

核物理の新しい時代

ドリップする限界の原子核

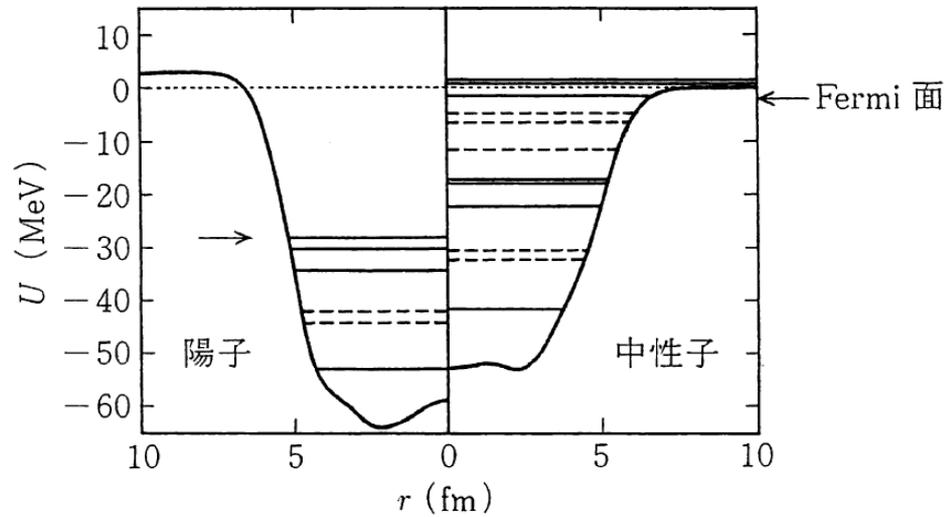
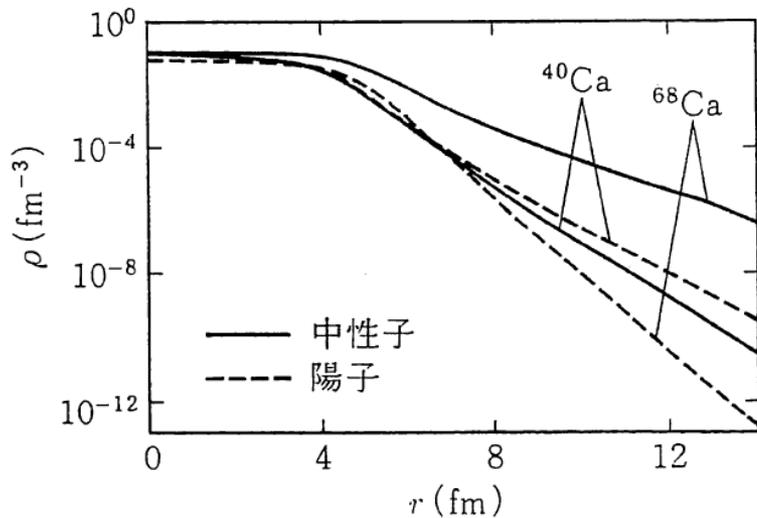
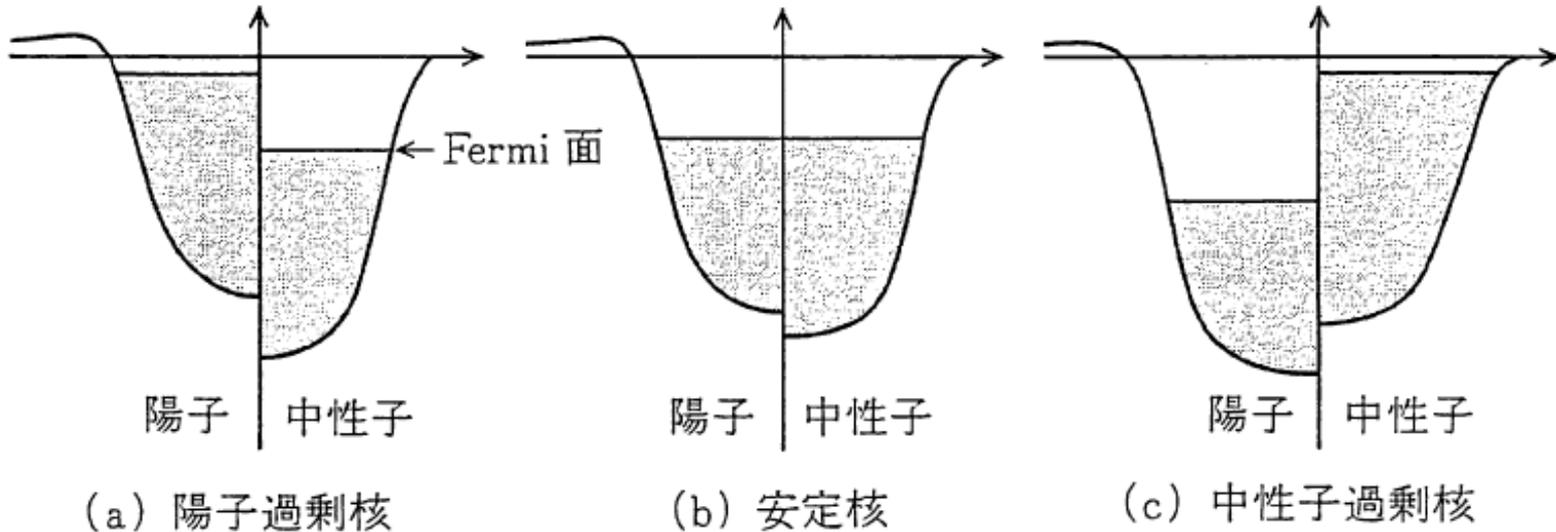


安定核

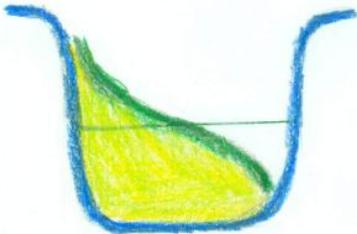
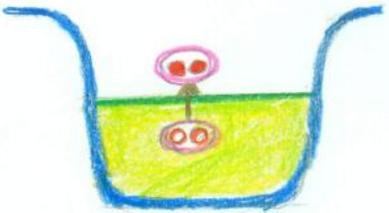


中性子がドリップ寸前の原子核

不安定核の平均場の特徴



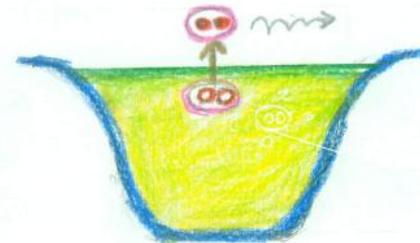
安定核



不安定核



ドリップ線近傍では連続状態への粒子-空孔励起
(2準粒子励起)によって集団モードを作らなくてはならない



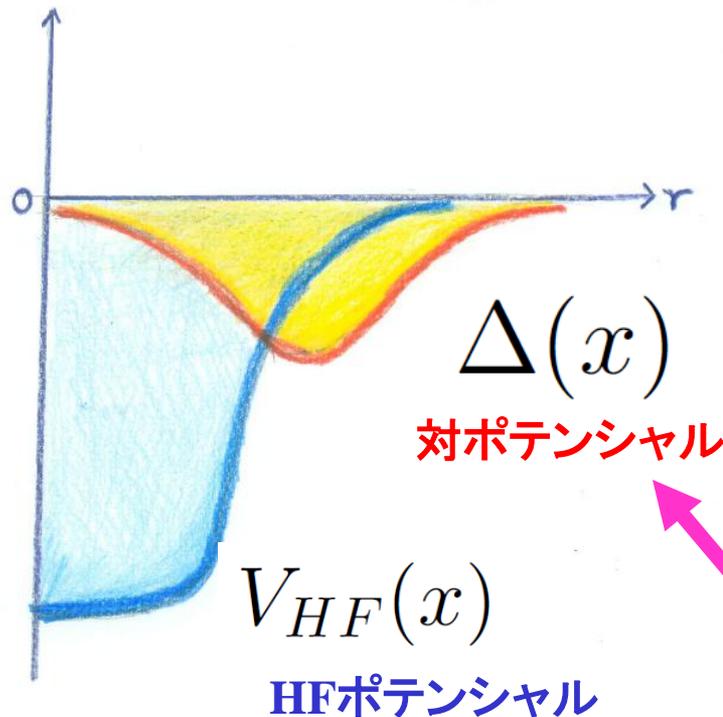
ドリップ線近傍ではBCS理論は破綻する



BCS準粒子と異なる 新しい準粒子描像

Hartree-Fock-Bogoluibov平均場

$$\begin{pmatrix} \hat{T} + V_{\text{HF}}(\mathbf{r}) - \lambda & \Delta(\mathbf{r}) \\ \Delta(\mathbf{r}) & -\hat{T} - V_{\text{HF}}(\mathbf{r}) + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_i(\mathbf{r}) \\ v_i(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = E_i \begin{pmatrix} u_i(\mathbf{r}) \\ v_i(\mathbf{r}) \end{pmatrix}$$



$E > |\lambda|$ の準粒子波動関数は

上成分	$u(x)$	非局在
下成分	$v(x)$	局在

密度分布の表面より外に
広がっている!!

対凝縮の創る平均場

密度依存 δ 型Pairing相互作用

$$v_{\text{pair}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -v_{\text{pair}}(\rho(\mathbf{r}))\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'),$$
$$v_{\text{pair}}(\rho(\mathbf{r})) = -v_0(1 - \rho(\mathbf{r})/\rho_0)$$

