μ 中間子による核融合反応^{*}

角南靖夫，辻 昭雄，鳴海 元（広島理）^{**}

（1966年3月22日受理）

かつて高発部門による「核融合の可能性」に関する研究会（於基研）において， μ 中間子を触媒とする水素同位核の融合反応に関する当時の総合報告¹⁾を行ったが，最近あらためてこの種の核融合反応について，かなり精密な解析がなされるようになったので，将来の核融合の問題に関連して，いさゝかの検討を加えておくことにする（詳細は別に発表の予定）。

Columbia 大学では，液体水素中で起る μ (muon) による核融合反応：

の最後の核融合過程の全融合速度 $\lambda_f = \lambda_{\mu} + \lambda_{\gamma}$ を最近あらためて測定し，5.5 Mevの γ 線の収量とその時間分布を考察して²⁾， He^3_{μ} の内部転換速度として

$$\lambda_{\mu} = 0.49 \pm 0.10 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1} \quad (2)$$

ただし $\lambda_{\mu} / \lambda_{\gamma} = n_{\mu} / n_{\gamma} = 0.19 \pm 0.04$ ³⁾

という値をえた。この実験的解析の検討はあらためて論じるとして，従来の結果よりやや大きい値

* A Nuclear Fusion Reaction by Muons

** Y. Sunami, A. Tsuji and H. Narumi (Department of Physics, Faculty of Science, Hiroshima University)

をえたことは事実で、われわれのすでにえた電気単極 (E O) 転移確率の計算を⁵⁾、あらためて再検討する必要があると考えたわけである。

そこでいま E O 転移によって起るこの過程の行列元素は、 α を微細構造定数、 r_p と r_μ をそれぞれ陽子と μ の位置ベクトルとすれば、相対論的単位 ($\mu r u : m_\mu = c = \hbar = 1$) で

$$\langle f | H' (L=0) | i \rangle = \langle \phi_n^f \phi_\mu^f | - \sum_p \alpha / |r_p - r_\mu| | \phi_n^i \phi_\mu^i \rangle \quad \cdots (3)$$

$$= - \sum_p \alpha \left\{ \int d\tau_n \int_0^{r_p} d\tau_\mu \tilde{\phi}_n^f \tilde{\phi}_\mu^f \frac{1}{r_p} \phi_n^i \phi_\mu^i + \int d\tau_n \int_{r_p}^\infty d\tau_\mu \tilde{\phi}_n^f \tilde{\phi}_\mu^f \frac{1}{r_p} \phi_n^i \phi_\mu^i \right\} \quad \cdots (4)$$

で与えられる。そこで核の波動関数の初期状態 ϕ_n^i と終状態 ϕ_n^f との直交性を仮定すれば、上式は

$$= - \alpha \int d\tau_n \tilde{\phi}_n^f \left\{ \sum_p \int_0^{r_p} d\tau_\mu \tilde{\phi}_\mu^f (r_\mu) \left(\frac{1}{r_p} - \frac{1}{r_\mu} \right) \phi_\mu^i (r_\mu) \right\} \phi_n^i \quad (5)$$

となり、 μ の全座標 τ_μ に関する積分を行った結果は⁵⁾、

$$= a_0 \alpha \int d\tau_n \tilde{\phi}_n^f \left[\frac{1}{6} \left(\frac{r_p}{R} \right)^2 - 1.62 \cdot 10^{-3} \left(\frac{r_p}{R} \right)^4 + \cdots \right] \phi_n^i \quad (6)$$

となる。^{*}ここで $a_0 = 128 \cdot 10^{-2}$ で $R (= 1.87 \pm 0.05 F^{6)})$ は He^3 の有効核半径である。ところで He^3 の基底状態の波動関数は、周知のようにきわめて多種多様であるが、この解析の目的と精度とを考慮して、最近提案されたつぎの指数函数型のものを選んだ：

$$\phi_n^f = \sqrt{\frac{16}{7}} \kappa^3 \exp \left[-\frac{1}{2} \kappa (r_{12} + r_{23} + r_{31}) \right] \quad (7)$$

ここで $\kappa = 0.74 F^{-1} = 13.8 \mu r u$ とすれば、 He^3 の Coulomb エネルギー、光壊変、電磁的形状因子に対して、かなり妥当な値を与える。⁷⁾ただしこの波動関数は、結合エネルギーに対してはそれほどよくはない。この難点は(7)の一次結合をとってもそれほど改良されないが、その簡単さと、われわれの計算が、電磁的相互作用に関するものであることに注目すれば、(7)を用いることは、

* μ の波動関数については、核のひろがりを感じた Dirac 粒子の解が用いられる。

必ずしも根拠がないわけではないと思われる。

一方 ϕ_n^i については、次の三つの条件を考慮して設定した。

i) $p_\mu d$ の三体の結合状態が S 状態であること

ii) He^3 の基底状態に直交すること

iii) 陽子の重陽子が核力の作用領域に近ずいたときの電荷密度が、ちょうど He^3 の仮の励起状態の同じ位置の電荷密度を与えていること

これらの条件をみたす波動関数として、

$$\phi_n^i = W(R) \left[2 - \frac{\tau}{4} (r_{12} + r_{23} + r_{31}) \right] \exp \left[-\frac{\tau}{4} (r_{12} + r_{23} + r_{31}) \right] \quad \dots (8)$$

を仮定し、 $W^2(R)$ は有効核半径のところで電荷密度を与えると考える。 $W(R)$ に関しては、 μ と陽子、重陽子の三体問題の結合状態を、非断熱近似でかなり精度の高い計算を行った結果えられたものである⁸⁾が、詳細はここでは省略する。われわれはこれらの波動関数によって、転移確率を計算した結果、

$$\lambda_\mu = \frac{2\pi}{3} | \langle H' \rangle |^2 = 0.61 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1} \quad (9)$$

をえた。この値は、従来われわれの求めた計算値の約 3.6 倍で、すでに示した実験値(2)とはかなりよい一致が認められる。もっともこの計算では、 He^3 の有効核半径ないしは核力の作用領域の取り方がかなりの影響を与えるが、実際に陽子と重陽子が核力の作用領域に入るところは、 He^3 の有効核半径よりは大きいと考えられるので、 R を大きくすると、(9)の値は減少して、さらに実験値に近づくようになる。しかし、いずれにしてもこの種の解析では、現象論的にまず十分な対応がえられたとみなしてよいだろう。同時にわれわれは、全融合速度の検討とともに、他の同位核の融合反応の解析をも同様の立場から行う予定である。

参 考 文 献

- 1) 鳴海 元:核融合研究 8, 357 (1962)
- 2) Bleser, E.J. et al., Phys. Rev. 132, 2679 (1963)
- 3) Schiff, M., Nuo. Cim. 22, 66 (1961)
- 4) Carter, B.P., Phys. Rev. 141, 863 (1966)
- 5) Narumi, H. and Matsuo, S., Prog. Theor. Phys. 26, 221 (1961)
- 6) Collard, H., Hofstadter, R. et al., Phys. Rev. 138, B57 (1965)
- 7) Srivastava, B.K, Phys. Rev. 133, B545 (1964); 137, B71 (1965);
Nucl. Phys. 67, 236 (1965)
- 8) Schröder, U., Zeits. f. Phys. 173, 432 (1964)