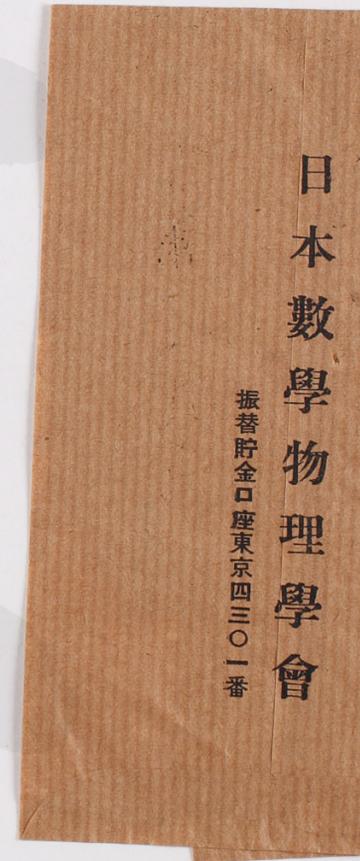


東京帝國大學理學部内

日本數學物理學會

振替貯金口座東京四三〇一番



日本數學物理學會

振替貯金口座東京四三〇一番



東京市神田區美土代所十六番地  
三秀舎内  
高木外史様  
校正在中





東京帝國大學理學部內

日本數學物理學會

振替貯金口座東京四三〇一番



湯川秀樹

E 30 020 A 02

7

参考文献

1. E. Amaldi and E. Fermi; Ric. Scient. XI-II, 334, 344, 443 ('35)
2. E. Fermi 他 4 人; Proc. Roy. Soc. A 146, 483 ('36)
3. E. Amaldi 他 5 人; Proc. Roy. Soc. A 149, 522 ('35)
4. P. B. Moon and J. R. Tillman; Nature 135, 904; 136, 66, 136 ('35)
5. T. Bjerger and C. H. Westcotts; Proc. Roy. Soc. A 150, 709 ('35)
6. L. Arsimovitch 他 3 人; C. R. 200, 2159 ('35)
7. B. Pontecorvo; Ric. Scient. VI-II, 145 ('35)
8. L. N. Ridenowr and Don M. Yost; Phys. Rev. 48, 383 ('35)
9. L. Szilard; Nature 136, 950 ('35)
10. O. R. Frisch, G. Hevesy and Mekay; Nature 137, 149 ('36)
11. E. Segrè; Pic. Scient. VII-I, 389 ('36)
12. J. R. Tillman; Nature 137, 107 ('36)
13. O. R. Frisch and G. Placzek; Nature 137, 357 ('36)
14. D. F. Weekes, M. S. Livingston and H. A. Bethe; Phys. Rev. 49, 471 ('36)
15. Preis werk and v. Halban; C. R. 202, 840 ('36)  
以上主として. 吸収, 散亂等について.
16. P. B. Moon and J. R. Tillman; Nature 135, 904 ('35)
17. P. B. Moon and J. R. Tillman; Proc. Rays. Soc. A 153, 476 ('36)
18. J. R. Duseti 他 4 人; Phys. Rev. 48, 365 ('35)
19. F. Rasetti 他 4 人; Phys. Rev. 49, 104 ('36)
20. F. Fasetti 他 4 人; Rend. Linc. 23, 343 ('36)
21. P. Preis werk and. H. von Hellan; Nature 136, 1027 ('35)
22. F. Rasetti and G. Fink; Phys. Rev. 49, 642 ('36)
23. H. H. Goldsmith and F. Rasetti; Phys. Rev. 49, 328 ('36)
24. E. Amaldi 他 4 人; Ric. Scient. VI-I, 681 ('35)  
以上主として. 温度効果その他について

(お断り: 本稿は論文紹介として寄稿せられたものなれど, 一月委員会にて編輯方針變更以前に既に文選を終り組版中なりし爲, 根本的の改變を加へられなかつたが, 本論文の性質にも鑑み兎も角綜合報告としました(編輯者))