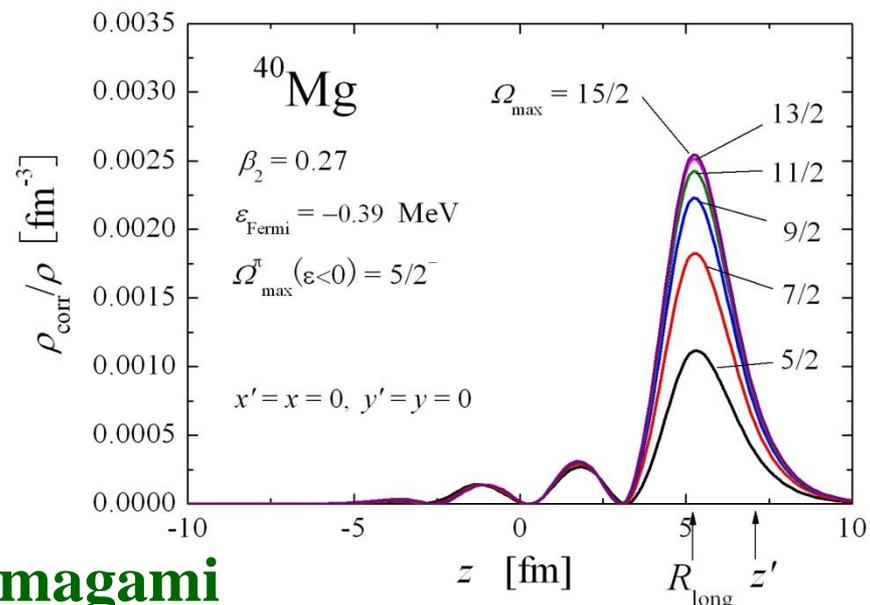
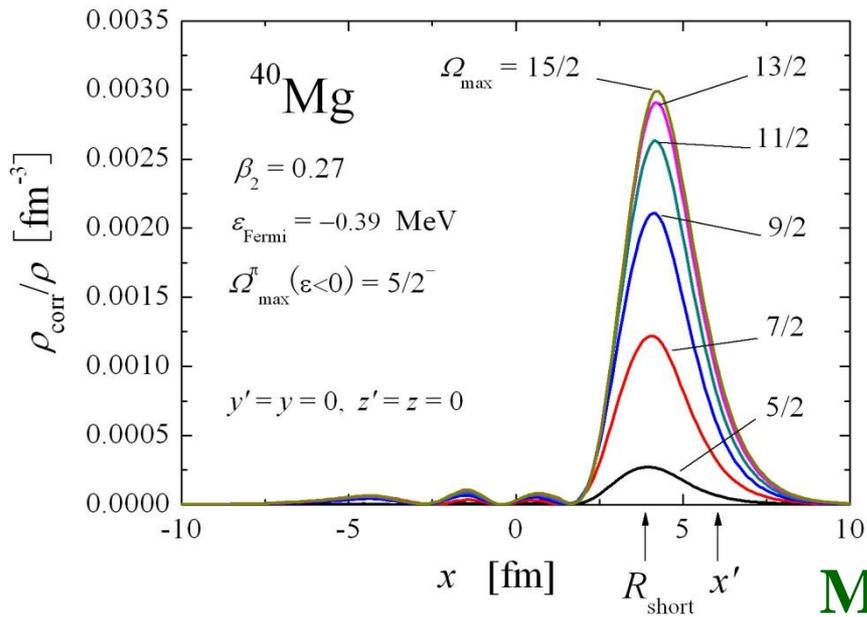
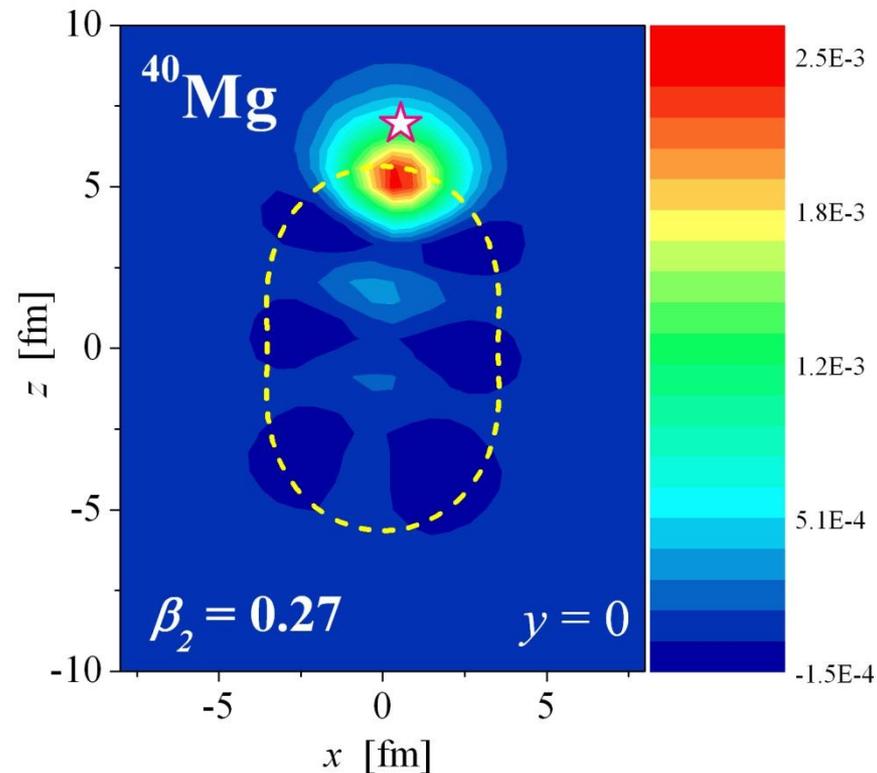
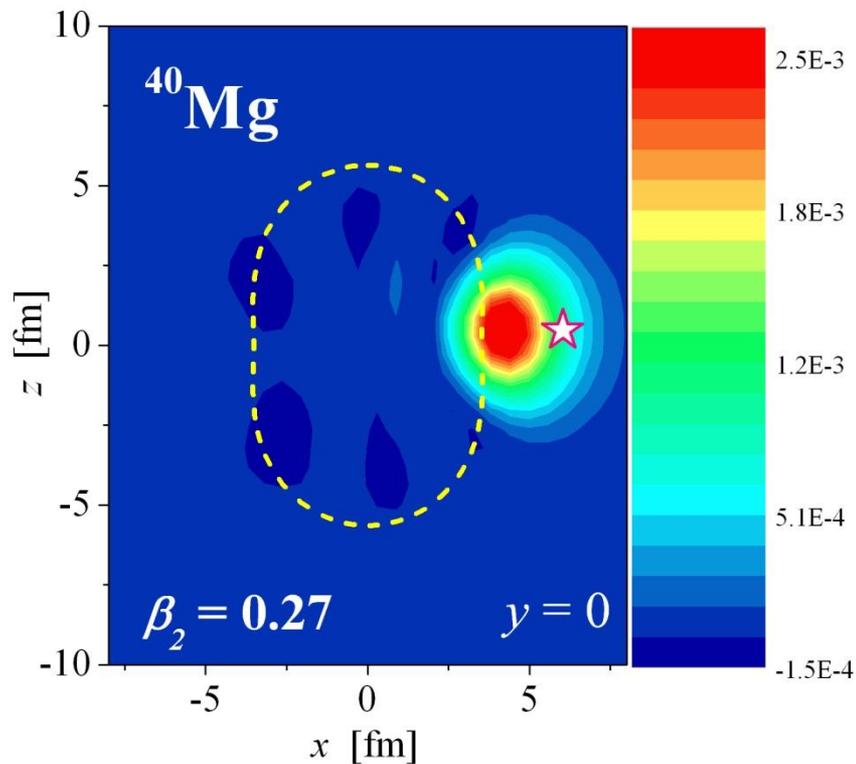
HF平均場のHamiltonian

$$H = \int d\mathbf{r} \psi^\dagger(\mathbf{r}) \left(-\frac{\hbar^2}{2m^*(\mathbf{r})} \nabla^2 + V_{\text{HF}}(\mathbf{r}) \right) \psi(\mathbf{r})$$
$$- \int d\mathbf{r} \Delta(\mathbf{r}) \left(\psi_\uparrow^\dagger(\mathbf{r}) \psi_\downarrow^\dagger(\mathbf{r}) + \psi_\downarrow(\mathbf{r}) \psi_\uparrow(\mathbf{r}) \right)$$

対ポテンシャル

$$\Delta(\mathbf{r}) = v_{\text{pair}}(\rho(\mathbf{r})) \langle \phi_0 | \psi_\uparrow^\dagger(\mathbf{r}) \psi_\downarrow^\dagger(\mathbf{r}) | \phi_0 \rangle$$

(簡単のため、スピンの添え字を省略)



M. Yamagami

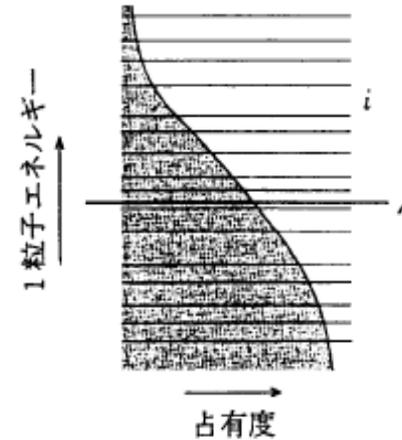
BCS近似

$$u_i(\mathbf{r}) = u_i \varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r})$$

$$v_i(\mathbf{r}) = v_i \varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r})$$

where

$$(\hat{T} + V_{\text{HF}}(\mathbf{r})) \varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r}) = e_i \varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r})$$



ドリップ線に近づくと密度が発散してしまう

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{e_i < 0} v_i^2 |\varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r})|^2 + \int_{e > 0} \text{deg}(e) |v(e) \varphi_i^{\text{HF}}(e, \mathbf{r})|^2$$

発散 !!



$$\varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r}) \rightarrow e^{-\alpha_i r} / r \quad (e_i < 0), \quad \alpha_i = \sqrt{-2me_i/\hbar^2}$$

$$\varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r}) \rightarrow \sin(k_i r + \delta_i) / r \quad (e_i > 0)$$

準粒子波動関数の漸近的振る舞い

$r \rightarrow \infty$ で $V_{\text{HF}}(\mathbf{r}) \rightarrow 0, \Delta(\mathbf{r}) \rightarrow 0$ だから

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 u_i(r) &= (E_i + \lambda) u_i(r), \\ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 v_i(r) &= -(E_i - \lambda) v_i(r). \end{aligned}$$

$E_i \geq |\lambda|$ の準粒子波動関数は

$$u_i(\mathbf{r}) \rightarrow \sin(\beta_i r + \delta_i) / r, \quad \beta_i = \sqrt{2m(E_i + \lambda) / \hbar^2}$$

$$v_i(\mathbf{r}) \rightarrow e^{-\gamma_i r} / r, \quad \gamma_i = \sqrt{2m(E_i - \lambda) / \hbar^2}$$

上成分は非局在、下成分は局在 !!

