

## 寄せられた質問

新しい実験データが次から次へと出てくる今日、原子核について理論的に統一的な理解が得られるどころか、より複雑になったような気がします。

そんな中、現時点で、どの質量領域の原子核において、どういう理論模型が実験データをよく説明できているか、それぞれの理論模型の善し悪しについて整理して頂けたらありがたいです。

## 答えの要旨(1)

極めて多様で豊富な現象が続々と見つかってきた一方で、それらの総体に対する統一的な理解が進展してきたし、このことが「現代の核構造論」の最も大事な点であると私は考えています。

「多様な現象の羅列」は理論とは言えません。「その場限りの適当な説明」も理論とは言えません。理論家の目標は「これらの複雑な現象を簡明な概念に基づいて総合的・統一的に理解すること」です。

原子核の現象はとても複雑で、それらを理解することがとりわけ困難であり、長期にわたる地道で膨大な努力が必要とされます。だから、この研究の価値を研究の広いコミュニティーに理解してもらうことも大変で、私たちは苦労しています。しかし、このような難しい課題にチャレンジしていることが私たちの誇りであります。

「かつて経験したことのない複雑な量子系」と取り組むにあたって、「統一的な描像」というとき「矛盾する概念の相補性」や「自然の階層構造」(時間スケールと空間スケールを変えると異なった様相が姿を現すこと)を常に念頭に置いておく必要があることは勿論です。

## 答えの要旨(2)

統一的な描像を描くためには、まず、骨格をデザインすることが必要です。とりわけ、背骨をはっきりさせることが大切です。

背骨となる概念は「**運動する平均場とその中での1粒子運動**」の概念といえます。これまで見出された集団現象は実に多様ですが、この概念が当てはまらない現象はないのではないのでしょうか。

もちろん、集団モードも1粒子モードも実に豊富ですから、それに応じて、適切な平均場を見つけなければなりません。

核構造論の歴史は、より適切な1粒子モードと、より適切な平均場を発見し、これらの概念を拡張し深化させてきた歴史であるともいえるでしょう。

## 答えの要旨(3)

例えば、高スピンイラスト分光学の進展のおかげで、「シェルモデル」も「回転系における準粒子シェルモデル」にまで拡張されてきました。「シェル構造」の概念自体が著しく一般化され深められています。このような研究の中で、「量子相転移」と「大振幅・非線形のソフトモード」、「対称性の自発的破れ」と「破られた対称性を回復する集団運動」といった概念が発見されてきました。もちろん、この骨格に肉付けし、色づけして素晴らしい絵が出来上がるものだし、この骨格自体が成長を続けています。

こう言ったからといって、原子核現象のすべてがこの概念の枠内に収まるということを主張している訳ではありません。高励起・高温領域での複合核状態は原子核のもうひとつの顔であり、普遍的現象です。しかし、ここでも、平均場描像で捉えられる運動を「秩序運動」と定義し、捉えられない運動を「カオス運動」と定義することによって、両者の共存と移り変わりを統一的に理解するための有効な枠組みを設定することが出来ます。この具体例が「巨大共鳴の減衰」や「回転運動の減衰」メカニズムに対する微視的理解の進展です。

## 幾つかの具体例

### ○ 高スピントンティアーでは

- ★ 「バックベンディング現象」の発見と「回転系準粒子シェルモデル」の展開
- ★ 「超変形状態」の発見」と「変形シェル構造の半古典論」の進展
- ★ 「高スピントラスト分光学」による「高速回転による新しい集団モードや対相転移」の発見とそれらに対する微視的モデルの展開

### ○ 高励起状態に関しては

- ★ 複合核状態の「レベル統計」に基づく「量子カオス」理論(ランダム行列理論)の展開
- ★ 「巨大共鳴や回転運動の減衰」メカニズムに対する微視的理解の進展
- ★ 多様なクラスター構造や分子共鳴の発見とそれらに対する微視的モデルの展開

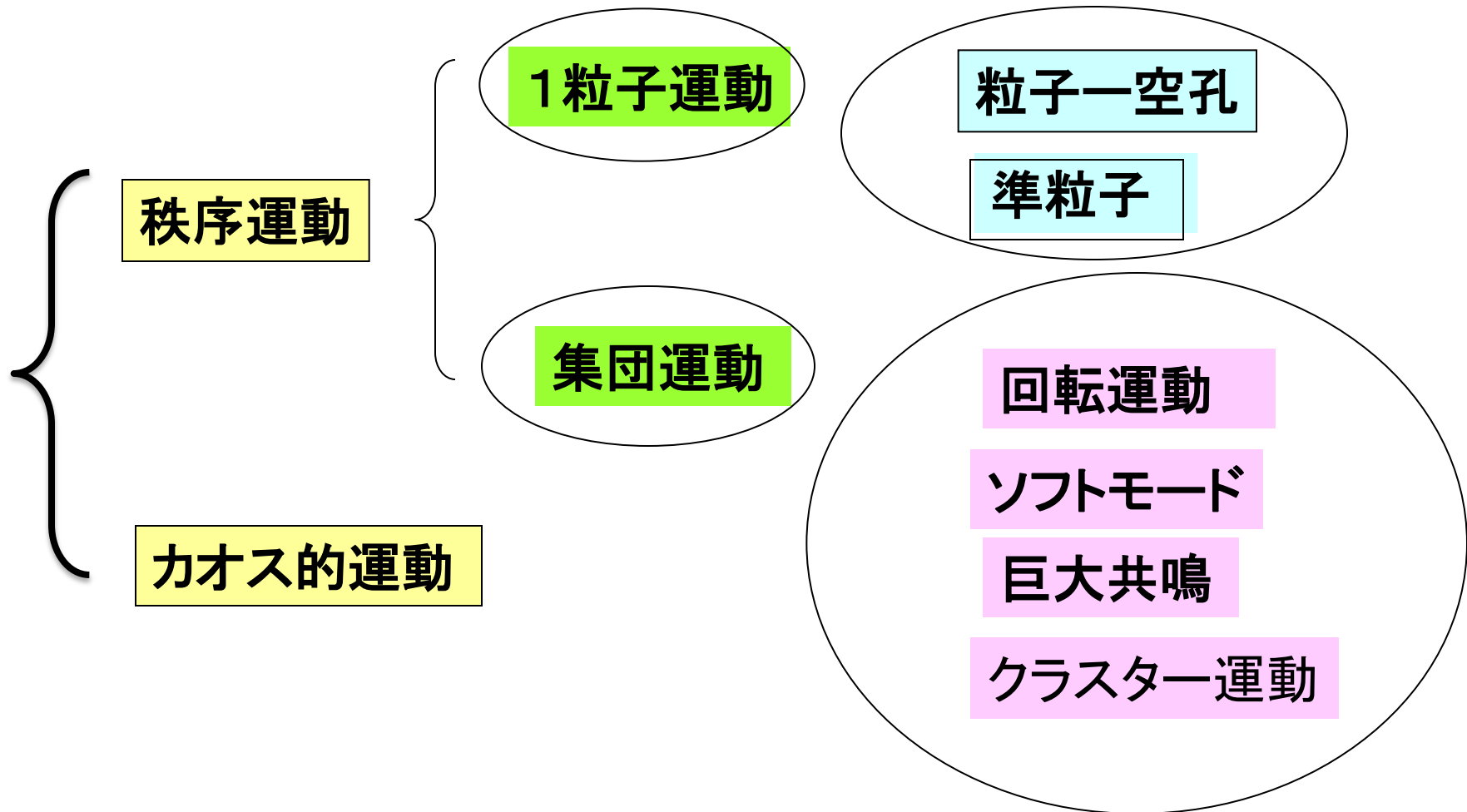
### ○ 弱束縛不安定核に関しては

- ★ 「中性子ハローやスキン」の発見を契機とする「連続状態での対相関」、「ソフト双極モード」「核物質の対称エネルギー」に対する研究の新展開
- ★ 不安定核における変形の新しいメカニズム(シェル構造の変化、弱束縛状態と連続状態の結合など)
- ★ 核構造論と核反応論の融合の時代のはじまり



Q この50年間は核構造論にとってどのような時代であったか  
A 微視的モデルと微視的理論が著しく発展した時代

# 核構造の大統一理論にむけて

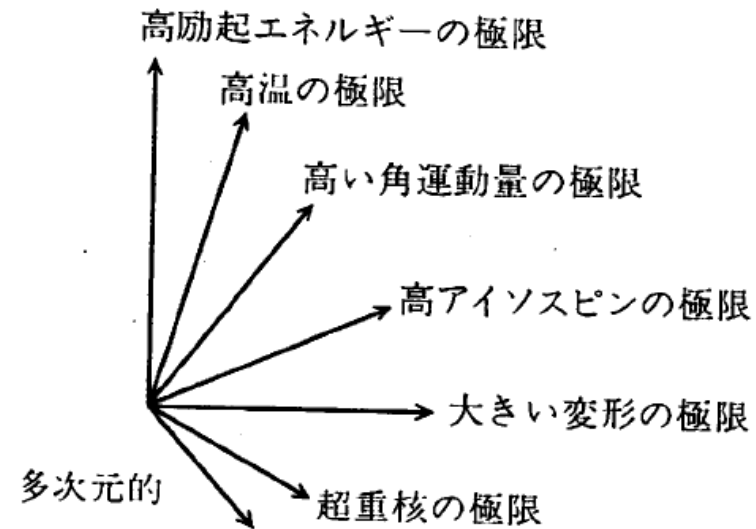


# 座標軸は多元的、複眼的思考が求められる

アイソスピン(陽子-中性子比)、  
励起エネルギー、温度、角運動量、  
変形自由度などに関する  
多次元空間のなかでの

様々な極限状況にある  
原子核の実験的探求に基づいて

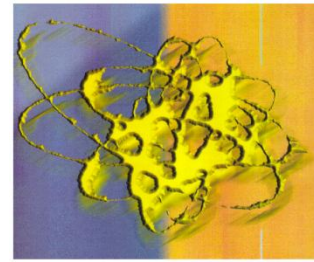
原子核という不思議な量子物質を理解したい。  
そのためのひとつの座標軸を提示する。



## Key Concepts

- ♥ 真空とその励起モード
- ♥ 有限量子系における対称性の破れと回復
- ♥ 大振幅集団運動
- ♥ 秩序運動とカオス運動の統一的理解

## この講義で伝えたいこと



Bohr-Mottelsonの教科書の表紙に描かれている絵



**「平均場と1粒子運動モード」は集団現象である.**

平均場は強い相互作用している核子集団が生み出す秩序である  
その基底状態は量子場の理論の真空に対応し、  
量子多体系を記述するための出発点を与える



**有限量子系で1粒子運動モードの描像を得るためには対称性を破った平均場を導入する必要がある.**

より高次の対称性が破れるにつれて1粒子運動の概念が拡張される。  
核構造論の歴史はより良い1粒子運動モードの発見の歴史でもあった。

球対称性の破れ---変形シェルモデル

粒子数(ゲージ対称性)の破れ---超伝導BCSモデルの準粒子

時間反転対称性の破れ---回転座標系シェルモデル



## この講義で伝えたいこと(続き)



「集団現象が1粒子描像を作る(創発する)」ことを端的に教えてくれたのが超伝導のBCS理論であった。

Bogoliubov準粒子はクーパーペアの凝縮という集団現象のもとでの1粒子励起モードである



対称性を破った平均場の基底状態は縮退している。

- 破られた対称性が連続対称性の場合, この縮退を解き,

破られた対称性を回復する運動が(一般化された)回転運動

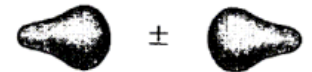
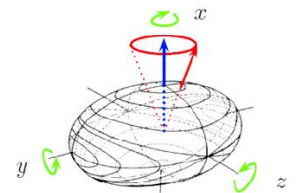
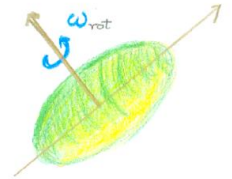
有限量子系ではこの運動が実際に起こり, 様々なタイプの回転スペクトルとして観測される

軸対称性の破れ---Wobbling回転バンド

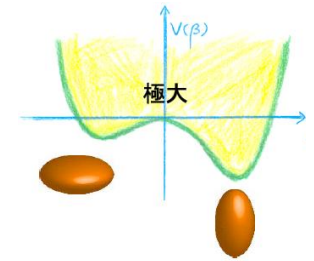
- 破られた対称性が離散対称性の場合には多重項が出現する

空間反転対称性の破れ---パリティ-2重項

カイラル対称性の破れ---カイラル2重項



## この講義で伝えたいこと(続き)

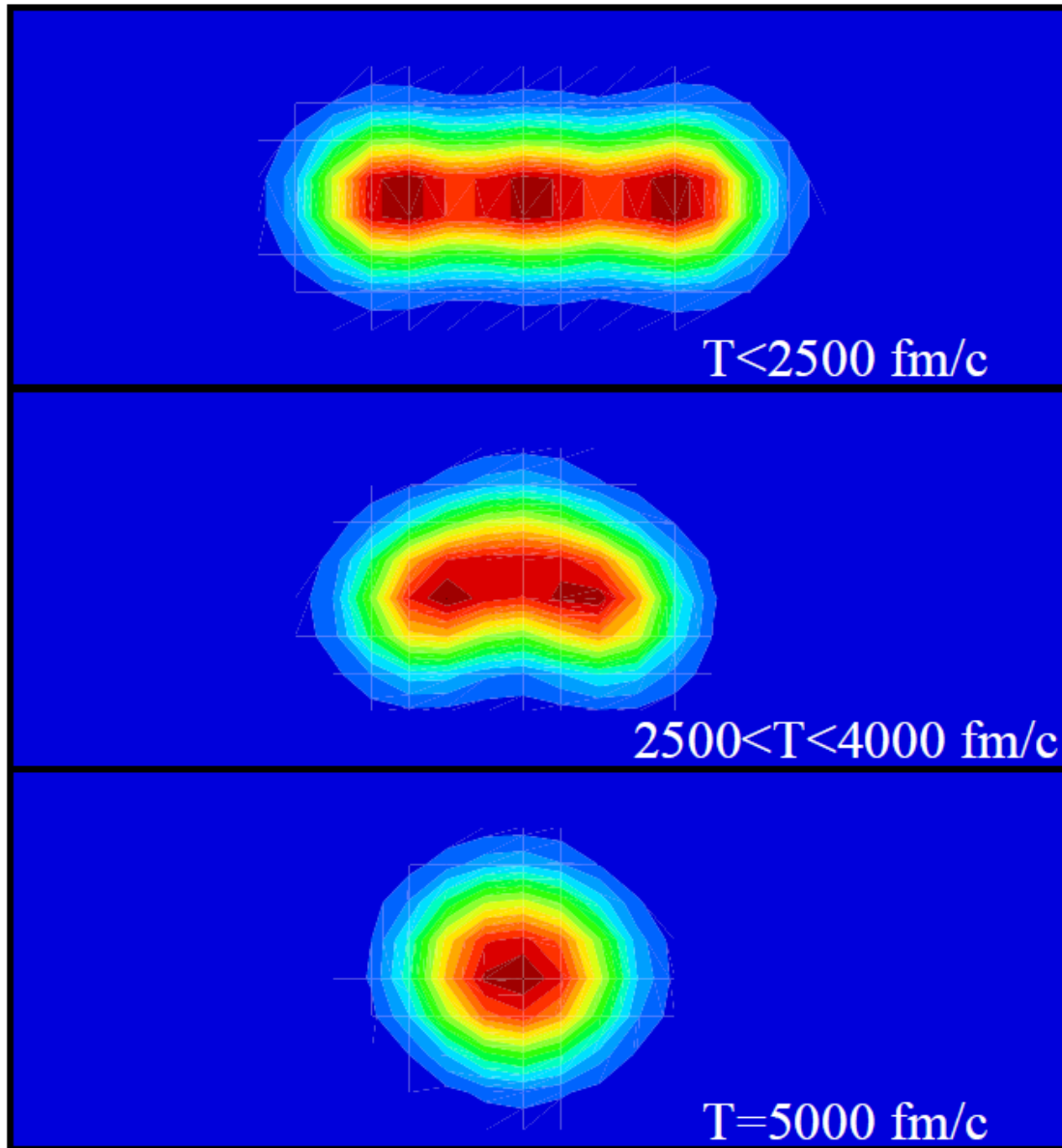


♡ 平均場は時間変化する。この運動が振動モードとして観測される

有限量子系の平均場の固有関数はそれぞれが多様な個性をもっているためきわめて多彩な振動自由度がある

♡ 現実の多くの核は平均場の量子相転移の近傍にあり、また、異なった平均場が共存/競合する変形共存現象が広範に知られている

このような大振幅振動も「(一般化された)時間に依存する平均場近似」に基づいて記述することが可能と思われる



# 3分間で聞く核構造論の歴史

1936 Niels Bohr

最初に見た原子核は「量子カオス」の世界だった

→ 1960年代 Wigner, Dyson, ... ランダム行列理論

1950年代 パラダイムシフト

基底状態近傍では平均場が成立している

平均場の時間変化としての集団運動

→ 1960年代 集団運動の微視的理論

1970年代 高スピンフロンティアー

超低温イラスト領域での秩序運動

→ 一般化された平均場  
(変形、対凝縮、回転系シェルモデル)

1986 超変形核の発見

1990年代

秩序運動とカオス運動の統一的理解にむけて

励起エネルギー

高温

超変形バンド

量子カオス

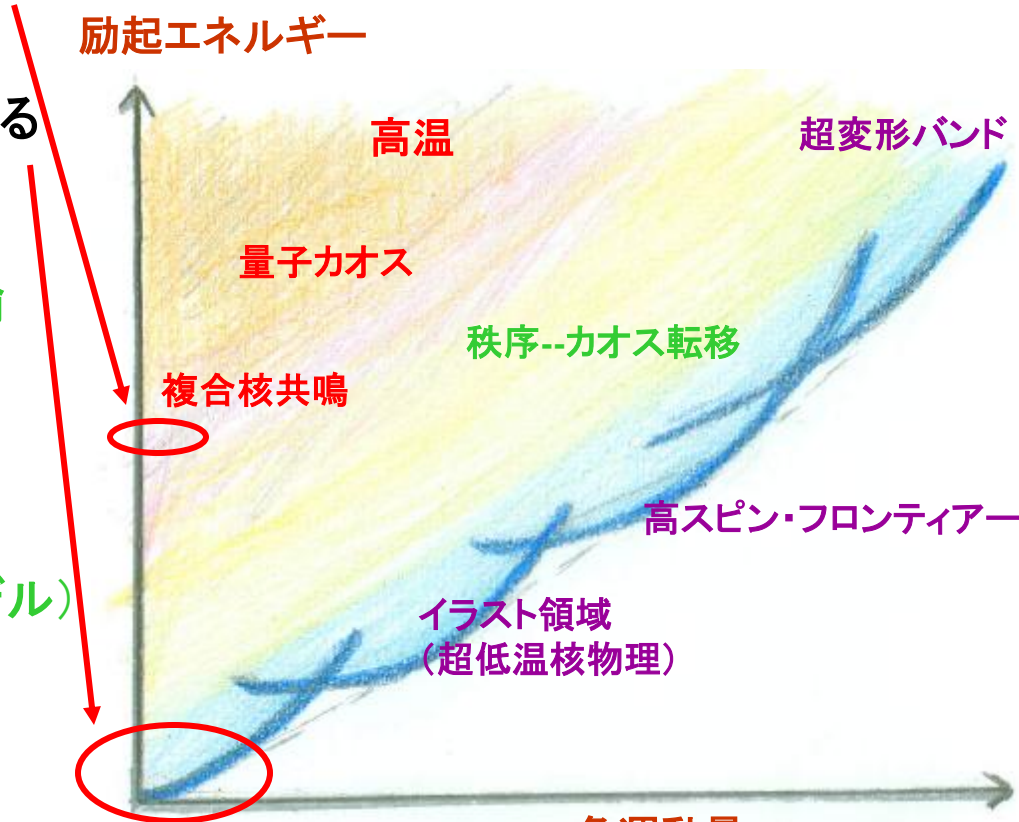
秩序--カオス転移

複合核共鳴

高スピン・フロンティアー

イラスト領域  
(超低温核物理)

角運動量



## 1930-1940年代: 複雑系としての原子核

1932 中性子の発見、核構造論の始まり

1936 Niels Bohr 複合核モデル

最初に見た原子核は「量子カオス」の世界だった

→ ランダム行列理論 (1960年代: Wigner, Metha, Dyson, Porter)

## 1950年代: 平均場モデルの成立、超低温での秩序運動

1949 Mayer-Jensen 球形シェルモデル

→ その理論的基礎付け (1955 Bruckner理論)

1953 Bohr-Mottelson 集団モデル (振動と回転は平均場の時間変化)

1955 Nilsson 変形シェルモデル

1957 超伝導のBCS理論 → 準粒子シェルモデル

## 1960年代: 核構造の多体問題

集団運動の微視的理論の始まり

非調和性、非線形効果の発見

→ 準粒子RPA, ボソン展開法、生成座標法, 対演算子法

## 1970年代: 重イオン核物理の始まり

高スピンイラスト分光学

→ 時間依存平均場理論(TDHF)

大振幅集団運動理論の試み

1971- Backbending現象の発見

→ 回転座標系での準粒子シェルモデルの成立

## 1980年代: 高スピントロニクス発展

1986 超変形核の発見

多様な変形共存現象の発見

## 1990年代：非イラスト核構造論の始まり

高温状態での集団運動

秩序運動からカオス運動への転移領域の探求

→ 温かい核の減衰回転や巨大共鳴

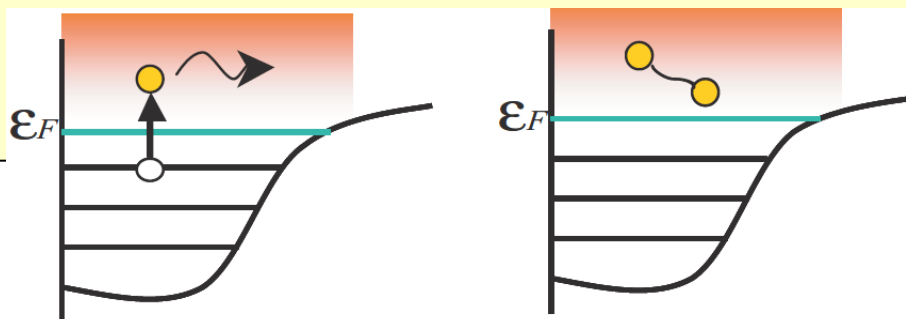
不安定核研究の始まり

→ 中性子ハロー、スキンの発見

## 2000年代：不安定核ビームを用いた核物理の時代

ドリップ線近傍における新現象

弱束縛系の多体問題



# この50年間は核構造論にとってどういう時代であったか

あえて一言で言えば

## 微視的モデルが進展した時代

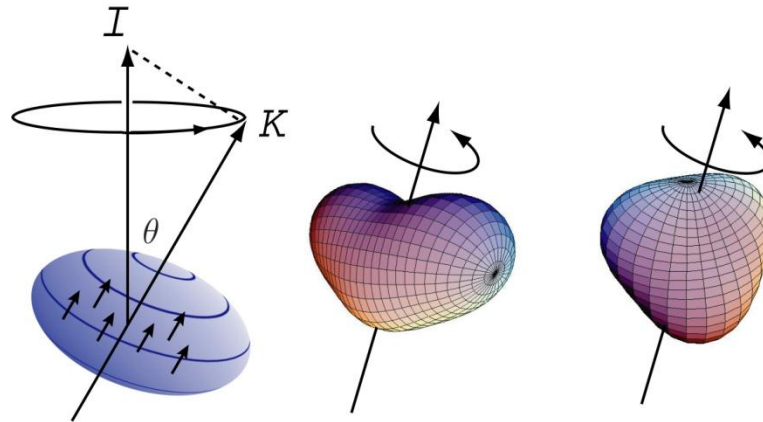
安定核どうしの衝突によって、  
高い励起状態、高スピン状態など  
極限状況の原子核をつくりだし、  
量子多体論にもとづく核構造論がおおいに進展し、  
原子核という不思議な物質に対する描像が  
革新した時代