遅い中性子の理論 (II)

湯川 秀 樹

§ 5. 束縛された水素原子と中性子の衝突

第二節に於て中性子が水素を含む物質中を通過する際, 個々の陽子と衝突して散亂又は捕獲される過程を論じたが, その場合陽子は全く自由で且つ最初静止して居ると假定した. 實際に於ては水素原子は他の原子例へば炭素又は酸素原子に化學的に結合されて居り, 平衡の位置のまはり, ある振動数で振動して居るであらう. 故に中性子の勢力  $E$  が  $h\nu$  に比して大きいに於て上記の假定は成立する然らざる場合にはかゝる結合の影響を無視出来ない. こ

の問題は最近 Fermi によつて詳しく論ぜられた.<sup>(17)</sup> こゝにその概要を述べる.\* 尙分子の廻轉乃至格子振動等の影響もある筈であるが, Fermi もこの點には深く立入つてゐない.

扱て中性子の波長  $\lambda$  は勢力  $E$  を eV を單位として表はすと

$$\lambda = \frac{2.85 \times 10^{-9}}{\sqrt{E}} \text{ cm}$$

\* 原論文が手近になかつたが玉木英彦氏の御好意により翻譯の原稿を借覽することが出来た. こゝに厚く感謝の意を表す. 該翻譯は早稲理研彙報に掲載される筈であるから, 詳細はそれを参照されたい.

須  
12.4.13  
子  
その後 (三月號)

湯川秀樹





平均値は大體 1 であるから、(第五圖参照)

$$\bar{\psi}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{3}{4\pi R_0^3} \iiint_{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \leq R_0} \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) d\vec{r}_1' \quad (59)$$

$$\cong f(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$$

即ち  $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \cong \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \varphi(r)$  (60)

となる。又 (52) 式を上述の球に就いて平均すると、 $\bar{\psi}$  は

$$i\hbar \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2M} (\Delta_1 + \Delta_2) \bar{\psi} - \bar{V} \bar{\psi} - U \bar{\psi} = 0 \quad (61)$$

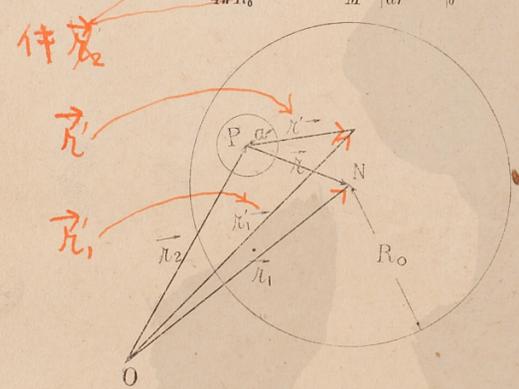
なる方程式の解でなければならぬことが容易にわかる。この式に於て  $\bar{V} \bar{\psi}$  を計算するには  $\vec{r}' = \vec{r}_1' - \vec{r}_2$  とおき、(60) を考慮すると、

$$\bar{V} \bar{\psi} \cong \frac{3}{4\pi R_0^3} \iiint_{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \leq R_0} V(r') \bar{\psi}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \varphi(r') d\vec{r}_1'$$

となる。(第五圖参照) 右邊の積分が 0 でないのは  $r < R_0$  なる場合に限り、その場合には (55) により

$$\bar{V} \bar{\psi} \cong \frac{3}{4\pi R_0^3} \bar{\psi}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \cdot \frac{4\pi \hbar^2}{M} \int_0^\infty \frac{d^2 v}{dr^2} r dr$$

$$= \frac{3}{4\pi R_0^3} \bar{\psi}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \cdot \frac{4\pi \hbar^2}{M} \left[ \frac{dv}{dr} r - v \right]_0^\infty$$



第五圖

- O: 圓標の原点
- N: 中性子の位置
- D: 陽子の位置

で、 $v(0)=0$  なる故

$$\bar{V} \bar{\psi} \cong \frac{3}{4\pi R_0^3} \bar{\psi}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \cdot \frac{4\pi \hbar^2}{M} \cdot (-\rho) \quad (62)$$