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{E_i > 0} |v_i(\mathbf{r})|^2 \rightarrow e^{-2\gamma_{\min} r} / r^2,$$

$$\tilde{\rho}(\mathbf{r}) = \sum_{E_i > 0} u_i(\mathbf{r}) v_i(\mathbf{r}) \rightarrow e^{-\gamma_{\min} r} / r^2.$$

密度と対密度は局在

HFB方程式のいろいろな解法

微分方程式を直接解く (座標空間を格子に切り離散化する)

♥ 実エネルギー + Box境界条件

♥ 複素エネルギー面に拡張する

基底関数を用いて展開する

♥ 調和振動子(+局所スケール変換)

♥ ガウス波束

♥ Woods-Saxon + Box境界条件

♥ 正準基底 (密度行列を対角化)

♥ Continuum HF基底

♥ Gamow基底

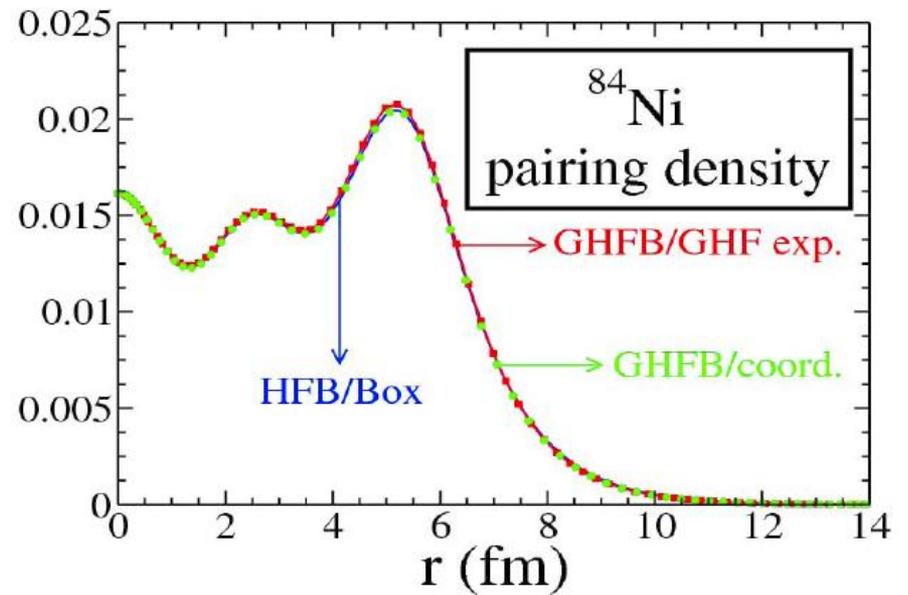
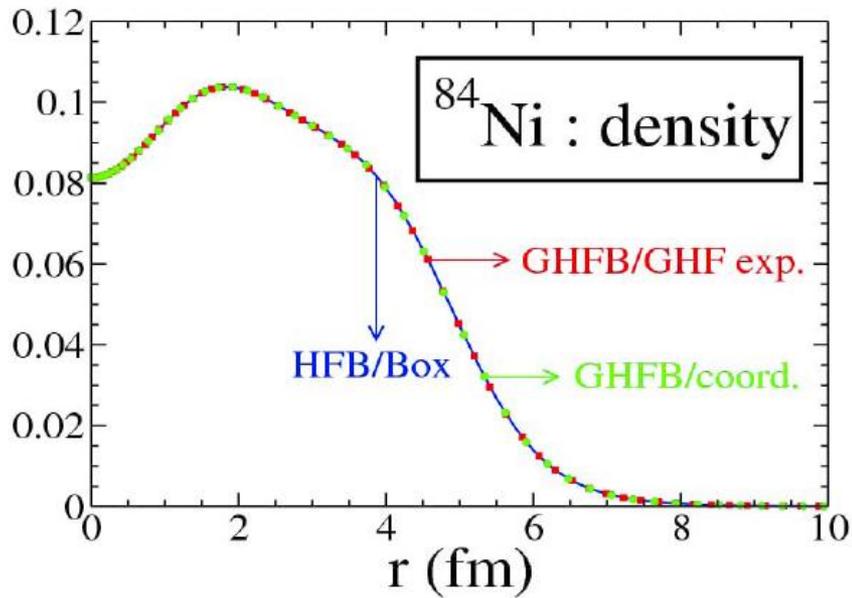
♥ Poschel-Teller-Ginocchio(PTG) potential

$$u_i(\mathbf{r}) = \sum_n u_{in} \underline{\varphi_n(\mathbf{r})}$$

$$v_i(\mathbf{r}) = \sum_n v_{in} \underline{\varphi_n(\mathbf{r})}$$

↑
基底関数

Gamow-HFB と Box-HFB 計算結果の比較



Calculated by Nicolas Michel

時間変化する平均場の描像による 集団励起モードの微視的記述

時間依存HFB方程式

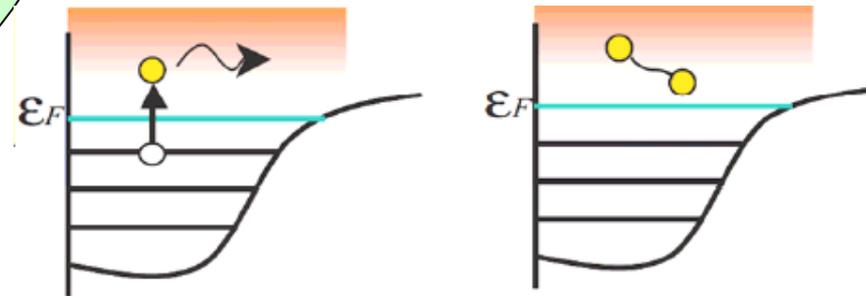
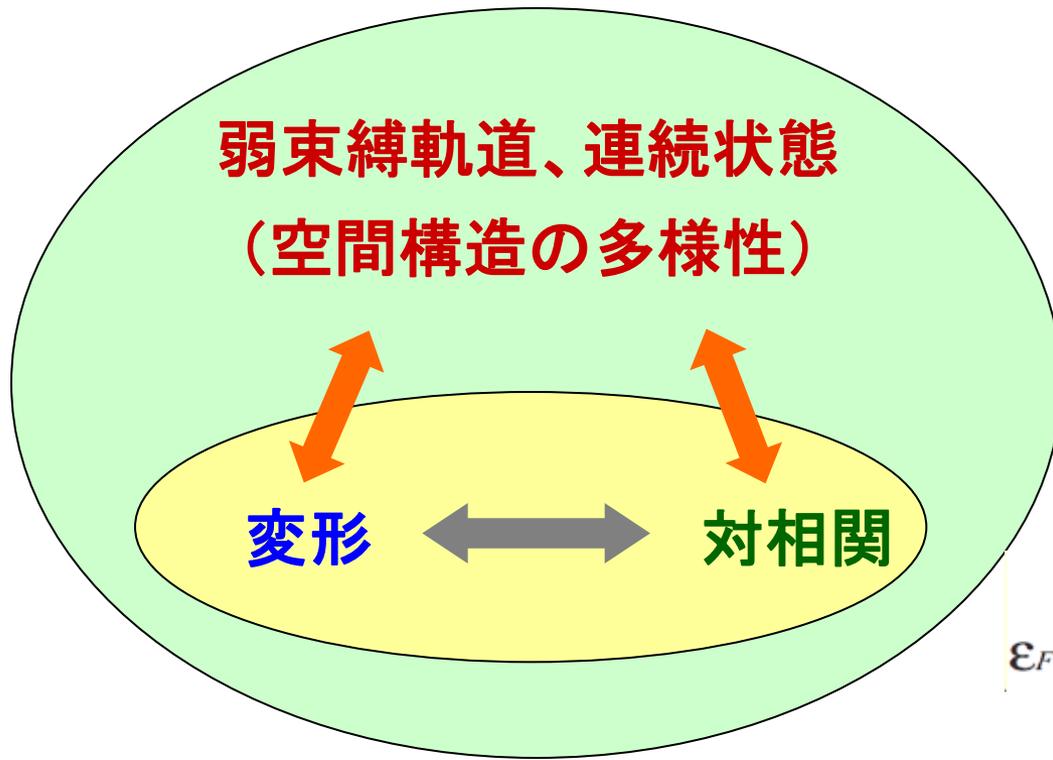
$$\begin{pmatrix} \hat{T} + V_{\text{HF}}(\mathbf{r}, t) - \lambda & \Delta(\mathbf{r}, t) \\ \Delta(\mathbf{r}, t) & -\hat{T} - V_{\text{HF}}(\mathbf{r}, t) + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u(\mathbf{r}, t) \\ v(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} u(\mathbf{r}, t) \\ v(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}$$

この小振幅近似が準粒子RPA:

正しい境界条件の下で、HFB方程式と準粒子RPA方程式を
自己無撞着に解くことは現在のチャレンジングな課題

小振幅の仮定をせず、この方程式を直接解けるか？
これは将来の極めてチャレンジングな課題

変形した弱束縛系における集団モード



束縛状態(局在)と連続状態(非局在)の統一的な
取り扱いは、全く新しい多体理論のチャレンジ！

ドリップ線に近づくにつれて.....

