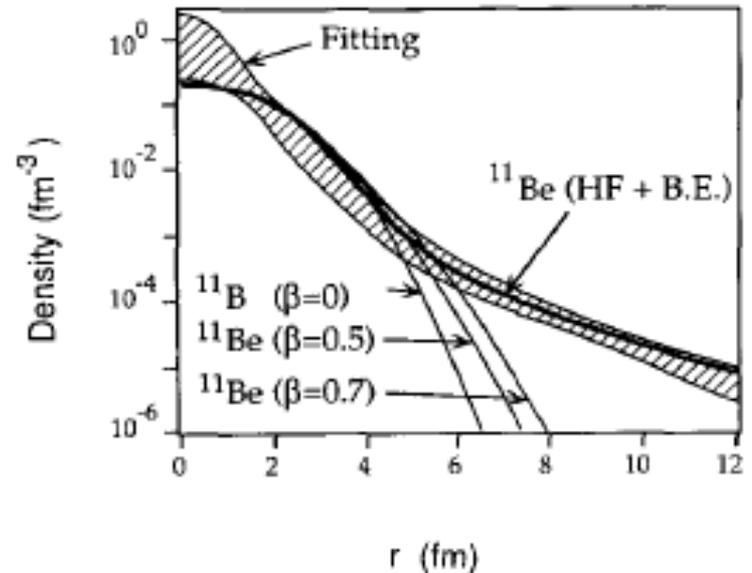


密度分布の空間的広がり(ハロー構造)

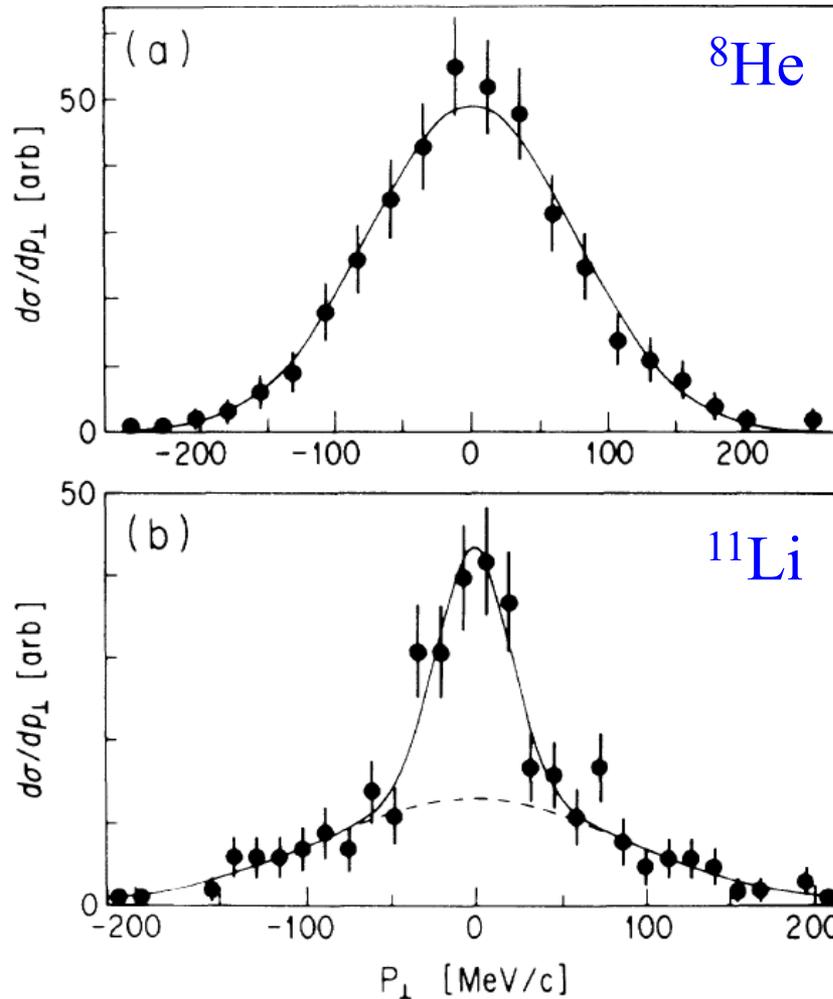
反応断面積の実験値を説明する
密度分布



月暈(月のまわりに広がる
薄い輪。ハロー。)



運動量分布(不確定性関係)



$$S_{2n} \sim 2.1 \text{ MeV}$$

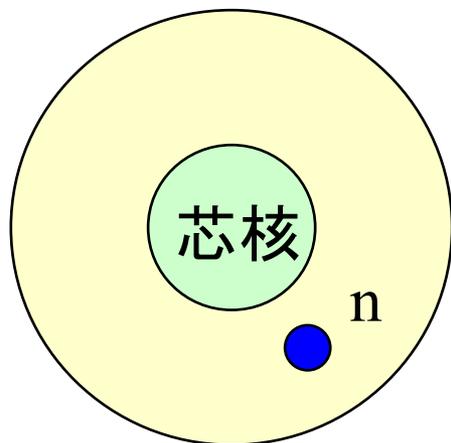
$$S_{2n} \sim 300 \text{ keV}$$

束縛が弱くなり空間的に広がると運動量分布が狭くなる

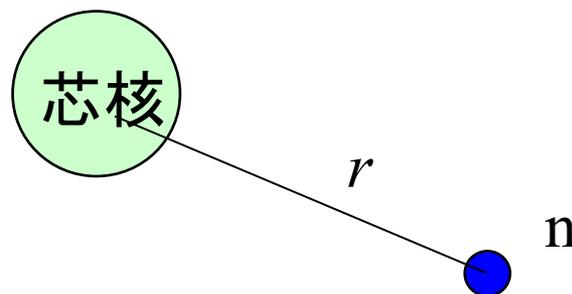
←→ 中性子ハロー

FIG. 1. Transverse-momentum distributions of (a) ^6He fragments from reaction $^8\text{He}+\text{C}$ and (b) ^9Li fragments from reaction $^{11}\text{Li}+\text{C}$. The solid lines are fitted Gaussian distributions. The dotted line is a contribution of the wide component in the ^9Li distribution.

一粒子運動の性質：束縛状態



芯核と中性子でできる2体問題と近似



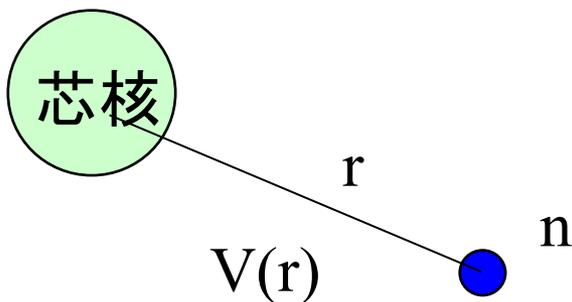
相対距離 r の関数として球対称ポテンシャル $V(r)$ を仮定。

相対運動のハミルトニアン

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r)$$

$$\Psi_{lm}(r) = \frac{u_l(r)}{r} Y_{lm}(\hat{r}) \chi_s$$

相対運動のハミルトニアン



$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(r)$$

簡単のためスピン軌道相互作用はないとすると (l_s 力がなくても本質は変わらない)

$$\Psi_{lm}(r) = \frac{u_l(r)}{r} Y_{lm}(\hat{r}) \chi_s$$

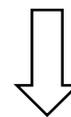
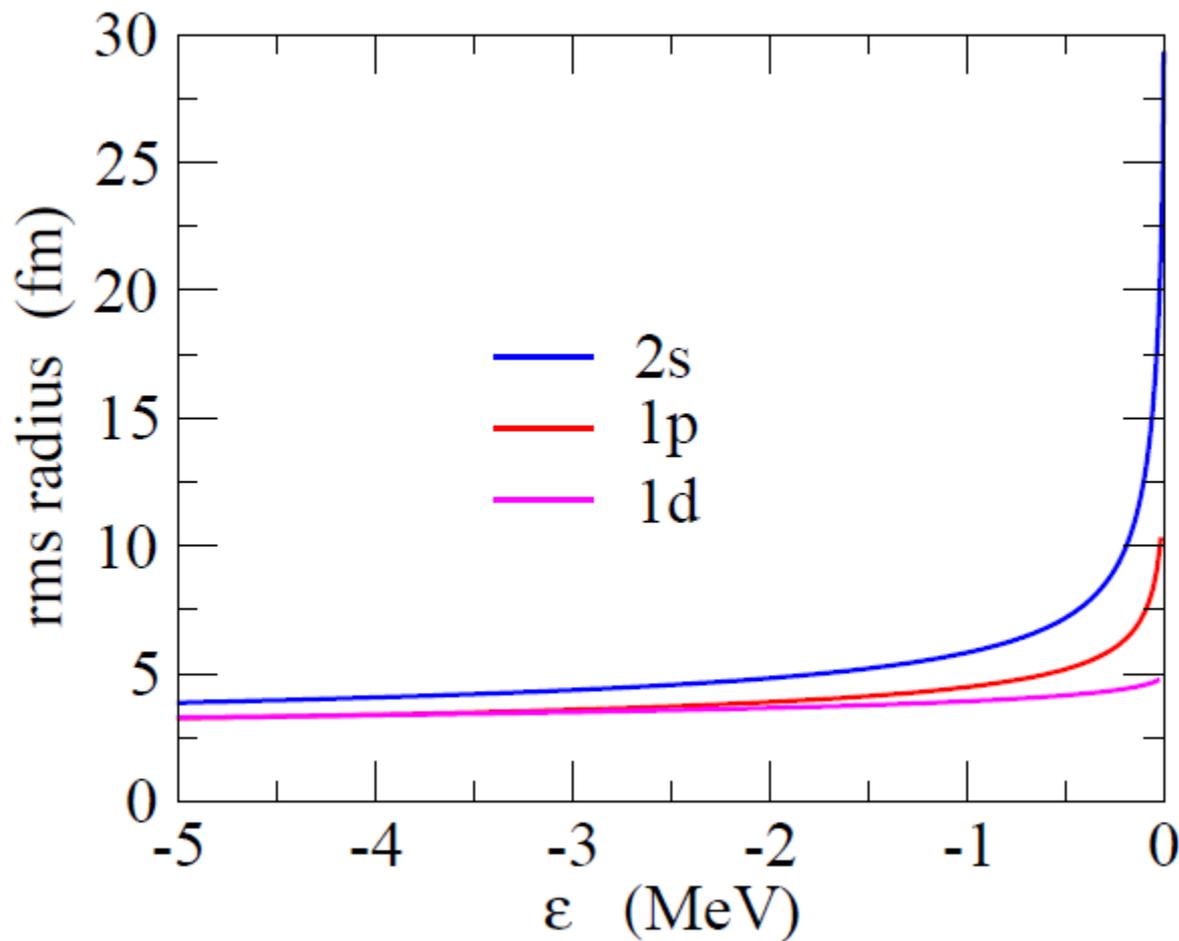

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) - \epsilon_l \right] u_l(r) = 0$$

境界条件 (束縛状態):

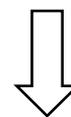
$$\begin{aligned} u_l(r) &\sim r^{l+1} & (r \sim 0) \\ &\rightarrow e^{-\kappa r} & (r \rightarrow \infty) \end{aligned}$$

* 正確には modified 球ベッセル関数

$$\langle r^2 \rangle \propto \begin{cases} 1/|\epsilon_0| & (l=0) \\ 1/\sqrt{|\epsilon_1|} & (l=1) \\ \text{const.} & (l=2) \end{cases}$$



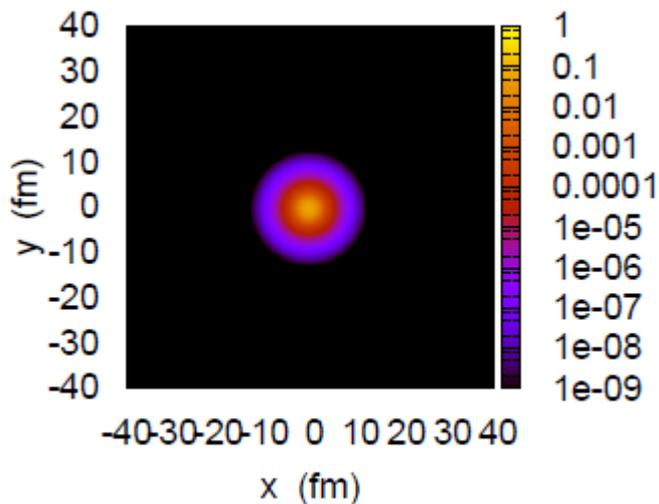
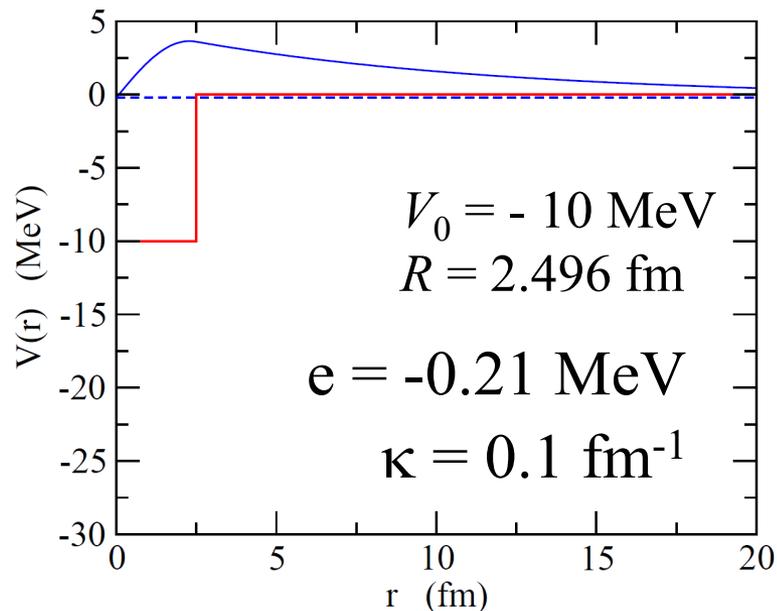
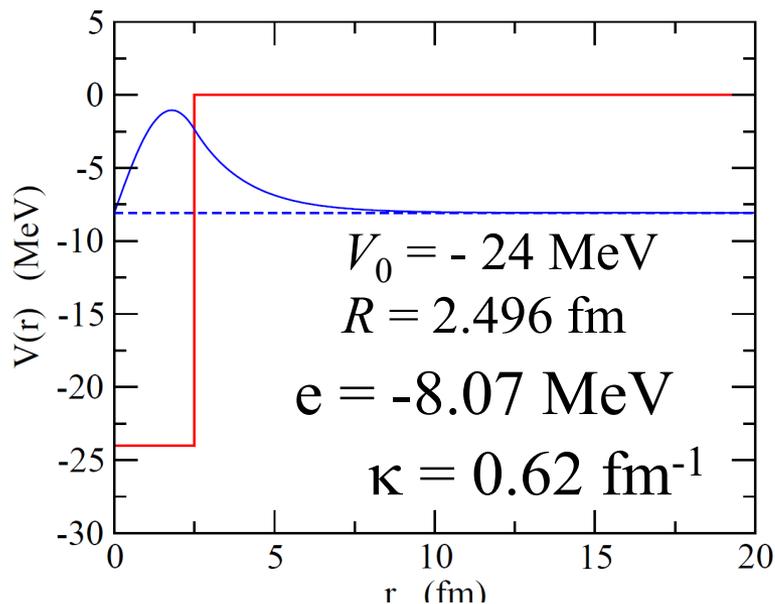
半径は $l=0,1$ では発散
(ゼロ・エネルギー極限)



