

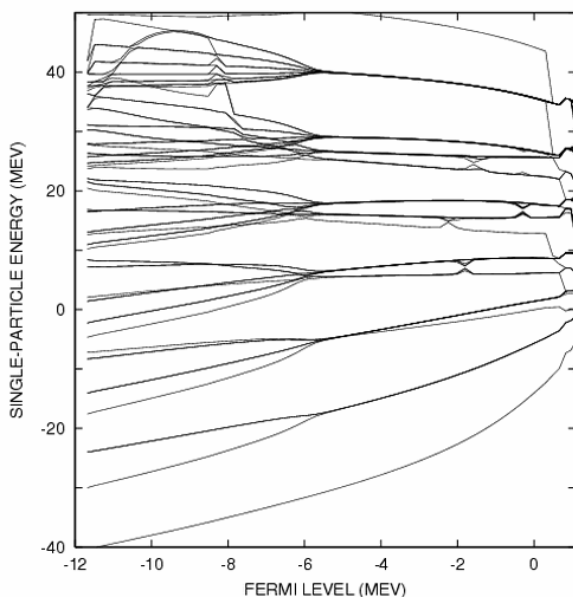
HFB 正準基底による HFB の直接解法 [1] の特徴として、中性子ドリップ線の向こう側にある核の近似的な局在解が得られるということがある。

下に示したグラフは、正準基底のエネルギー（HF Hamiltonian の期待値）をフェルミ準位に対してプロットしたものである [2]。この計算では、フェルミ準位の上昇とともに対相関が強まるので変形が小さくなり、フェルミ準位が -5.5 MeV で偏長形から球形に転移する。注目すべきは、局在性の破れによる不連続な挙動が、フェルミ準位がゼロを超えるところでは全く見られないことである。1MeV 付近まで局在解は存続し、そこで突然非局在化して半径が急増する。

局在状態がしばらく保たれる機構はつぎのとおりである。正準基底 HFB 法では正準基底の状態依存 Hamiltonian が $v^2 h_{\text{HF}} + uv h_{\text{pair}}$ で与えられる (v^2 は占拠確率、 $u^2 + v^2 = 1$ 、 h_{HF} は平均場、 h_{pair} は対相関場)。 $v = 1, u = 0$ である場合を除いて正準基底は（運動エネルギー項と比較して）非常に深い対相関ポテンシャルのなかに閉じ込められており、原子核外へと解放されるには占拠振幅を $v = 1, u = 0$ として、Hamiltonian を HF のそれにしなければならない。HF Hamiltonian のもとではエネルギーが正なら波動関数は拡散する。しかしそのためには対相関によるエネルギーの利得の損失が必要で、これが障壁となって閉じ込められたままになるのである。

なお、下図の計算では 1MeV 程度で解の局在が破れるが、正準基底数を減らすと数 MeV 程度まで局在は保たれる。これは、純粋に正準基底法だけで解を得ているのではなく、正準基底の張る部分空間内で HFB 準粒子 Hamiltonian を対角化するという操作を併用していることが非局在化を早めているからと考えられる。

HFB 解を、正準基底による変分解として定義するのが正準基底 HFB 法ならば、Bogoliubov 準粒子の真空として定義するのが、一般的な準粒子 HFB 法である。準粒子 HFB 法では、正のフェルミ準位に対しては基底状態解の核子密度は必ず非局在化する。しかし、準粒子の生成・消滅のラベリングを入れ替えることで、鞍点（励起）解も作ることができる。私の期待するところは、正準基底法で与える局在解が、そういった鞍点解に近いものであり、したがってエネルギーの幅の狭い共鳴状態に近い解であり、実験的に観測されるものに近いということである。



[1] N. Tajima, Phys. Rev. C **69**, 034305 (2004)

[2] ただし、現有プログラムが対称核専用設計されたため、 Z や N を変化させるのではなく、Skyrme (SIII) 相互作用の t_0, t_3 項を調節することで核は同じまま ($N = Z = 14$) フェルミ準位を上昇させるという代替アプローチをとった。また、クーロン力とスピン軌道力は省略した。