

論文内容の要旨

Molecular states of carbon isotopes (炭素同位体原子核の分子的状态)

吉田 亨

[目的]

これまで原子核の多くの状態は核子に対して一体場的なふるまいをすることが様々な実験、理論を通して調べられてきた。しかし、 α 粒子はそれ自体で強く束縛するために、 α 粒子が部分系をつくる α クラスター構造が軽い原子核において存在するということが、微視的な立場から次々と明らかにされてきている。そのような α クラスターは通常の原子核にはない構造を持っていることが知られており、例えば、 ^{12}C (0_2^+) においては3 α クラスターがガスのな構造をもっていることが挙げられる[参1]。

3つの α はガスのな状態 (0_2^+) にあるとき決まった形状をしていないが、バレンス中性子が2個付加された場合、 α クラスターが正三角形構造(3_2^- 、など)として顕著に現れる(3 α の固体的な構造) ことも調べられてきている[参2]。ここでは中性子が一つ付加されたとき、 α クラスター構造がどのように変化するかということを、そのときの中性子がどのような軌道で回っているのかを含めて分析する。

^{13}C の実験結果は α クラスターを仮定した計算が必要になるいくつかの候補を示している。エネルギーレベルに関しては9 MeV以下の領域は一体場的描像を基にしたシェルモデル計算との対応が良いことが示されている。しかしながら更に高く励起した $\alpha-\alpha-\alpha-n$ 閾値により近い状態 ($3/2_2^-$, $1/2_3^-$, $5/2_2^-$, $7/2_1^-$) などにおいては、対応関係がはっきりと

得られていない。また、基底状態からの $1/2_2^-, 1/2_3^-$ への E0 遷移強度は $^{13}\text{C}(\alpha, \alpha')$ 散乱による実験値の $55 \pm 6, 35 \pm 4 \text{ fm}^4$ [参 3] と比較し、シェルモデル計算では非常に小さな値しか得られていない。また $5/2_1^-$ への E2 遷移強度も対応も良くはない。このような状態は α クラスタ状態を考慮することで再現されることが期待される。

そこで本研究では、このような ^{13}C において、シェルモデルでは説明されなく、基底状態からの大きな E0 遷移確率をもつ状態を α クラスタモデルで記述することが可能であるかどうかを分析すること、さらに、もしこれらの状態で α クラスタ構造が顕著に現れているならば、それを ^{12}C における気体的なクラスタ状態から ^{14}C における個体的クラスタ状態への転移の中間的な状態としてとらえることができないかを分析する。

[方法]

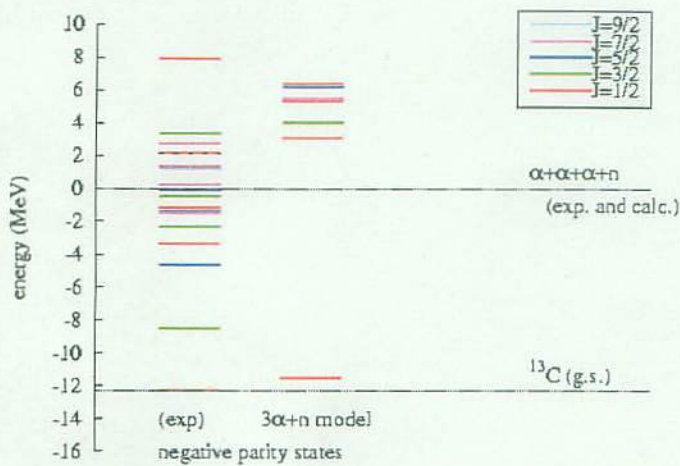
始めに原子核を記述する模型空間について述べる。 ^{13}C において、3つの α クラスタが現れる励起状態は2つの状態を取る可能性がある。一つは3 α クラスタが正三角形構造をとるような強結合的描像であり、ここで中性子が3 α 平面に垂直な軸を主軸として3つの α を等しく回る。もう一つの状態としては、中性子が ^8Be をなす $\alpha - \alpha$ を主軸に回るような $^9\text{Be} + \alpha$ で表現される弱結合的描像である。