そして今、不安定核ビームをもちいた  
新しい時代が始まろうとしている  
この状況は、構造論と反応論を  
統一する新しい課題を提起している



# 高スピン状態に特有な集団モードの探求

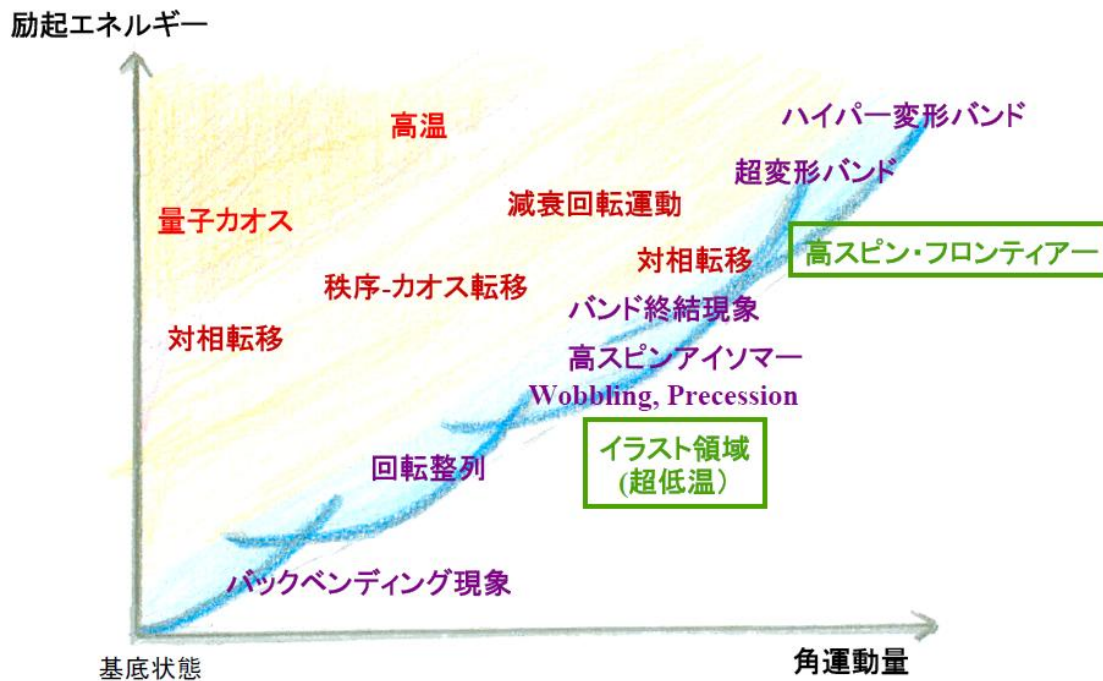
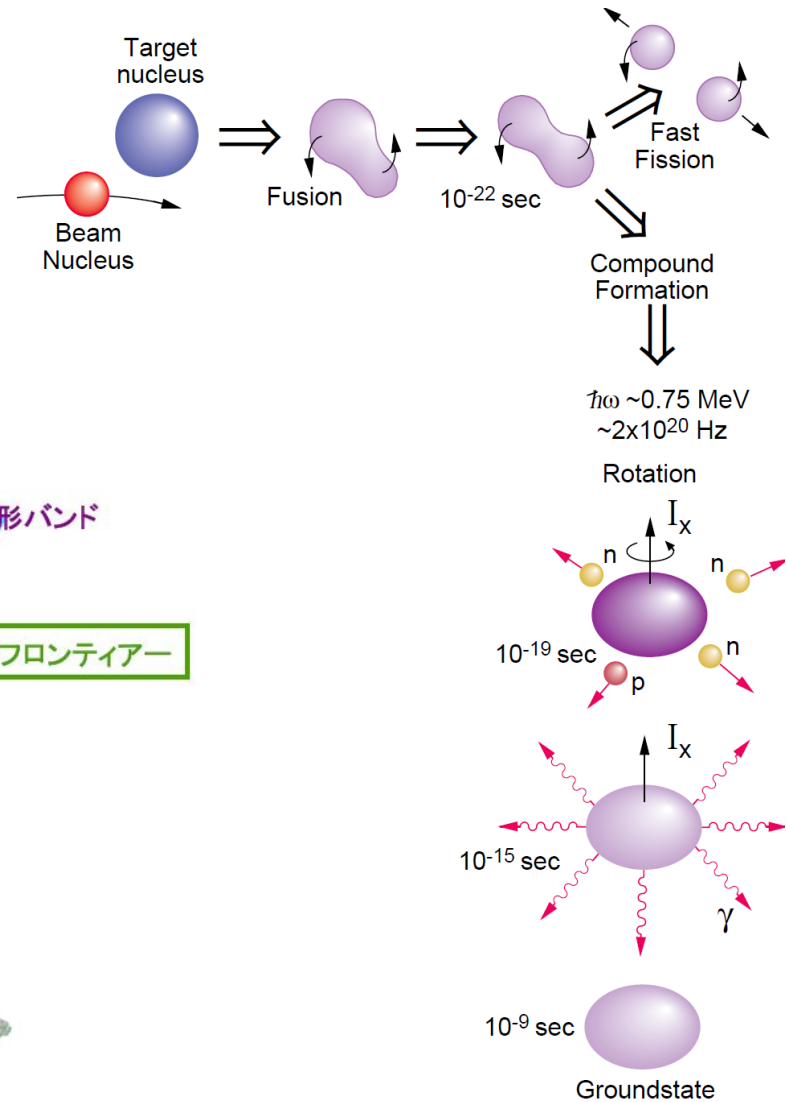


## 高速回転は新しい型の振動モードを生み出すだろうか

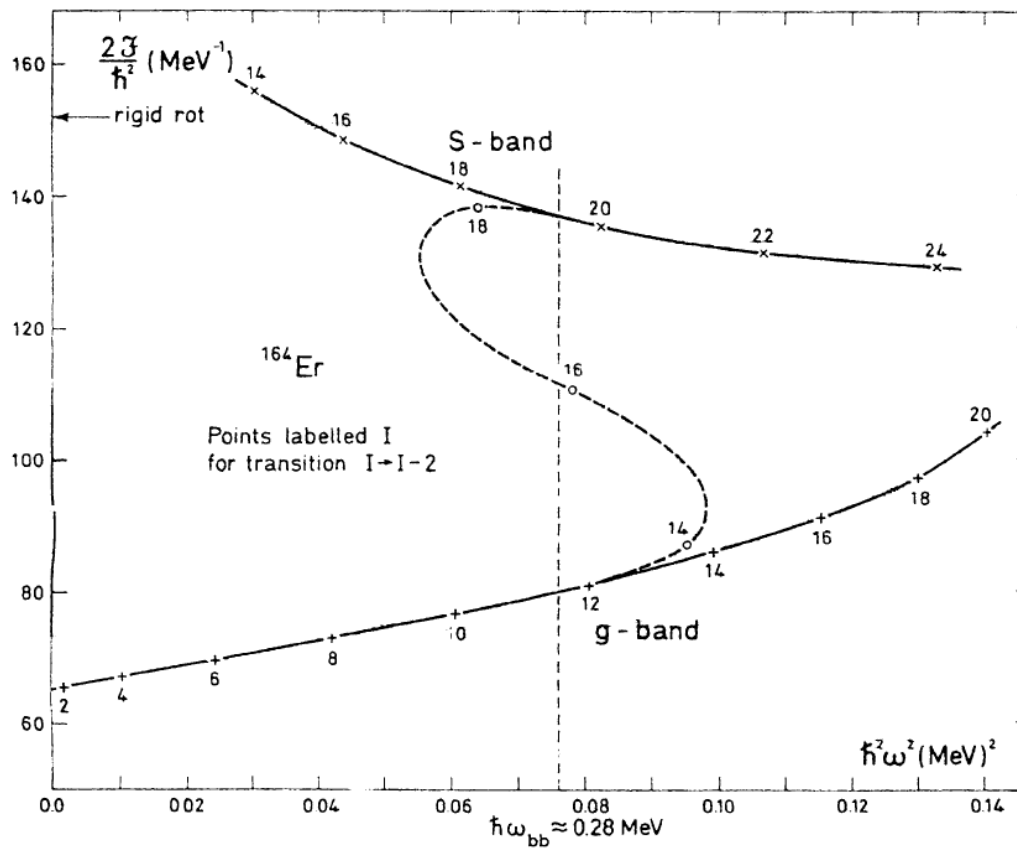
ソフトな集団励起モードの集団性(コヒーレンス)が生み出される  
微視的メカニズムを基礎に立ち戻って考えてみよう。

- ♥ Soft octupole vibration built on superdeformed bands
- ♥ Wobbling and Precession
- ♥ Chiral doublets, Triaxial vibrations

70年代以降、  
 高スピンフロンティアは著しく拡大したが  
 高スピンでの振動モードはごく僅かしか  
 分かっていない

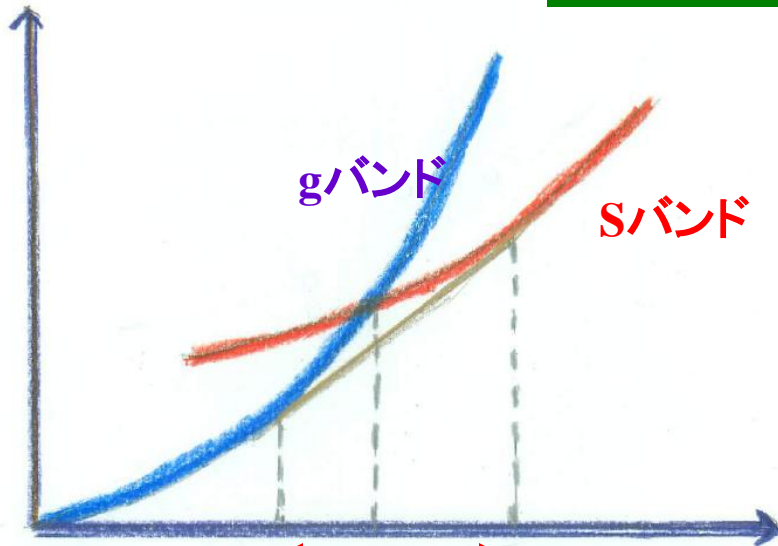


# gバンドとsバンドの慣性モーメント



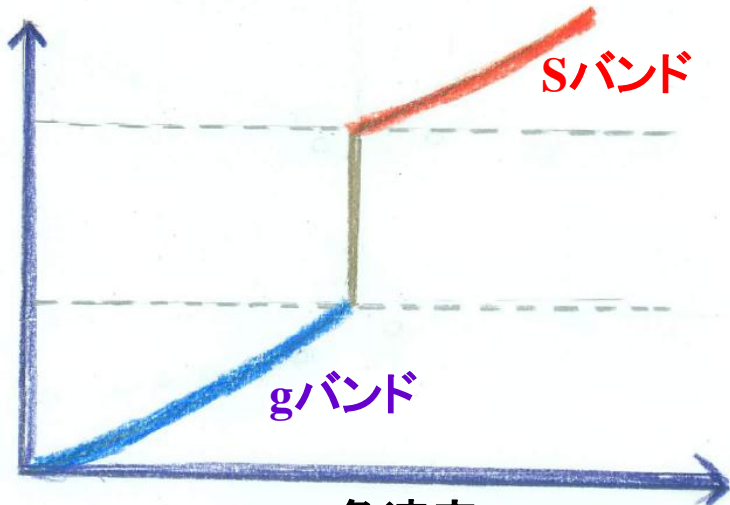
# バンド交差現象

励起エネルギー



Missing ang. mom. 角運動量

角運動量



角速度

## 角速度

$$\begin{aligned} \hbar\omega_{\text{rot}}(I) &\simeq \frac{\partial E_{\text{rot}}}{\partial I} \\ &= \frac{1}{2}\{E_{\text{rot}}(I+1) - E_{\text{rot}}(I-1)\} \\ &= \frac{1}{2}E_{\gamma} \end{aligned}$$

## 運動学のおよび動力学的慣性モーメント

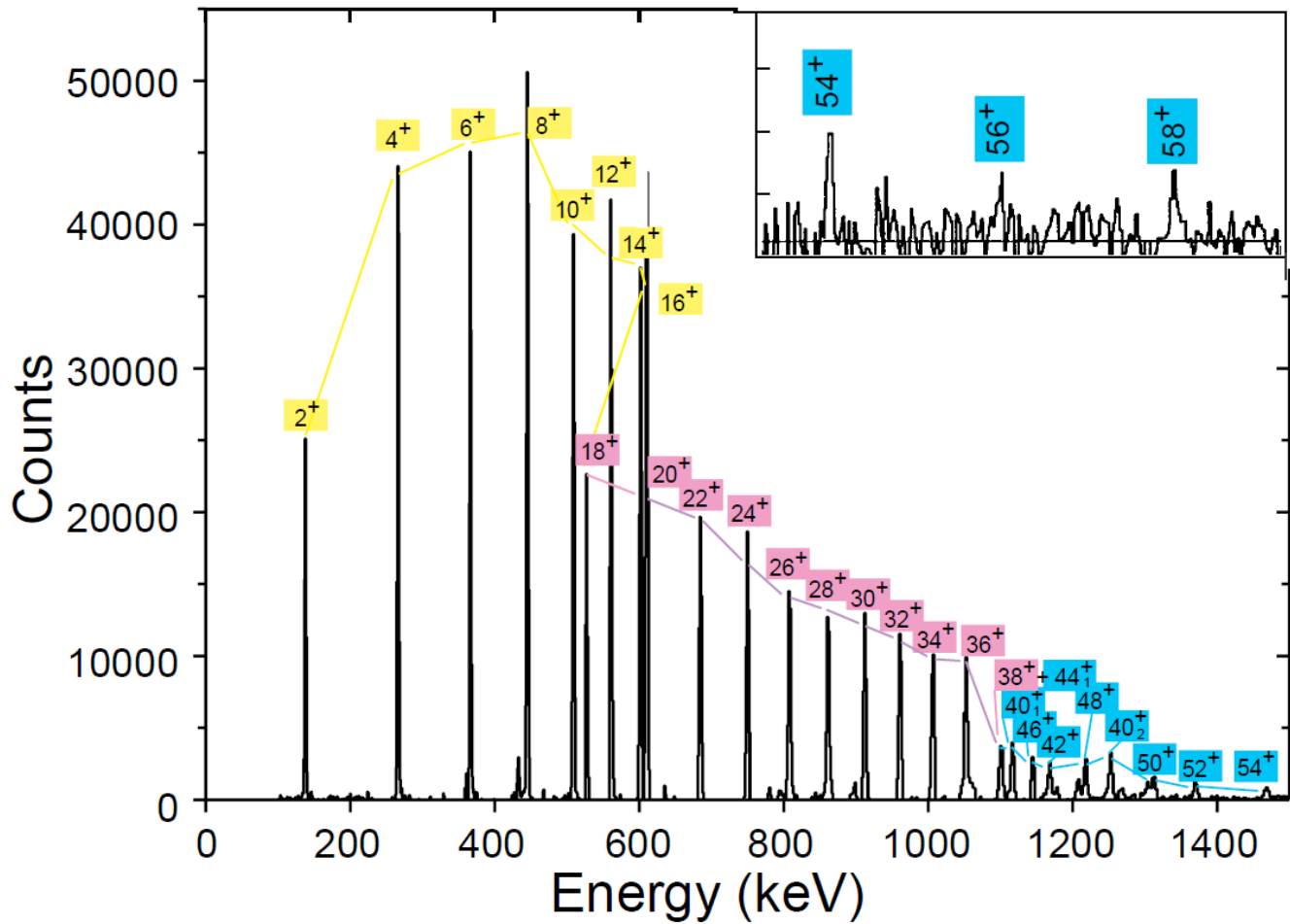
$$\mathcal{J}^{(1)} = \frac{I}{\omega_{\text{rot}}} = \left(\frac{1}{I} \frac{dE}{dI}\right)^{-1} = -\frac{1}{\omega} \frac{dE'}{d\omega} \simeq \frac{2I}{E_{\gamma}}$$

$$\mathcal{J}^{(2)} = \frac{dI}{d\omega_{\text{rot}}} = \left(\frac{d^2E}{dI^2}\right)^{-1} = -\frac{d^2E'}{d\omega^2} \simeq \frac{4}{\Delta E_{\gamma}}$$

## 整列角運動量

$$i(\omega) = I(\omega) - I_g(\omega)$$

# もっと高スピンへ

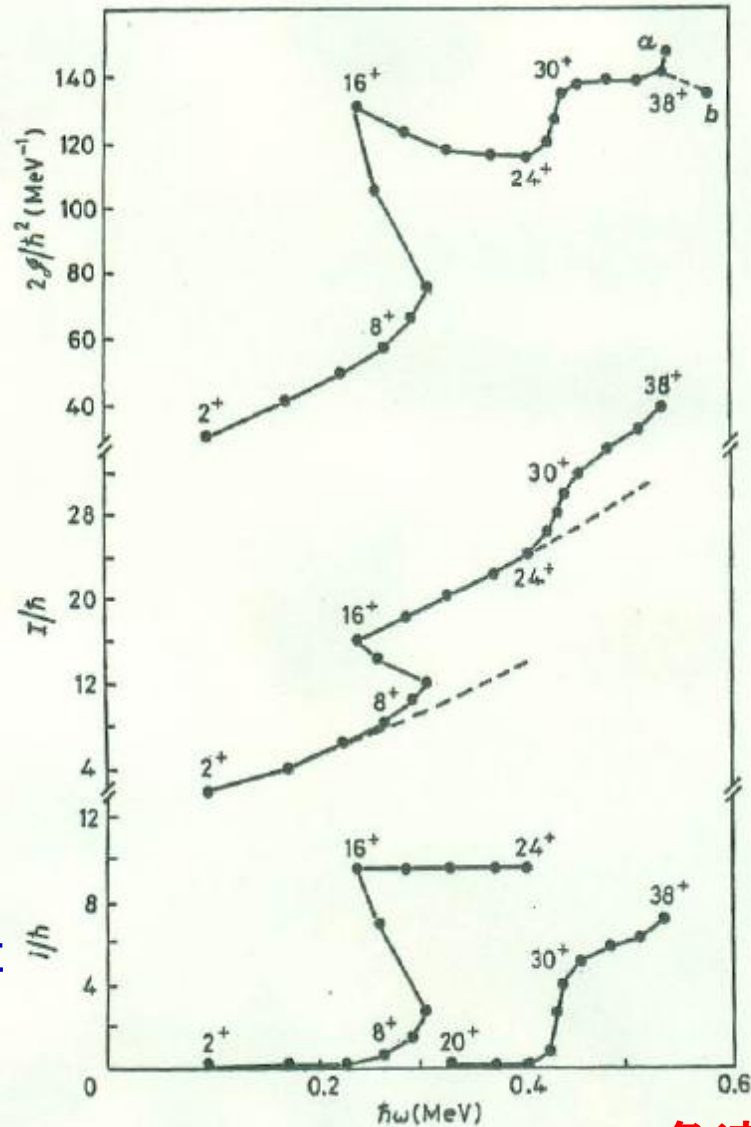


# Er158の高スピン状態

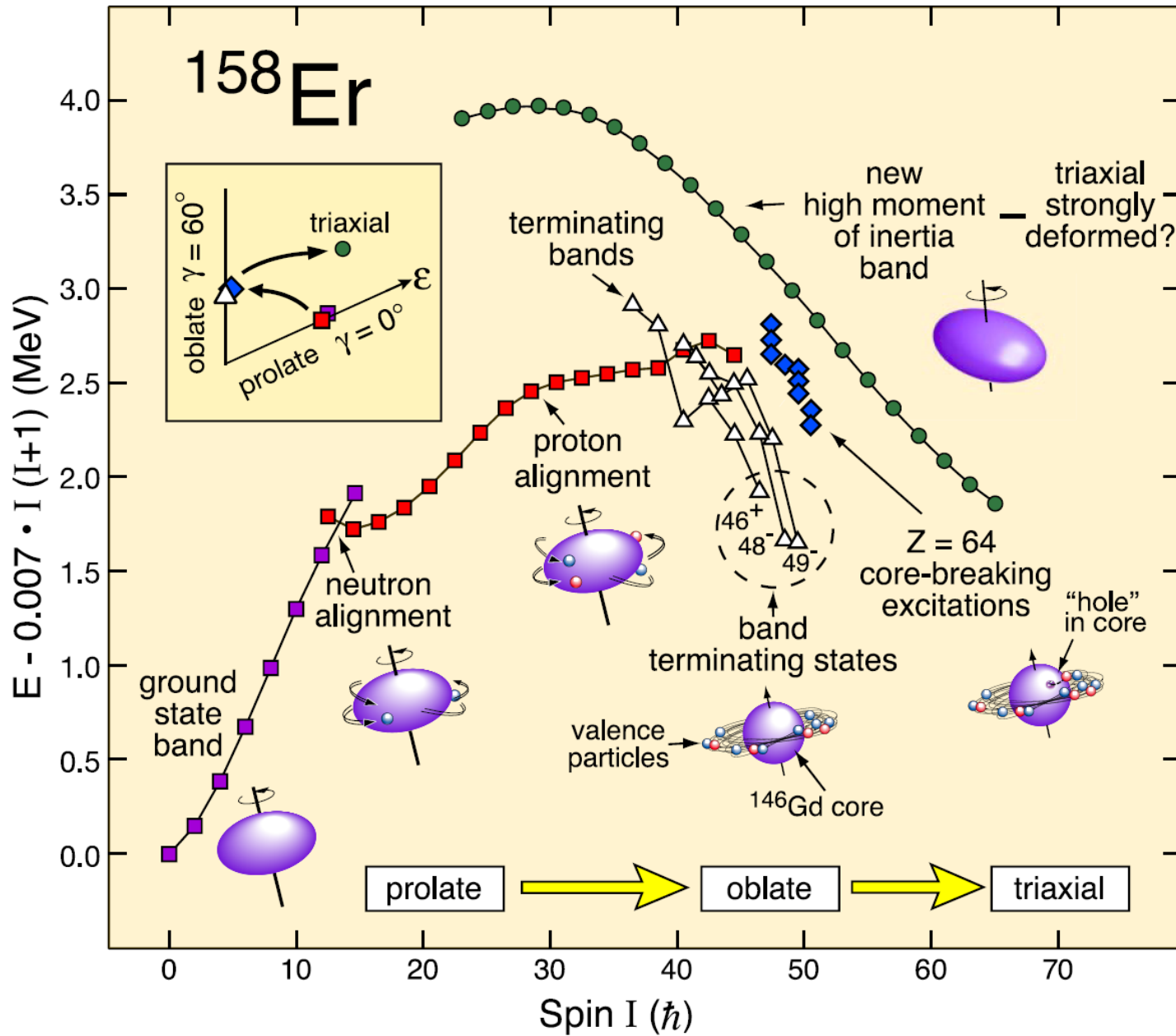
慣性モーメント

角運動量

整列角運動量



角速度



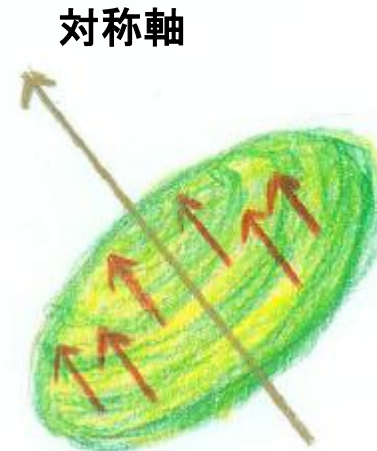
# 高スピン状態の作り方

## 1. 集団的回転運動



角運動量(スピン)の向きは  
平均場の**対称軸と垂直方向**

## 2. 個別核子のスピン整列



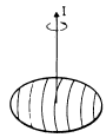
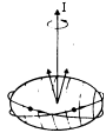
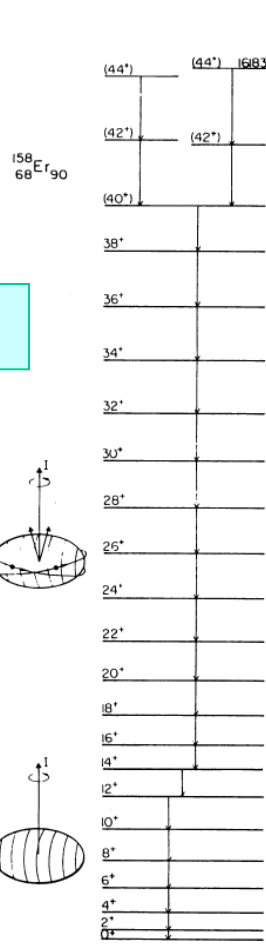
角運動量(スピン)の向きは  
平均場の**対称軸方向**