シナリオ1

対相関は弱くなりソフトモードの集団性も弱まる

シナリオ2

対相関は強くなりソフトモードの集団性は高くなる

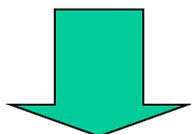
新しい研究テーマ



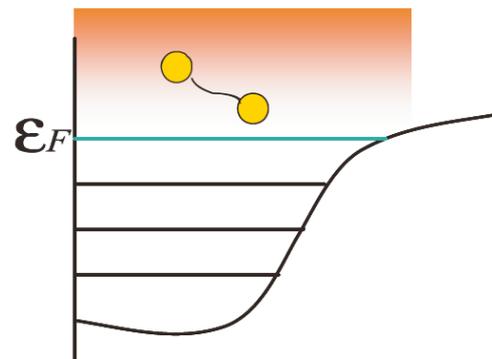
弱束縛状態、共鳴状態、(非共鳴)連続状態が生成する対相関とは



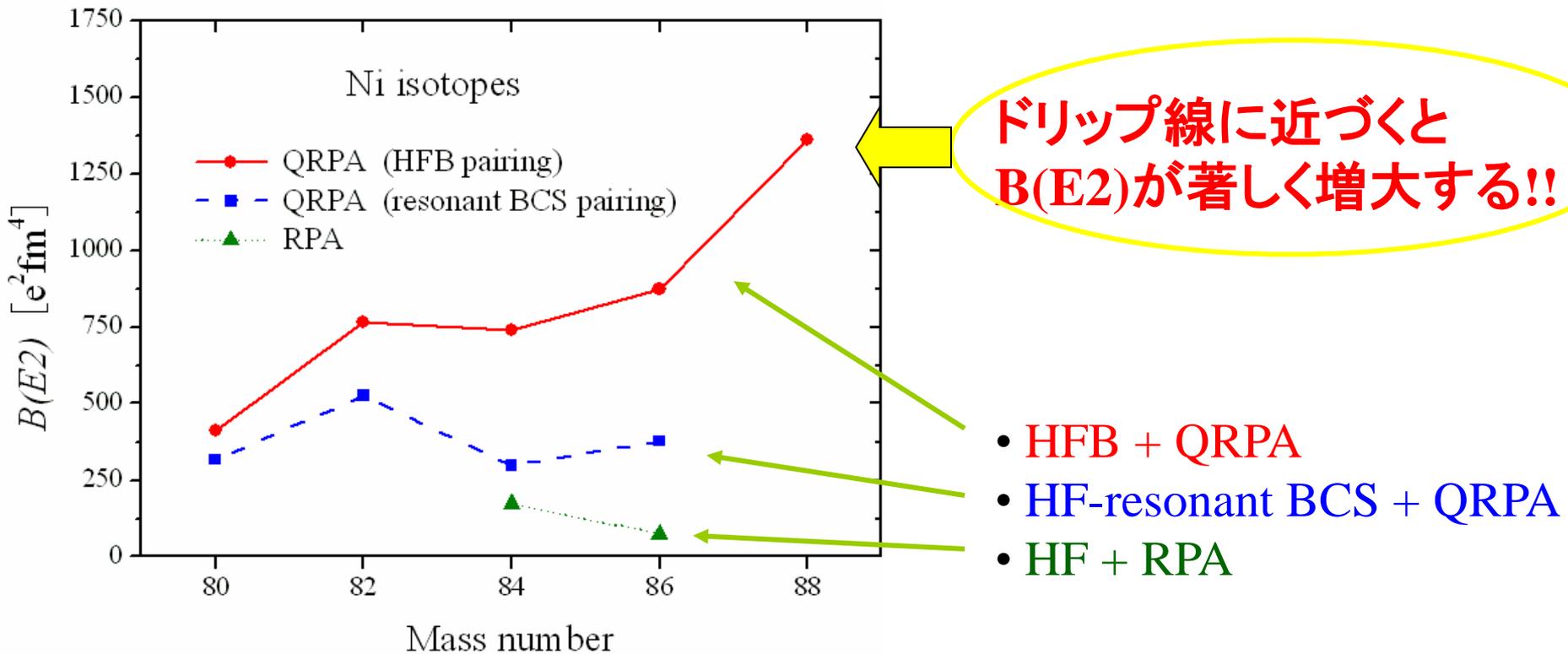
対相関の密度依存性



豊かな空間構造が形成される可能性

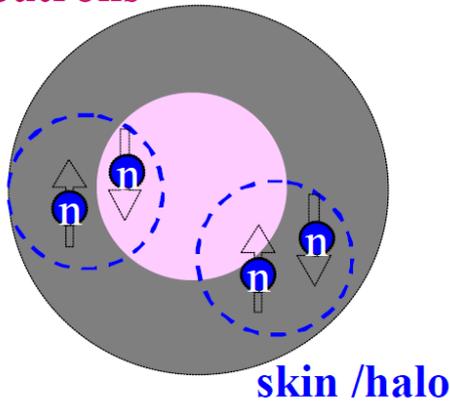


中性子過剰 Ni の第1励起2+状態

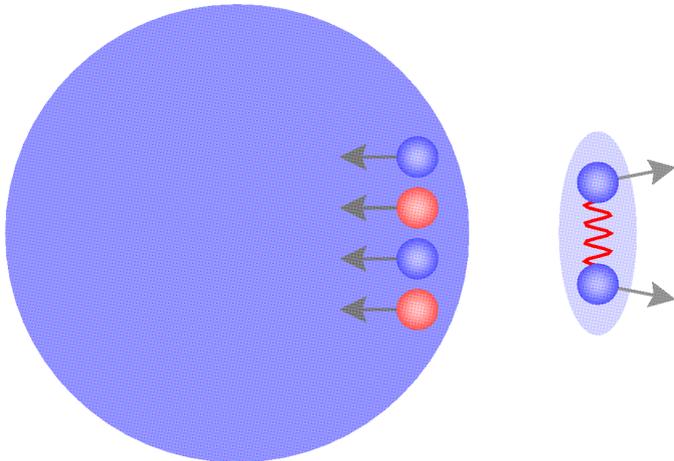


M. Yamagami, Phys. Rev. C72, 064308 (2005)

Di-neutrons



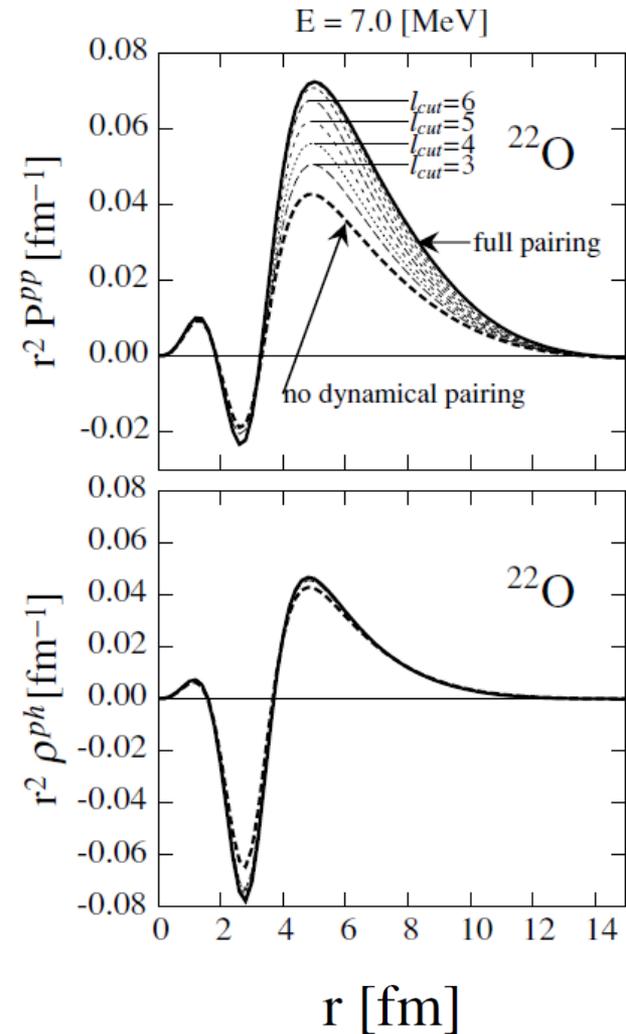
Di-neutron mode

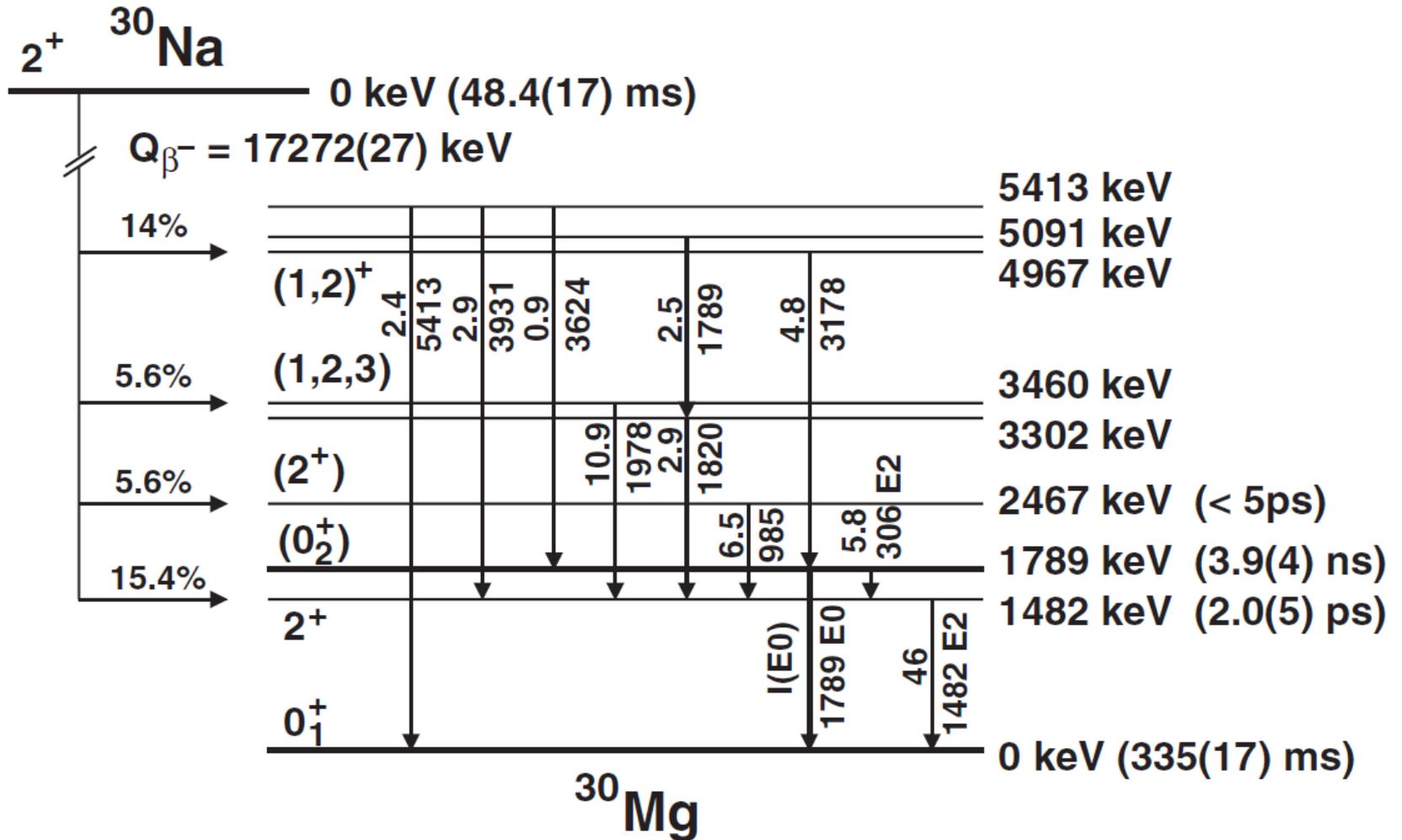


M. Matsuo, K. Mizuyama, Y. Serizawa
 Phys. Rev. C 71 (2005) 064326

核子ペアー遷移密度

$$P^{pp}(\mathbf{r}) = \langle n | \psi^\dagger(\mathbf{r}, \uparrow) \psi^\dagger(\mathbf{r}, \downarrow) | 0 \rangle$$





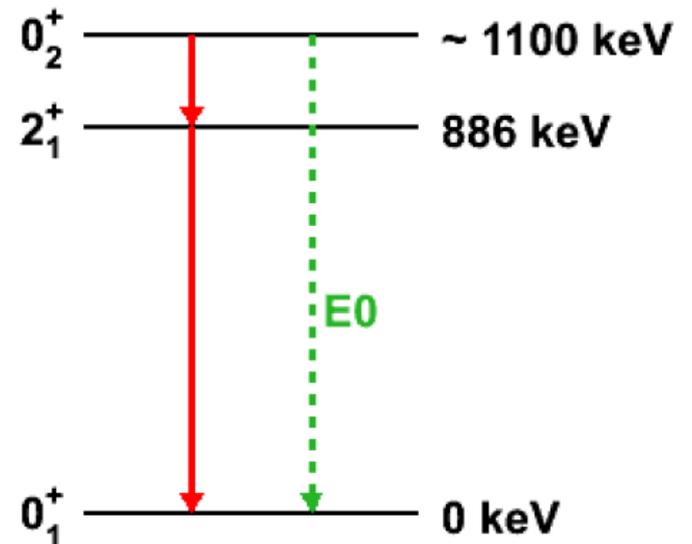
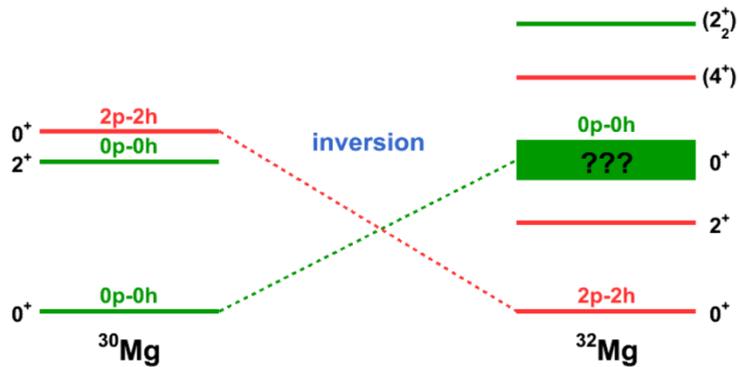
Shape Coexistence in the Island of Inversion: The 0_2^+ state in ^{32}Mg