それぞれの核子はガウス波束で表現することにする。そのなかで α クラスタを構成する部分は強、弱結合状態を表現する正三角形、二等辺三角形の形を想定する。バレンス中性子は α クラスタが作るコアの周りにランダムに配置し、それらの基底を生成座標の方法により計算する。このように生成された基底の中で、エネルギーを下げるのに十分なもののみを確率論的な変分法により選択する。これにより最終的には50~100の基底を実際に用いることになる。なお、本研究で用いる相互作用として α クラスタ同士それに、 α クラスタと中性子の散乱の位相差を再現する Volkov No. 2 とスピン軌道相互作用を用いる。

[結果]

はじめに α クラスタコアの配位としては強結合的な状態に対応する、正三角形の3 α を考える。その結果、(図 1) のような負パリティのエネルギーレベルを得ることができる。ここで基底状態 $1/2_1^-$ はよく再現されていると考えられる。しかしながら $\alpha - \alpha - \alpha - n$ の分解への閾値付近での状態は良く再現されていない。閾値に近い状態は弱結合的な $^9\text{Be} + \alpha$ の構造によって、より良く再現される可能性がある。

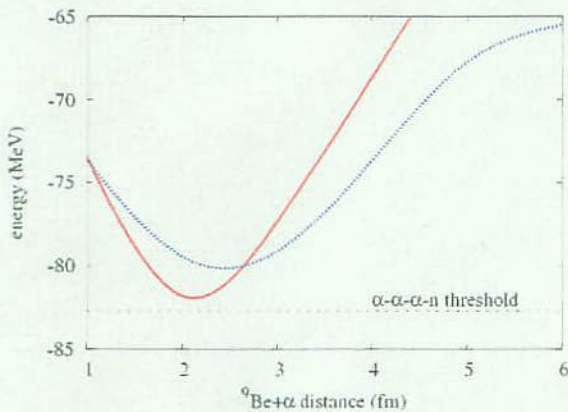
弱結合的状態 $^9\text{Be} + \alpha$ の部分系 ^9Be において、バレンス中性子は $\alpha - \alpha$ クラスタのまわりの σ 軌道や π 軌道として現れる。残りの α を考えた場合、中性子はその α の周りにいるよ



(図1)

正三角形 $3\alpha + n$ モデルを用いた負パリティ状態のエネルギーレベルの計算値 (右列) と実験値 (左列)。ここで、 $\alpha - \alpha$ の一辺は 2.2, 2.7, 3.2fm を仮定する。0 MeV の基準は $\alpha - \alpha - \alpha - n$ 状態への分解の閾値に設定する。

りも、 ${}^8\text{Be}$ の $\alpha - \alpha$ の周りでより安定化する。このため、 α と ${}^9\text{Be}$ 間の距離が十分離れていれば中性子は $\alpha - \alpha$ コアの周りで σ 、 π 軌道として存在することになる。この分子軌道は α が更に近づいたときにおいても閾値付近に存在する十分な寄与があることが、 ${}^9\text{Be}$ と α 間の距離を関数としてのエネルギー曲線により示された (図2)。ただし近距離においては、 π 軌道は σ 軌道に比べ 5MeV ほど Pauli-Blocking の効果により不安定化している。



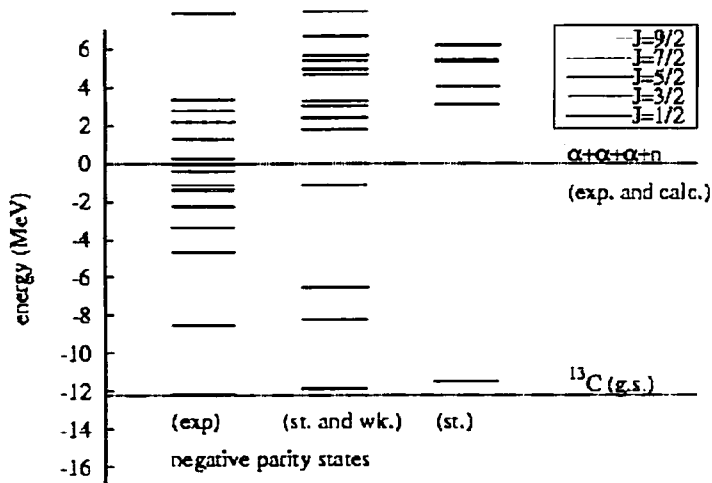
(図2)