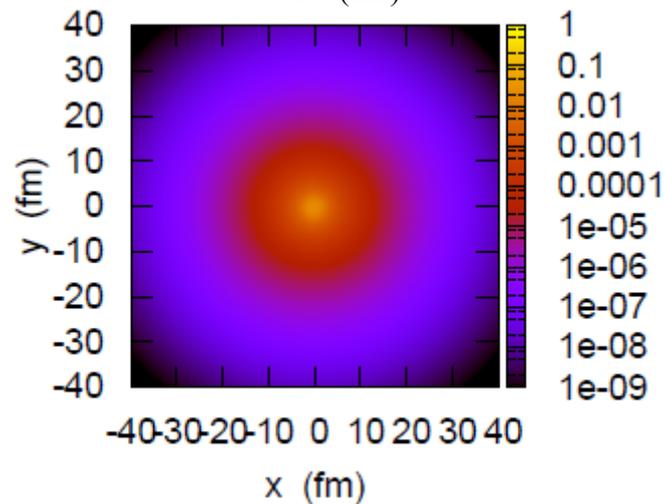
ハロー(異常に大きい
半径)は $l=0$ or 1 で
のみおこる

井戸型ポテンシャル ($l=0$ 束縛状態)

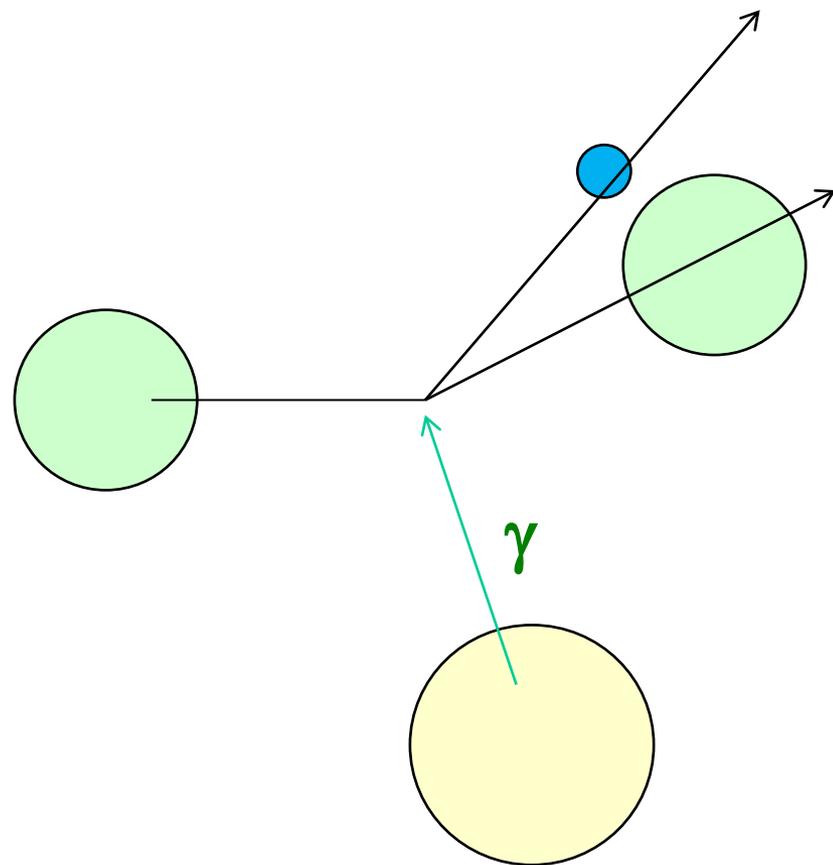
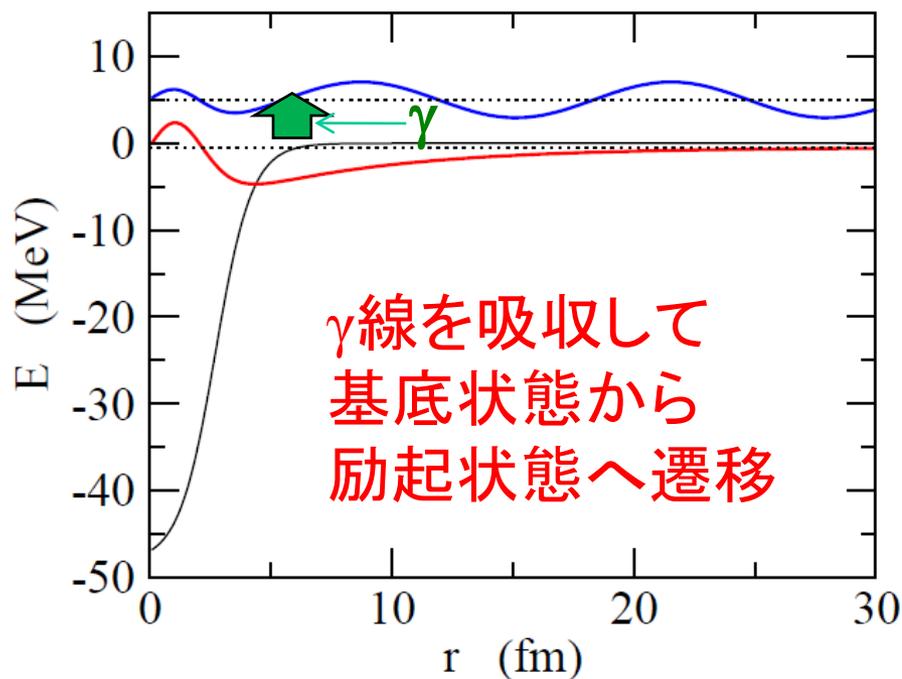
$$u(r) \sim e^{-\kappa r}, \quad \kappa = \sqrt{2m|e|/\hbar^2}$$



弱束縛



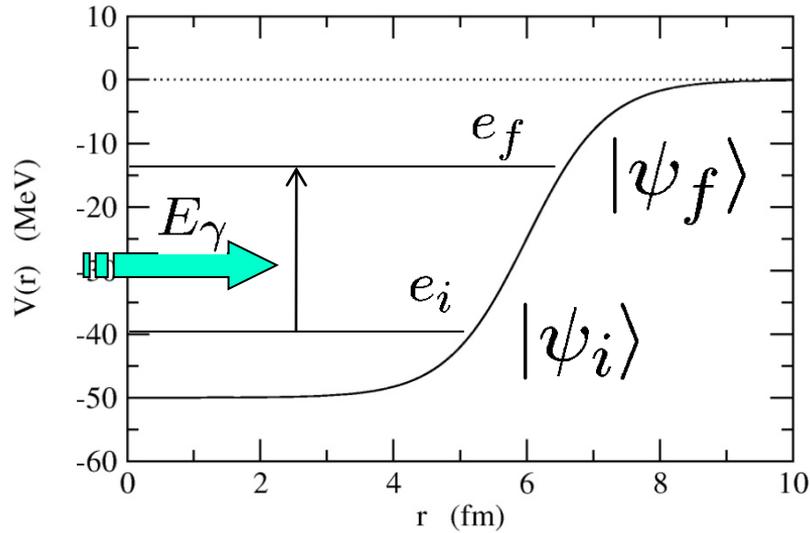
1 中性子ハロー核のクーロン励起



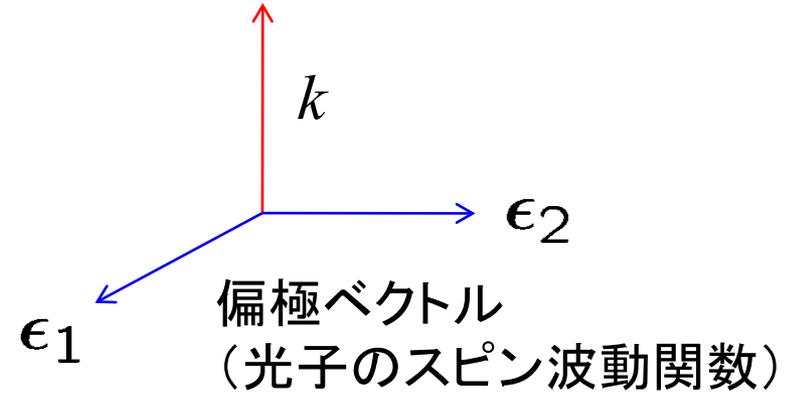
連続状態へ励起されれば
分解が起きる

標的核の作るクーロン場による励起

電磁遷移



光子



初期状態: $|\psi_i\rangle |n_{k\alpha} = 1\rangle$



原子核の状態が Ψ_i ,
運動量 k , 偏極 α を持つ
1個のフォトン ($\alpha = 1$ or 2)

遷移



H_{int}
(原子核と電磁場
の相互作用)

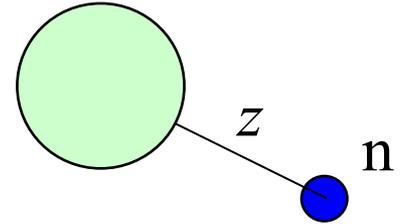
終状態: $|\psi_f\rangle |n_{k\alpha} = 0\rangle$

今の問題に適用すると（長波長 (dipole) 近似）:

$$\Gamma_{i \rightarrow f} = \frac{1}{2\pi\hbar} \left(\frac{Ze}{A+1} \right)^2 (e_f - e_i) \left| \langle \psi_f | z | \psi_i \rangle \right|^2 \delta(e_f - e_i - \hbar\omega)$$



$$P_{i \rightarrow f} \sim \left| \langle \psi_f | z | \psi_i \rangle \right|^2$$



$$\begin{aligned} \sum_f P_{i \rightarrow f} &= \sum_f \langle \psi_i | z | \psi_f \rangle \langle \psi_f | z | \psi_i \rangle \\ &= \langle \psi_i | z^2 | \psi_i \rangle \end{aligned}$$

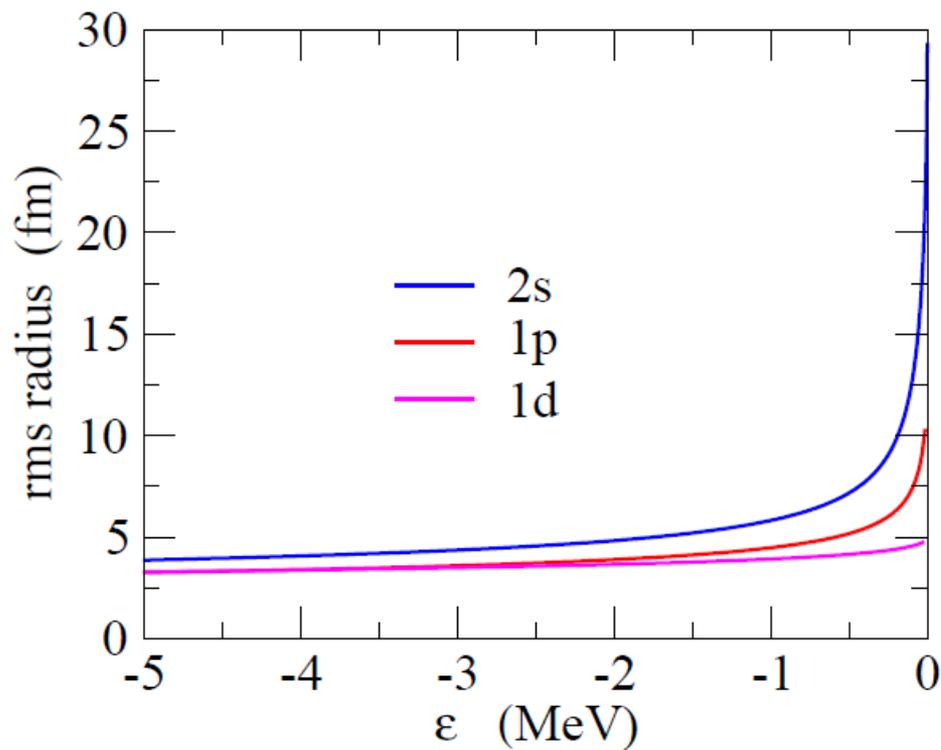
→ z の広がりが大きいと遷移確率が大きくなる

和則(わそく) : Sum Rule

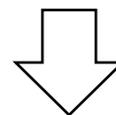
$$S_0 = \int_0^\infty dE_c \frac{dB(E1)}{dE_c} = \frac{3}{4\pi} e_{E1}^2 \langle r^2 \rangle_i$$