Kathrin Wimmer

Physik Department E12, Technische Universität München

December 17, 2009

The $t(^{30}\text{Mg},p)^{32}\text{Mg}$ reaction



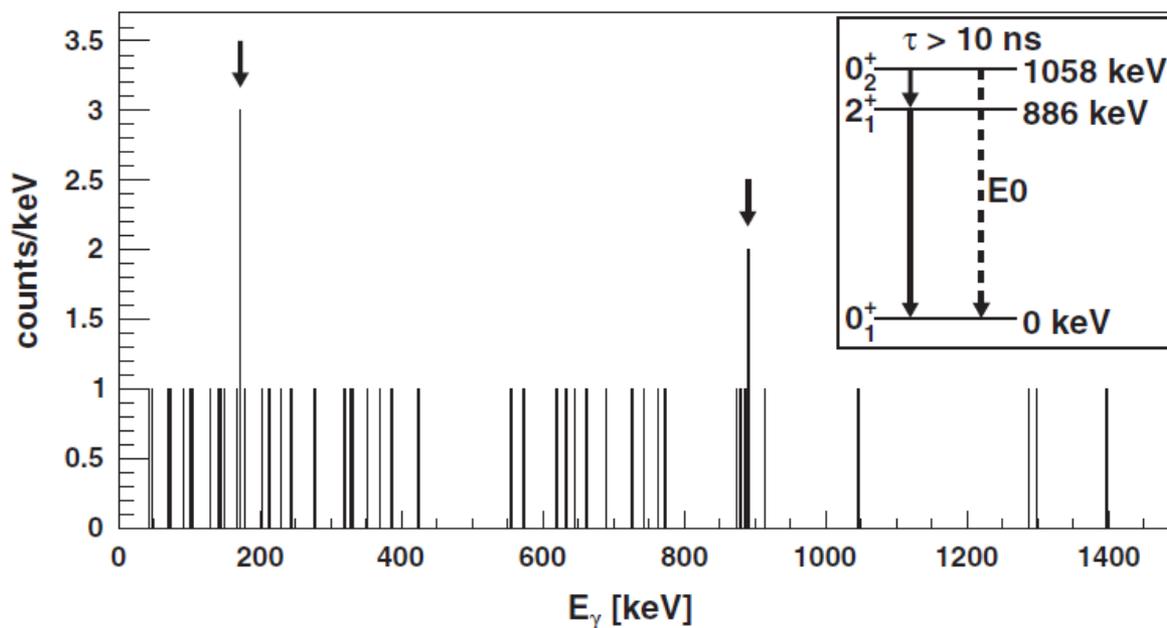
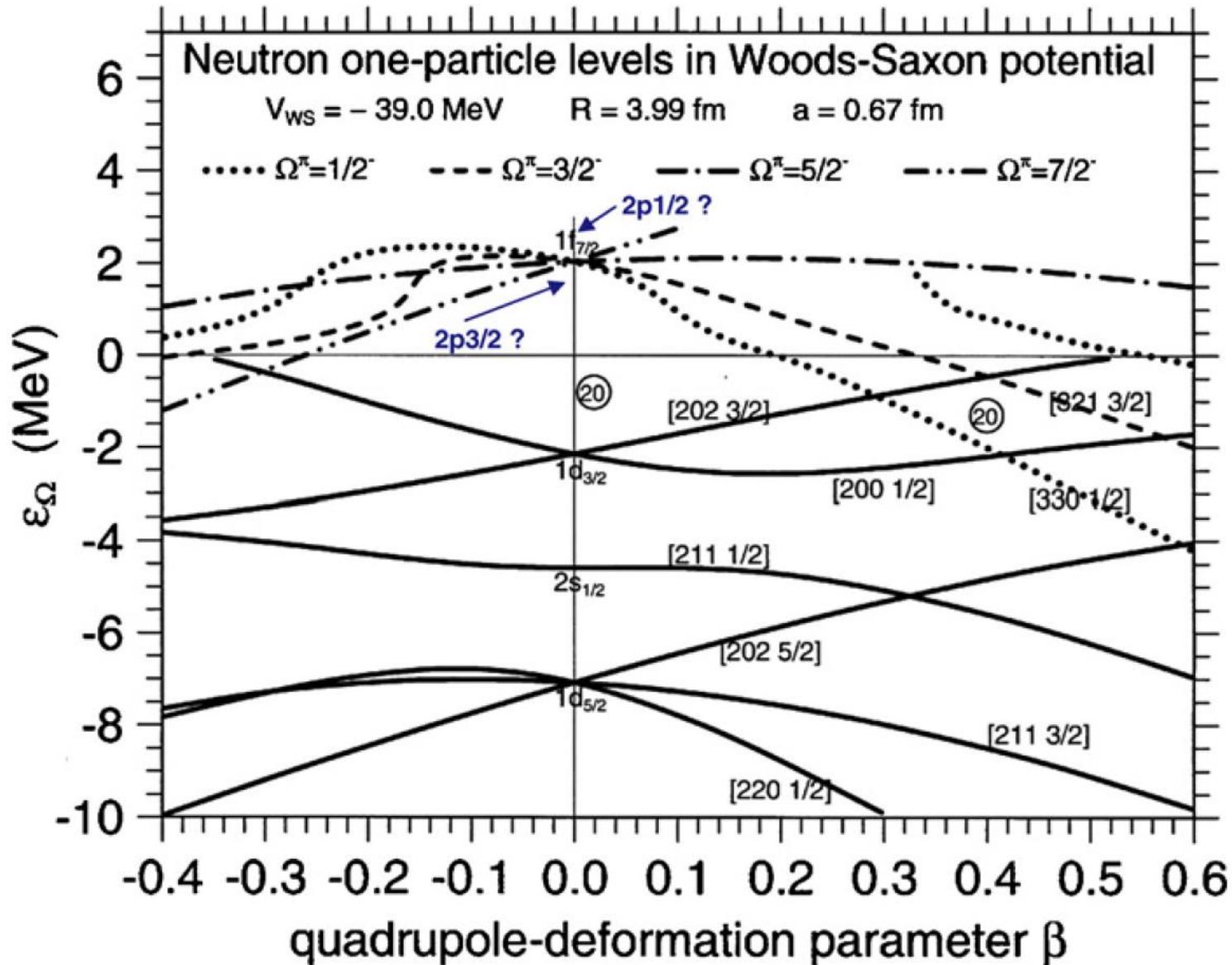
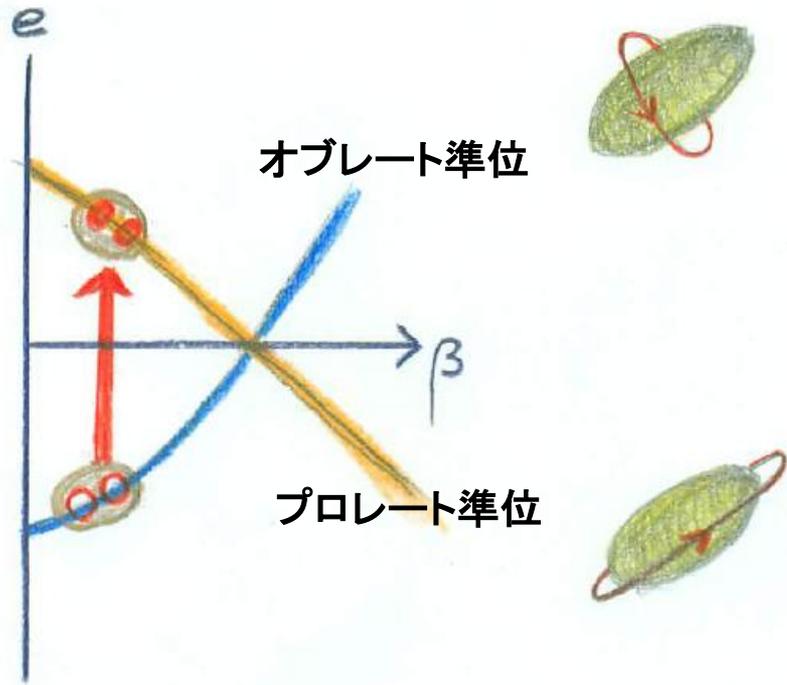
Discovery of the Shape Coexisting 0^+ State in ^{32}Mg by a Two Neutron Transfer Reaction

FIG. 3. γ -ray energy spectrum in coincidence with protons from transfer to the excited state. The inset shows the suggested partial level scheme of ^{32}Mg .

This larger $(2p_{3/2})^2$ content of the wave functions may be related to a substantial shape mixing. The lower than predicted energy of this 0_2^+ state also poses a challenge to the theoretical description of the shape transition from ^{30}Mg to ^{32}Mg . In order to determine the amount of configuration mixing between the two 0^+ states in ^{32}Mg it will be crucial to measure the lifetime and the electric monopole strength $\rho^2(E0)$ for the 0_2^+ state.



閉殻が2p2h励起すると 変形する



常識に反するようだが....