となる。

従つて  $r \geq R_0$  に従つて

$$\bar{V} \bar{\psi} = \frac{-4\pi \hbar^2 \rho}{M} \bar{\psi}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \times \begin{cases} 0 \\ 3 \\ 4\pi R_0^3 \end{cases} \quad (63)$$

となる。

そこで例へば  $R_0$  を  $5 \times 10^{-10}$  cm 程度に取れば、 $\frac{4\pi \hbar^2 \rho}{M} \times \frac{3}{4\pi R_0^3} \cong 10^{-2} eV$  程度になり、化學結合の勢力  $U$  に比して極めて小さいことになる。故に (61) に於て  $\bar{V} \bar{\psi}$  の項を小さな摂動項と見做し、摂動論によつて  $\bar{\psi}$  の近似解を求めることが出来る。これを (60) に入れると波動函数  $\psi$  の近似解が得られ、その形からして種々の衝突過程に對する斷面積が直ちに決定される。その結果例へば最初の運動量  $p$  なる中性子が立體角  $d\omega$  内のいづれかの方向に散亂されると同時に、水素原子が  $m$  なる状態から  $n$  なる状態へ轉移を行ふ斷面積は

$$\sigma_{nm}(p') d\omega = \frac{4p^2 p' d\omega}{p} \left( \frac{3}{4\pi R_0^3} \right)^2$$

$$\times \left| \int_{r \geq R_0} \int_{\text{volume}} \frac{i(p-p') \cdot \vec{r}_1}{\hbar} \bar{\psi}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \right|^2 \quad (64)$$

となる。但し  $p'$  は衝突後の中性子の運動量、 $u_m(\vec{r}_2), u_n(\vec{r}_2)$  は水素原子の  $m, n$  なる状態に對する固有函数で單位立方體について標準化してあるものとする。この場合  $m, n$  なる状態の陽子の勢力を  $W_m, W_n$  とすると、勢力保存則

$$\frac{p^2}{2M} + W_m = \frac{p'^2}{2M} + W_n \quad (65)$$

が満足されてる時斷面積は  $\times$  でない。

そこで (64) の斷面積を二三の簡単な場合に就いて計算して見る。

\* 故にこの計算は陽子が全く自由の場合 (次頁 i) 参照) は適用し得ない筈である。

i) 水素原子が自由な場合.

衝突前後の陽子の運動量を  $\vec{p}_m, \vec{p}_n$  とする

と,

$$u_m = e^{-\frac{i\vec{p}_m \cdot \vec{r}_2}{\hbar}}, \quad u_n = e^{-\frac{i\vec{p}_n \cdot \vec{r}_2}{\hbar}}$$

で, 運動量の保存則

$$\vec{p} + \vec{p}_m = \vec{p}' + \vec{p}_n \quad (66)$$

が成立する時丈 (64) が 0 でなく, 中性子が  $(\theta, \theta+d\theta)$  なる角をなして散乱される部分断面積を求めると

$$d\sigma_s = \frac{8\pi\rho^2 p'}{p} \sin\theta d\theta \quad (67)$$

となる. 特に最初陽子が静止してるとすると  $p' = p \cos\theta$  なる故,  $\theta \leq \frac{\pi}{2}$  に對して

$$d\sigma_s = 8\pi\rho^2 \sin\theta \cos\theta d\theta \quad (68)$$

で, 従つて全断面積は

$$\sigma_s = 4\pi\rho^2 \quad (69)$$

となる. そこで (56), (57) の  $\rho$  の値を入れ, スピンが平行な場合と反平行な場合を 3:1 の割合で平均すると

$$\sigma_s = \frac{4\pi\hbar^2}{M} \left( \frac{3}{4|W|} + \frac{1}{4|W'|} \right) \quad (70)$$