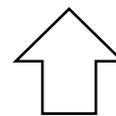
全E1遷移確率は r^2 の(基底状態)期待値に比例



初期状態が $l=0$ または $l=1$ だと
束縛が弱くなるほど半径は増大



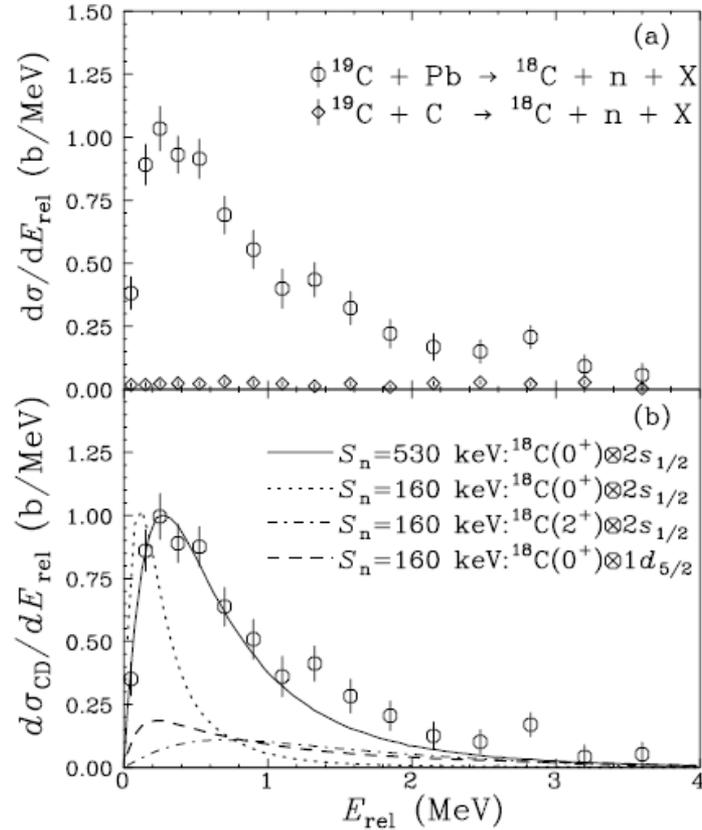
全E1遷移確率も増大



逆に大きな全E1遷移確率
(またはクーロン分解断面積)
が観測されたら $l=0$ or $l=1$ が示唆
される → ハロー構造

1n ハロ一核の他の候補

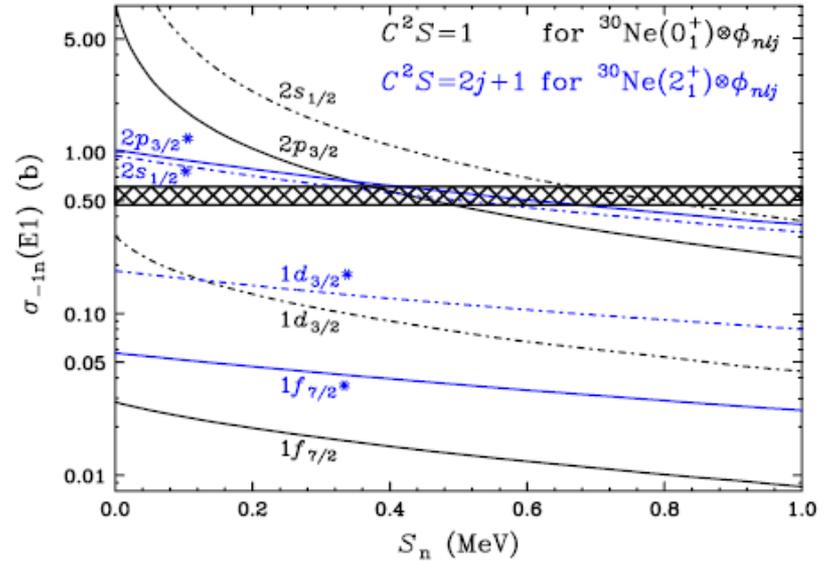
^{19}C : $S_n = 0.58(9)$ MeV



^{19}C のクーロン分解反応

T. Nakamura et al., PRL83('99)1112

^{31}Ne : $S_n = 0.29 \pm 1.64$ MeV

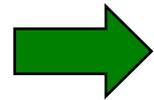
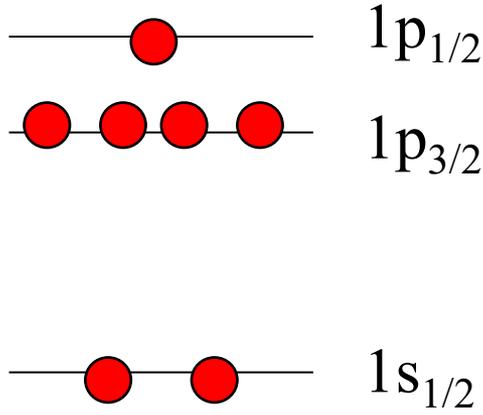


大きなクーロン分解反応の
断面積

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

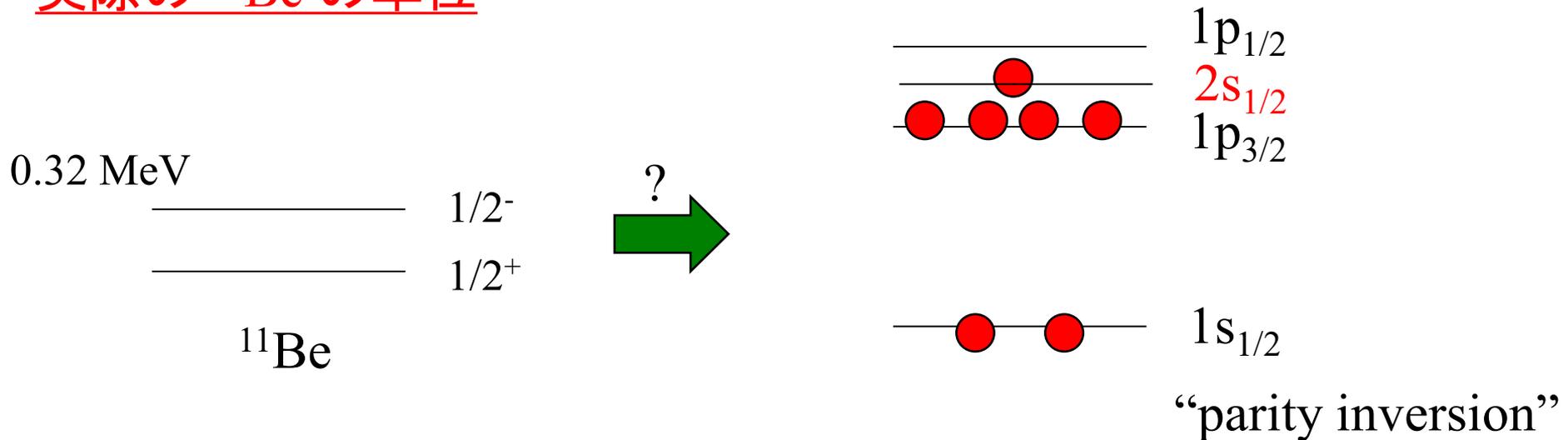
原子核の変形とハローの関係

球形ポテンシャルの準位



^{11}Be の基底状態は $I^\pi = 1/2^-$

実際の ^{11}Be の準位



^{11}Be は変形している? \longrightarrow 変形したポテンシャル中の一粒子運動

変形核では様々な l の成分が混ざる:

$$\begin{aligned}\Psi_{K\pi=0^+}(\boldsymbol{r}) &= R_0(r)Y_{00}(\hat{\boldsymbol{r}}) + R_2(r)Y_{20}(\hat{\boldsymbol{r}}) \\ &\quad + R_4(r)Y_{40}(\hat{\boldsymbol{r}}) + \cdots\end{aligned}$$

s-wave dominance 現象

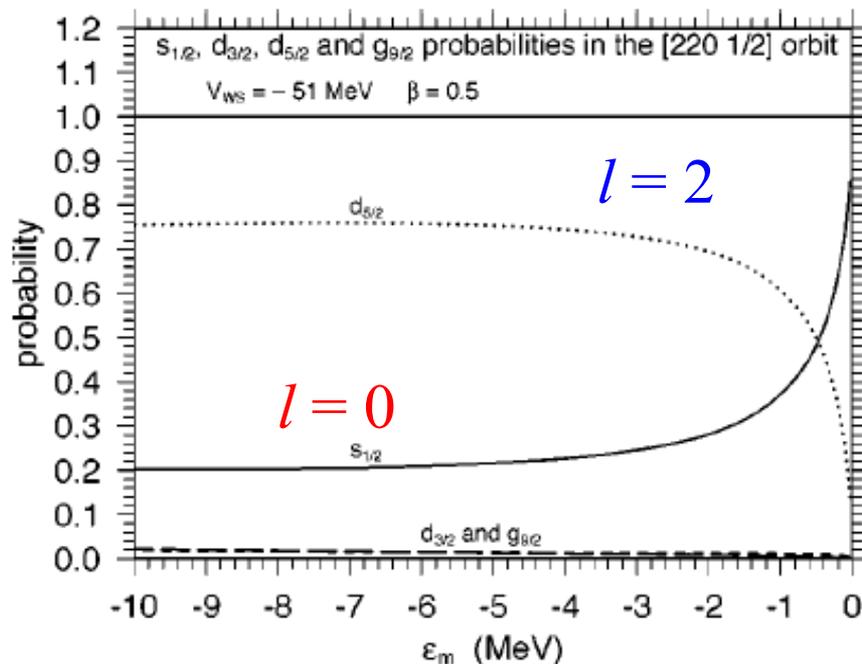
変形核では様々な l の成分が混ざる:

$$\Psi_{K\pi=0^+}(r) = R_0(r)Y_{00}(\hat{r}) + R_2(r)Y_{20}(\hat{r}) + R_4(r)Y_{40}(\hat{r}) + \dots$$

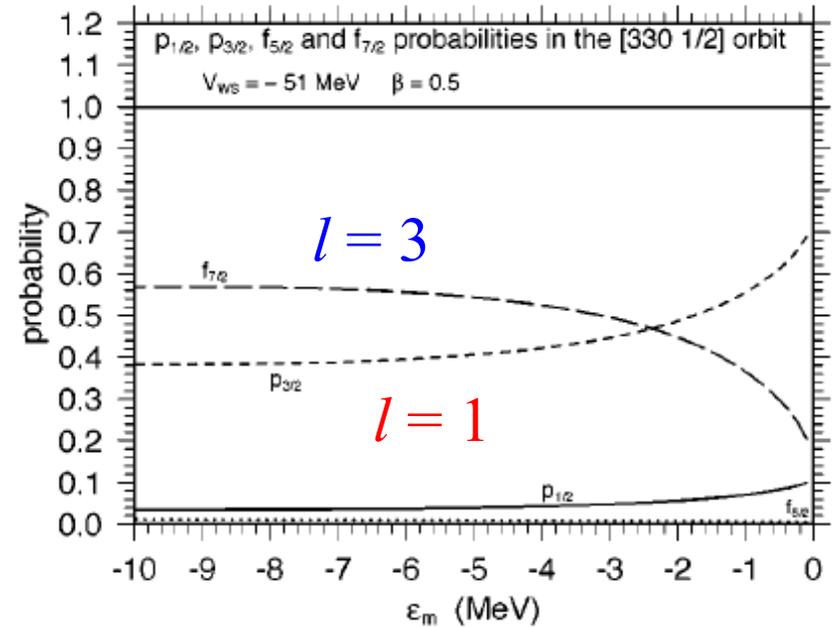
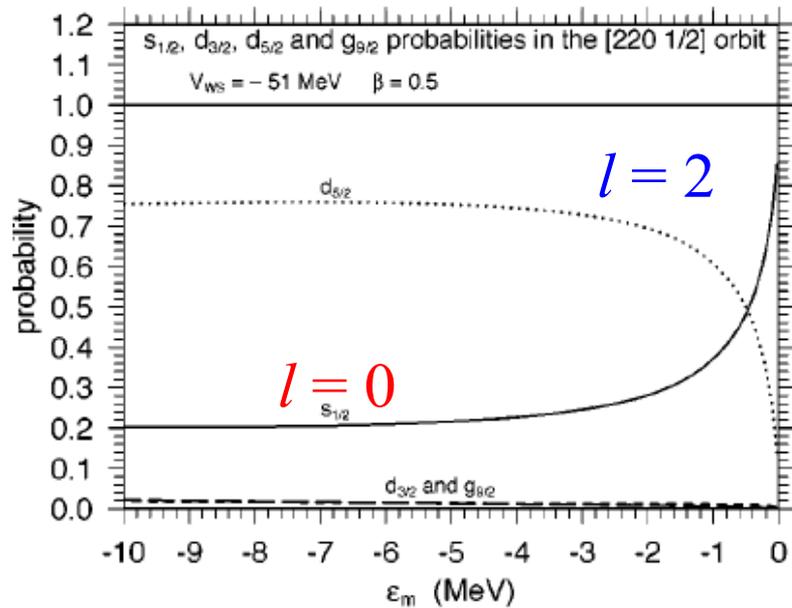
束縛が弱くなると、どんなに小さな変形においても、 $l=0$ の項がドミナントになる。

(束縛エネルギーがゼロの極限では $l=0$ の成分が 100%)