σ 軌道の安定性: α と ${}^9\text{Be}$ 間距離の関数として ${}^{13}\text{C}$ のエネルギー曲線。赤線は σ 軌道で量子数が $K^\pi=1/2^+$ に対応しており、青線は π 軌道における $K^\pi=3/2^-$ に対応している。

この強弱結合、両方の寄与が同時に重要になるような可能性も考えることができる。そこでモデル空間を両方の配位を含むよう拡張した計算を行った。その結果、エネルギーレベルが閾値付近で特に改善されることが分かった (図3の中央の列)。特に $3/2_1^-$ 、 $5/2_1^-$ 、 $7/2_1^-$ などは弱結合の状態を仮定することで再現された。

[分析]

このようにして得られた ${}^{13}\text{C}$ の $1/2^-$ 状態に対し、より詳しい解析を行った。この状態が ${}^{12}\text{C}$ のガスの状態と ${}^{14}\text{C}$ の固体的状態の間にあるということの可能性を探求する。そのために同様の計算を ${}^{14}\text{C}$ にも適用した。物理量や波動関数の成分を調べることで次の(1)(2)の結果が得られた。



(図3)

^{13}C の負パリティのエネルギーレベルの実験値 (左列) と強弱結合、両方を含んだモデルでの計算値 (中央列)。(右列) は比較のため強結合的状态のみによる結果を示す。ここで弱結合状態の配位としては $^9\text{Be}-\alpha$ 間の距離が 2, 3, 4 fm を取るように設定する。ここでも $\alpha-\alpha-\alpha-n$ の閾値を基準 0 MeV 用いる。

(1) ^{13}C の基底状態 $1/2_1^-$ において半径は小さく強、弱結合が両方とも重複している。一方で、 $1/2^-$ の励起状態は強弱結合、両方の配位を重ねることの重要性を示している。この特徴的な状態は基底状態 $1/2_1^-$ からの E0 遷移の強さがシェルモデルの結果よりも大きな値を示している。実際の計算結果は $B(E0)=40.5 \text{ fm}^4 (1/2_1^- \rightarrow 1/2_2^-)$ 、 $15.9 \text{ fm}^4 (1/2_1^- \rightarrow 1/2_3^-)$ となった。これは実験結果における 55 ± 6 、 $35 \pm 4 \text{ fm}^4$ に近づいた値になっている。また弱結合的状态を含めない計算では、 $B(E0)=4.4 \text{ fm}^4 (1/2_1^- \rightarrow 1/2_2^-)$ 、 $12.1 \text{ fm}^4 (1/2_1^- \rightarrow 1/2_3^-)$ となることから強弱結合状態の共存が重要であることが分かる。これらの値はいずれも ^{12}C の基底状態からガス状態への遷移強度 120 fm^4 より小さい。

(2) ^{13}C における $1/2_1^-$ 、 $1/2_2^-$ の荷電半径は 2.45 fm ほどの値を取り、基底状態 $1/2_1^-$ の 2.33 fm より十分 ($\alpha-\alpha$ 間距離にして 1 fm ほど) 大きくなっている。一方で中性子が更に一つ増えた ^{14}C の 3^- では荷電半径は 2.37 fm ほどになった。

(1) (2) から、 3α に中性子が一つ加わった状態 $1/2_2^-$ 、 $1/2_3^-$ は ^{12}C のガスの状態と ^{14}C における固体的状態との中間程度の荷電の広がり ($\alpha-\alpha$ の広がり) を持つ状態にあることが確かめられた。なお、基底状態 $1/2_1^-$ は $\alpha-\alpha$ 間距離が短くシェルモデル的な状態とみなすことができる。このように中性子を付加することにより α クラスタが顕著に現れる状態が、 ^{12}C では 3α クラスタのガスの状態、 ^{14}C では 3α クラスタの固体的状態のようにさまざまに変化するが、この途中の状態として E0 遷移確率の比較的大きく、かつ弱結合的な寄与も大きな ^{13}C の $1/2^-$ の励起状態が存在することが調べられた。

[参 1] A. Tohsaki et al., Phys. Rev. Lett. 87, 192501(2001)

[参 2] N. Itagaki et al., Phys. Rev. Lett. 92, 142501(2004)

[参 3] Y. Sasamoto et al., Mod. Phys. Lett. A21, 2393(2006)