これらの組み合わせで極めて豊富な構造が作られる

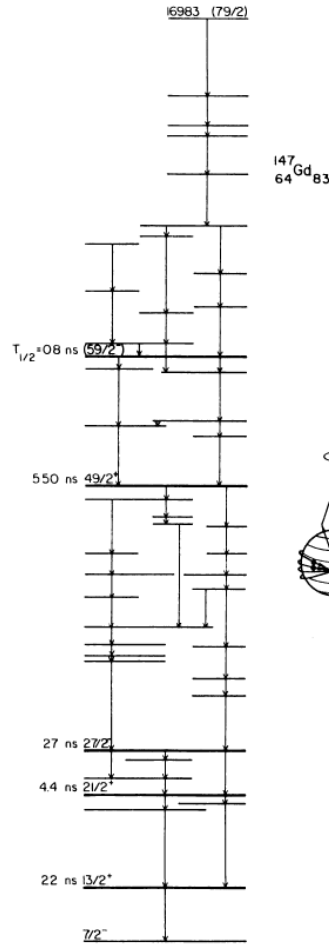


# 対照的な高スピン・スペクトル

集団回転スペクトル

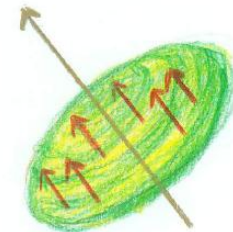
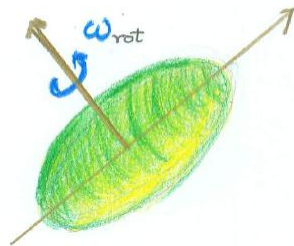


プロレート変形

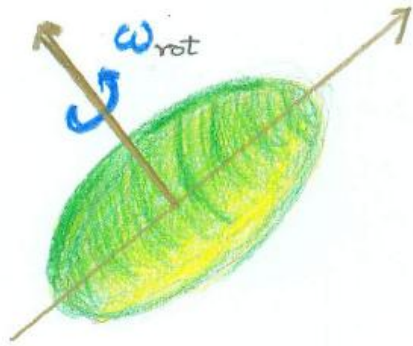


高スピン・アイソマー

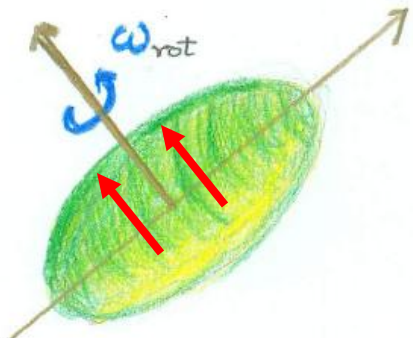
オブレート変形



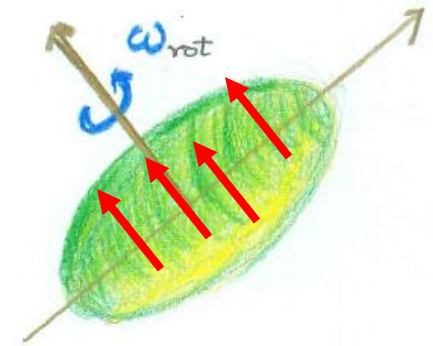
# イラスト線に沿っての内部構造の変化



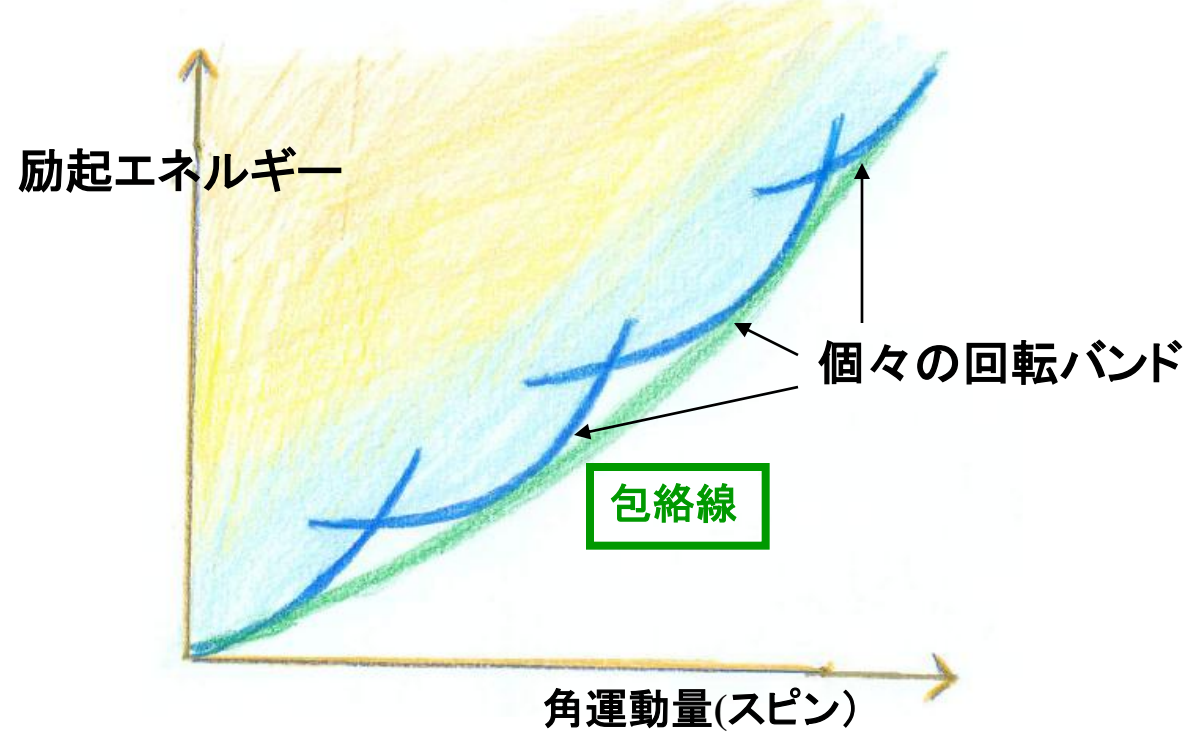
プロレート変形



2準粒子のスピンの整列



4準粒子のスピンの整列

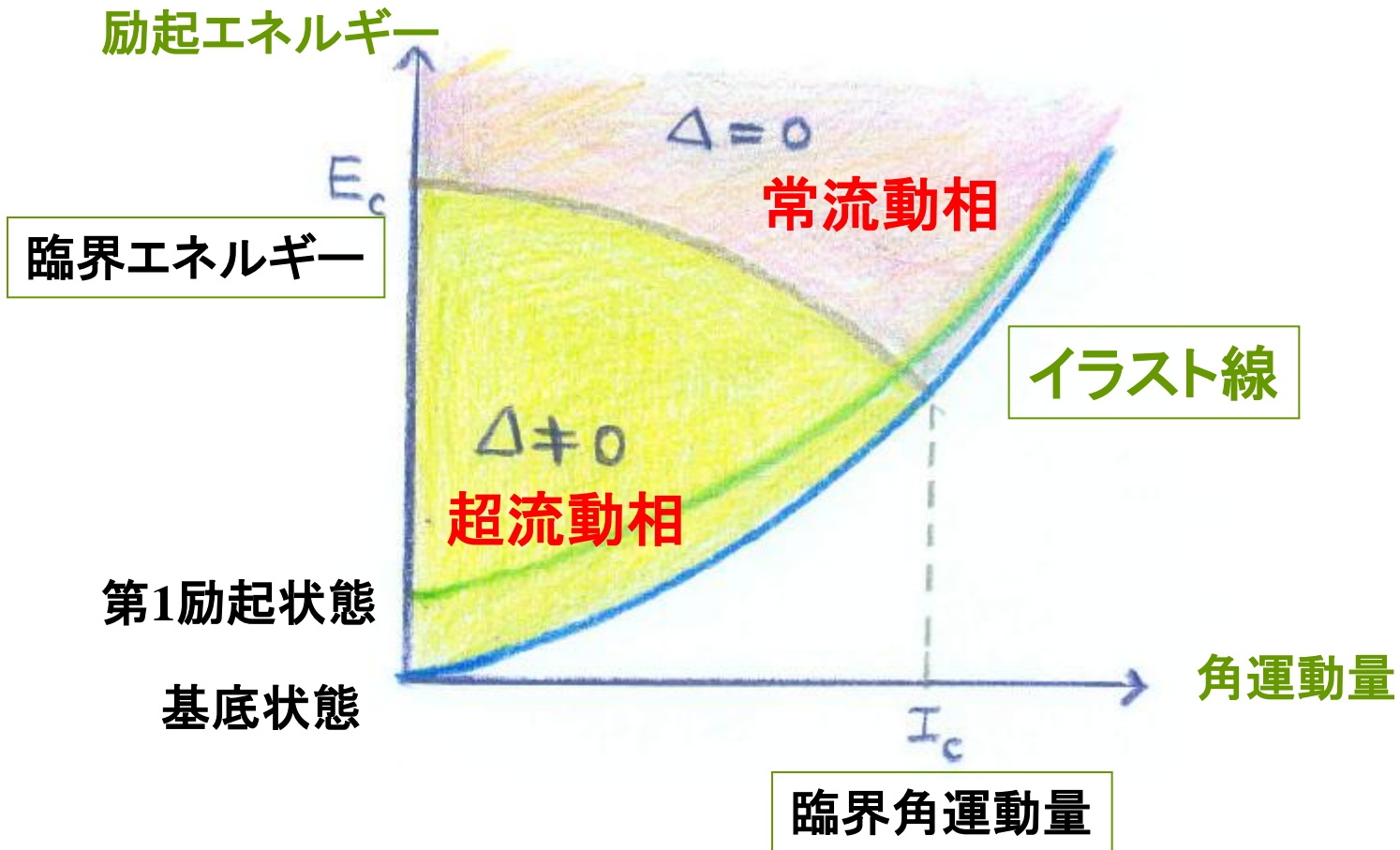


非軸対称変形の成長



多数の核子のスピンの整列  
オブレート変形

# ペアリングに関する相図



70年代以降の研究によって、イラスト線近傍もペアリング相転移領域も、この予想よりはるかに豊富な構造をもっていることが明らかになった

# 一様に回転する座標系への変換

$$|\phi(\theta, I)\rangle = e^{-i\theta J_x} |\phi_{\text{intr}}(I)\rangle$$

時間に依存する変分原理

$$\delta \langle \phi(\theta, I) | i \frac{\partial}{\partial t} - H | \phi(\theta, I) \rangle = 0$$

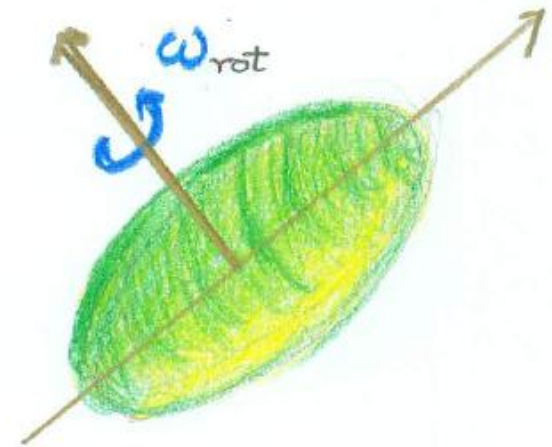


$$\delta \langle \phi_{\text{intr}}(I) | H - \omega_{\text{rot}} J_x | \phi_{\text{intr}}(I) \rangle = 0$$

回転座標系ハミルトニアン

$$H' = H - \omega_{\text{rot}} J_x$$

$$|\phi_{\text{intr}}(I)\rangle = e^{iG(I)} |\phi_0\rangle$$



正準運動方程式

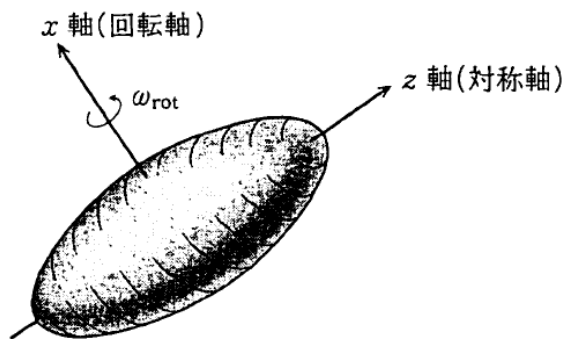
$$\dot{\theta} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial I} = \omega_{\text{rot}}$$

$$\dot{I} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \theta} = 0$$

$$\mathcal{H}(I) \equiv \langle \phi(\theta', I) | H | \phi(\theta', I) \rangle = \langle \phi_{\text{intr}}(I) | H | \phi_{\text{intr}}(I) \rangle$$

# 回転座標系での準粒子シェルモデル

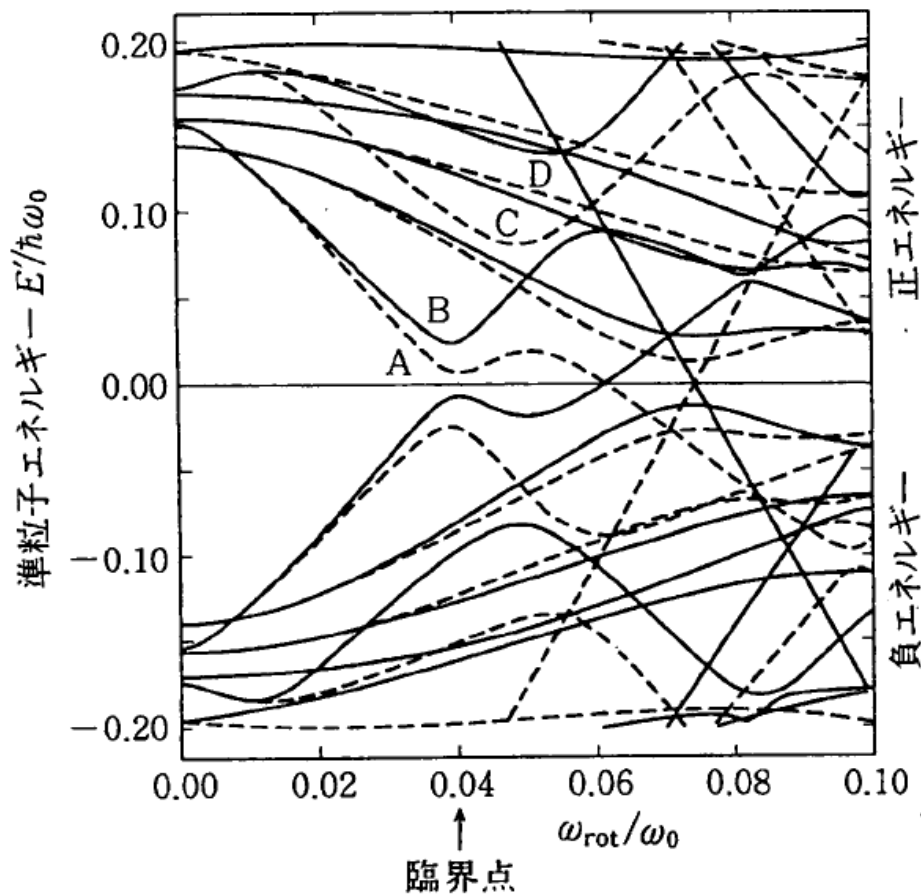
$$\begin{aligned}
 H &= \sum_i (e_i - \lambda) c_i^\dagger c_i - \Delta \sum_i (c_i^\dagger c_i^\dagger + c_i c_i) - \omega_{\text{rot}} \sum_{i,j} \langle i | J_x | j \rangle c_i^\dagger c_j \\
 &= \sum_\mu E_\mu a_\mu^\dagger a_\mu + \sum_{\bar{\mu}} E_{\bar{\mu}} a_{\bar{\mu}}^\dagger a_{\bar{\mu}}
 \end{aligned}$$



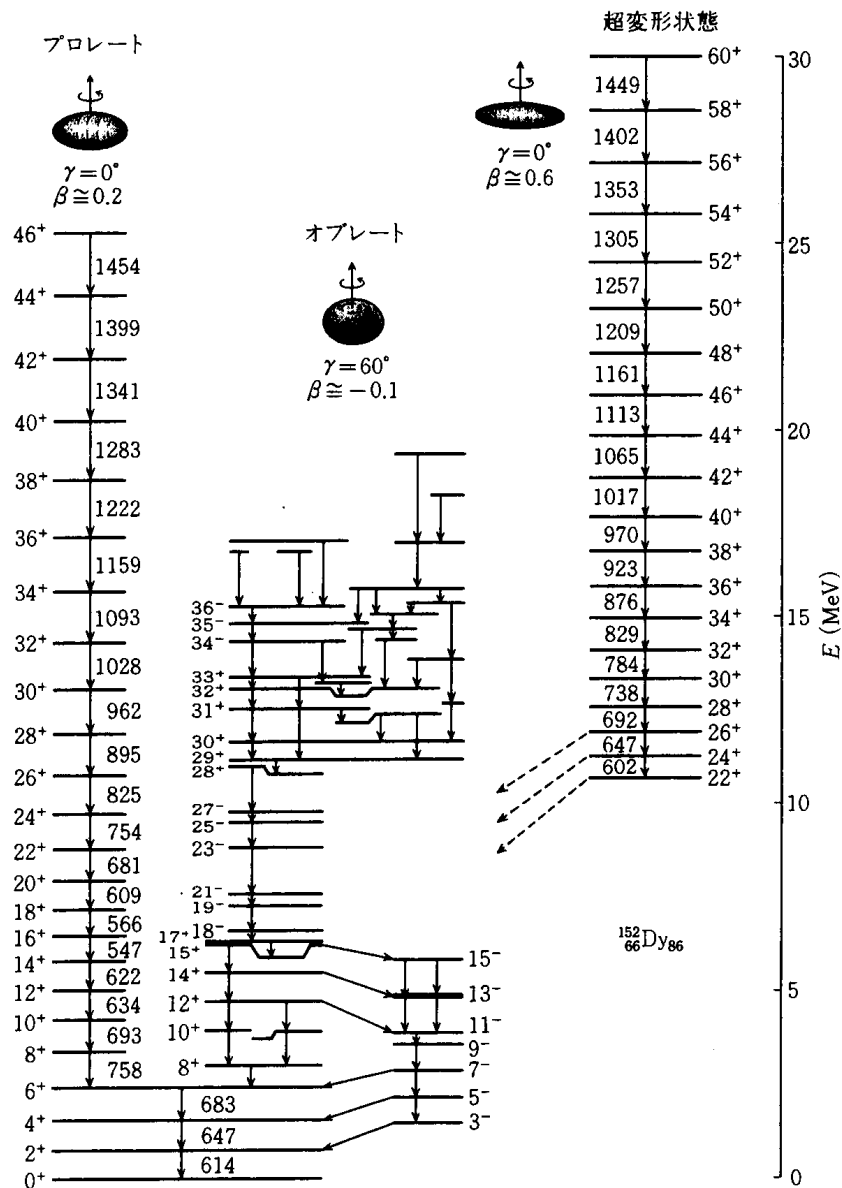
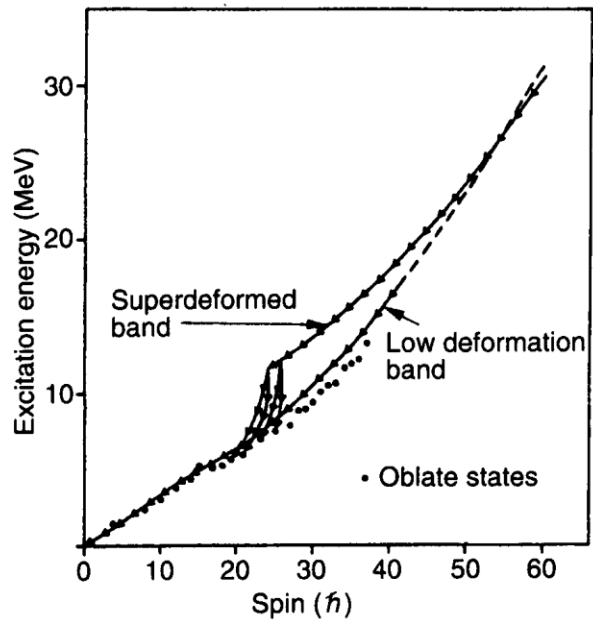
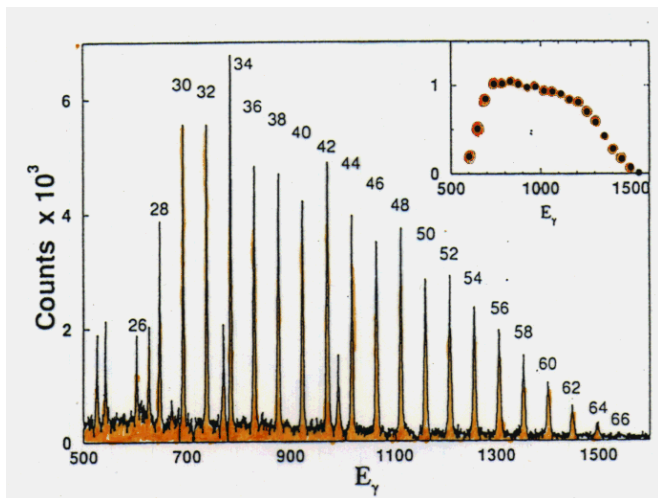
変形、対凝縮、回転による  
対称性の破れ