ひとたび、閉殻が励起すると
対相関と四重極相関は
コヒーレントに作用する

$$|K^\pi = 0_{\text{ground}}^+\rangle = \alpha|i\bar{i}\rangle + \beta|j\bar{j}\rangle,$$

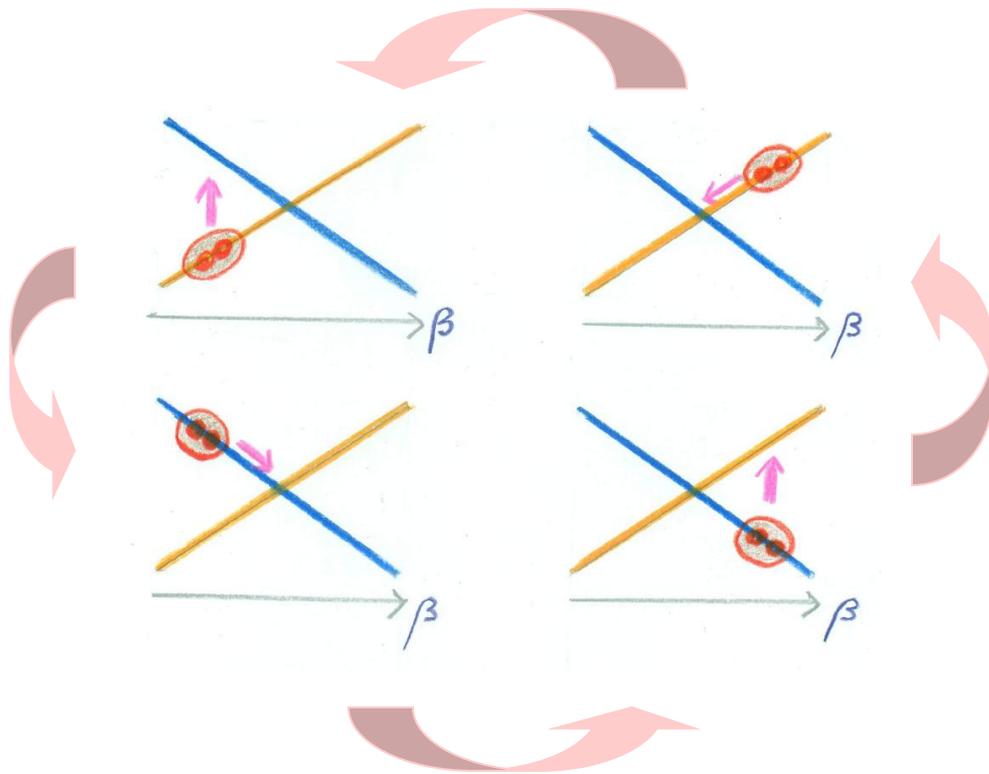
$$|K^\pi = 0_{\text{excited}}^+\rangle = -\beta|i\bar{i}\rangle + \alpha|j\bar{j}\rangle.$$

$$\langle K^\pi = 0_{\text{excited}}^+ | \sum_i (r^2 Y_{20})_i | K^\pi = 0_{\text{ground}}^+ \rangle = 2\alpha\beta (\langle j | r^2 Y_{20} | j \rangle - \langle i | r^2 Y_{20} | i \rangle)$$

ペアーの空間構造の違い \longrightarrow 四重極対相関も重要

ペア密度の4重極振動

ペア密度揺らぎと4重極変形揺らぎがカップルするメカニズム



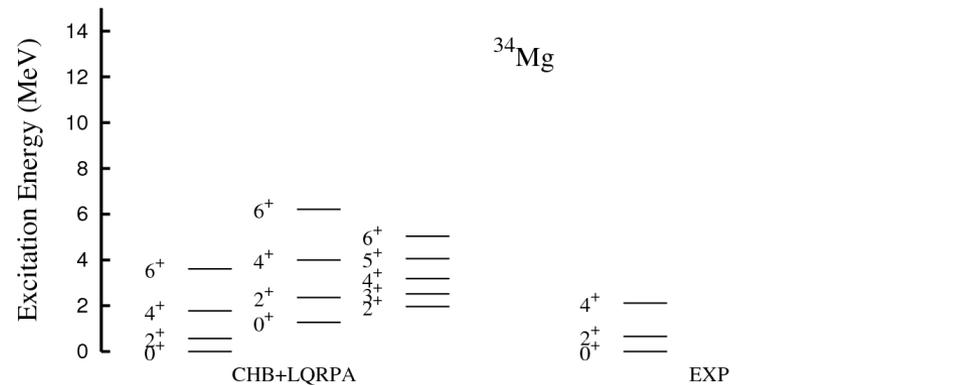
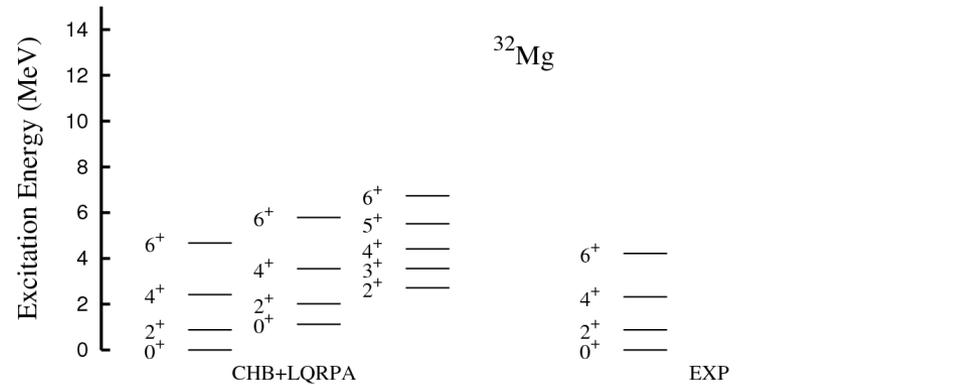
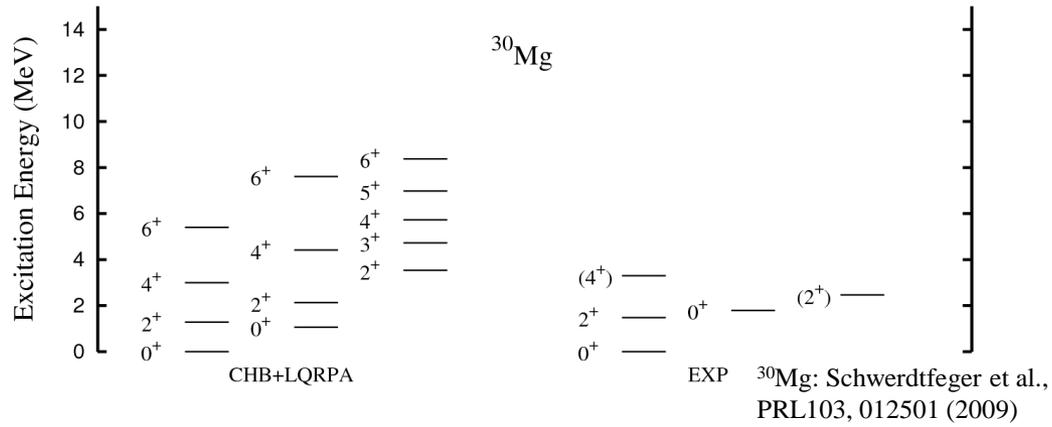
BCS描像



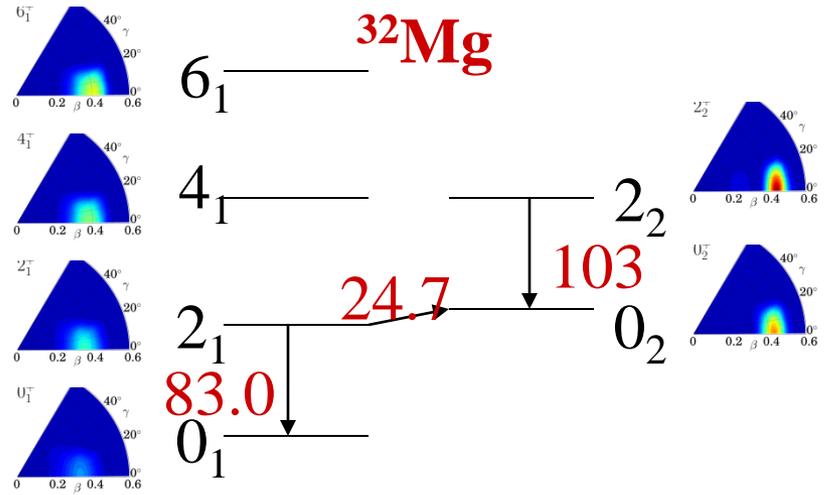
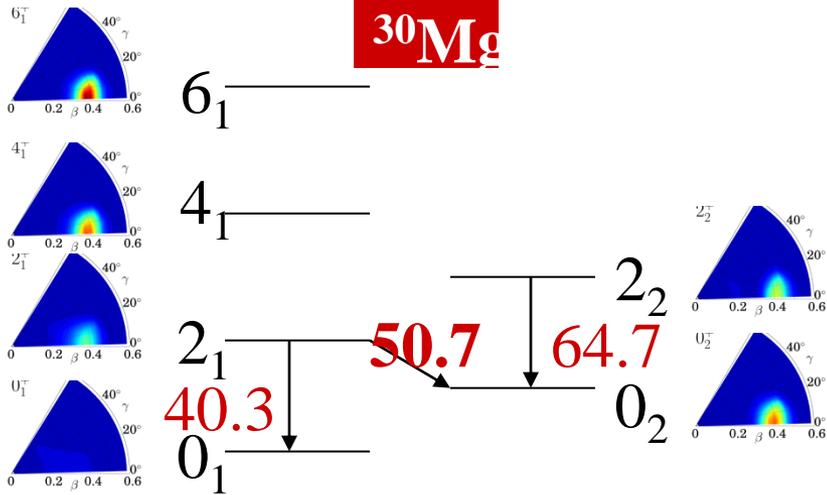
Di-neutron描像



