

**VII. Evaluated Neutron Cross Sections for Deuterium by A.Horsley(AWRE) and L.Stewart (LASL)/LA-3271(Nov.1967)について**

西村和明(日本原子力研究所)

重陽子は軽い核なので、中性子と弾性散乱により大きなエネルギー損失をおこす。また重陽子は陽子と中性子にbreak up するしきいエネルギーが低いため、約5MeV以上の領域では低エネルギー中性子の測定の上で重要なバックグラウンドになる。高エネルギーでおこる(n, 2n)反応の中性子は、さらに(n, 2n)反応をおこし、その結果In-Scatteringや多重散乱の補正は多大の注意を払う必要がある。このような理由から、重陽子による中性子の散乱の実験的解釈は難かしい仕事になる。

これまで重陽子による中性子の全断面積、弾性散乱断面積、(n, 2n)断面積はMeV領域では測定され解つているが、数百keV以下では、熱エネルギーでの(n, γ)断面積を除いて、どれもよく解つていない。この評価の仕事は、熱エネルギーから20MeVまでの中性子による重陽子の、1) 全断面積、2) 弾性散乱断面積、3) Non elastic 断面積、4) 捕獲輻射:  $\sigma_n, \gamma$ 、5)  $\sigma_{n, 2n}$ 、6) (n, 2n) 中性子スペクトラムについて行われたものである。内容について簡単に紹介すると、

1) 全断面積、A. 重水素分子に結合した重陽子の $\sigma_{T_0T}$ は、 $\sigma_{T_0T} = \{\sigma_{T_0T}(D_2O) - \sigma_{T_0T}(O_2)\} / 2$ で求められ、グラフに示されている。B. 自由重陽子の $\sigma_{T_0T}$ は、 $\sigma_{T_0T} = \sum_1 \sigma_i$ で考えられ、熱エネルギーで $\sigma_{pot} = 3.2b$ が推せんされている。この値は従来の3.38~3.44bと違つているので、その理由が述べられている。2MeV以上ではSeagraveとHenkelによる解析的な式すなわち $\sigma_{T_0T} = 1.435(E_n + 3.6MeV)^{-1}b$ から $\sigma_{T_0T}$ の曲線が計算され、実験値との比較が行われている。これらの結果が表とグラフに示されている。

2) 弾性散乱。 $\sigma_{e1}(\theta)$ の実験データが評価された曲線と共にグラフで表されている。エネルギー

一点は、内挿できるように、 $E_n=100\text{keV}\sim 3.5\text{MeV}$  の間で11点、 $E_n=5.6\text{MeV}\sim 20.57\text{MeV}$  で7点が選ばれている。後者の5.5MeV以上の領域では、14MeV附近を除いて比較的まだ研究されていないので、 $n+D$ 反応の代わりに $p+D$ 反応のデータが用いられた。陽子と重陽子との間のクーロンの干渉による角度分布の乱れは、小さい角度のとき強調されるので、Wick の limit,  $\sigma_w(0^\circ)$  が計算され、各角度分布にプロットされている。

3) Nonelastic 散乱。これには $(n, \gamma)$ と重陽子のbreak up だけが含まれる。すなわち $\sigma_{\text{NON}} = \sigma_{n,\gamma} + \sigma_{n,2n}$  で、 $E_n=100\text{eV}$  以上では $(n, \gamma)$ は0と仮定され、 $\sigma_{\text{NON}} = \sigma_{n,2n}$  だけになる。この値は表に示され、また実験値と共に評価曲線がグラフに示される。このレポートにある $\sigma_{\text{TOT}}$  および $\sigma_{\text{NON}}$ の曲線から読みとつた値で差をとり $\sigma_{e1}$ を求め( $\sigma_{e1} = \sigma_{\text{TOT}} - \sigma_{\text{NON}}$ )、一方このレポートにある $\sigma_{e1}$ から $\sigma_{e1} = \int \sigma_{e1}(\theta) d\Omega$ の積分値を求め、両者を比較してこのレポートで一貫性を示すグラフもつけてある。

#### 4) 捕獲輻射 $\sigma_{n,\gamma}$

熱エネルギーと14.4MeVだけで直接測定があるだけである。しかし逆反応の $(\gamma, n)$ のデータがあり、また ${}^3\text{T}$ や ${}^3\text{He}$ の2本光分解の実験があり、これらはGunnとIrvingによる3粒子核の光電子崩壊の理論とよく合う。したがって直接測定のない領域は逆過程の $(\gamma, n)$ 反応の理論で計算した。熱エネルギーから1keVまでは $1/v$ で外挿し、最近の測定値である熱エネルギーでの“best” value,  $0.506 \pm 0.01\text{mb}$ に合せた。1keV $\sim$ 100keV $\sim$ 14.4MeVは $(\gamma, n)$ のdetailed balance 計算で滑らかにつながるようにした。

5)  $\sigma_{n,2n}$ 。Holmberg-Hansenのデータが、低エネルギーでの $(n, 2n)$ の形を決めるのに使われた。バックグラウンドから $(n, 2n)$ 過程を区別するため、コインシデンスの実験をした信用できる唯一のCartron et alのデータを14MeVまでの領域で使用した。14MeV以上は $p-d$ の弾性散乱から推察されるものを除いて、何も情報はない。

6)  $(n, 2n)$ 中性子スペクトラム。 $n+d \rightarrow n_1+n_2+p-2.225\text{MeV}$ というbreak upからの中性子スペクトラムの微分反応断面積を直接測定したものは、極めて少いし、あつてもそれは14MeV中性子に限られている。したがって、 $(n, 2n)$ の中性子スペクトラムはphase-space 模型にもとづいて計算され、これらがAppendix にグラフで示されている。 $p+D \rightarrow p_1+p_2+n-2.225\text{MeV}$ の陽子スペクトラムについても、phase-space の理論による計算と実験の比較が、1.01と1.39MeVでいくつかの角度について行われている。

以上の評価の結果は、標準の寸法のトレーシング・ペーパーに記入され、誤差の標準偏差が記入できるようにスケールが選ばれ、またスケールは出来るだけ一様になるように配慮されている。角分布は絶対値でプロットされ、表の形で数値も記載されている。個々のページは容易にさし変え可能で、補正やつけ加えが必要に応じて出来るようになっていく。このレポートにこれらの特長をも

たせた理由は、実験屋にも理論屋にも有用な“half-life”をもつた“working manual”を提供するためである。と著者らは前文で述べている。