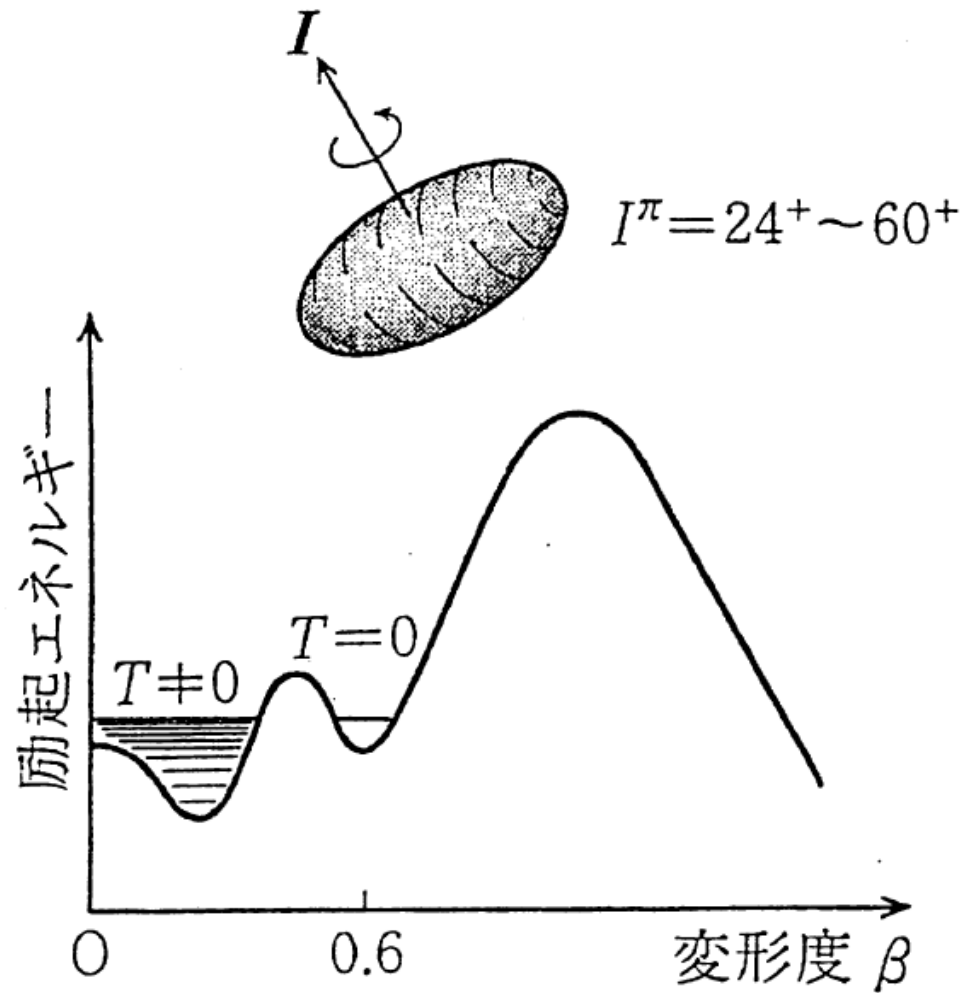
一般化された1粒子運動モード



# 超変形回転バンド



# 高速回転する超変形状態

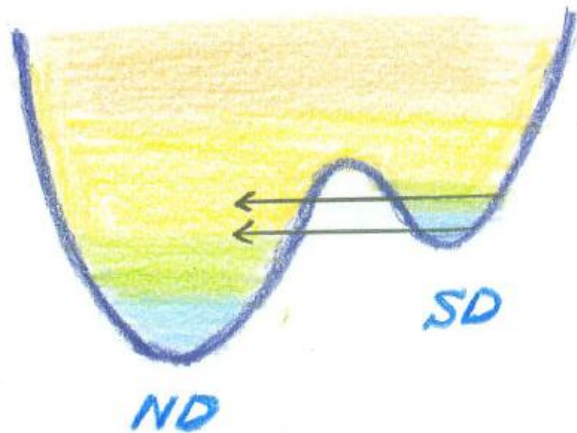


平均場の第2極小点  
(二つの真空)

超変形状態から  
常変形状態への  
巨視的トンネル現象



# SD からNDへのトンネル崩壊



$$H = \frac{1}{2} \sum_{ij=1}^2 m_{ij}(q_1, q_2) \dot{q}_i \dot{q}_j + V(q_1, q_2),$$

透過係数

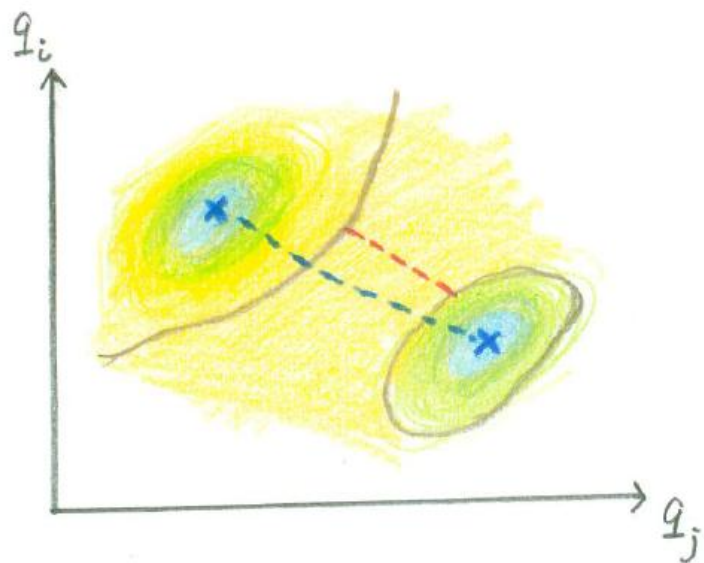
$$T = (1 + \exp 2S)^{-1}$$

作用積分

$$S(E) = \int_{\text{path}} ds \sqrt{2M_0(V(q(s)) - E)},$$

集団質量

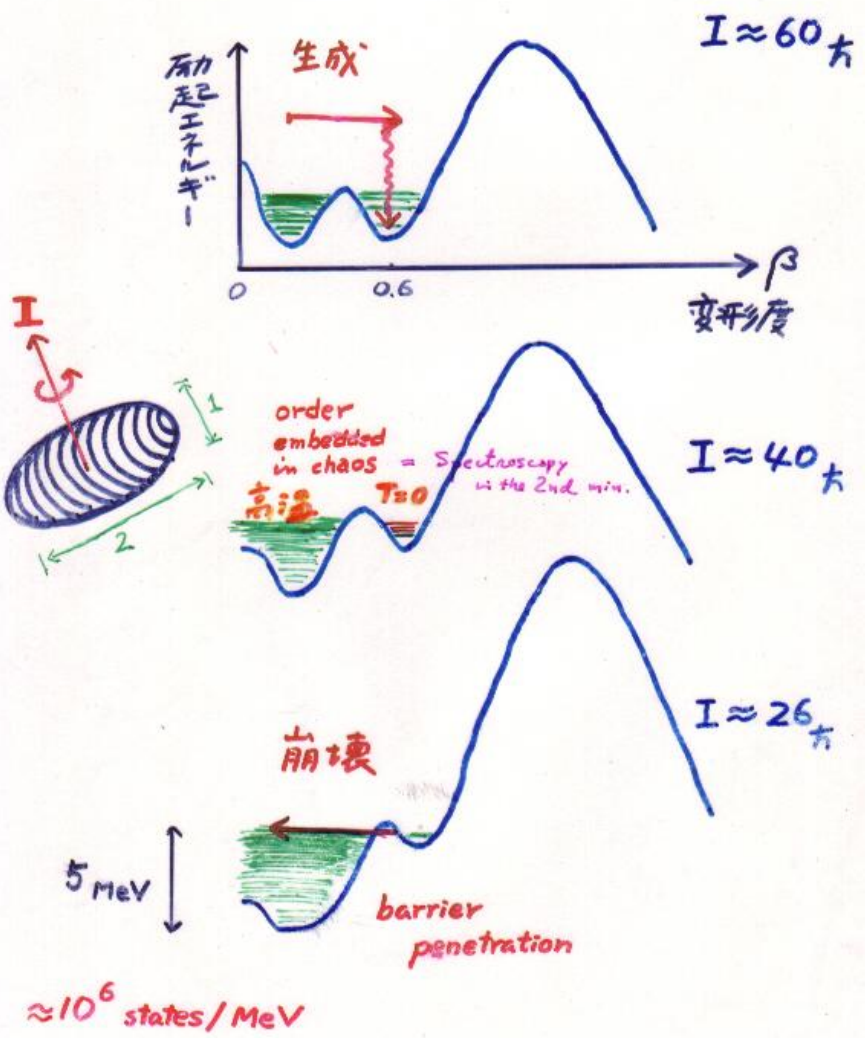
$$M_0 ds^2 = \sum_{ij} m_{ij}(q) dq_i dq_j$$



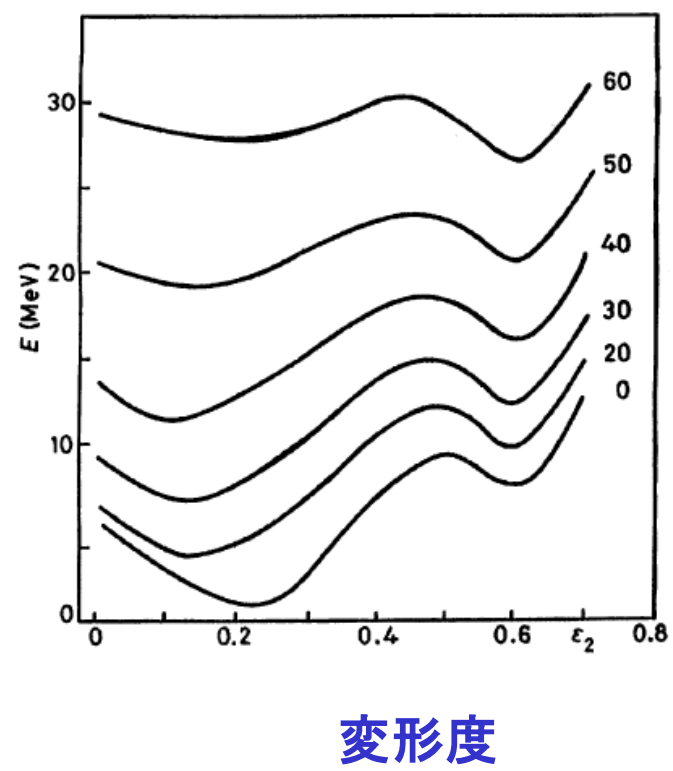
$$q_1 = \epsilon_2 \cos(\gamma + 30^\circ), \quad q_2 = \epsilon_2 \sin(\gamma + 30^\circ).$$



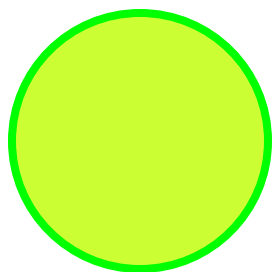
superdeformed band  
超変形回転バンドの生成と崩壊



変形ポテンシャルエネルギーの角運動量依存性



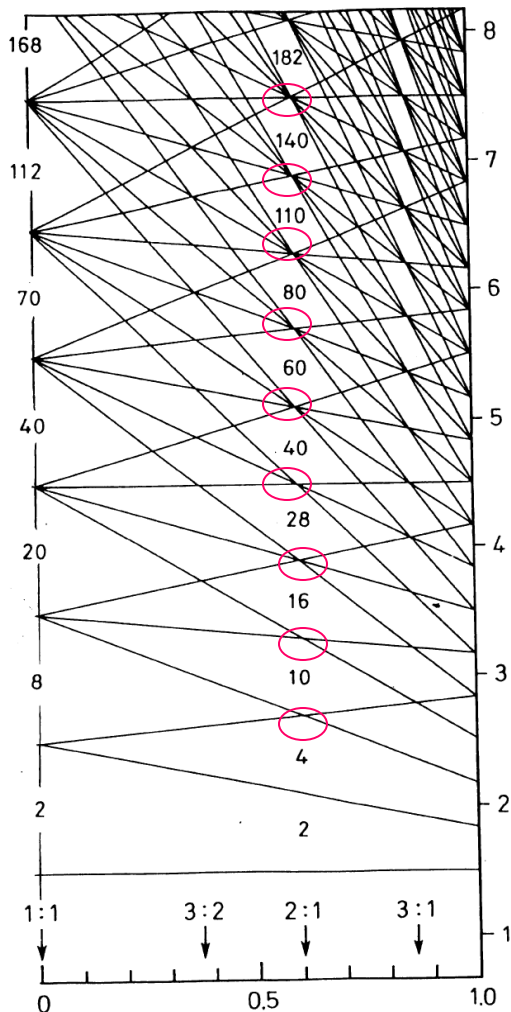
$$e(n_{\perp}, n_z) = \hbar\omega_{\perp}(n_{\perp} + 1) + \hbar\omega_z(n_z + \frac{1}{2})$$



球形

縮退度

- 56 →
- 42 →
- 30 →
- 20 →
- 12 →
- 6 →
- 2 →

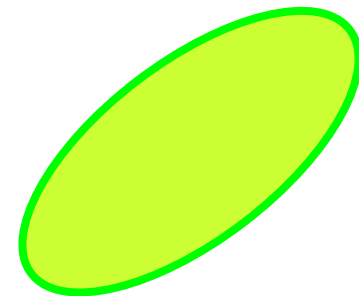


変形度  $\delta_{osc} = (\omega_{\perp} - \omega_z) / \bar{\omega}$

$$\omega_{\perp} = \omega_x = \omega_y$$

縮退度

- ← 42
- ← 42
- ← 30
- ← 30
- ← 20
- ← 20
- ← 12
- ← 12
- ← 6
- ← 6
- ← 2
- ← 2



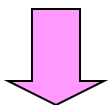
超変形

軸比2:1

調和振動子ポテンシャルの動力学的対称性

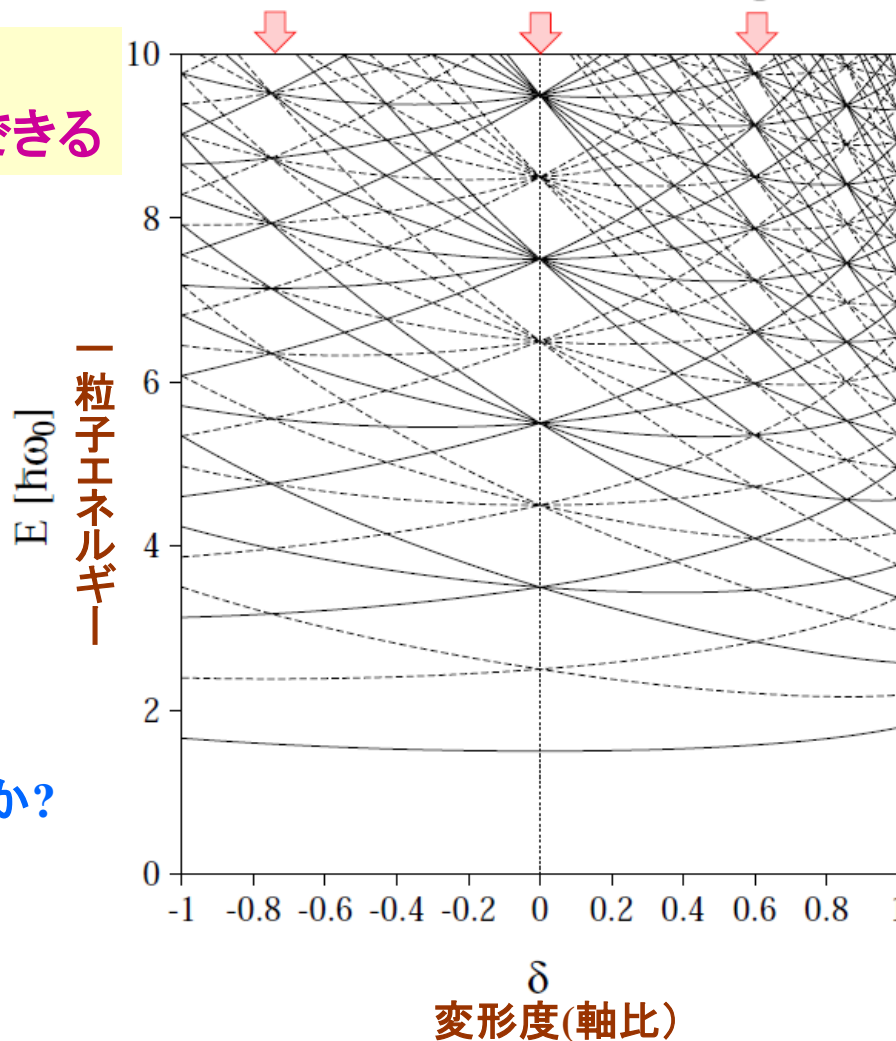
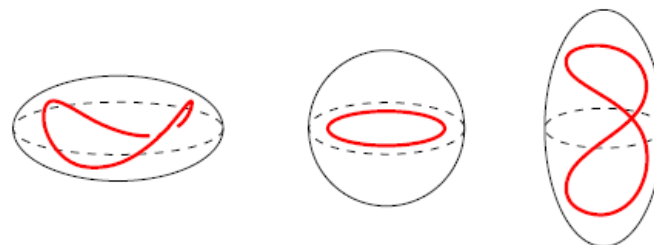
# 調和振動子ポテンシャル

軸比2:1のとき  
8の字型の周期軌道ができる



準位が縮退する  
超変形シェル構造の形成

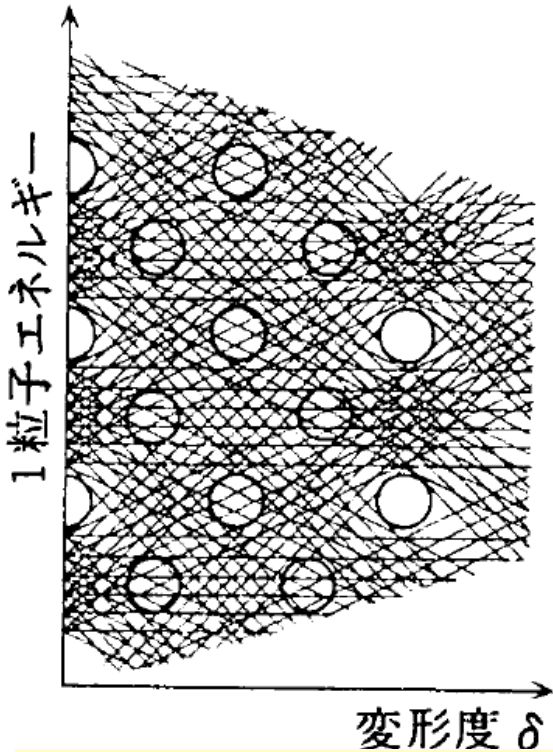
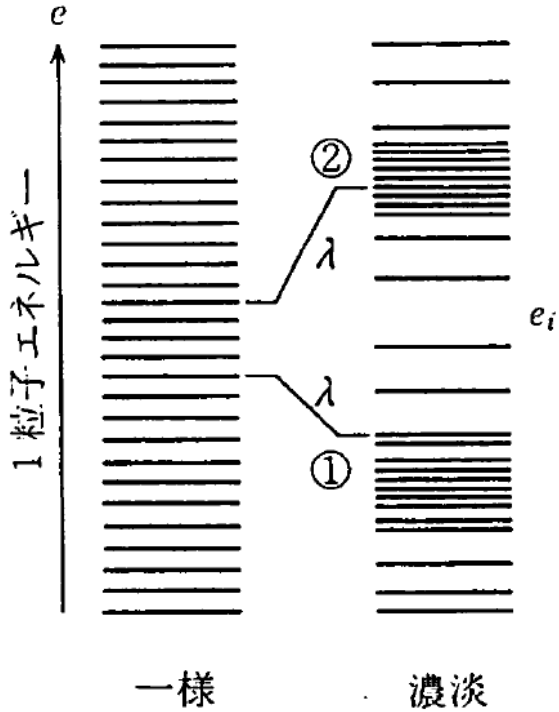
一般のポテンシャルではどうか?