Energy spectra



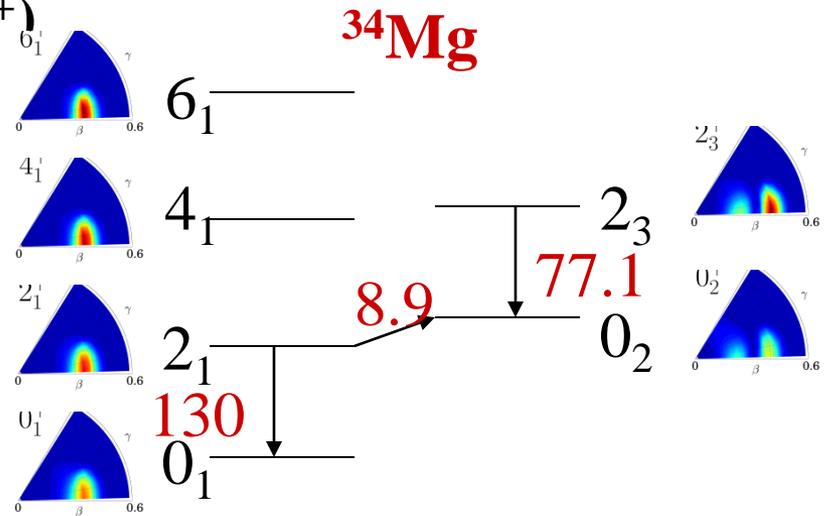
Shape mixing properties



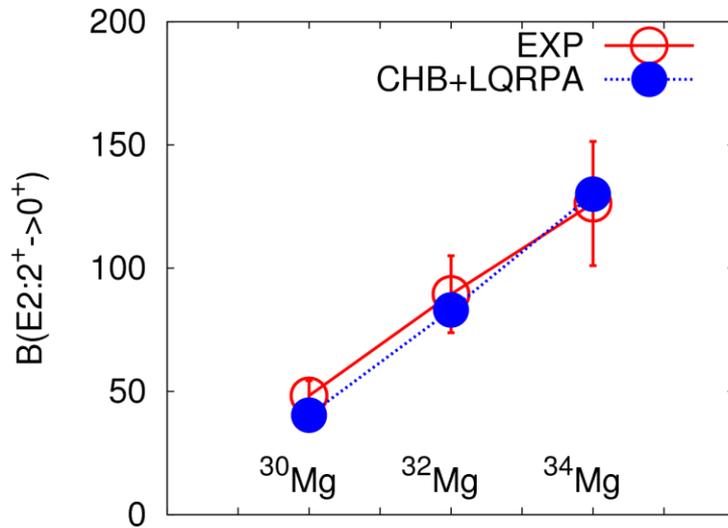
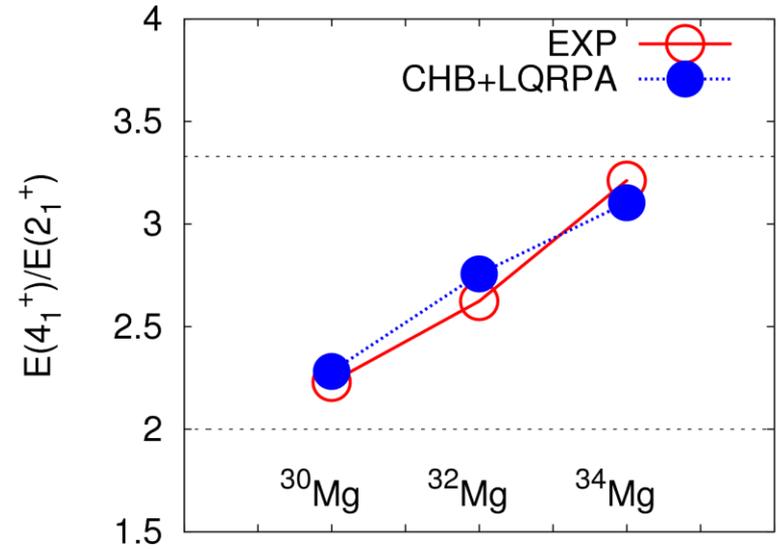
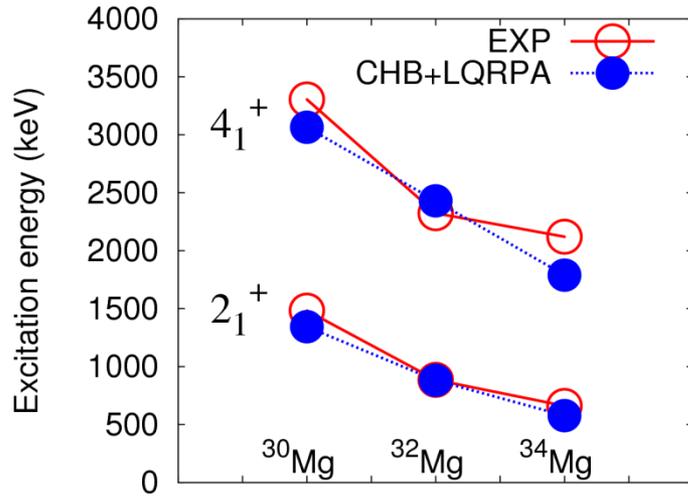
$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_2^+) > B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$$

□ shape change in ground band
(spherical \rightarrow prolate)

□ shape mixing in 0^+ , 2^+ states



Ground bands



$M_n/M_p / (N/Z)$

	^{30}Mg	^{32}Mg	^{34}Mg
$2^+ \rightarrow 0^+$	0.789	0.815	0.807

0.84(15)

EXP, Takeuchi et al.

^{30}Mg : assume 3303 keV to be 4^+

^{32}Mg : Takeuchi et al. PRC79 (2009) 054319

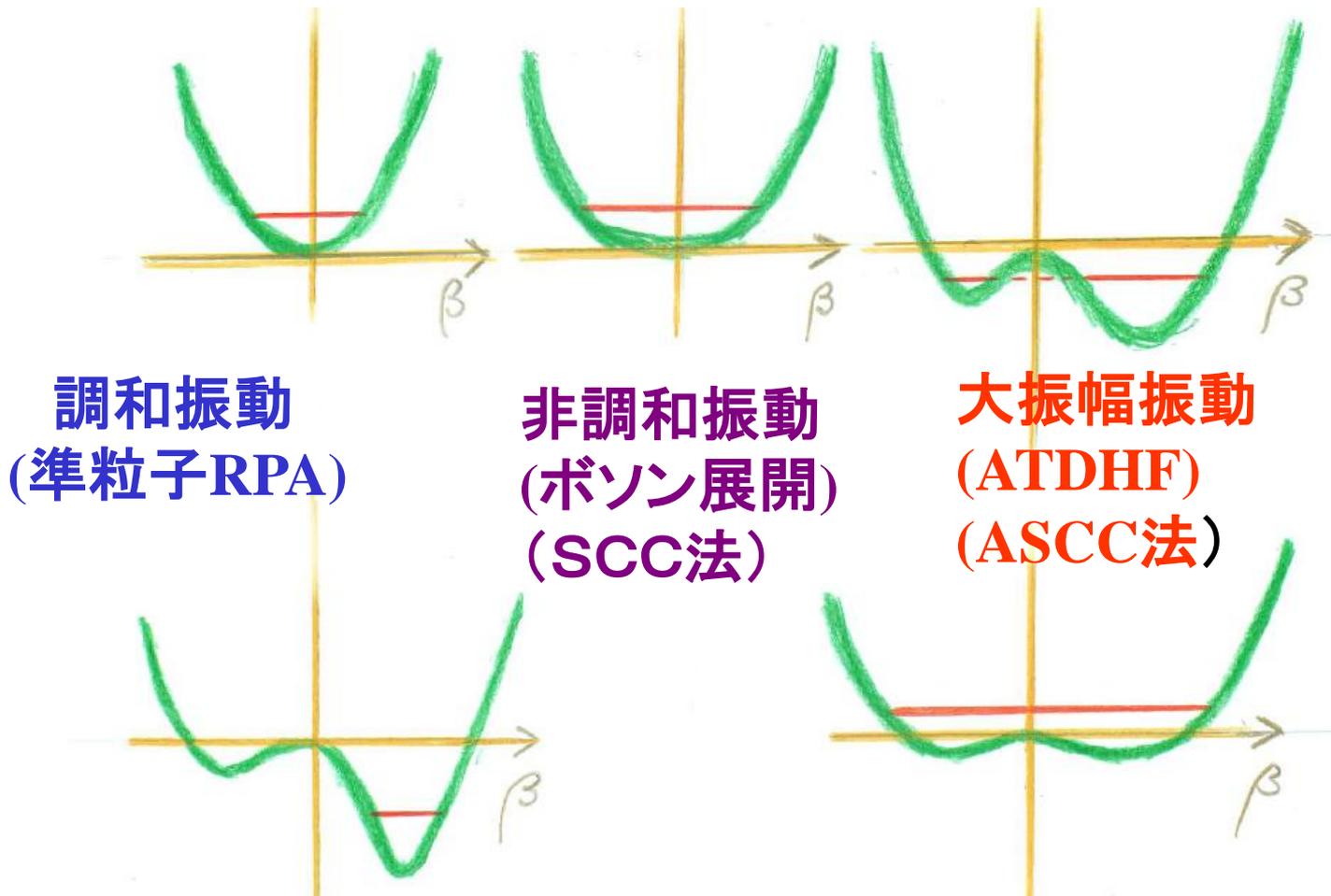
^{34}Mg : Yoneda et al. PLB499 (2001) 233

$B(E2)$ ^{30}Mg : Niedermaier et al. PRL94 (2005) 172501

^{32}Mg : Motobayashi et al. PLB346 (1995) 9

^{34}Mg : Iwasaki et al. PLB522 (2001) 227.

非線形振動



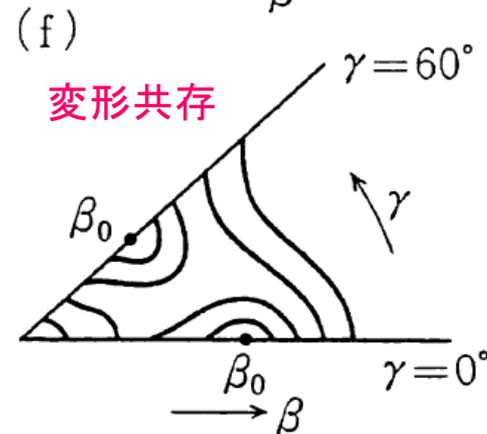
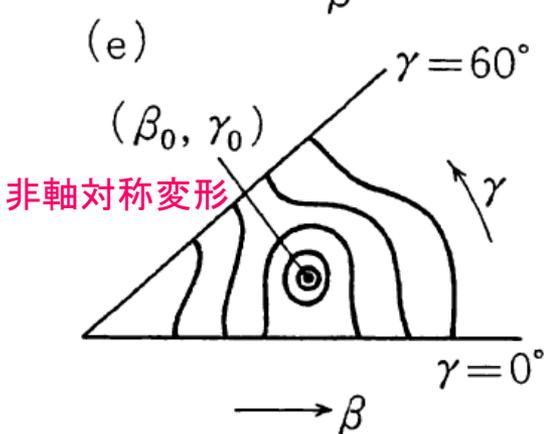
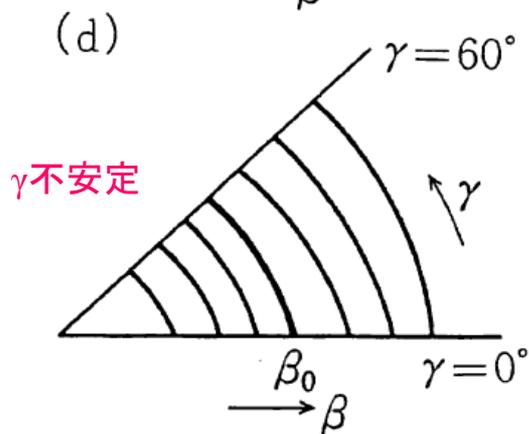
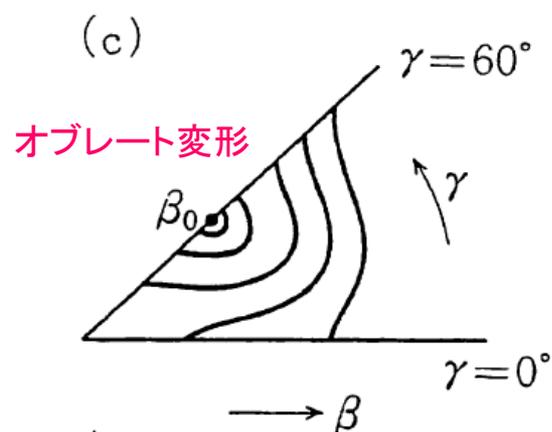
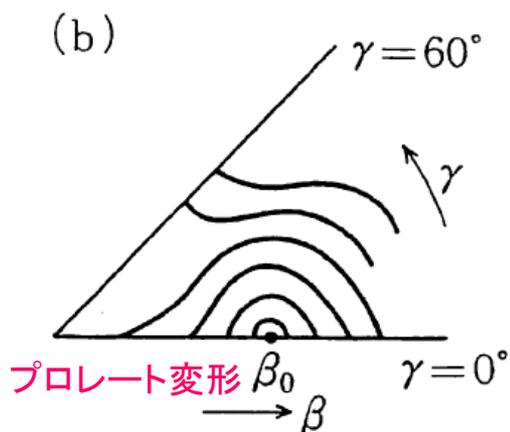
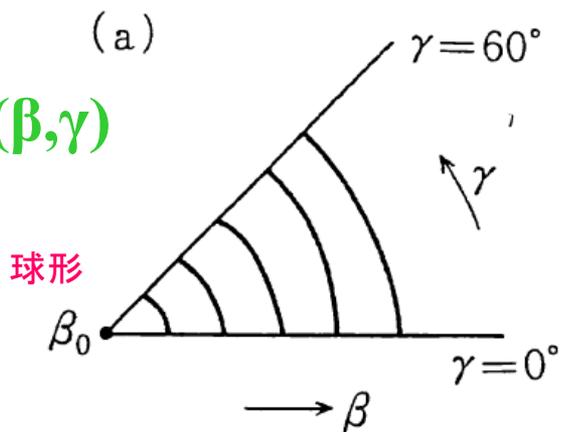
調和振動
(準粒子RPA)