T. Misu, W. Nazarewicz,
and S. Aberg, NPA614('97)44



s-wave dominance 現象

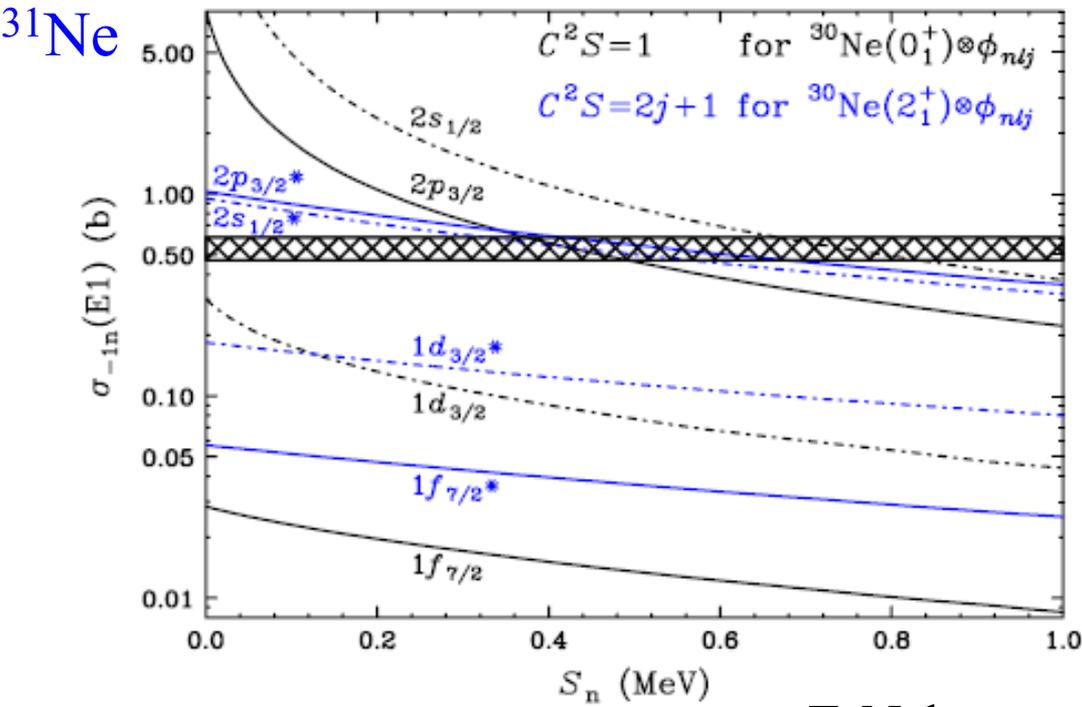


I. Hamamoto, PRC69('04)041306(R)

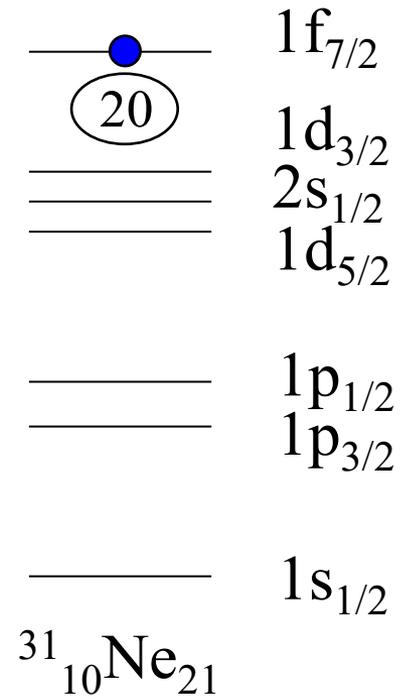
$l = 1$ の成分も同様に弱束縛で増大(但し 100% にはならない)

➡ 変形したハロー核の可能性: ^{31}Ne

変形ハロー核



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

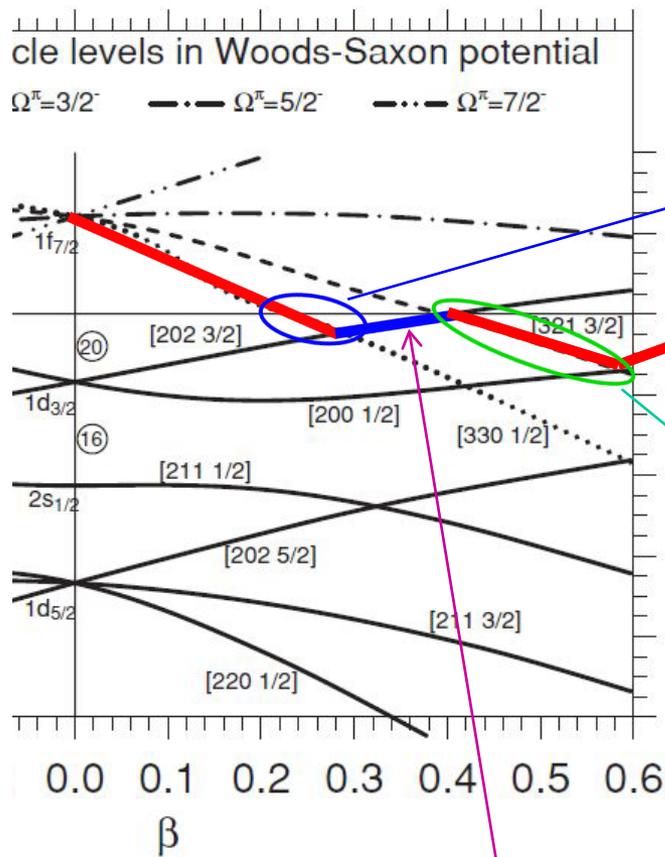


大きなクーロン分解反応の断面積
 → ハロー構造を示唆

$^{31}_{10}\text{Ne}_{21}$
 ↓
 ^{31}Ne がハロー構造を持つためには球形だとダメ (f 波なので)

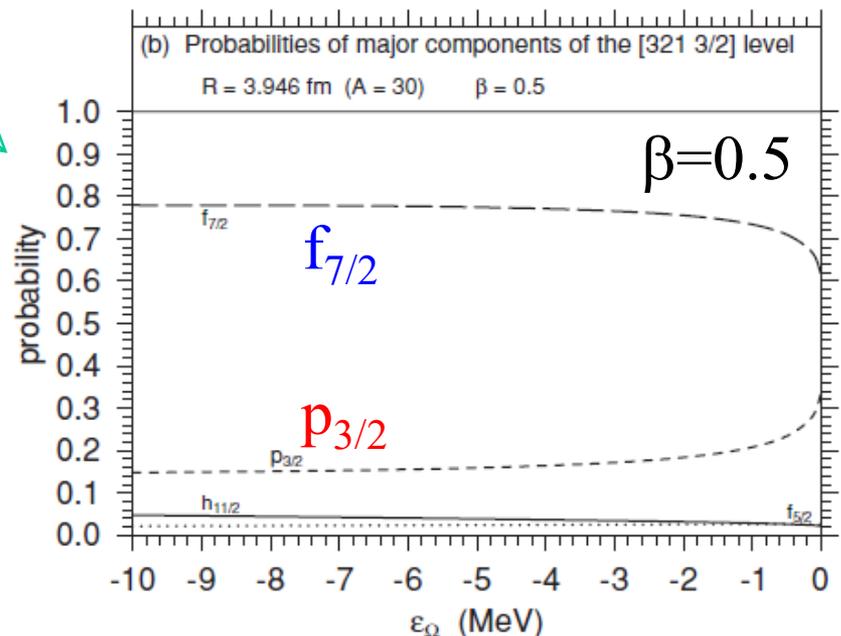
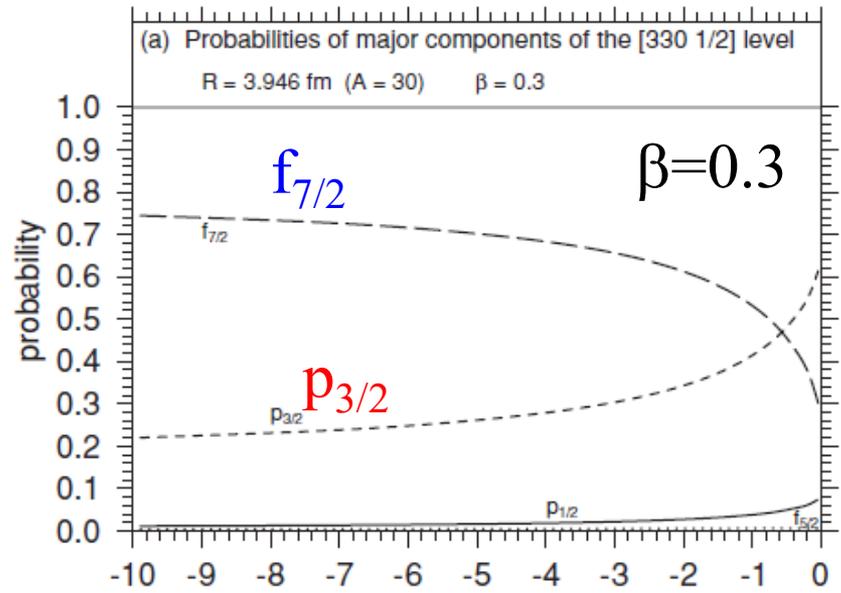
→ 変形?

Nilsson model analysis [I. Hamamoto, PRC81('10)021304(R)]

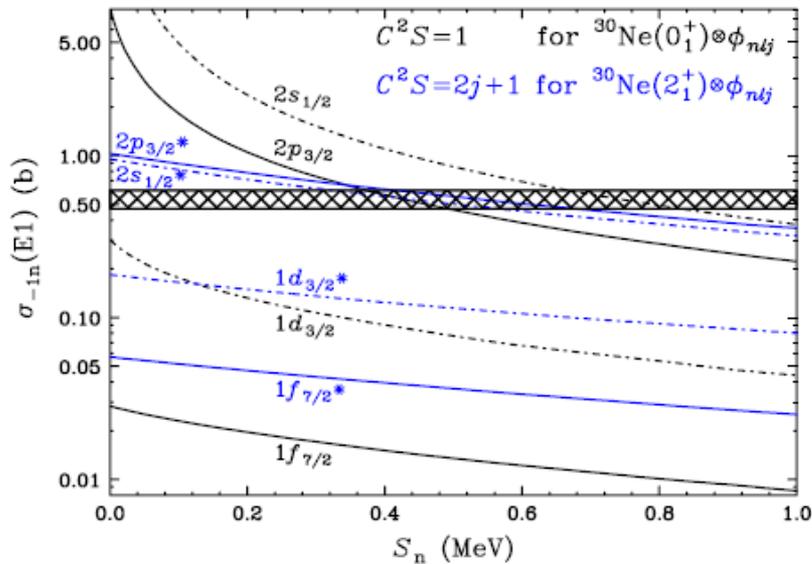


21st
neutron

non-halo
($\Omega^\pi = 3/2^+$)



^{31}Ne



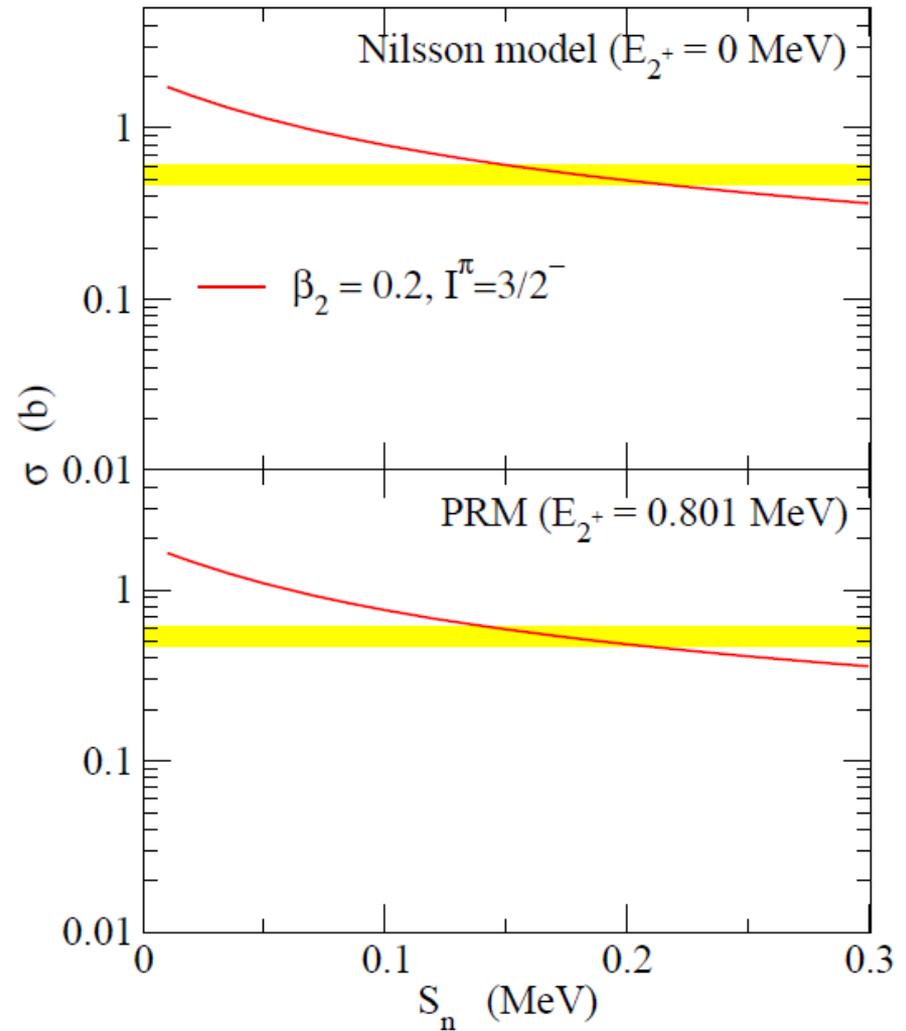
T. Nakamura et al.,
PRL103('09)262501

大きなクーロン分解反応の
断面積

$$E_{2^+} (^{30}\text{Ne}) = 0.801(7) \text{ MeV}$$

P. Doornenbal et al.,
PRL103('09)032501

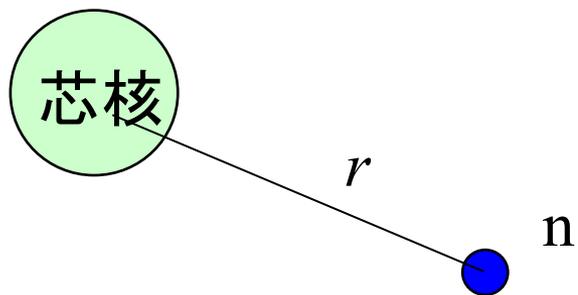
$$S_n (^{31}\text{Ne}) = 0.29 \pm 1.64 \text{ MeV}$$



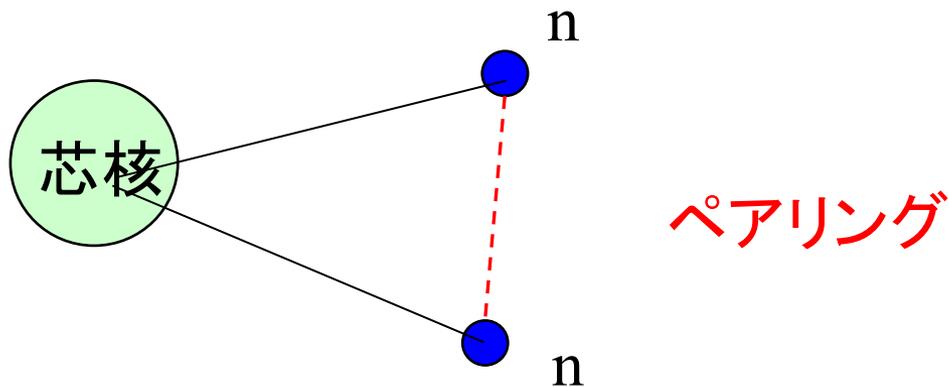
Y. Urata, K.H., and H. Sagawa,
PRC83('11)041303(R)