# シェル構造とは何か

疎視化して見える1粒子準位スペクトルの規則的な振動パターン

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\beta)\right)\psi(\mathbf{r}) = e(\beta)\psi(\mathbf{r})$$



振動パターンは変形とともに変わる

問8 変形した原子核はなぜ存在するのですか。何が「変形」しているのですか。

# シェル構造とは何か

疎視化して見える1粒子準位スペクトルの規則的な振動パターン

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\beta)\right)\psi(\mathbf{r}) = e(\beta)\psi(\mathbf{r})$$

準位密度に対するトレース公式

$$\begin{aligned}g(e) &= \sum_i \delta(e - e_i) \\ &\simeq \bar{g}(e) + \delta g(e) \\ &= \bar{g}(e) + \sum_{\gamma} A_{\gamma} \cos\left(\frac{1}{\hbar}S_{\gamma}(e) - \frac{\pi}{2}\mu_{\gamma}\right)\end{aligned}$$

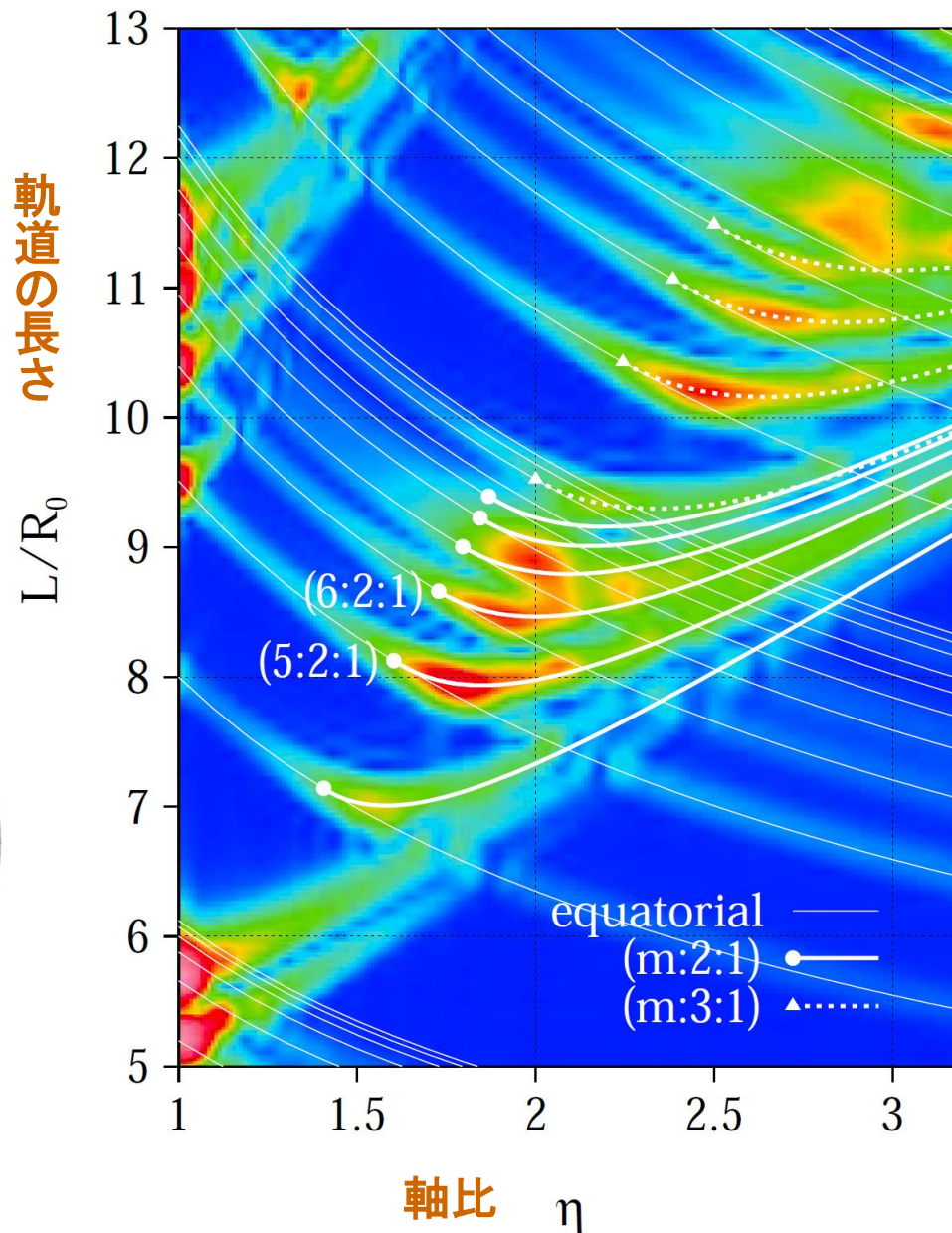
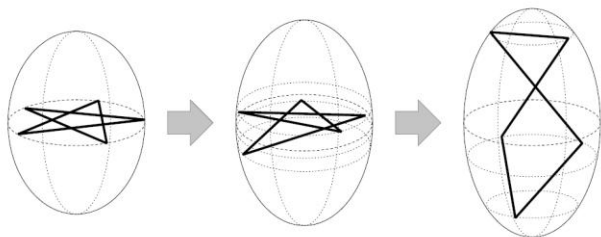
すべての周期軌道に関する総和

作用積分



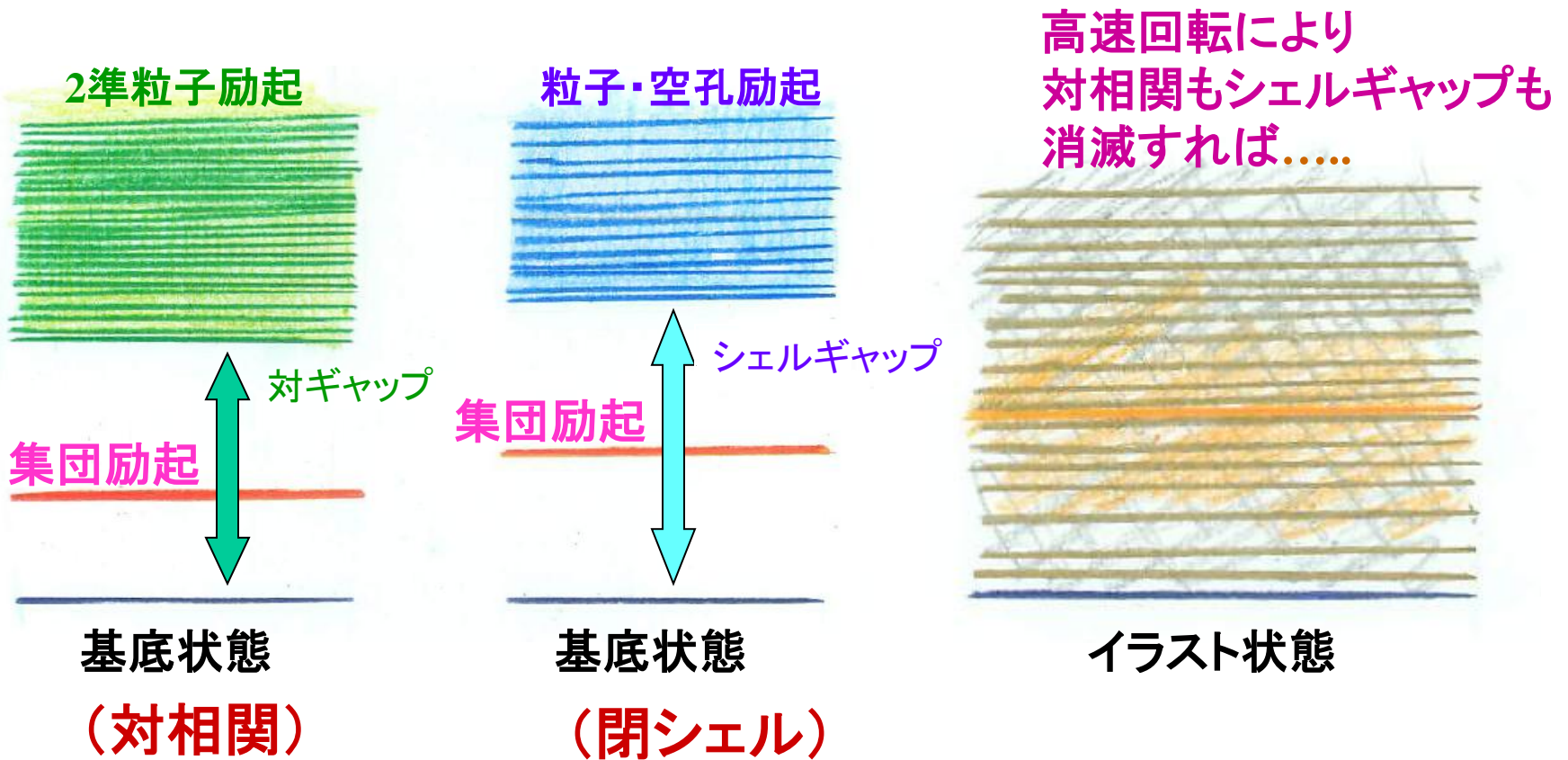
# 軸対称Cavity

周期軌道分岐による  
シェル構造の形成



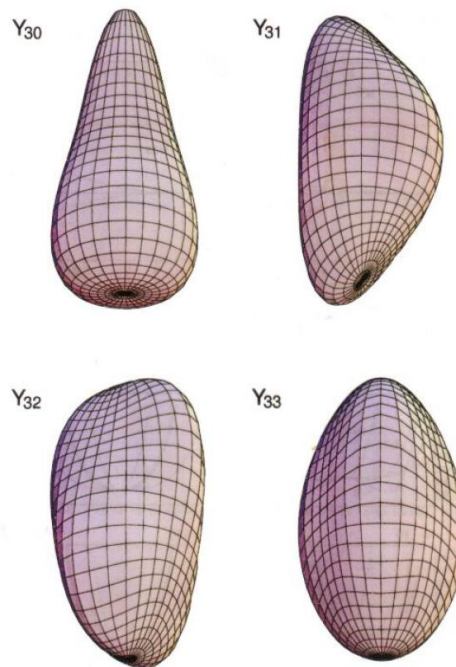
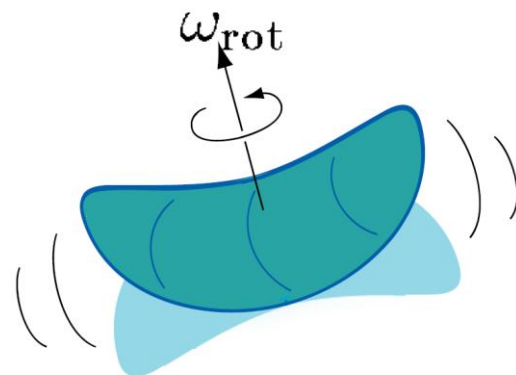
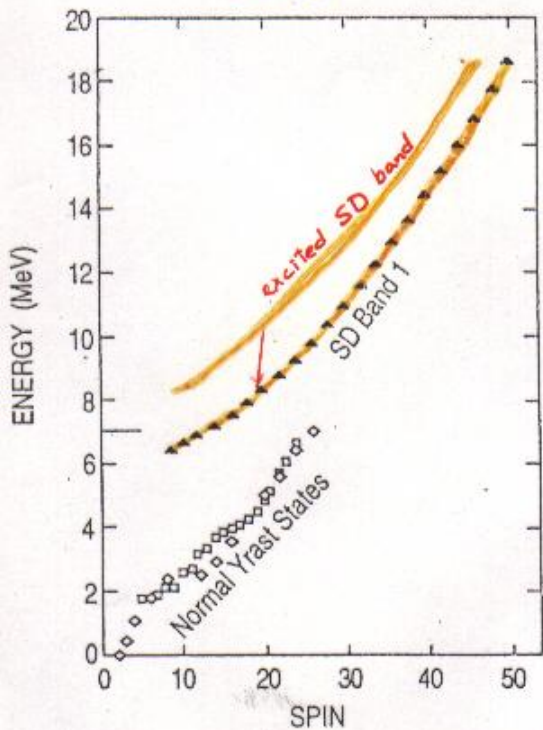
## 1970年代-1980年代

高スピンスペクトルはすべて回転系での準粒子励起によって説明でき、  
低振動数の集団振動モードは高スピんで消滅しているように見えた



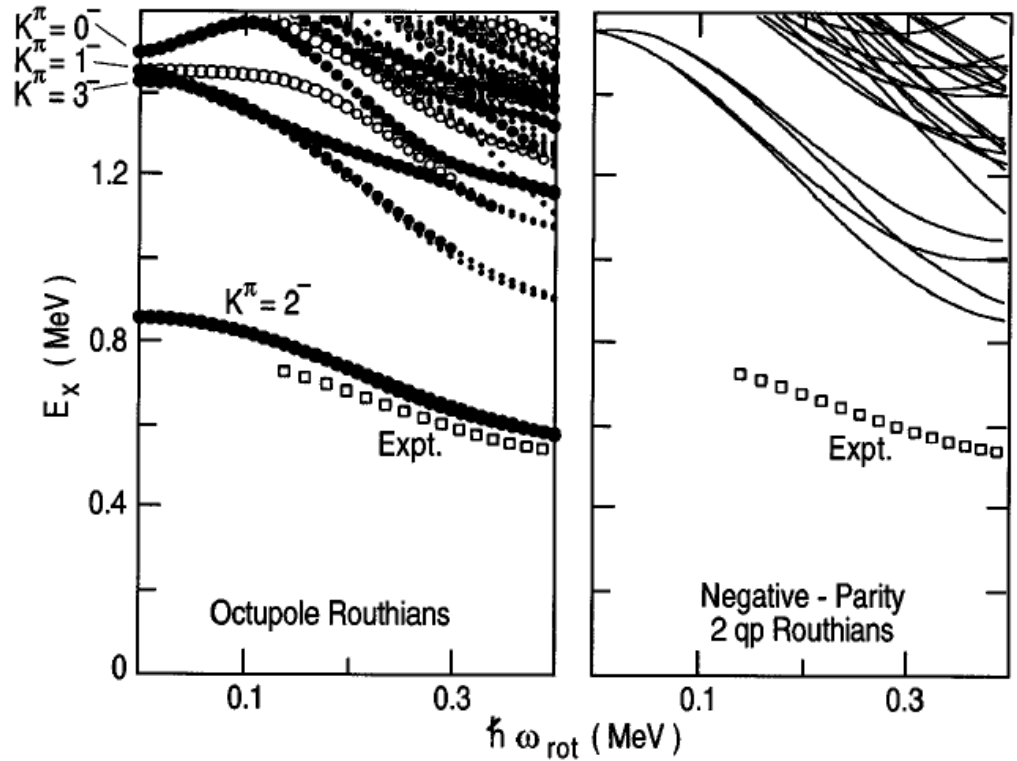
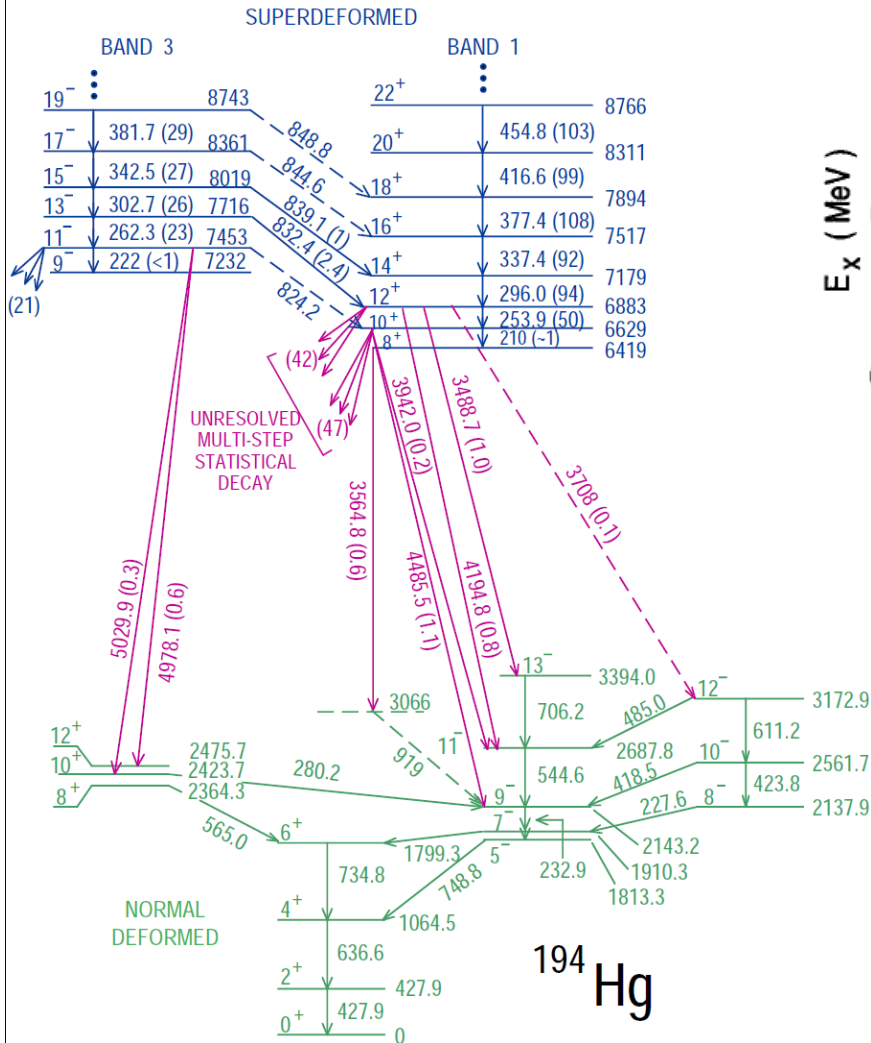
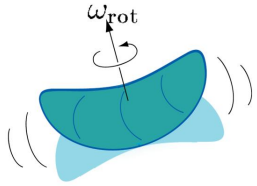
# 超変形イラスト状態の上に形成される新しい集団励起モードの探求

Search for New Collective Modes  
built on SD High-Spin States





# 超変形状態の上のソフトOctupole振動モード



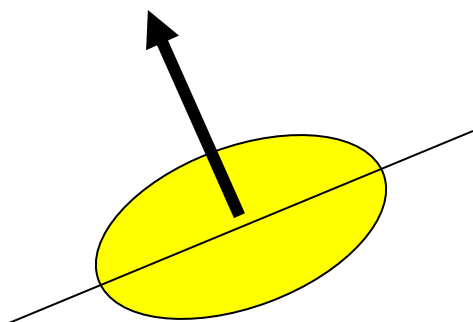
理論: T. Nakatsukasa et al.,  
Phys. Rev. C 53 (1996) 2213

回転系での準粒子RPA

実験: G. Hackman et al.,  
Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4100

## 回転運動の一般的概念

# 対称性の自発的破れを回復する集団モード



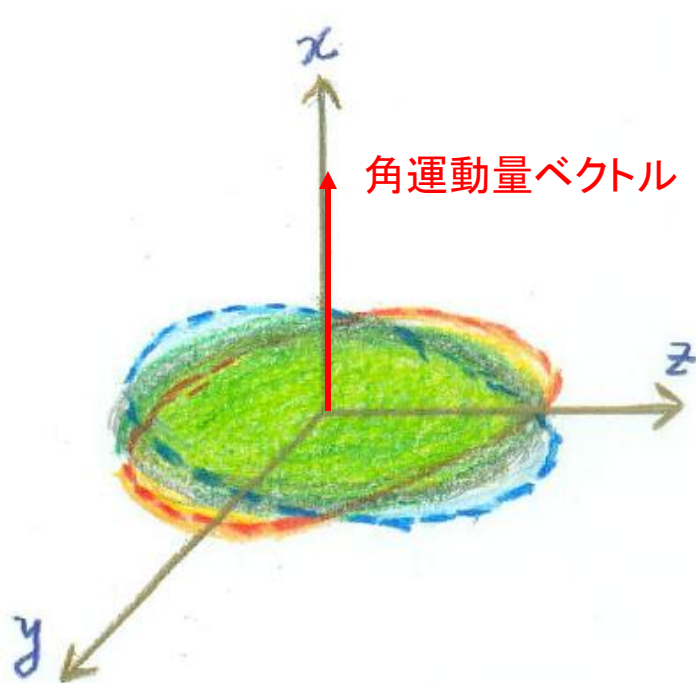
平均場が回転不変性を破る  
(変形の発生)



平均場の方向を指定する角度が集団変数になる

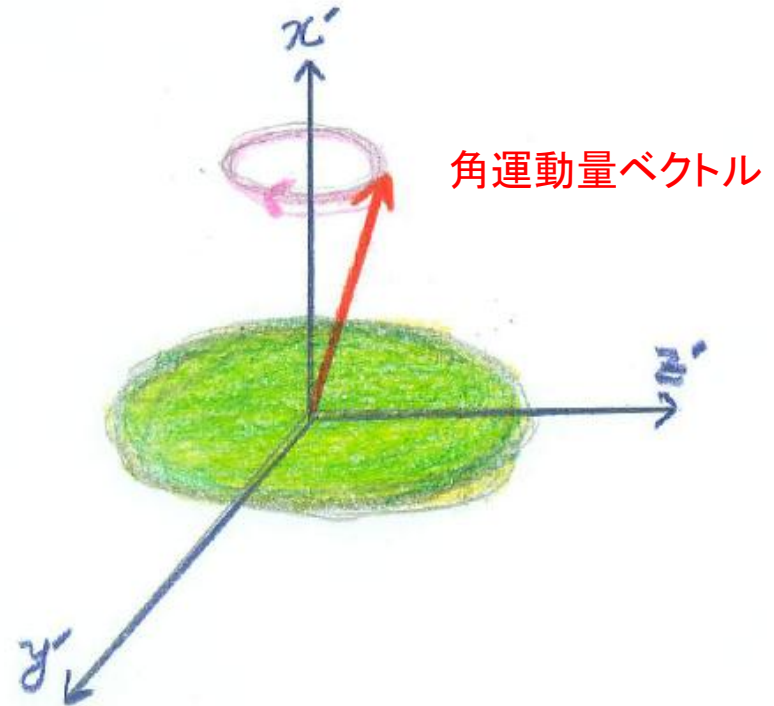
3次元座標空間はもちろん、スピン・アイソスピン空間、  
粒子数空間(ゲージ空間)など異なった次元にも一般化できる

# Wobbling Motion の2つの描像



一様回転する座標系からみると  
形が振動しているように見える

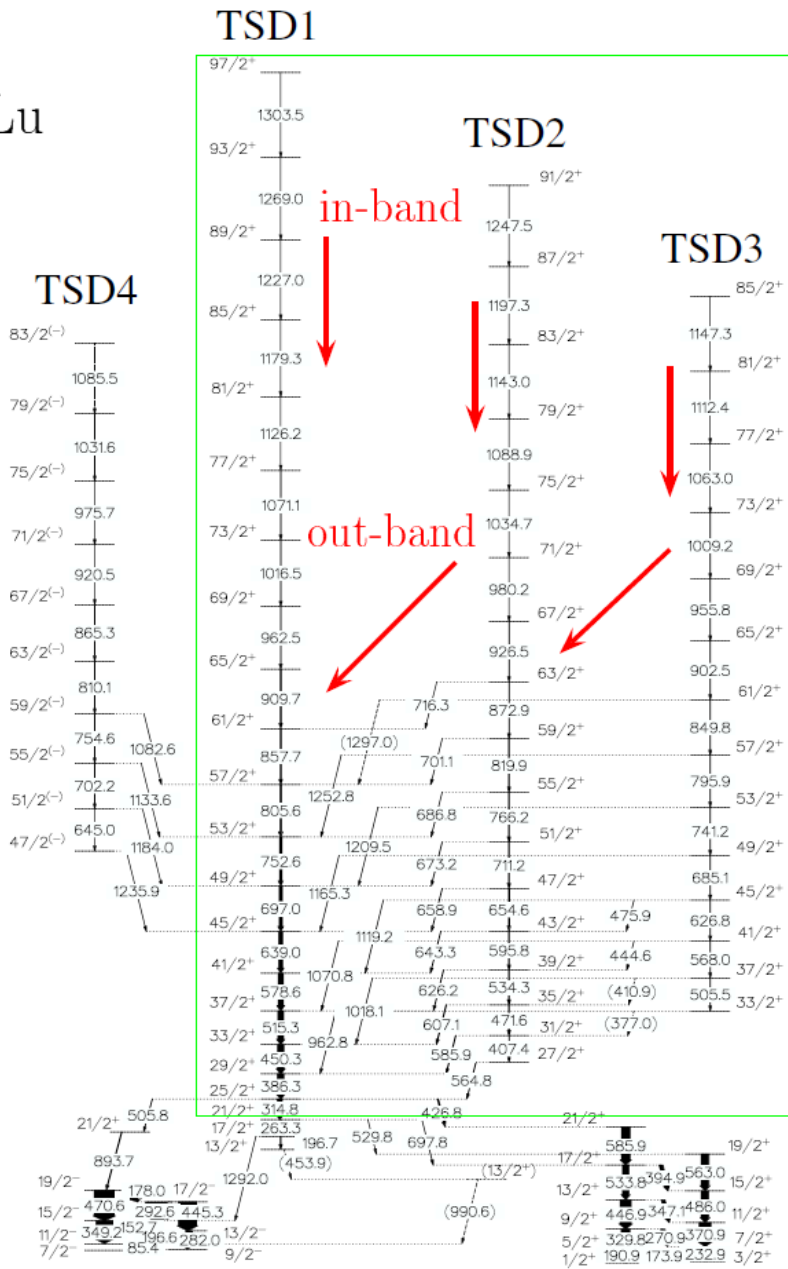
(角運動量ベクトルの方向を $x$ 軸と定義)