非調和振動
(ボソン展開)
(SCC法)

大振幅振動
(ATDHF)
(ASCC法)

$$H_{\text{coll}} = \frac{1}{2} B_{\beta\beta}(\beta, \gamma) \dot{\beta}^2 + B_{\beta\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\beta} \dot{\gamma} + \frac{1}{2} B_{\gamma\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\gamma}^2 + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1,2,3} \mathcal{I}_{\kappa}(\beta, \gamma) \omega_{\kappa}^2 + V(\beta, \gamma)$$

$V(\beta, \gamma)$



Theoretical framework

□ Five-dimensional quadrupole collective Hamiltonian

quadrupole amplitudes: $\alpha_{2\mu} \leftrightarrow \beta, \gamma, \Omega=(\varphi, \theta, \Psi)$

$$\mathcal{H}_{\text{coll}} = V(\beta, \gamma) + T_{\text{vib}} + T_{\text{rot}}$$

$$T_{\text{vib}} = \frac{1}{2} D_{\beta\beta}(\beta, \gamma) \dot{\beta}^2 + D_{\beta\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\beta} \dot{\gamma} + \frac{1}{2} D_{\gamma\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\gamma}^2$$

$$T_{\text{rot}} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 \mathcal{J}_k(\beta, \gamma) \omega_k^2$$

$V(\beta, \gamma)$ collective potential

$D(\beta, \gamma)$ vibrational collective mass

$J(\beta, \gamma)$ rotational moment of inertia

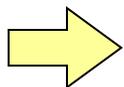
□ Classical Hamiltonian for adiabatic quadrupole collective motion

□ Small-amplitude limit: surface vib. collective rotation, β -vib., γ -vib.

quantization of collective Hamiltonian

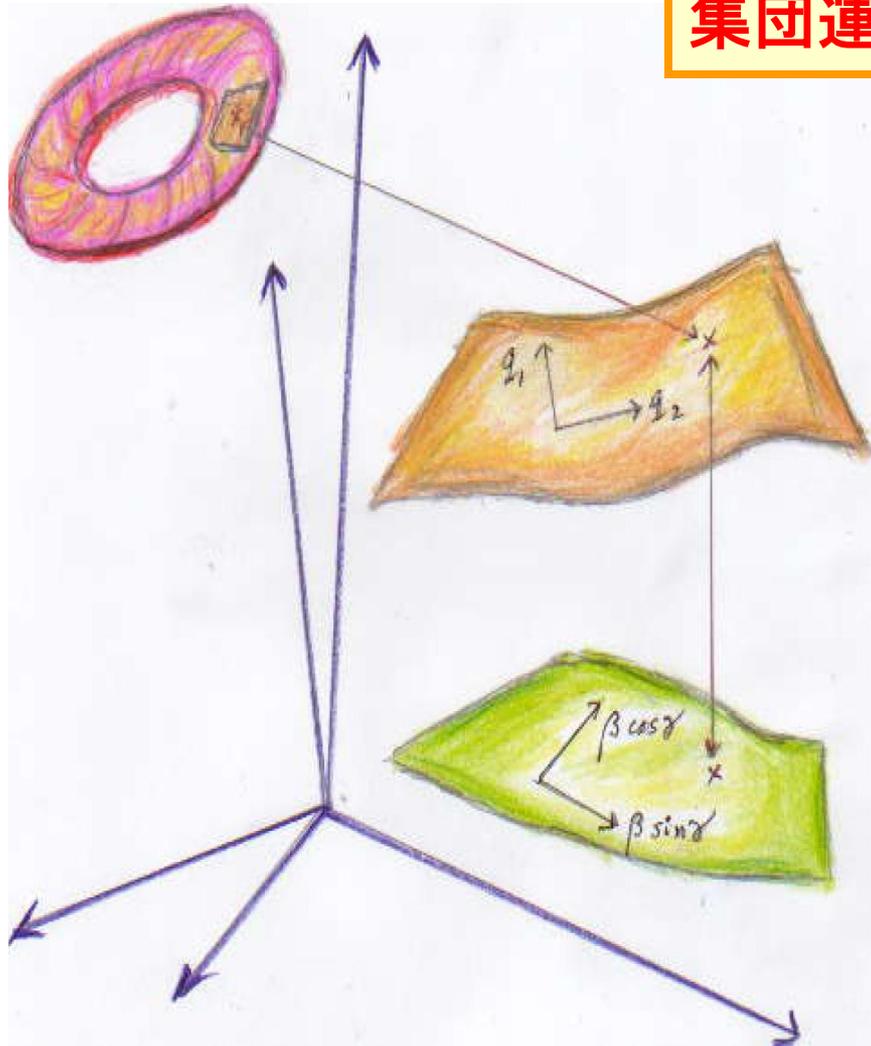
Boundary conditions:

Kumar and Baranger NPA **92** 608 (1967)



Excitation energies, collective wave functions, quadrupole moments, E2 transitions ...

集団運動の新しい概念

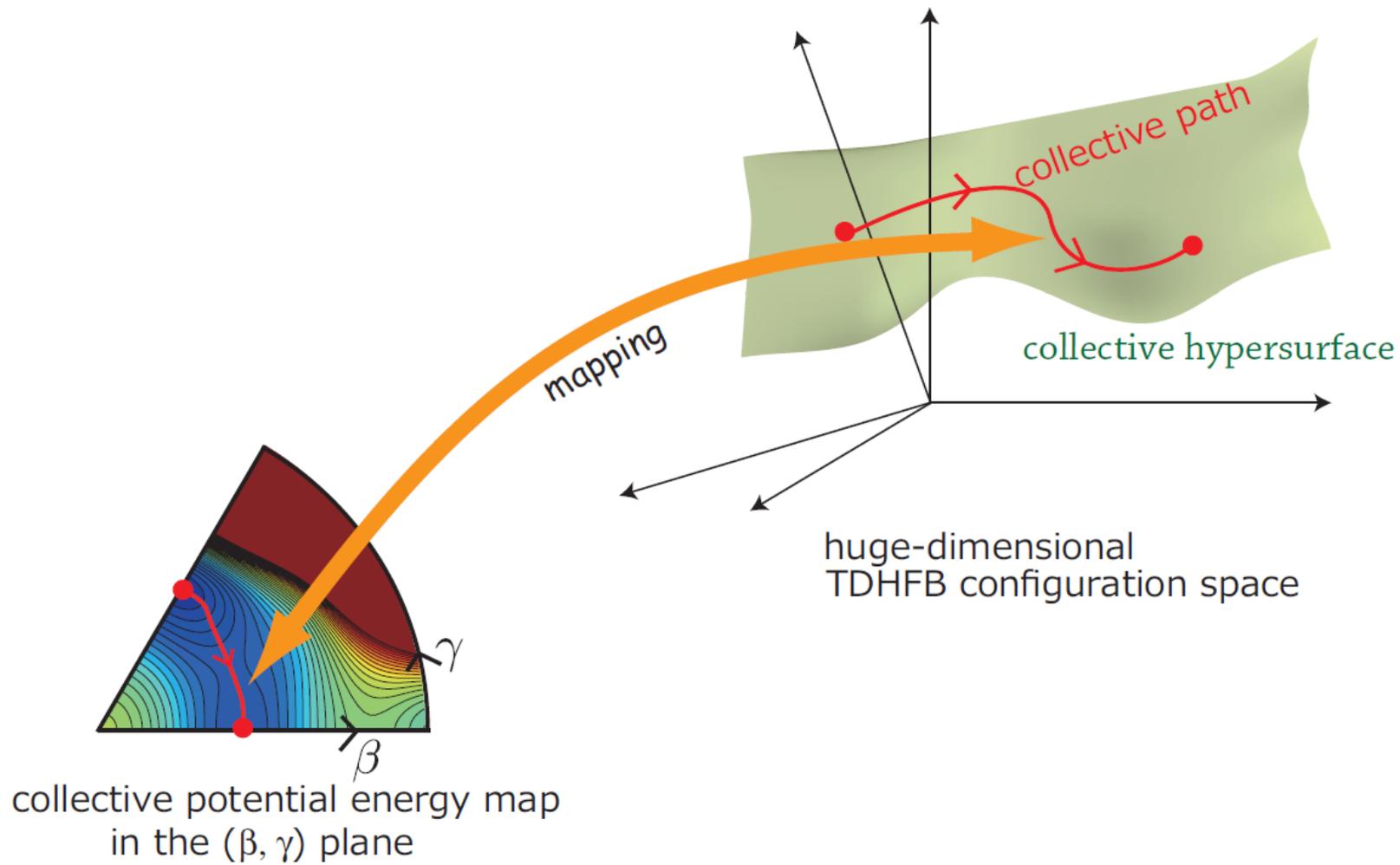


多次元TDHFB空間

集団多様体の抽出

集団座標はこの多様体上に
局所的に張られる便宜上のもの。
客観的に実在するのはこの多様体。

集団多様体を β, γ 変形空間に
マッピングすることにより
Bohr-Mottelsonの集団ハミルトニアン
を微視的に導出することができる。



これからチャレンジしたいこと

安定核から不安定核、低スピンから高スピン、低励起モードから巨大共鳴まで、すべての集団モードを統一的に取り扱うことのできる微視的理論の構築

現代的な密度汎関数に基づく大振幅集団運動理論

- ♡ Bohr-Mottelson 集団ハミルトニアンの微視的導出
- ♡ さまざまな量子相転移や変形共存現象への系統的適用
- ♡ 高スピン状態への拡張: 高スピンでの大振幅集団運動への適用
- ♡ 弱束縛不安定核への拡張: 連続状態と束縛状態の統一的記述
- ♡ Odd-A核への拡張: 大振幅集団運動と1粒子モードの相互作用
- ♡ 自発核分裂のダイナミクス: 集団質量の自己無撞着・微視的導出