2中性子ハロー核

これまでは、芯核のまわりに中性子が1個ある場合を考えてきた



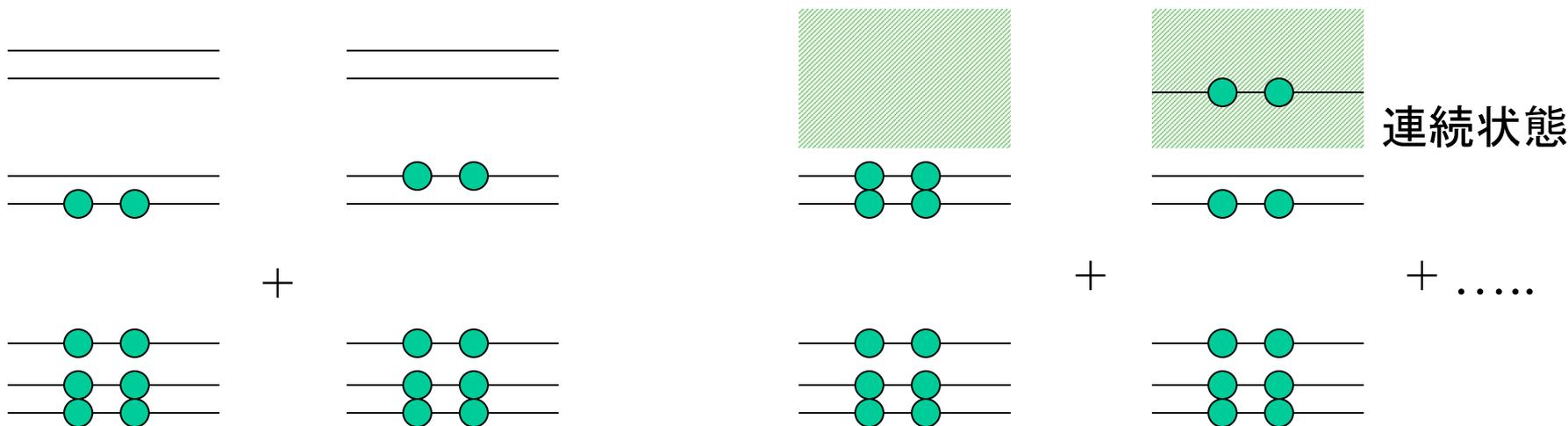
芯核のまわりに中性子が2個あるとどうなる?



弱束縛核における対相関

$$H = \sum_i T_i + \sum_{i < j} v_{ij} \rightarrow H = \sum_i (T_i + V_i) + \underbrace{\sum_{i < j} v_{ij} - \sum_i V_i}_{\text{平均からのずれ (残留相互作用)}}$$

平均からのずれ
(残留相互作用)

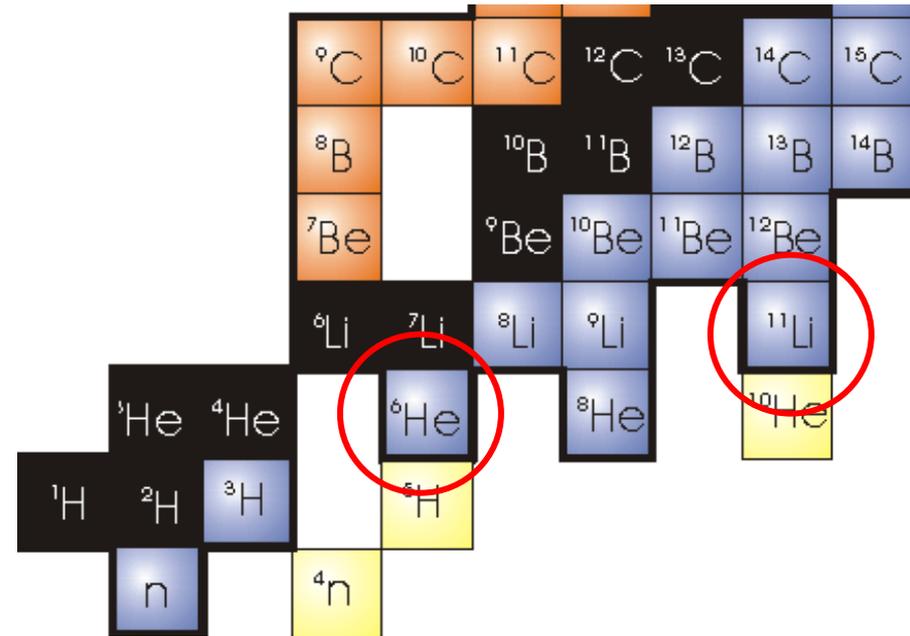
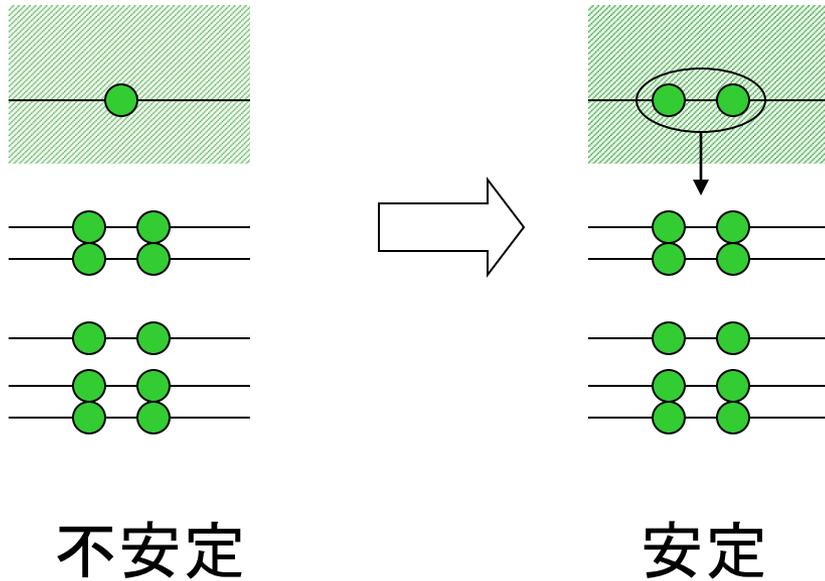


安定な原子核
→ 超流動 (BCS) 状態

弱く束縛された系

ボロミアン原子核

残留相互作用 → 引力



“ボロミアン核”



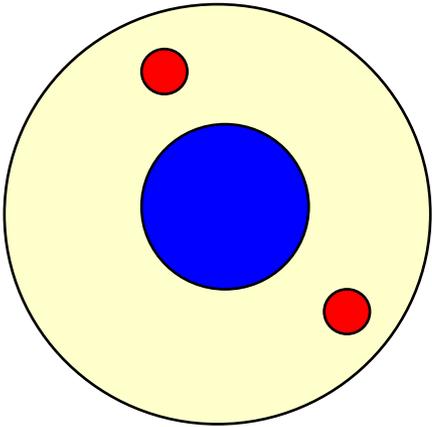
ボッロメオ諸島
(北イタリア、マッジョー
レ湖)

ミラノの近く



ボッロメオ家(13世紀)の紋章

ダイ・ニュートロン相関



原子核中での2中性子の空間的配置?

独立粒子

→片方の中性子がどこにいようととも関知せず



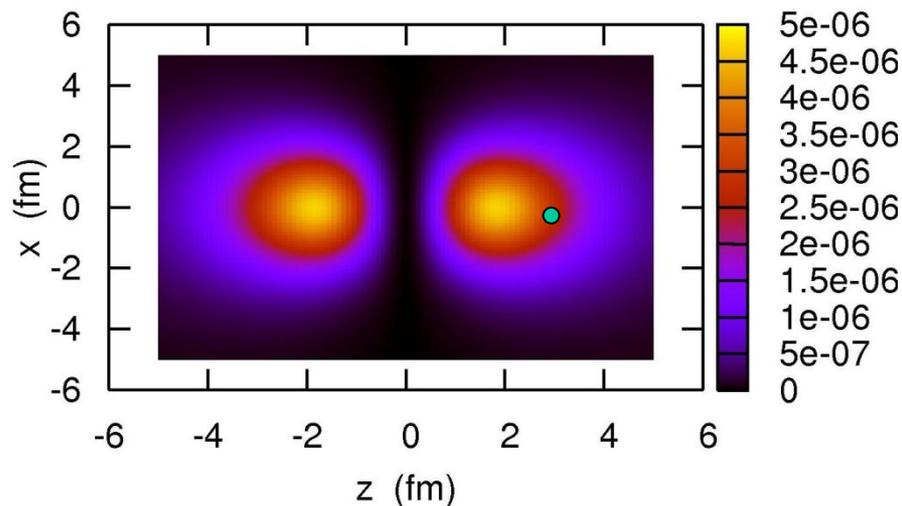
対相関が働くとどうなるか?

ダイニュートロン相関

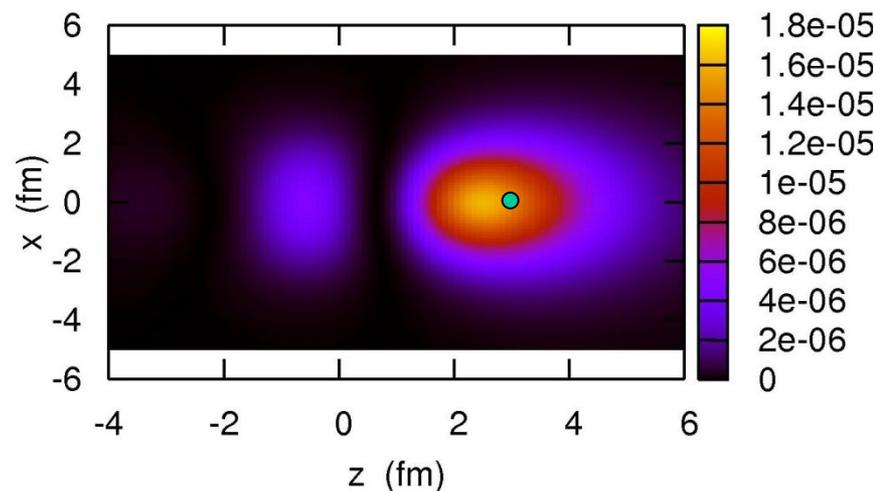
対相関力がある場合とない場合の比較

^{11}Li 1つの中性子を $(z_1, x_1)=(3.4 \text{ fm}, 0)$ に置いたときのもう一つの中性子の分布

対相関がない場合 $[1p_{1/2}]^2$

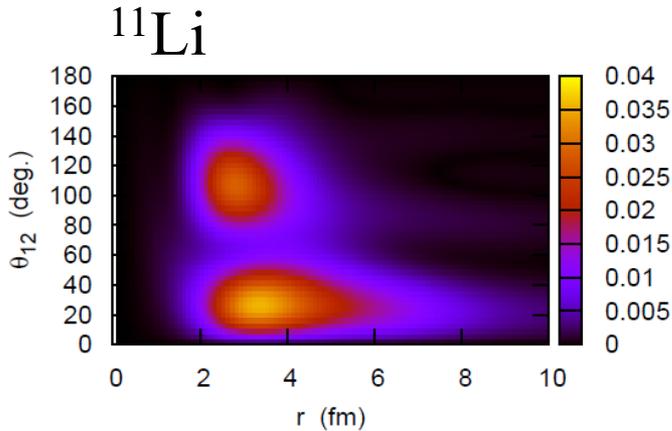


対相関がある場合



- 対相関がないと、 z と $-z$ で対称的な分布。片方の中性子がどこにいても分布は変わらない。
- 対相関があると、2つの中性子は近くにいる。1つの中性子の場所が変わると、もう1つも変わる。

Di-neutron correlation

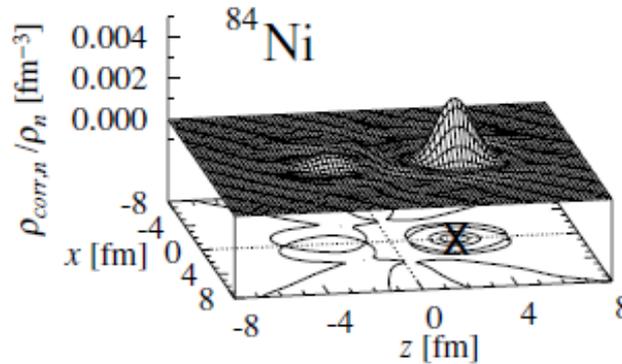


Bertsch-Esbensen, Ann. Phys. ('91)
 Zhukov et al., Phys. Rep. ('93)
 Hagino-Sagawa, PRC72 ('05)

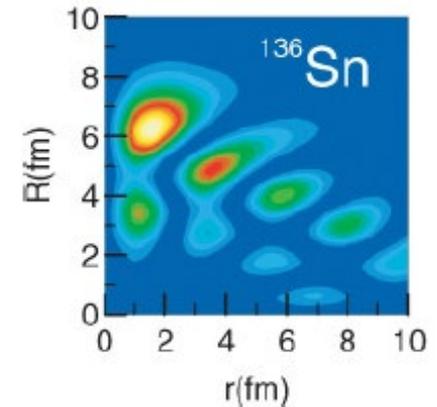
cf. coherence length in the
 BCS approximation:

$$\xi = \frac{\hbar^2 k_F}{m\Delta}$$

→ much larger than nuclei



Matsuo et al.,
 PRC71 ('05)



Pillet et al.,
 PRC76 ('07)

Experiments:

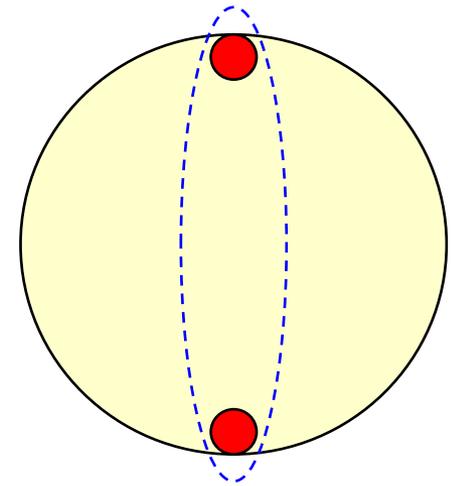
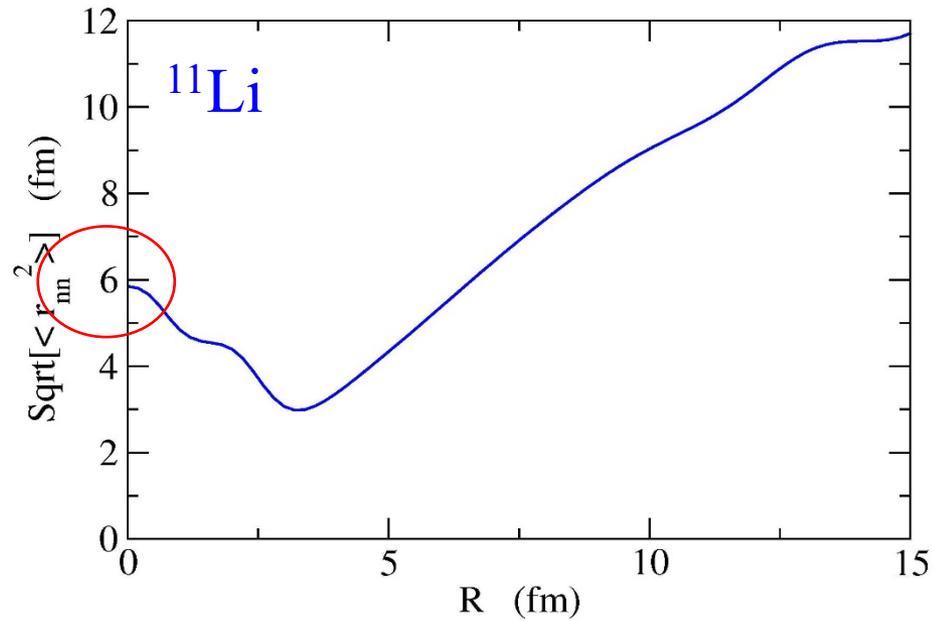
- Coul.-ex. (¹¹Li, ¹⁹B, etc.)

K.J. Cook et al.,
 PRL124 ('20) 212503

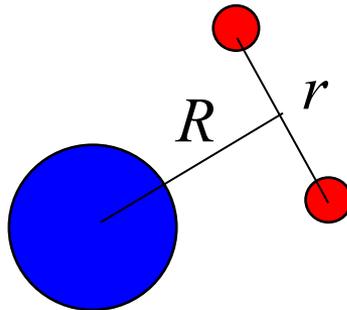
- knockout (¹¹Li)

¹¹Li(p,pn) ¹⁰Li
 Y. Kubota et al.,
 PRL 125 ('20) 252501

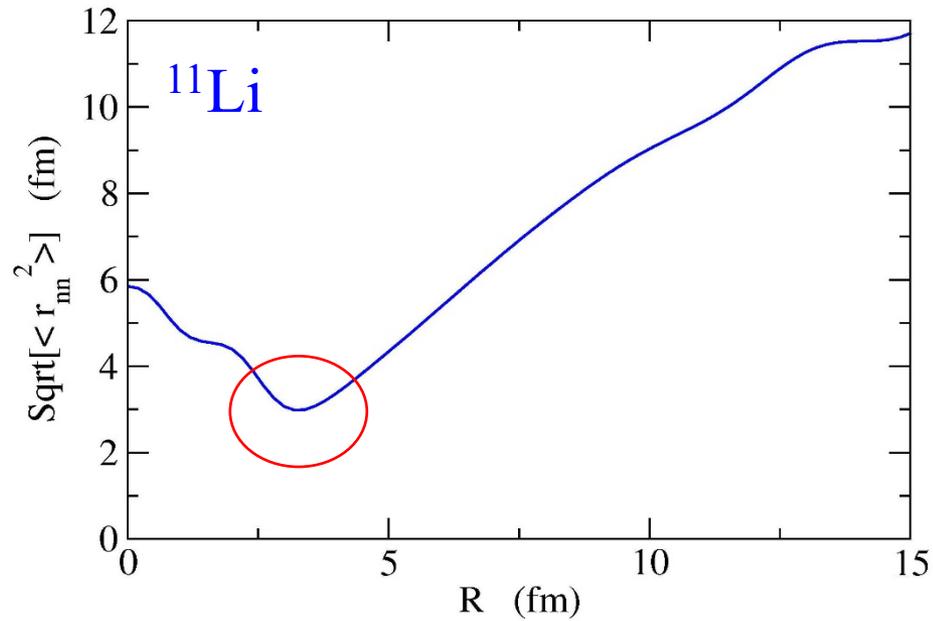
Surface dineutron correlations



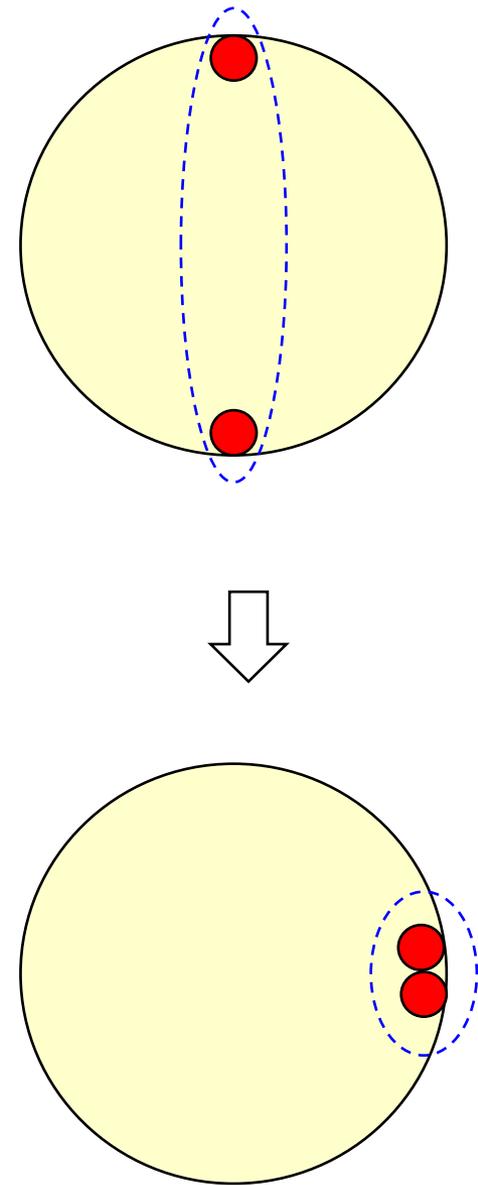
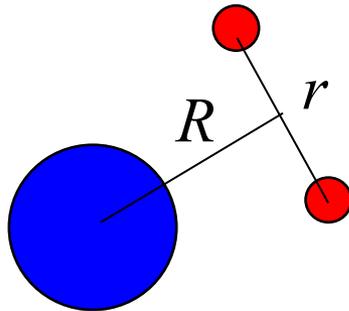
K.H., H. Sagawa, J. Carbonell, and P. Schuck,
PRL99('07)022506



Surface dineutron correlations



K.H., H. Sagawa, J. Carbonell, and P. Schuck,
PRL99('07)022506



ダイニュートロン相関の起源：異なるパリティからなる配位の混合

$$|\Psi\rangle = \sum_{j,l} C_{jl} |[jl]^2\rangle$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = [C_e \phi_e(\mathbf{r})^2 + C_o \phi_o(\mathbf{r})^2] |S=0\rangle \\ \Psi(\mathbf{r}, -\mathbf{r}) = [C_e \phi_e(\mathbf{r})^2 - C_o \phi_o(\mathbf{r})^2] |S=0\rangle \end{array} \right.$$

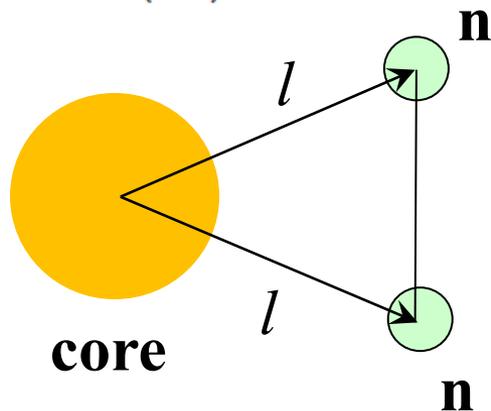
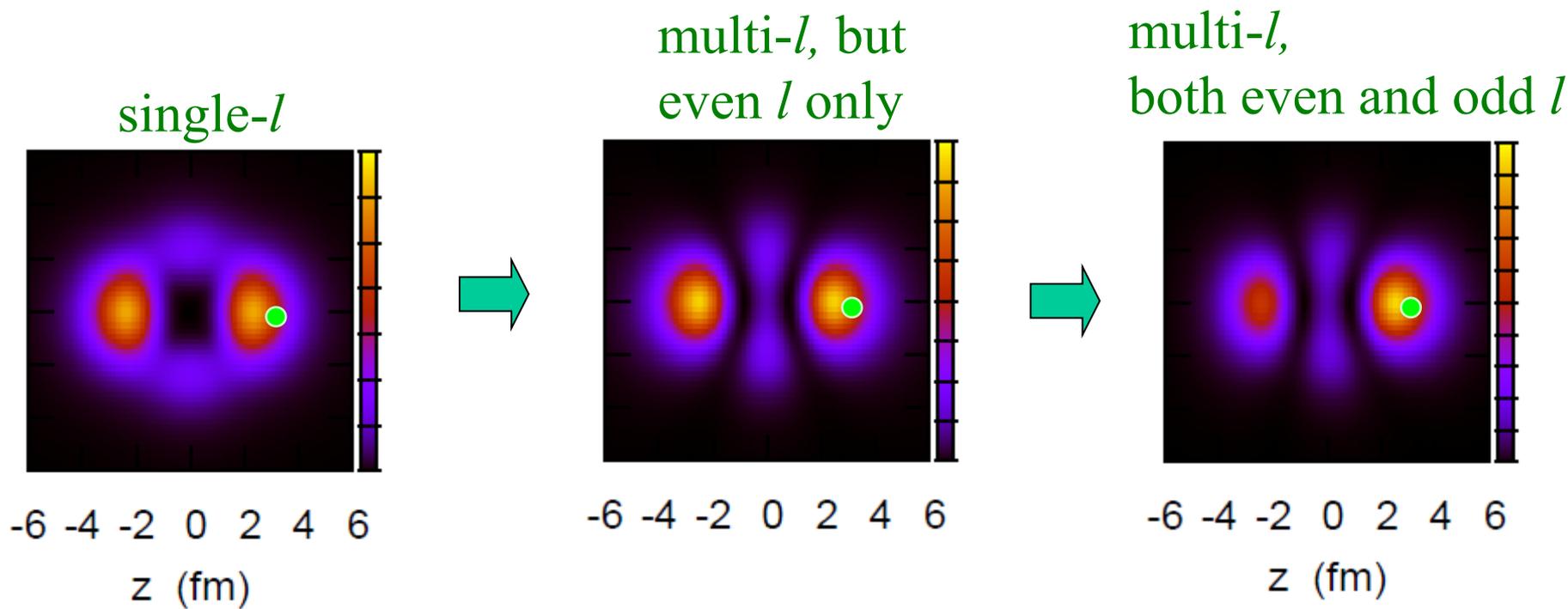
→もし C_e と C_o が同符号なら $r' = r$ が増幅され
ダイニュートロン相関

cf.

$$|\text{BCS}\rangle = \prod_{k>0} (u_k + v_k a_k^\dagger a_{\bar{k}}^\dagger) |0\rangle; \quad u_k > 0, v_k > 0$$

ダイニュートロン相関の起源：異なるパリティからなる配位の混合

$$^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + \text{n} + \text{n} \rightarrow \rho_2(\mathbf{r}) = |\Psi_{\text{g.s.}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')|_{\mathbf{r}'=z_0}^2$$



K. Hagino, H. Sagawa, P. Schuck,
J. of Phys. G 37, 064040 (2010)

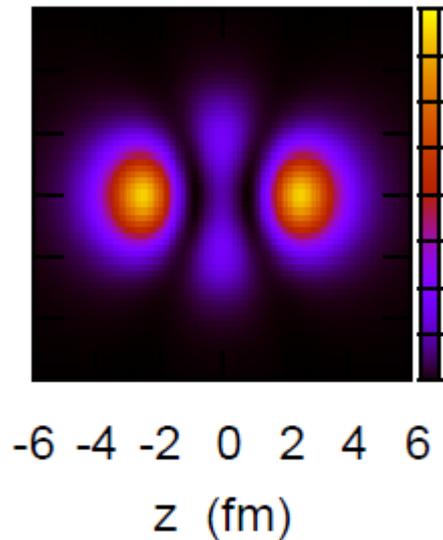
2中性子は空間的に局在 (dineutron相関)

cf. Migdal, Soviet J. of Nucl. Phys. 16 ('73) 238
Bertsch, Broglia, Riedel, NPA91('67)123