原子核の  
主軸に固定された座標系から見ると  
角運動量ベクトルが周期運動  
しているように見える

非軸対称な原子核

$^{163}\text{Lu}$

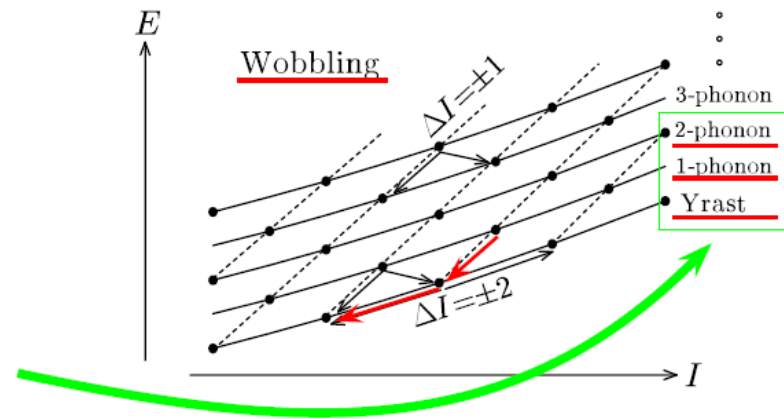


# Wobbling Spectra

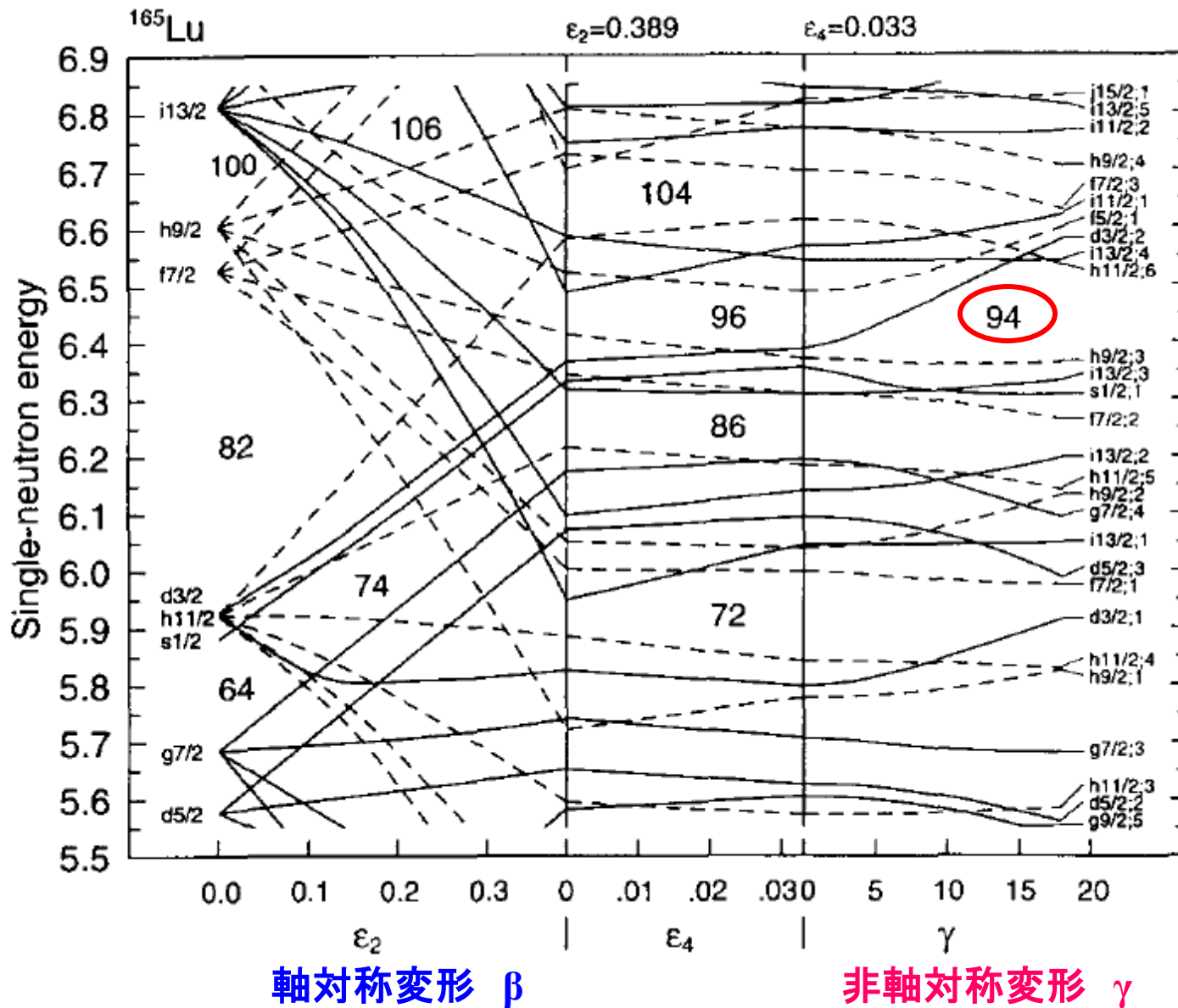
D. R. Jensen et al., Eur. Phys. J. **A19** (2004), 173

First identified by  
Ødegård et al. (2001)

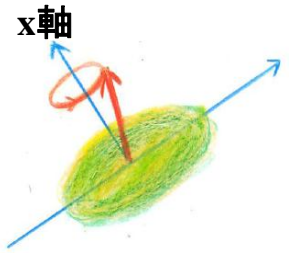
なぜか  
Odd-A核でしか発見されていない



# 非軸対称4重極変形に関する魔法の数



# Wobbling Motion のパラドックス



$$H = \frac{I_x^2}{2\mathcal{J}_x} + \frac{I_y^2}{2\mathcal{J}_y} + \frac{I_z^2}{2\mathcal{J}_z}$$

Wobblingモード

$$B^\dagger = xb^\dagger - yb$$

$$I^2 = I_x^2 + I_y^2 + I_z^2$$

固有座標系

$$I_\pm = I_y \pm iI_z$$

$$[I_-, I_+] = 2I_x \approx 2I$$

for  $I_x \gg I_y, I_z$

ボソン演算子

$$b = \frac{I_-}{\sqrt{2I}}, \quad b^\dagger = \frac{I_+}{\sqrt{2I}}$$

$$[b, b^\dagger] = 1$$

$$H = \frac{I^2}{2\mathcal{J}_x} + \hbar\omega(B^\dagger B + \frac{1}{2})$$

Wobbling振動数

$$\hbar\omega = I \sqrt{\left(\frac{1}{\mathcal{J}_y} - \frac{1}{\mathcal{J}_x}\right)\left(\frac{1}{\mathcal{J}_z} - \frac{1}{\mathcal{J}_x}\right)}$$

$$E(n, I) = \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}_x} + \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right)$$

このモードが存在するためには  $\mathcal{J}_x \geq \mathcal{J}_y, \mathcal{J}_x$  が必要

# Wobbling Motionの振動数

$$H = \frac{I_x^2}{2\mathcal{J}_x} + \frac{I_y^2}{2\mathcal{J}_y} + \frac{I_z^2}{2\mathcal{J}_z}$$



for  $I_x \gg I_y, I_z$

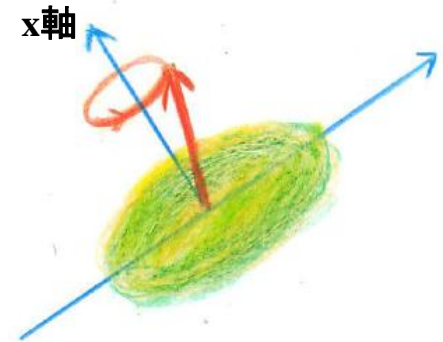
$$E(n, I) = \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}_x} + \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

$$\hbar\omega = I \sqrt{\left(\frac{1}{\mathcal{J}_y} - \frac{1}{\mathcal{J}_x}\right)\left(\frac{1}{\mathcal{J}_z} - \frac{1}{\mathcal{J}_x}\right)}$$

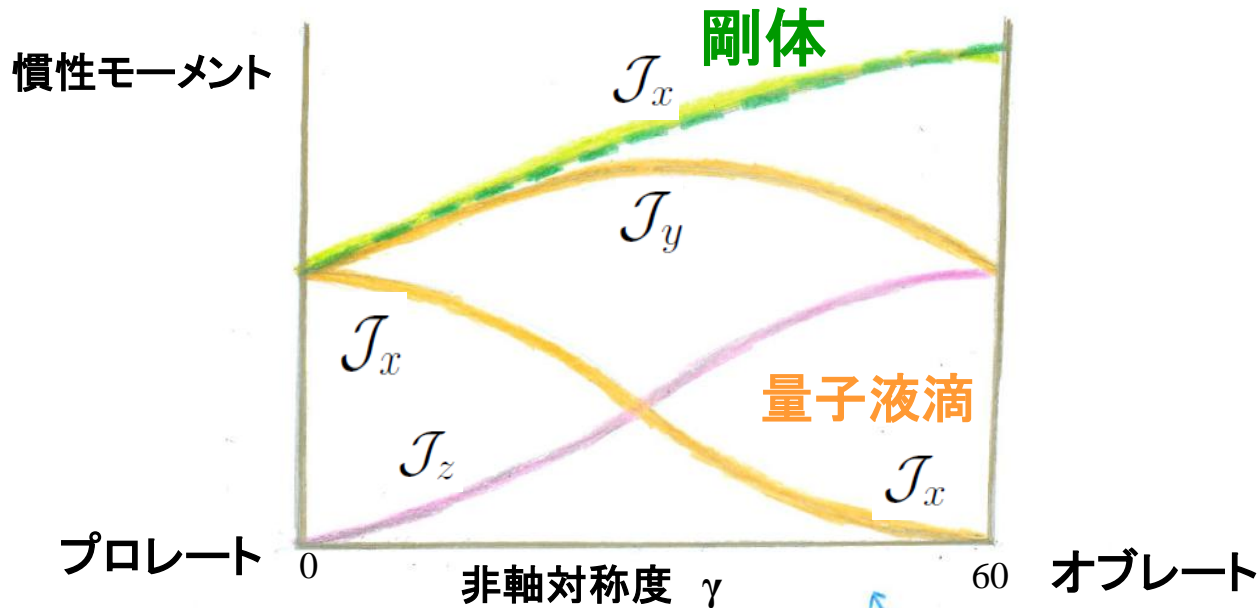
このモードが存在するためには  $\mathcal{J}_x \geq \mathcal{J}_y, \mathcal{J}_x$  が必要

**3つの主軸まわりの慣性モーメント  $\mathcal{J}_x, \mathcal{J}_y, \mathcal{J}_z$   
を回転系RPAを用いて微視的に計算できる**

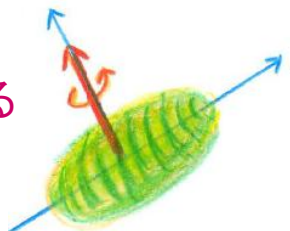
M. Matsuzaki et al., Phys. Rev. C 69 (2004) 034325



# Wobbling Motion のパラドックス



破られた対称性を回復する  
量子力学的回転運動



対称軸と回転軸は直交

核子の角運動量整列  
(回転運動の消滅)



対称軸と回転軸は平行

Wobbling振動数

$$\hbar\omega = I \sqrt{\left(\frac{1}{J_y} - \frac{1}{J_x}\right)\left(\frac{1}{J_z} - \frac{1}{J_x}\right)}$$

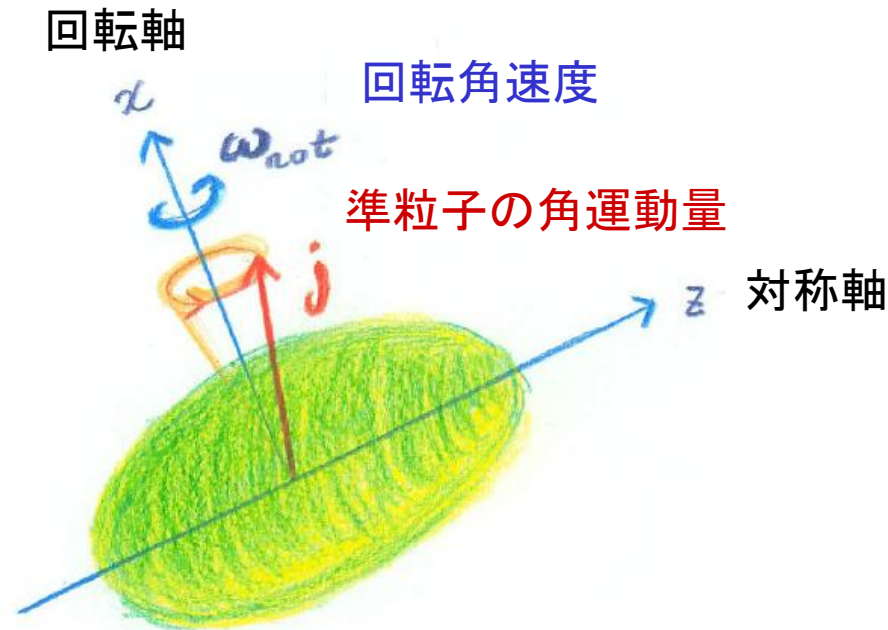
量子液滴では虚数になる！

$J_x \geq J_y, J_x$  が必要

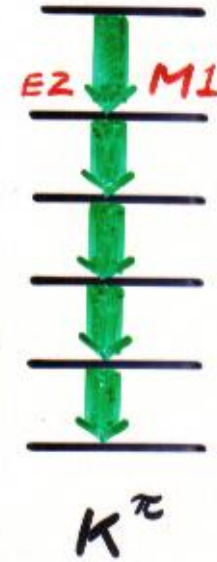
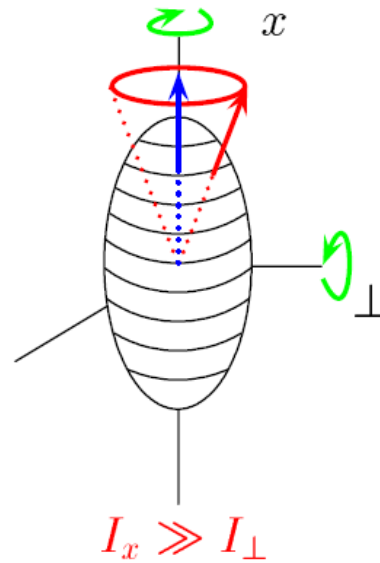
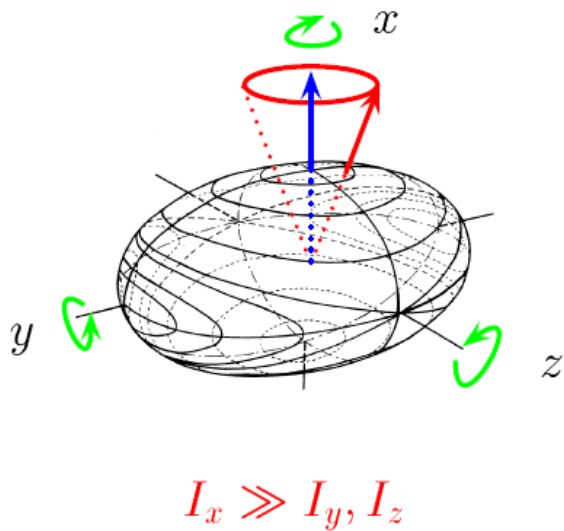


