

重中性子模型による原子核分裂 Di-Neutron Model in Thermal Nuclear Fission

○齋藤勇介¹, 藤田丈久²*Yusuke Saito¹, Takehisa Fujita²

We present a novel calculation of thermal nuclear fission dynamics in terms of di-neutron model. A thermal neutron scatters with an unpaired neutron in ^{235}U , and these two neutrons form a di-neutron with the binding energy of ΔE_d due to the pairing interaction. Then, the di-neutron should lead the nucleus to collective states with the excitation energy of the neutron separation energy S_n plus ΔE_d . This nucleus should go to the nuclear fission with a thermal neutron while ^{235}U should go to fission with a thermal neutron while ^{238}U cannot.

1. はじめに

重い原子核が中性子を捕まえると原子核は2つ以上の原子核に分裂する。熱中性子とはエネルギーの低い中性子で、この中性子によって起こる核分裂を熱核分裂という。原子核分裂における理解は液滴模型によって、原子核の変形によるクーロンエネルギーと表面エネルギーの変化による幾何学的なものである。

しかし、この模型だけでは中性子の数における核分裂反応の違いを説明出来ず不十分である。例えば、原子炉ではウラン燃料として ^{235}U と ^{238}U が使われる。この内 ^{235}U は熱核反応を起こし、 ^{238}U は起こさない。そこで新しい核分裂反応機構を考える。

2. 重中性子模型による核分裂反応

^{235}U と ^{238}U の違いは中性子数であり、注目すべきは中性子数が奇数個か偶数個かである。基底状態を考えると、奇数個の中性子だと一つの中性子がはぐれている状態になる。このはぐれ中性子と入射中性子が

$$H_{pair} \cong -V_0 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \quad (1)$$

で与えられるペアリング相互作用によって 0^+ 状態を作りそのペアリングエネルギーが芯原子核を励起し核分裂反応を起こすと考えられる。ペアリングエネルギーは

$$\Delta E \cong 0.8 \text{ MeV} \quad (2)$$

である。

熱中性子を ^{235}U に入射した場合の T-Matrix を考える。始状態を $|i\rangle$ とすると、

$$|i\rangle = |\varphi_{k_n}\rangle \otimes |^{235}\text{U}\rangle \quad (3)$$

と表され、 $|\varphi_{k_n}\rangle$ は入射熱中性子の状態、 $|^{235}\text{U}\rangle$ は ^{235}U の状態で、原子核の 0^+ 芯の状態 $|\Omega(E_0)\rangle$ と不対粒子 $|j_n\rangle$ より

$$|^{235}\text{U}\rangle = |j_n\rangle \otimes |\Omega(E_0)\rangle \quad (4)$$

と書ける。よって ^{235}U の不対中性子に熱中性子を入射した場合の始状態は

$$|i\rangle = |\Psi_{nn}^*(E_d^*)\rangle \otimes |\Omega(E_0)\rangle \quad (5)$$

である。ここで $|\Psi_{nn}^*(E_d^*)\rangle$ はペアリング相互作用によって束縛される前の2中性子状態である。励起エネルギー E_d^* は中性子の分離エネルギー S_n と

$$E_d^* \cong S_n \quad (4)$$

のようになる。ここでは入射中性子の熱エネルギーは無視している。

次に核分裂状態 $|fs\rangle$ を考える。原子核芯の状態 $|\Omega(E_0)\rangle$ は集団励起状態になるので

1: 日大理工・院(前)・物理 2: 日大・教員・物理

$$|fs\rangle = |\Psi_{D_n}\rangle \otimes |\Omega^*(E^*)\rangle \quad (5)$$

と書ける. ここで $|\Psi_{D_n}\rangle$ は重中性子状態を表しており, $|\Omega^*(E^*)\rangle$ は集団励起状態の原子核芯である. エネルギー E^* は分離エネルギーとペアリングエネルギーより

$$E^* \cong S_n + \Delta E_d \quad (6)$$

となる. これらより ^{235}U への熱中性子の断面積は

$$\sigma_{nA \rightarrow f} \cong \frac{a_0}{k_n} \left| \langle \varphi_{k_n}, j_n, \Omega(E_0) | H_{pair} | \Psi_{D_n}, \Phi_K^{cm}, \Omega(E_0) \rangle G(K) \times \langle \Psi_{D_n}, \Phi_K^{cm}, \Omega(E_0) | H_{Res} | \Psi_{D_n}, \Omega^*(E^*) \rangle \right|^2 \quad (7)$$

である. H_{Res} は残留相互作用, Φ_K^{cm} は 2 中性子の重心運動の波動関数, a_0 は定数である.

3. 偶数中性子原子核の熱中性子反応

偶数個の中性子を持つ原子核として ^{238}U を考える. 始状態 $|i\rangle$ を

$$|i\rangle = |\varphi_{k_n}\rangle \otimes |^{238}\text{U}\rangle \quad (8)$$

と書く. この場合 ^{238}U は不対粒子がないので 0^+ 芯の状態のみなので断面積は

$$\sigma_{nA}^{inel} \cong \frac{c_0}{k_n} \left| \langle \varphi_{k_n}, ^{238}\text{U} | H_{Res} | j_n(ph^{-1}), \Omega(E_0) \rangle \right|^2 \quad (9)$$

と書ける. ここで c_0 は定数, $|j_n(ph^{-1})\rangle$ は入射中性子によって励起された空孔の状態である. 入射熱中性子は ^{238}U に捕獲されるとペアリングを組まずに 1 粒子軌道に入り, 励起状態の ^{239}U にする. そして γ 線を放出し β 崩壊して ^{239}Np へ, 更に β 崩壊して ^{239}Pu になる.

4. まとめ

熱中性子による原子核分裂は不対中性子と始めに散乱し, ペアリングを組むことにより起きると考え, それを重中性子模型と呼んだ. この模型より何故 ^{235}U

は熱中性子の入射で核分裂を起こし, ^{238}U は起こさなかったのか自然な理解ができた. しかし重中性子が芯を励起する微視的な計算はしておらず今後の課題である.

5. 参考文献

- [1] H.J Krappe and K. Pomorski, "Theory of Nuclear Fission", Lecture Notes in Physics, Vol. 838, Springer, 2012.
- [2] A. Michaudon, "Nuclear Fission and Neutron-Induced Fission Cross Section", Pergamon Press, 1981.
- [3] 岡嶋成晃, 久語輝彦, 森貴正: 「原子炉物理」, オーム社, 2012.