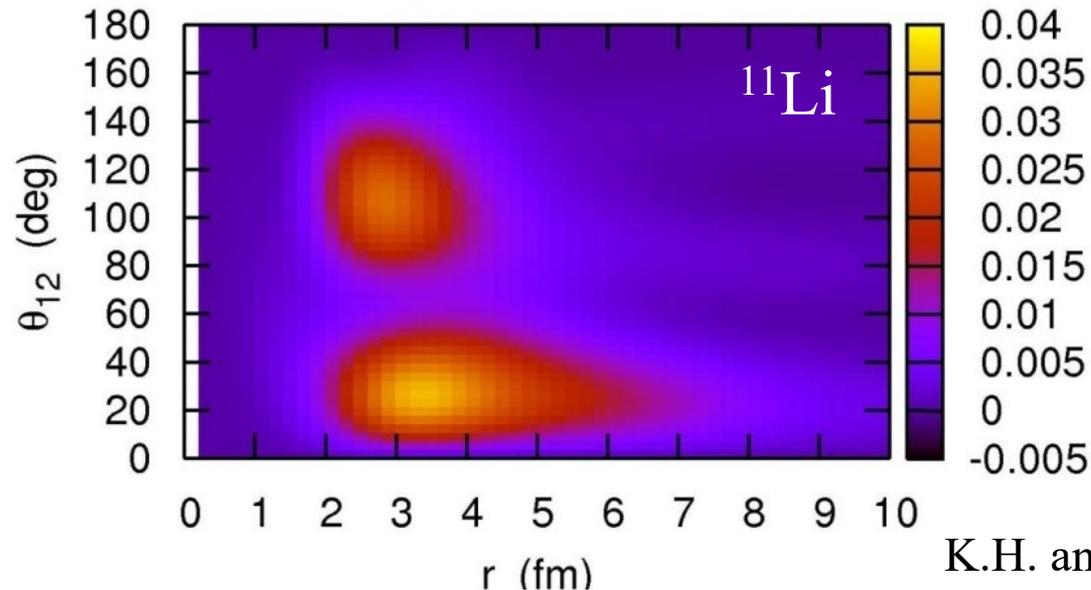
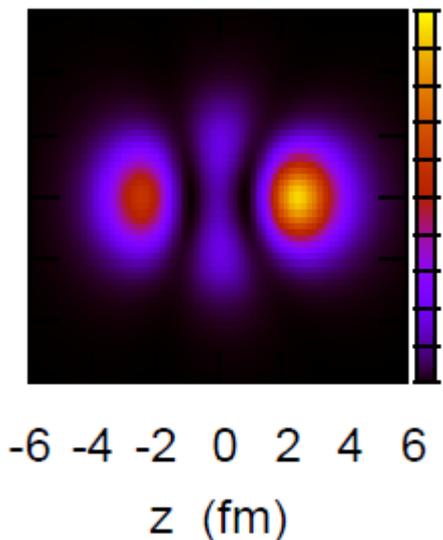
弱束縛核

- 連続状態のためにパリティ混合が起きやすい
- + 表面領域における対相関力の増大
- dineutron 相関が増幅される

cf. - Bertsch, Esbensen, Ann. of Phys. 209('91)327
- M. Matsuo, K. Mizuyama, Y. Serizawa,
PRC71('05)064326

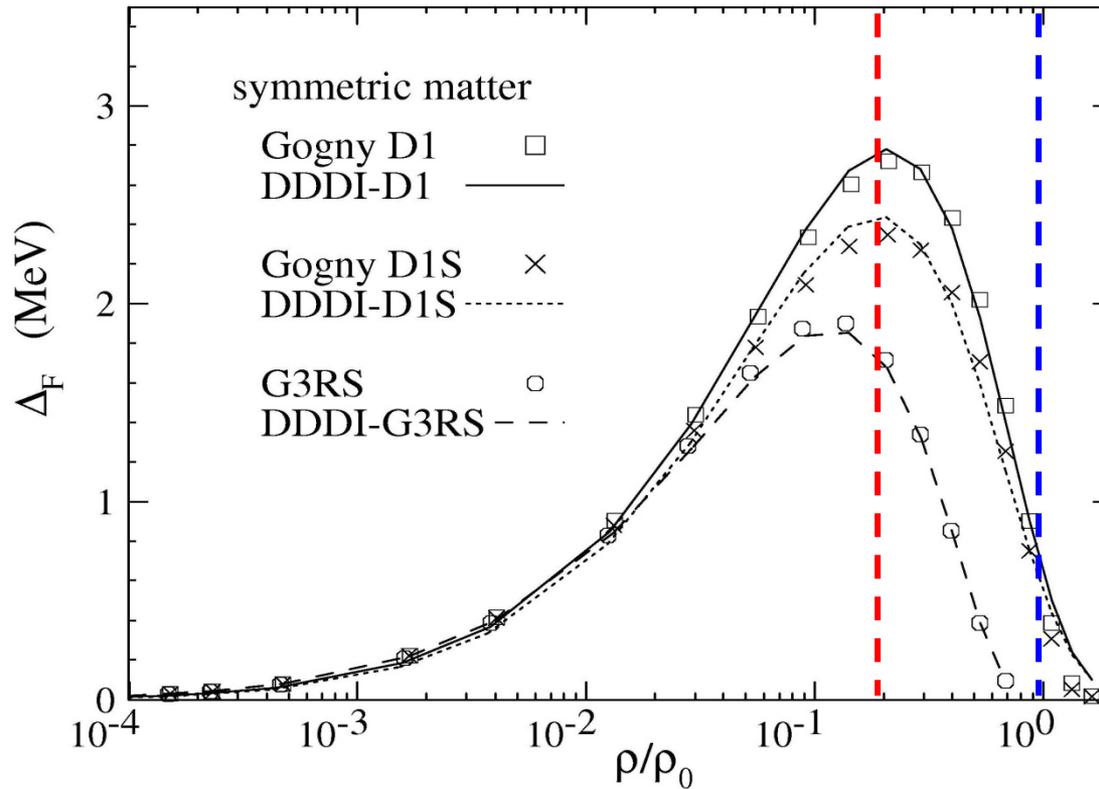


↓
パリティ混合



K.H. and H. Sagawa,
PRC72('05)044321

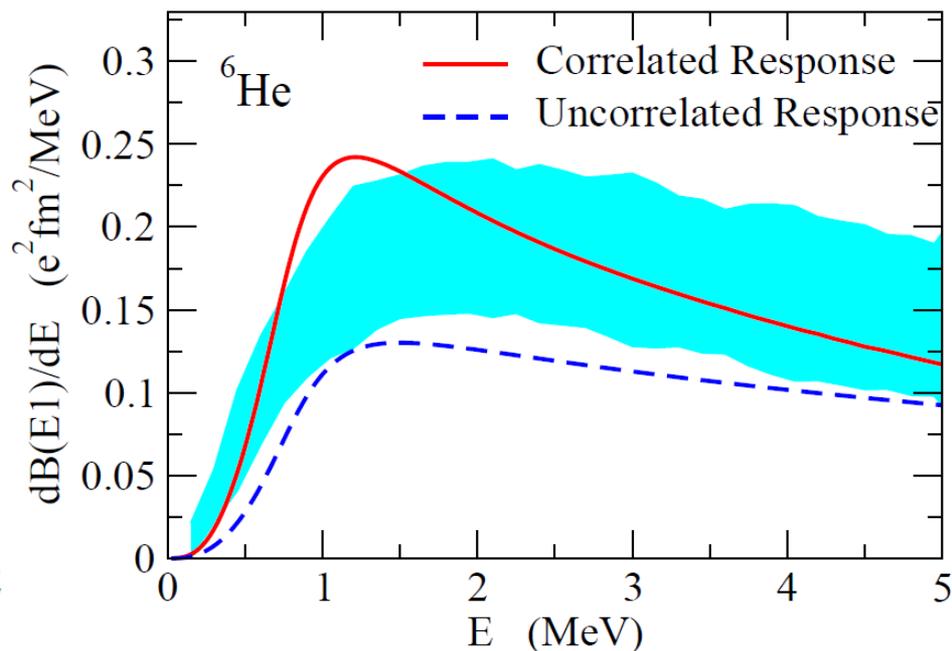
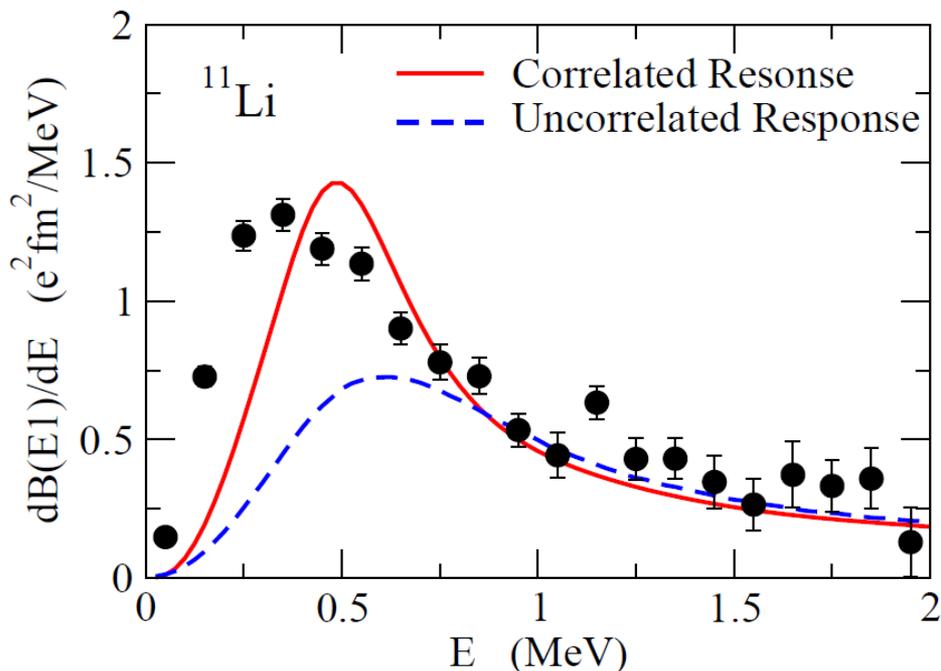
無限核物質の対ギャップ



M. Matsuo, PRC73('06)044309

2中性子ハロー核のクーロン分解

外的刺激を与えて放出2粒子(2中性子)を観測する → クーロン分解



実験:

T. Nakamura et al., PRL96('06)252502

T. Aumann et al., PRC59('99)1252

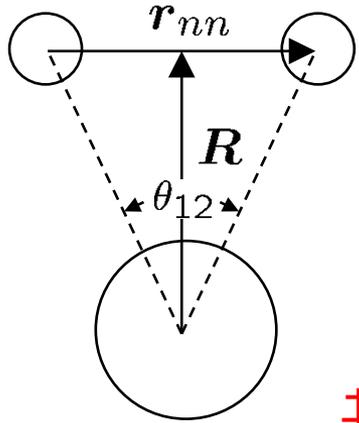
三体模型計算:

K.H., H. Sagawa, T. Nakamura, S. Shimoura, PRC80('09)031301(R)

cf. Y. Kikuchi et al., PRC87('13)034606 ← ^9Li の構造

他にも ^{22}C , ^{14}Be , ^{19}B など (T. Nakamura et al.)

ポロミオン原子核の幾何学

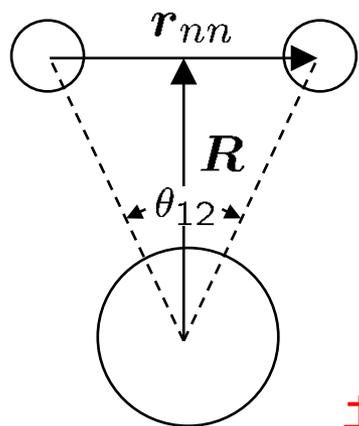


クラスター和則

$$B_{\text{tot}}(E1) \sim \frac{3}{\pi} \left(\frac{Z_{ce}}{A_c + 2} \right)^2 \langle R^2 \rangle$$

基底状態の相関のみが反映

ボロミアン原子核の幾何学



クラスター和則

$$B_{\text{tot}}(E1) \sim \frac{3}{\pi} \left(\frac{Z_{ce}}{A_c + 2} \right)^2 \langle R^2 \rangle$$

基底状態の相関のみが反映

nn 間角度の「実験値」

$$\sqrt{\langle R^2 \rangle} \longleftarrow B_{\text{tot}}(E1)$$

$$\sqrt{\langle r_{nn}^2 \rangle} \longleftarrow \text{matter radius or HBT}$$

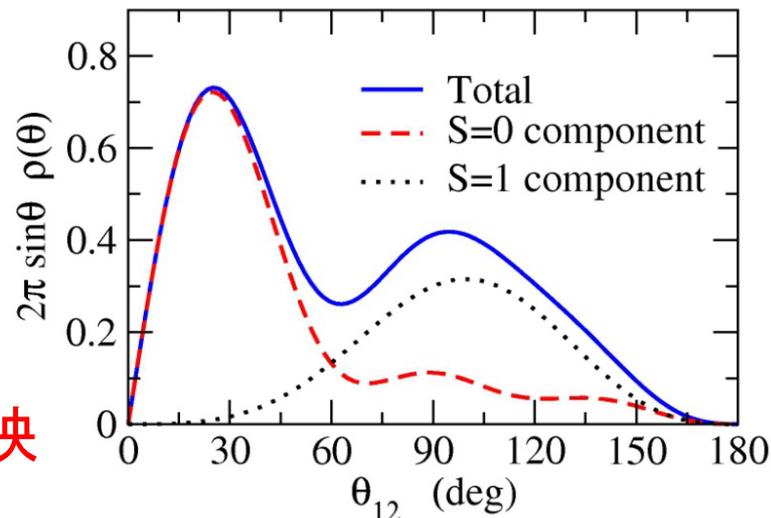
$$\begin{aligned} \langle \theta_{12} \rangle &= 65.2 \pm 12.2 \text{ } (^{11}\text{Li}) \\ &= 74.5 \pm 12.1 \text{ } (^6\text{He}) \end{aligned}$$

K.H. and H. Sagawa, PRC76('07)047302

cf. T. Nakamura et al., PRL96('06)252502

C.A. Bertulani and M.S. Hussein, PRC76('07)051602

3体模型計算 (^{11}Li)