## 重要な結論

シェル構造と準粒子の角運動量整列という  
ミクロ構造が本質的な役割を果たしている。  
古典的・現象論的モデルでは説明できない。

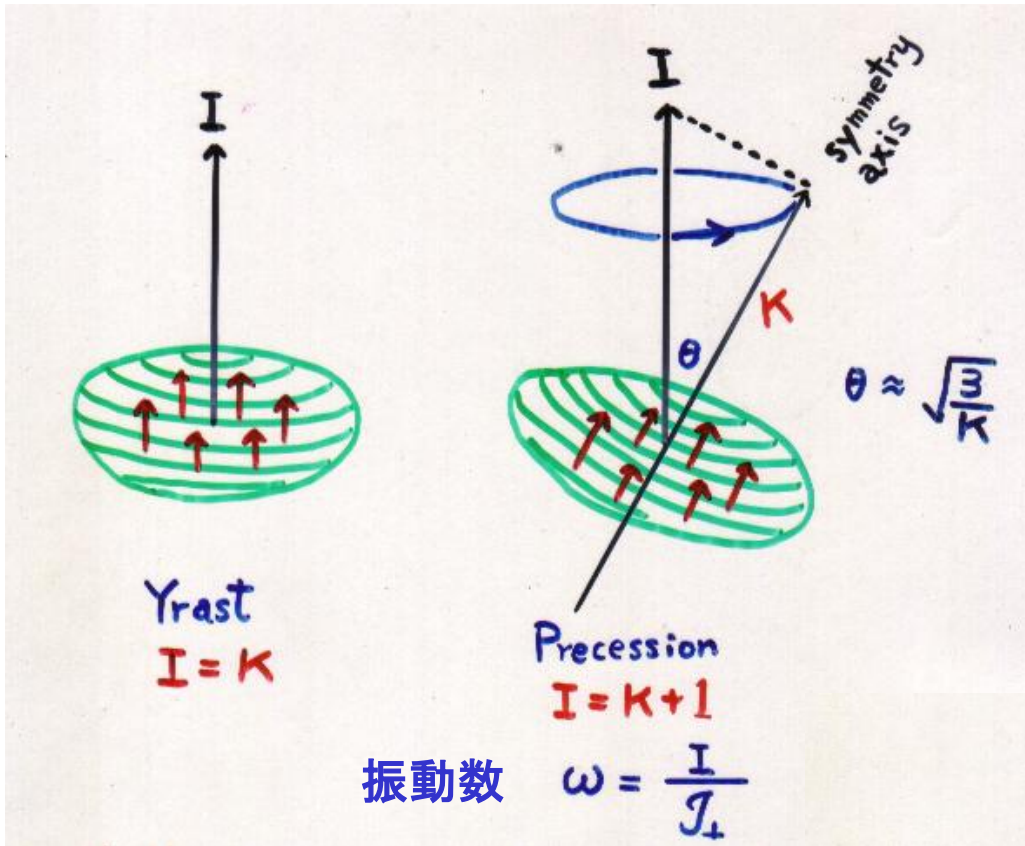


# Wobbling と Precession

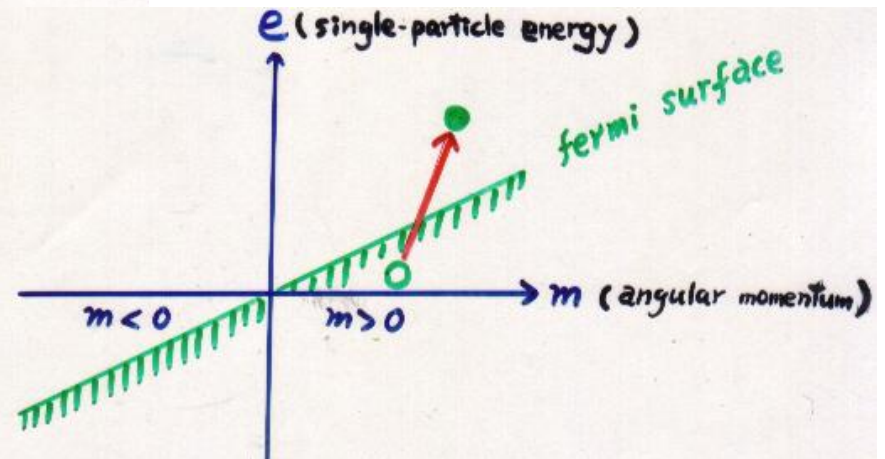


High-K アイソマーの上に立つ回転バンド

# 歳差(Precession)運動のRPA



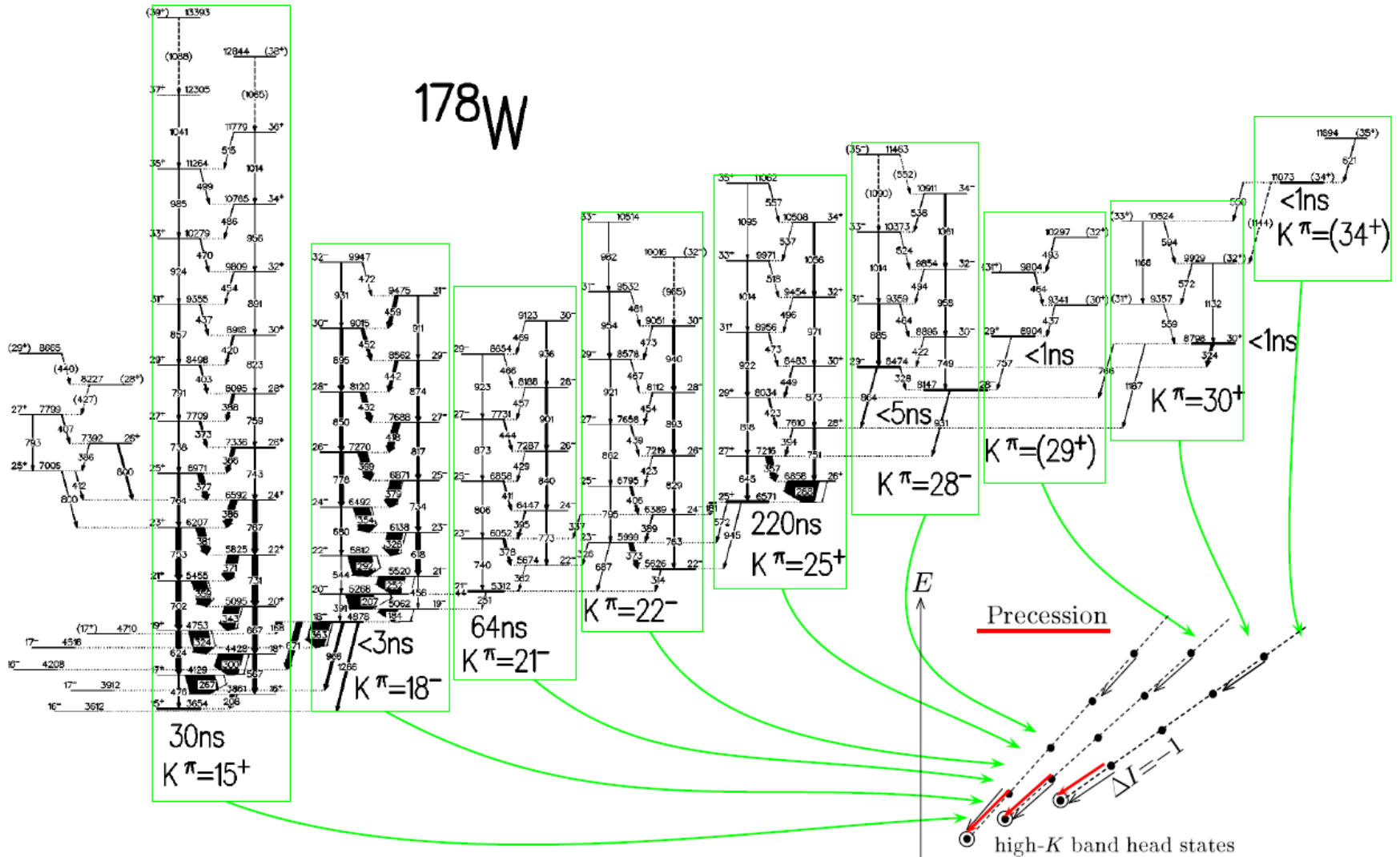
微視的構造



傾斜したフェルミ面

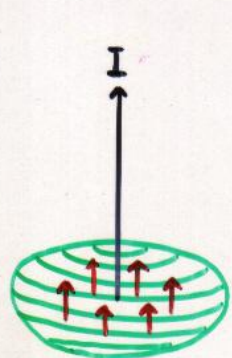
# Precession Spectra

D. M. Cullen et al., Phys. Rev. **C60** (1990), 064301.

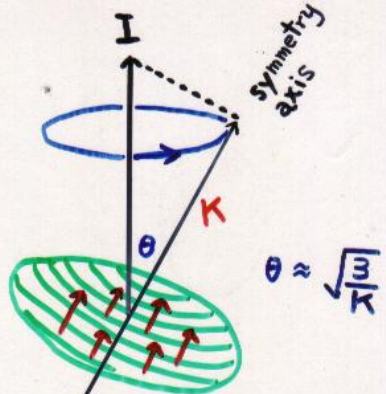


high- $K$  rotational bands: known for many years

# 高スピン・オブレート・アイソマーの上に 歳差運動(Precession) バンドは形成されるだろうか



Yrast  
 $I = K$



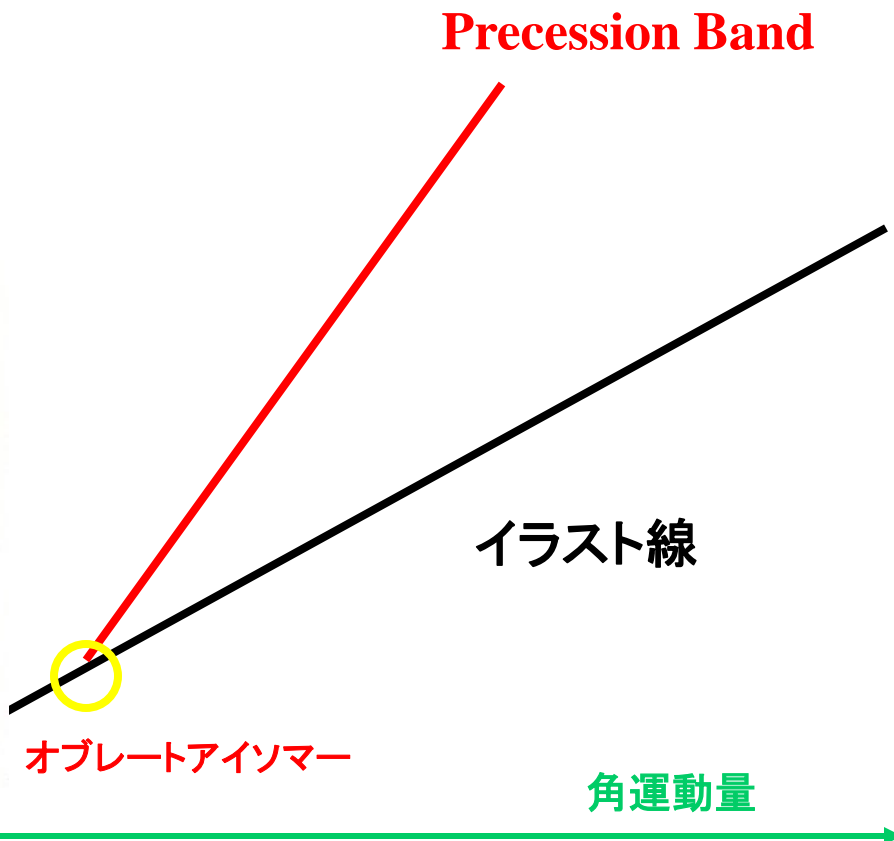
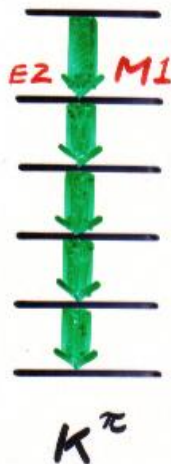
Precession

$$I = K + 1$$

$$\omega = \frac{I}{J_{\perp}}$$

$$\theta \approx \sqrt{\frac{I}{K}}$$

## 慣性モーメント vs 準位密度



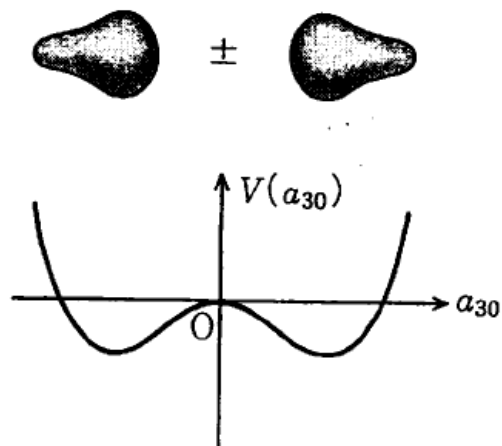
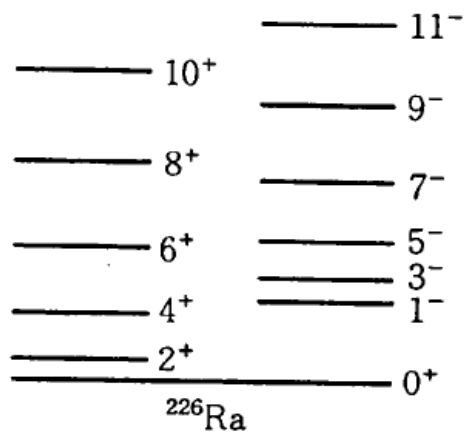
# 対称性の自発的破れに伴う励起スペクトルの例

♥ 軸対称性の破れ → Wobbling motion

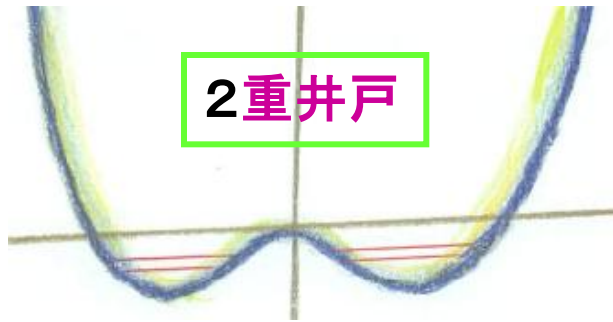
♥ カイラル対称性の破れ → カイラル2重項

巨視的トンネル現象

♥ 空間反転対称性の破れ → パリティ2重項



# 局在化 (Localization) と Parity-Mixing の密接な関係



空間反転対称性を破ることによって  
豊かな空間構造を形成できる

$$|S\rangle = 1/\sqrt{2}(|R\rangle + |L\rangle)$$

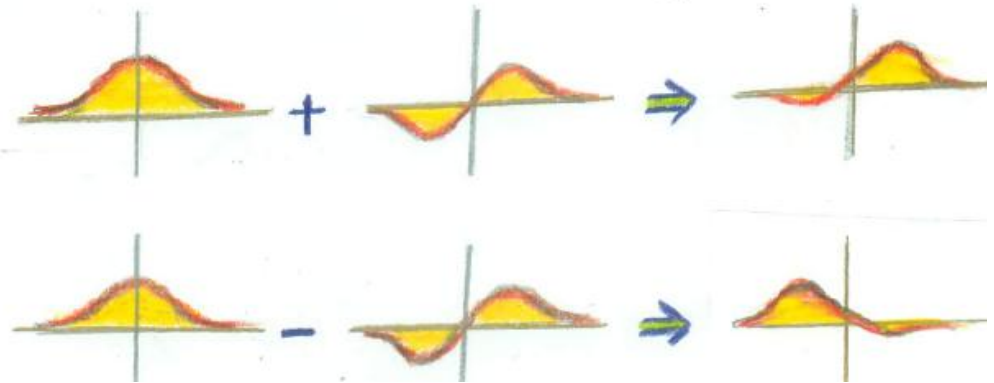
$$|A\rangle = 1/\sqrt{2}(|R\rangle - |L\rangle)$$

$$|R\rangle = 1/\sqrt{2}(|S\rangle + |A\rangle)$$

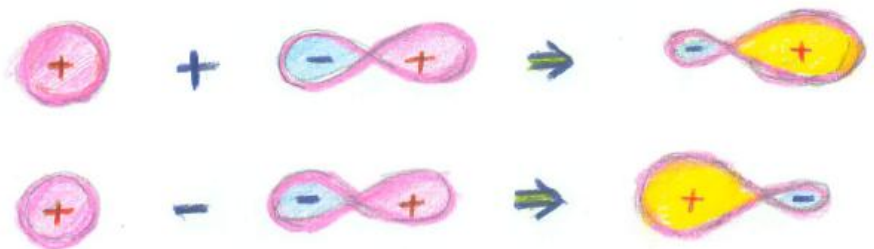
$$|L\rangle = 1/\sqrt{2}(|S\rangle - |A\rangle)$$

$$\pi|S\rangle = (1)|S\rangle$$

$$\pi|A\rangle = (-1)|A\rangle$$



sp混成軌道



この概念の一般化



# L.D. Landau and E.M. Lifshitz, Quantum Mechanics

§50

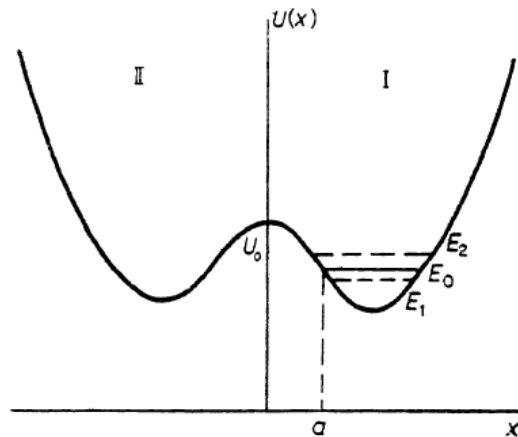
*Penetration through a potential barrier*

177

the level splits into levels  $E_1$  and  $E_2$  with wave functions which are symmetric and anti-symmetric combinations of  $\psi_0(x)$  and  $\psi_0(-x)$ :

$$\psi_1(x) = (1/\sqrt{2})[\psi_0(x) + \psi_0(-x)], \quad \psi_2(x) = (1/\sqrt{2})[\psi_0(x) - \psi_0(-x)]. \quad (1)$$

The quasi-classical function  $\psi_0(x)$  diminishes exponentially outside the well, and in particular



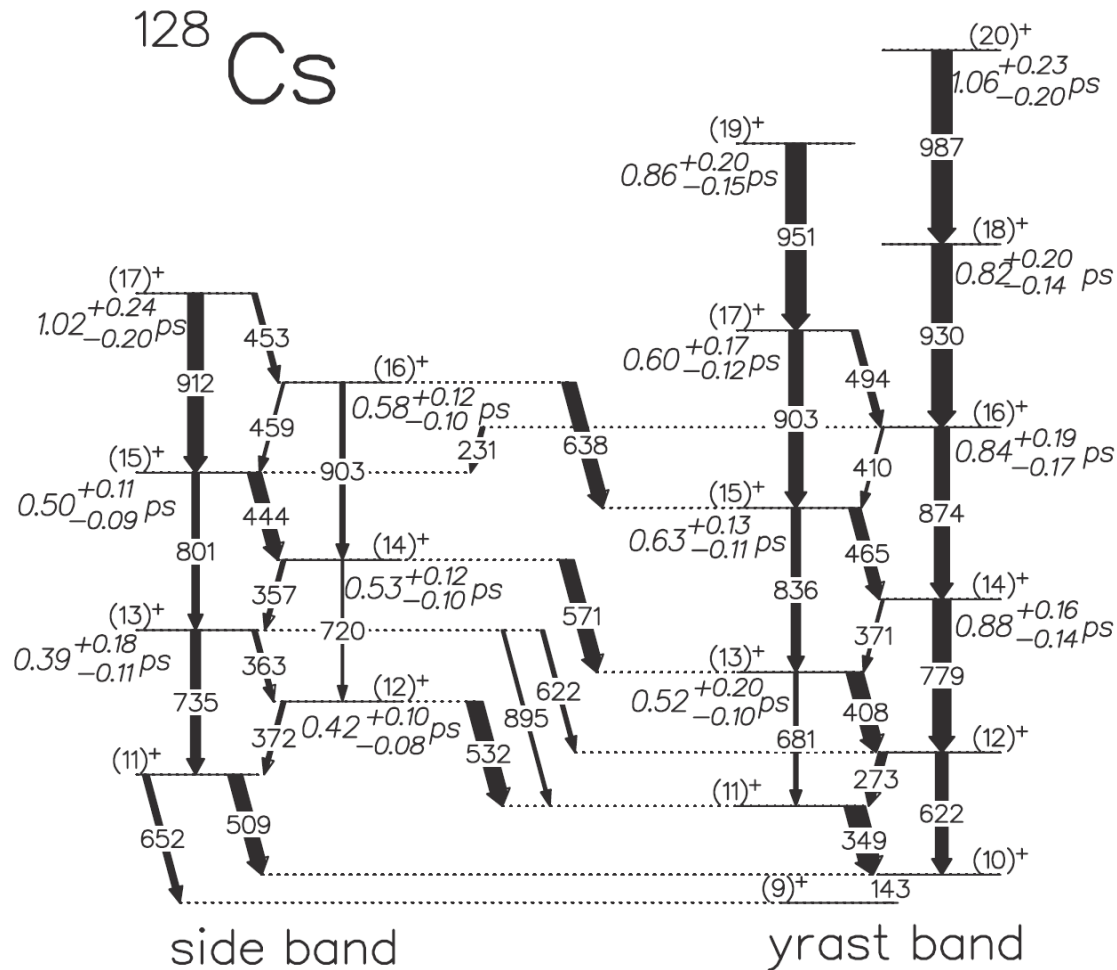
$$\psi_0(0) = \sqrt{\frac{\omega}{2\pi v_0}} \exp\left[-\frac{1}{\hbar} \int_0^a |p| dx\right], \quad \psi_0'(0) = \frac{\mu v_0}{\hbar} \psi_0(0),$$

where  $v_0 = \sqrt{2(U_0 - E_0)/\mu}$ . Thus

$$E_2 - E_1 = \frac{\omega \hbar}{\pi} \exp\left[-\frac{1}{\hbar} \int_{-a}^a |p| dx\right].$$



# カイラル2重項



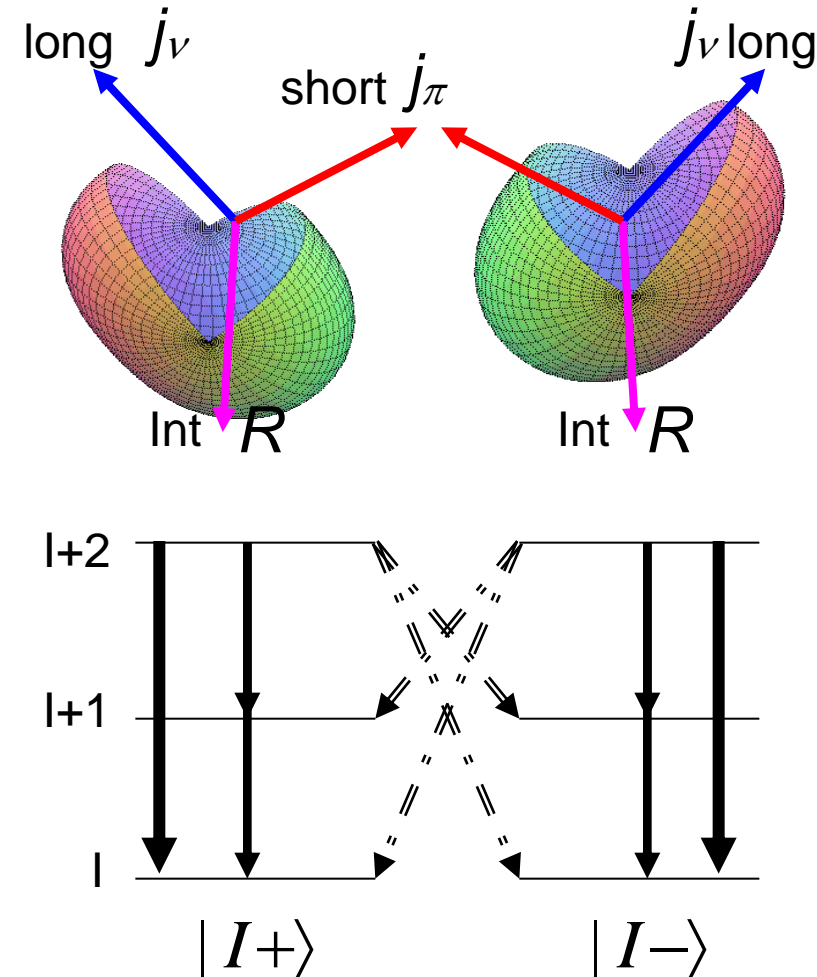
# Which candidates are truly chiral? Experimental confirmation

Bottom line:

Ideally identical and practically very similar characters between chiral pairs → **TWINS**

- Degeneracy
- Single particle configuration
  - Unique parity (experimentally pure)
  - q.p alignment
- Collective aspects
  - Moment of inertia
  - Shape/deformation
- Electromagnetic properties (most sensitive to wave functions)
 
$$B(EM; I_i+ \rightarrow I_f+) \approx B(EM; I_i- \rightarrow I_f-)$$

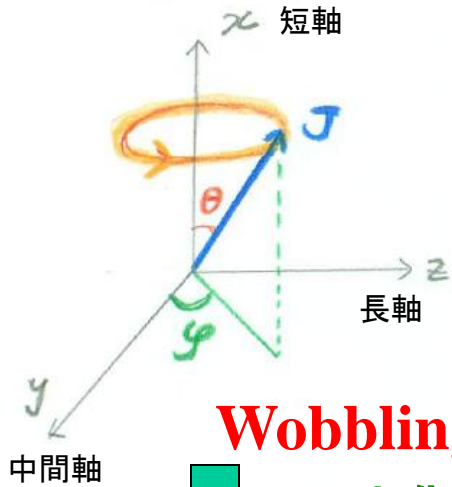
$$B(EM; I_i+ \rightarrow I_f-) \approx B(EM; I_i- \rightarrow I_f+)$$
- Small Coriolis interaction
  - Smooth and identical variation of  $S(I)=[E(I)-E(I-1)]/2$



# 非軸対称変形の主軸系からみた角運動量ベクトルのダイナミクス

角運動量の向きの時間変化

$\theta(t), \varphi(t)$



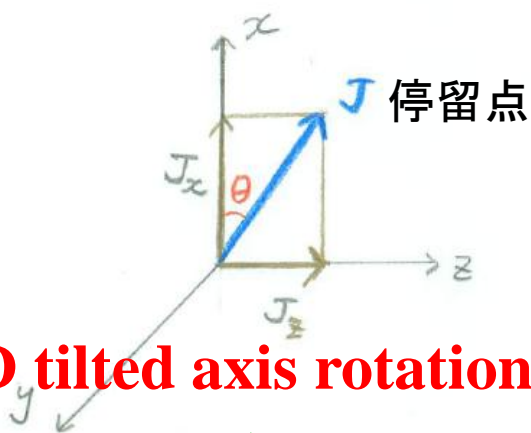
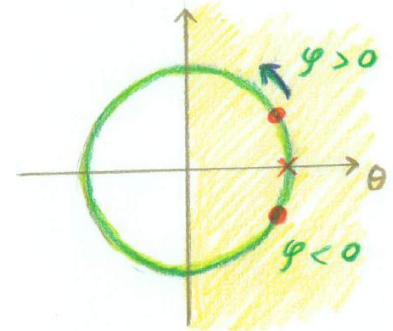
**Wobbling**  
ソフト化



軸対称極限

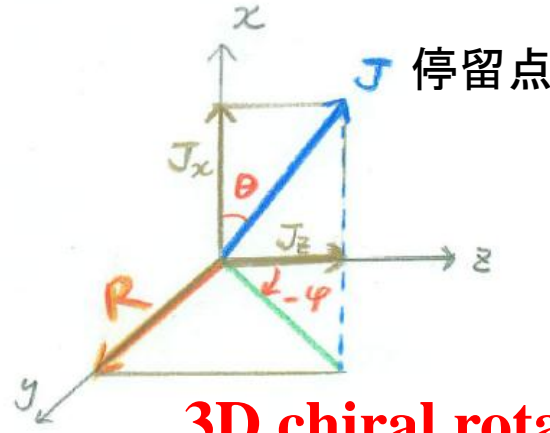
**High-K precession**

**Chiral doublet**の概念

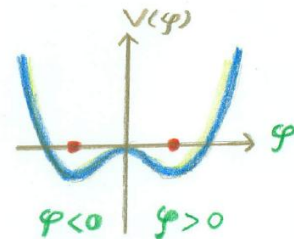
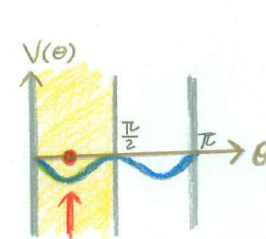