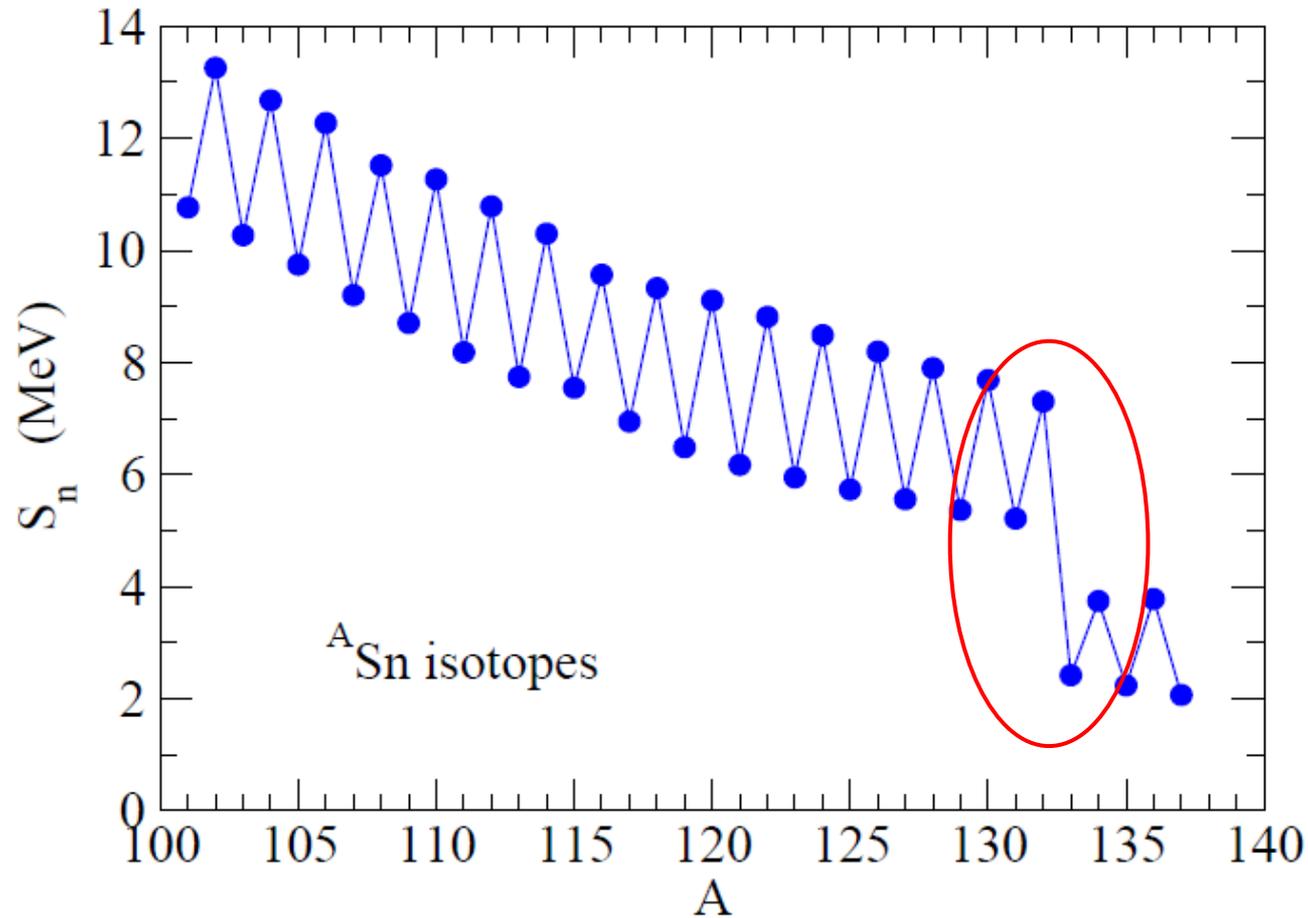
$$\langle \theta_{12} \rangle = 65.29 \text{ deg.}$$

$\langle \theta_{12} \rangle$ が90度より著しく小

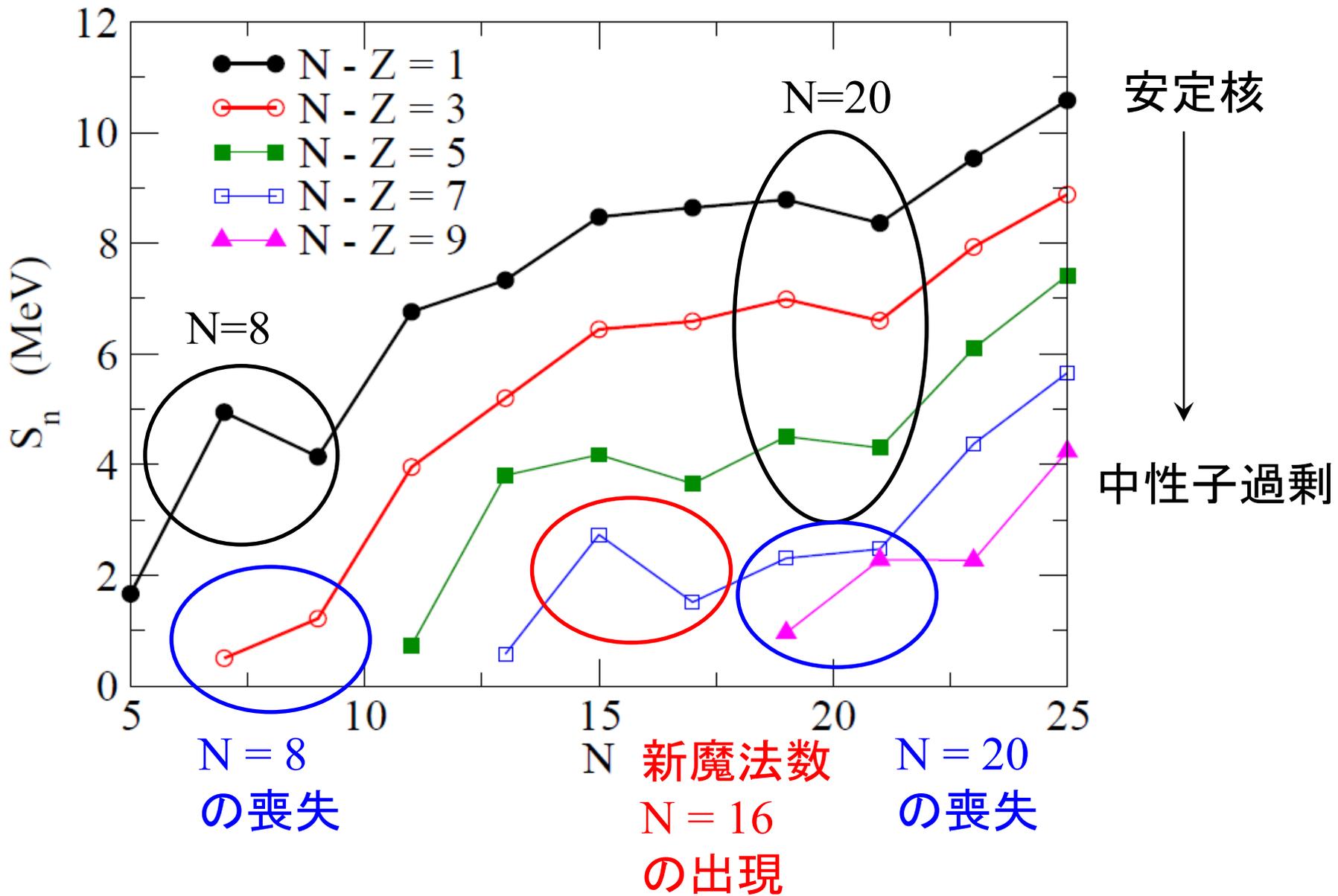


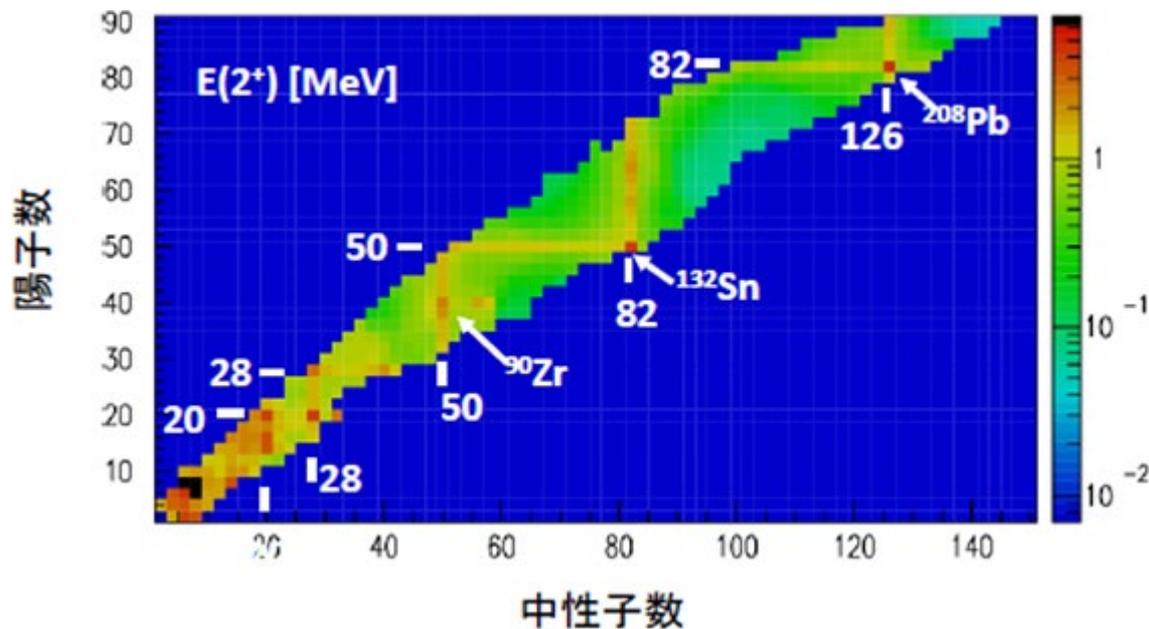
di-neutron 相関を示唆
(ただし、大きい角度の成分が混ざって見えている)

最近の話題: 変化する魔法数



魔法数のところで1中性子分離エネルギーが大きく減少



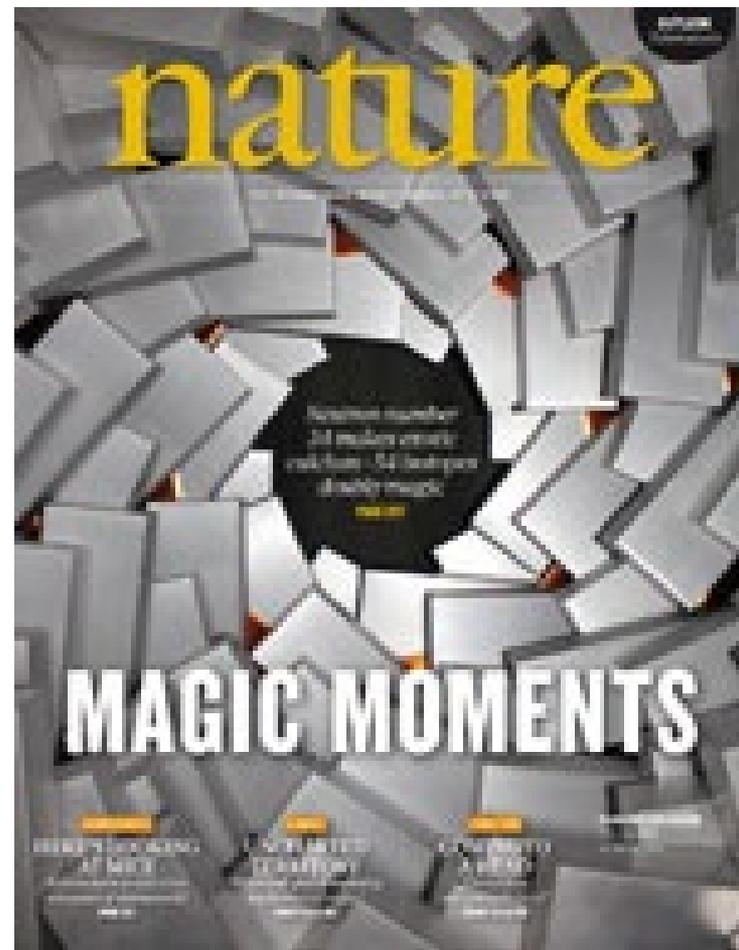


RIBF での実験の成果

魔法数 $N=20, 28$ の喪失
 新魔法数 $N=34$ の出現
 など。

より重い領域でどうなるか?

RIBF物理の大きな柱の一つ



Nature, vol. 502 (2013)
 新魔法数 $N=34$ の発見

レポート問題7

s-波 ($l=0$) の束縛状態を考える。ポテンシャルがほぼゼロとみなせる点を R とすると、 $r > R$ における波動関数は

$$\Psi(\mathbf{r}) = A \frac{e^{-\kappa r}}{r} Y_{00}(\hat{\mathbf{r}}) \chi_{\text{spin}}$$

で与えられる。ここで、 A は定数、 χ_{spin} はスピン波動関数である。また、 m を粒子の質量、 ϵ を束縛状態のエネルギーとして

$$\kappa = \sqrt{2m|\epsilon|/\hbar^2}$$

である。この波動関数を用いて $r > R$ における r^2 の期待値

$$\langle r^2 \rangle_{r>R} = \frac{\int_R^\infty r^2 dr \int d\hat{\mathbf{r}} r^2 |\Psi(\mathbf{r})|^2}{\int_R^\infty r^2 dr \int d\hat{\mathbf{r}} |\Psi(\mathbf{r})|^2}$$

を計算し、 ϵ がゼロになる極限で発散していることを示せ。

シラバス(基礎論A)

- 大西 {
1. はじめに(原子核の基本的性質)(1コマ)
 2. 核力とその起源(3コマ)
 3. クォークとハドロン(1コマ)
 4. 核物質の相図と状態方程式(2コマ)
- 萩野 {
5. 殻模型と魔法数(2コマ)
 6. 平均場理論と核変形(2コマ)
 7. 原子核の対相関(2コマ)
 8. 中性子過剰核の物理(2コマ)
- 主に基底状態

シラバス(基礎論B)

- 萩野 {
1. 原子核の集団運動(2コマ)
 2. 集団運動の微視的理解(2コマ)
 3. 原子核反応論基礎(1コマ)
 4. 非束縛核の物理: 共鳴状態について(1コマ)
 5. 超重元素の物理(1コマ)
- 後半は大西 {
6. 以降、大西(QCD, 高エネルギー重イオン衝突、有限温度・有限密度の場の理論)
- 主に励起状態と核反応

➤ レポート(全7問)

8/2(火) 〃切