**2D tilted axis rotation**

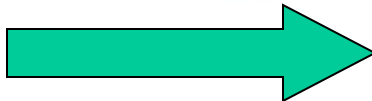
ソフト化



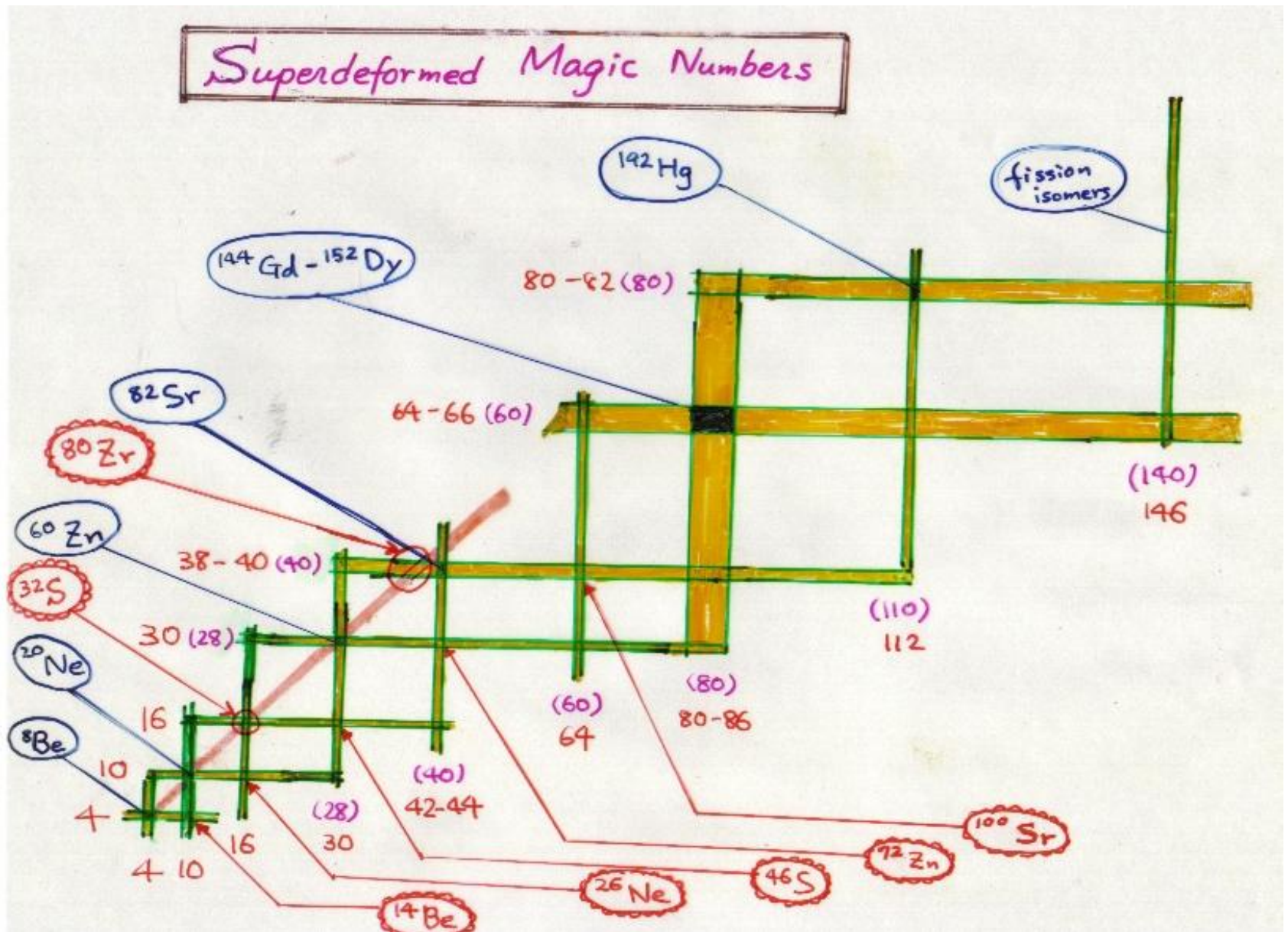
**3D chiral rotation**



Rの方向が  
逆向きのペア

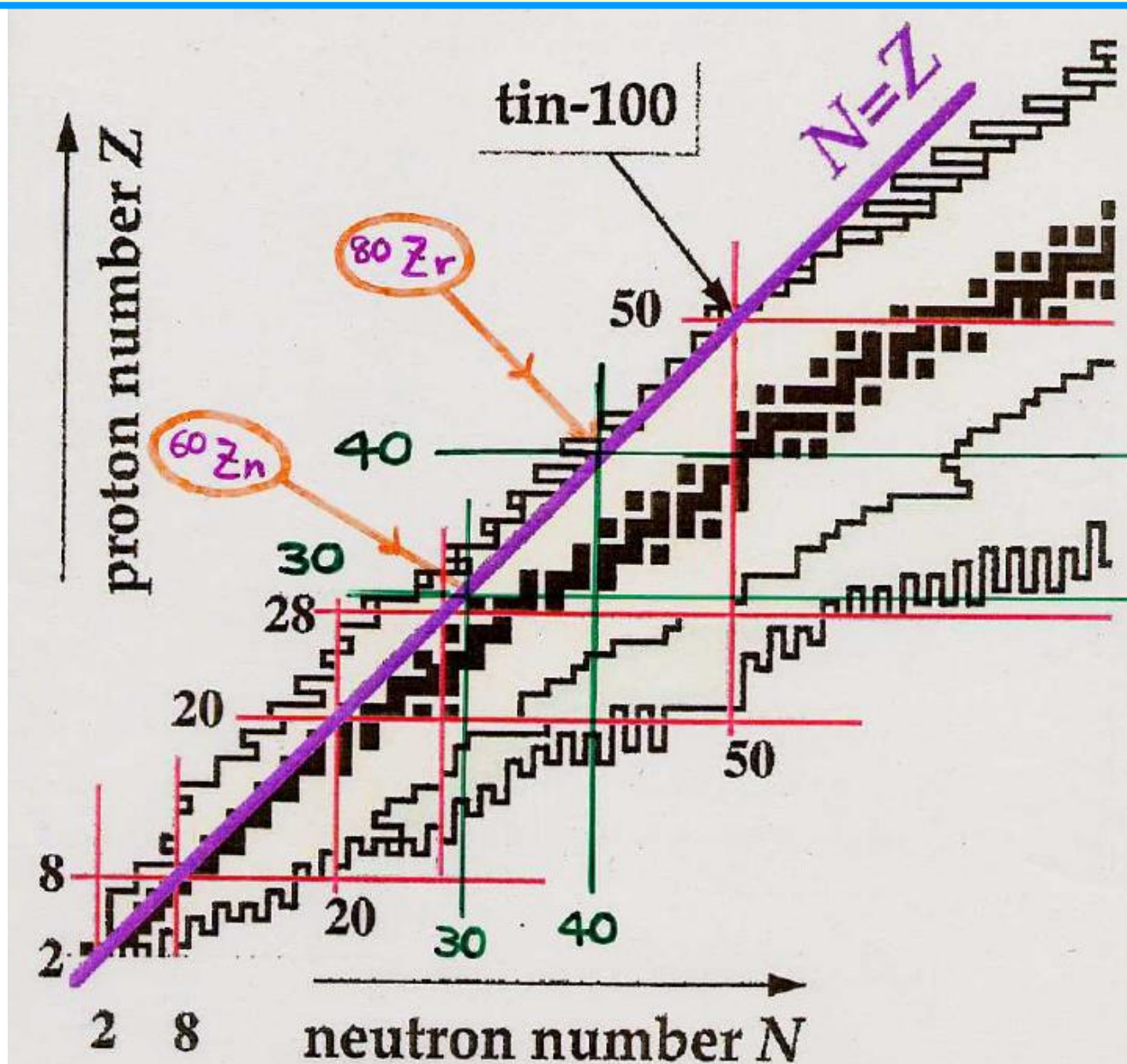


# 超変形の魔法数

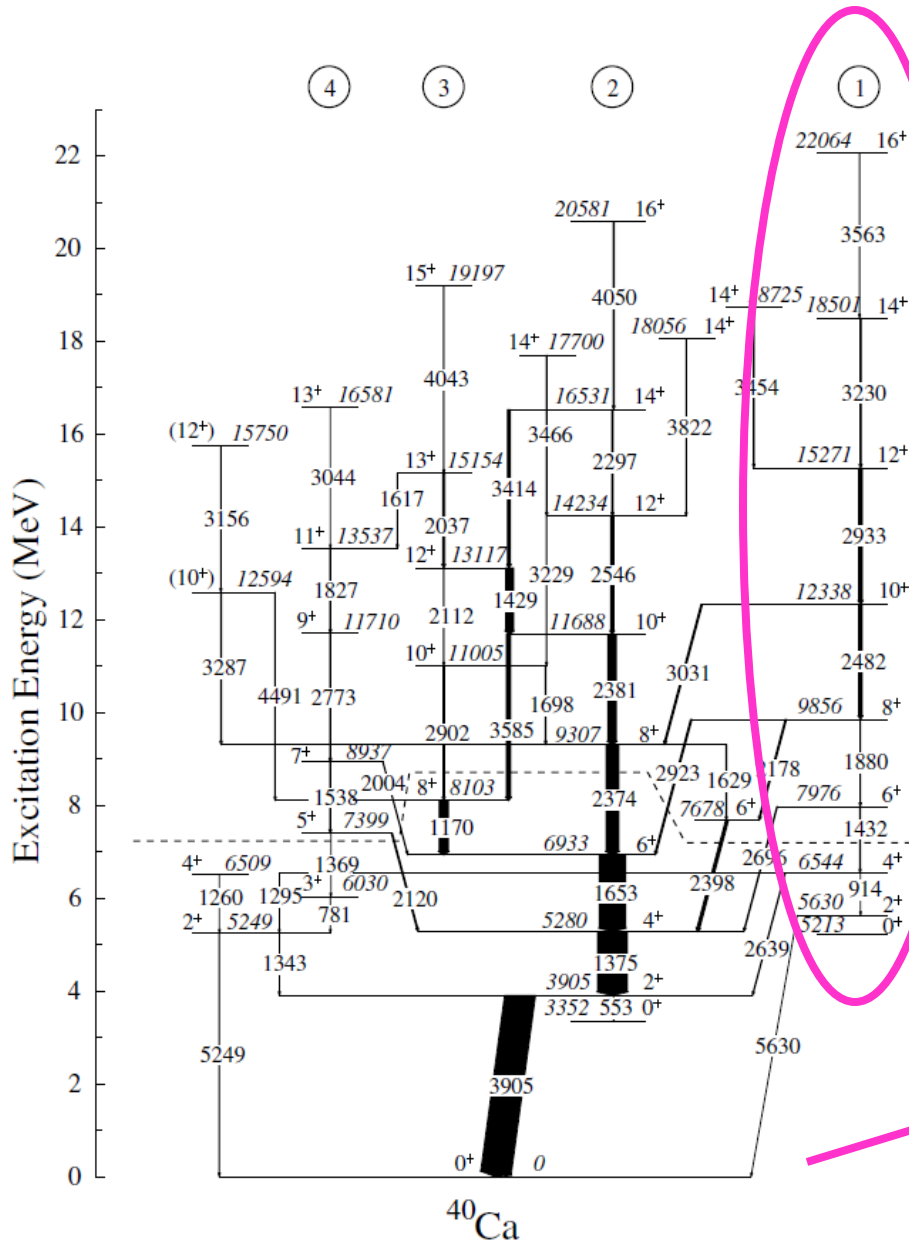




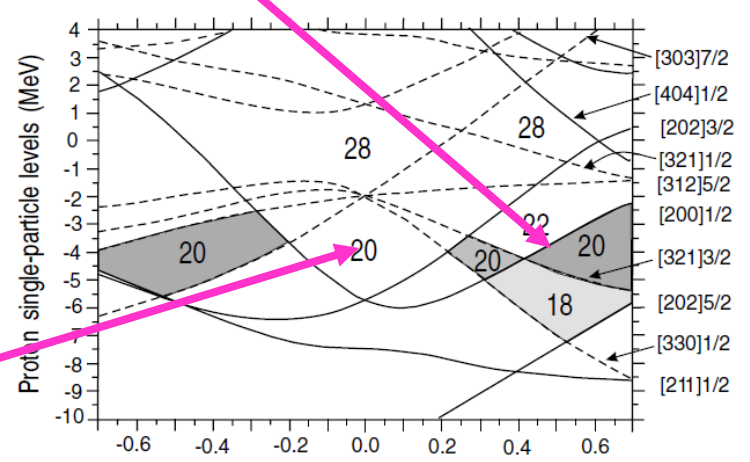
N=Zでは陽子と中性子の変形シェル効果がコヒーレントに効くだろう

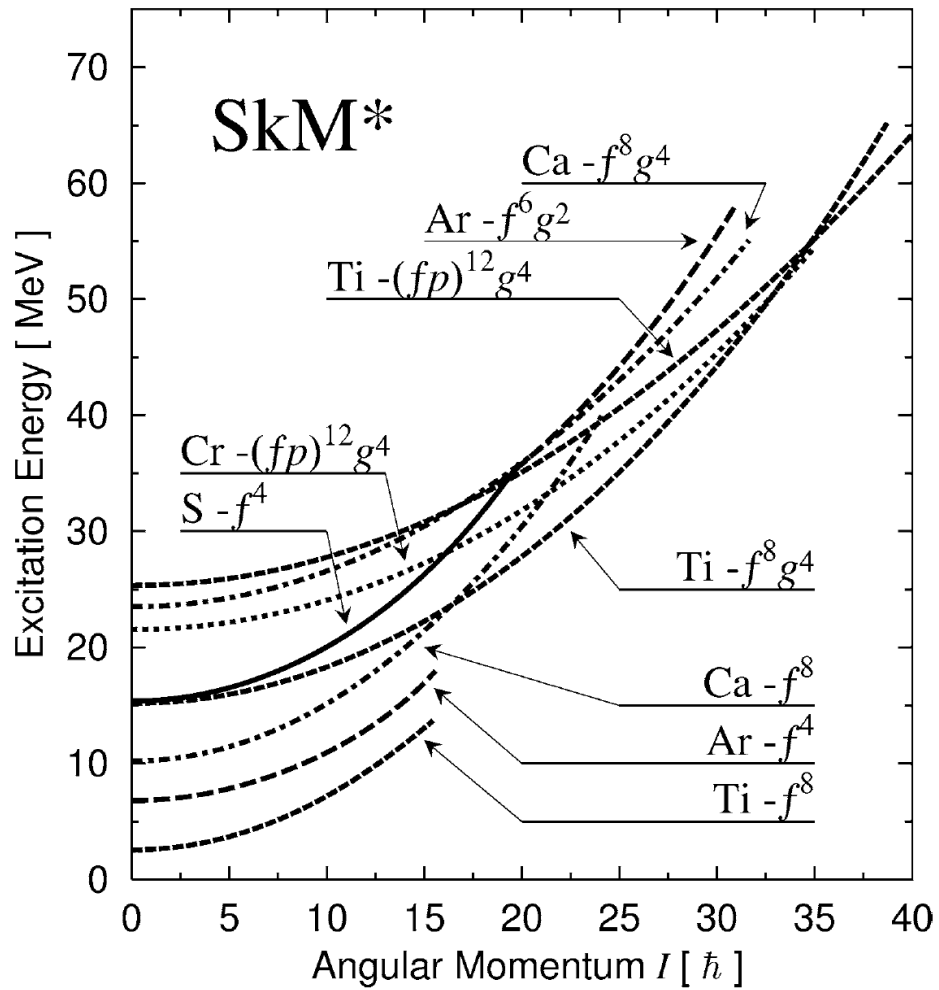
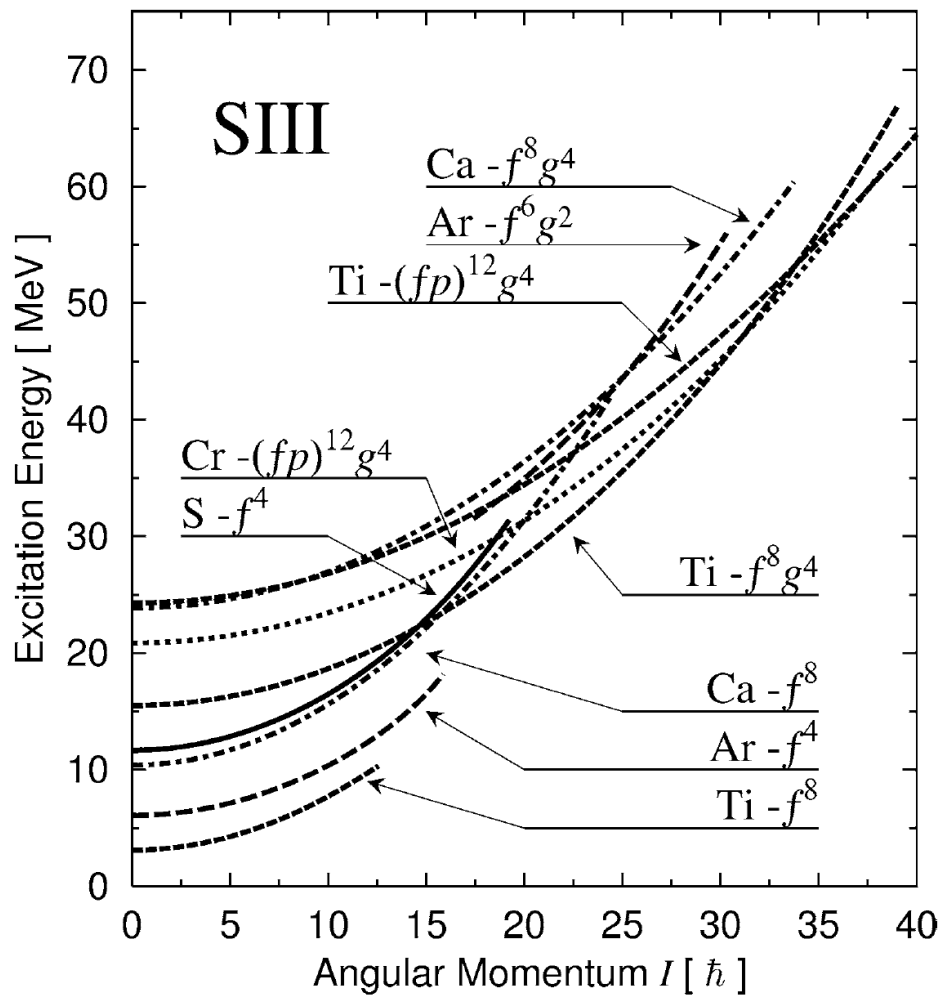


# Superdeformation in the Doubly Magic Nucleus $^{40}\text{Ca}_{20}$



E. Ideguchi, et al.,  
 Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 22

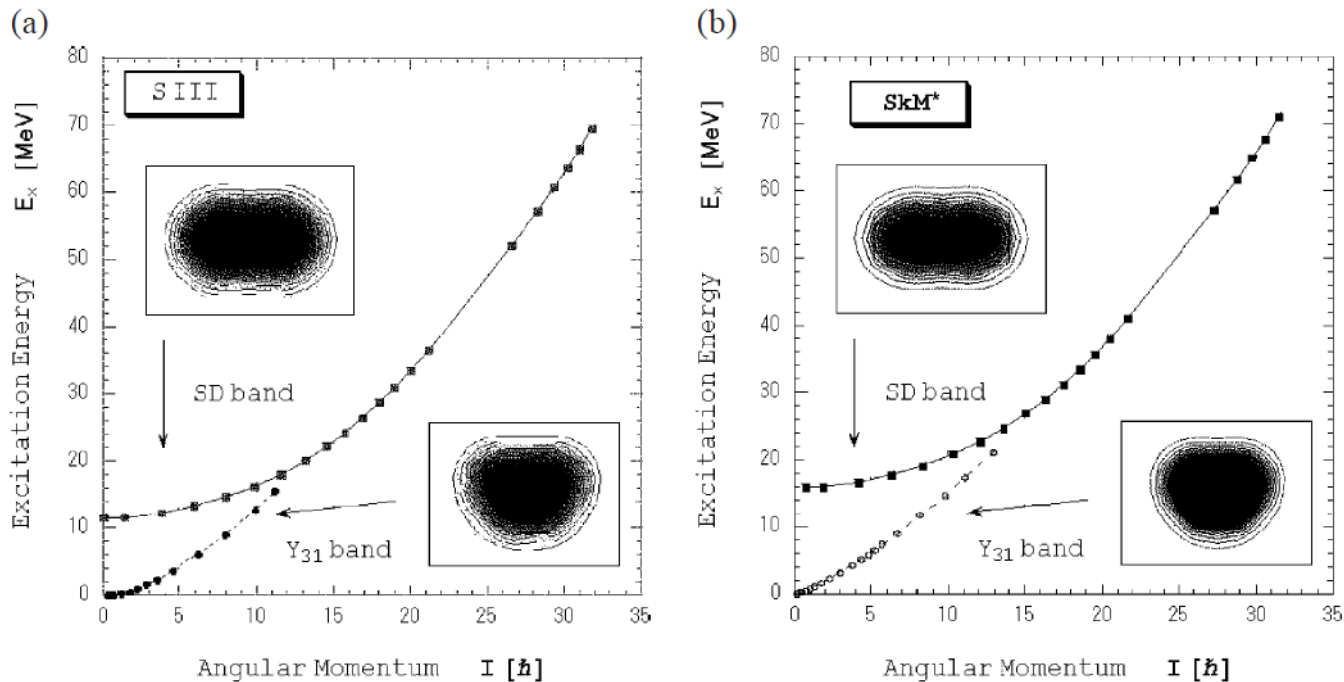




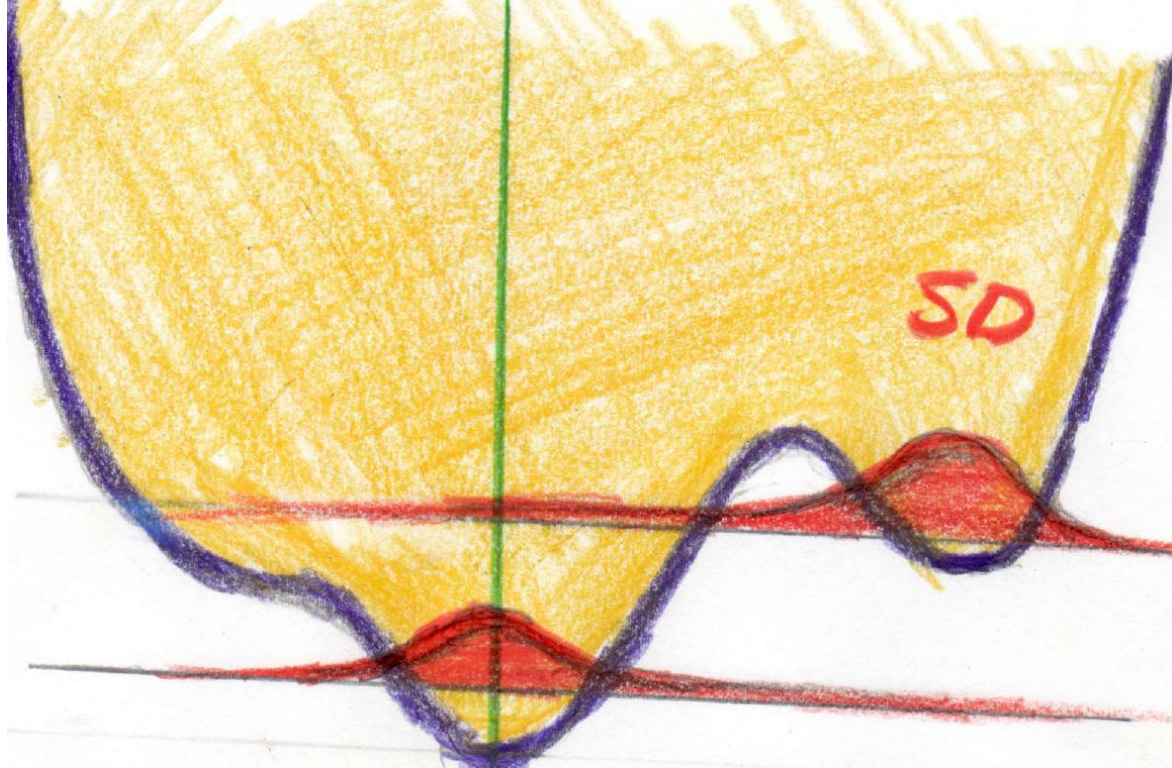
# High-spin yrast structure of $^{32}\text{S}$ suggested by symmetry-unrestricted, cranked Hartree–Fock calculations

Masayuki Yamagami, Kenichi Matsuyanagi

*Department of Physics, Graduate School of Science, Kyoto University, Kitashirakawa, Kyoto 606-8502, Japan*







Evaluate  $\langle SD | V | \text{ground} \rangle$