で, 當然さうあるべき通り, §3(24) に於て  $E=0$  とおいたのと同じになる.\*

ii) 水素原子が強く束縛されてる場合,

即ち  $u_m$  が 0 でない範囲が中性子の波長に比して小さい場合を考えると, (64) の積分に於て指数関数を 1 と見なし得, 従つて  $m=n$  なる時丈積分は 0 でない. 即ち衝突によつて水素原子の状態は變化せず, 従つて  $p=p'$  で中性子が  $(\theta, \theta+d\theta)$  なる角をなして散乱される部分断面積は  $\theta \leq \pi$  に對して

$$d\sigma_s = 8\pi\rho^2 \sin\theta d\theta \quad (71)$$

である. 即ち散乱は等方的で, 全断面積は

\*併し, この陽子の一致は陽子と中性子の質量が同じであるため起つた偶然の結果である.

$$\sigma_s = 16\pi\rho^2 \quad (72)$$

となり, (69) の 4 倍である.

この様に水素原子を他の原子に束縛する勢力が中性子の運動勢力に比して大なる極限に於る断面積は, 小なる極限に於る夫れの 4 倍になる. 即ち極めて遅い中性子の平均自由行路は, 1 eV 乃至それ以上の勢力の中性子の平均自由行路の約 4 分の 1 である. 常温に於て熱平衡にある中性子の勢力は平均  $\frac{1}{40}$  eV 程度で, ii) の場合に近い. i) ii) の中間の場合を次に考察しよう.

iii) 水素原子が弾性的に結合されてゐる場合

簡單の爲めに水素原子が等方的な力の作用の下に, 平衡の位置のまはりに弾性振動をなし得るとする. その振動数を  $\nu$  とすると原子の状態は  $x, y, z$  方向の振動に對する量子数  $n_1, n_2, n_3$  ( $=0, 1, 2, \dots$ ) によつて決定され, その勢力は

$$W_{n_1 n_2 n_3} = \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \nu, \quad (73)$$

固有函数は

$$u_{n_1 n_2 n_3}(r_2) = \left( \frac{2M\nu}{\hbar} \right)^{\frac{n}{4}} \times \frac{H_{n_1}(\xi) H_{n_2}(\eta) H_{n_3}(\zeta)}{\sqrt{2^{n_1} n_1! n_2! n_3!}} e^{-\frac{1}{4}(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)} \quad (74)$$

で與へられる. 但し,  $n = n_1 + n_2 + n_3$ ,

$$\xi = \sqrt{\frac{2\pi M\nu}{\hbar}} x_2, \quad \eta = \sqrt{\frac{2\pi M\nu}{\hbar}} y_2,$$

$$\zeta = \sqrt{\frac{2\pi M\nu}{\hbar}} z_2$$

で,  $H$  は Hermite の多項式を表はす.

そこで最初標準状態 ( $n_1 = n_2 = n_3 = 0$ ) にあつた水素原子が  $(n_1, n_2, n_3)$  なる状態に轉移すると同時に, 中性子が  $d\omega$  なる立體角内に散乱される断面積を計算するには (64) 式中の  $u_n, u_n$  に

$u_{000}, u_{n_1 n_2 n_3}$  を代入して積分を行へばよい。その

結果

$$\sigma_{n_1 n_2 n_3}(\vec{p}') d\omega = \frac{4\rho^2 P'}{P} d\omega \frac{(P_x' - P_x)^{n_1}}{n_1!} \times \frac{(P_y' - P_y)^{n_2}}{n_2!} \frac{(P_z' - P_z)^{n_3}}{n_3!} e^{-(\vec{P}' - \vec{P})^2} \quad (75)$$

となる。但し

$$\vec{P} = \frac{\vec{p}}{\sqrt{4\pi M h v}}, \quad \vec{P}' = \frac{\vec{p}'}{\sqrt{4\pi M h v}}$$

(75) を  $n$  の一定値に對する  $n_1, n_2, n_3$  の凡ての可能な値に就いて總和すれば、中性子が  $d\omega$  なる方向に散亂され、水素原子が  $n h v$  なる勢力丈上のいづれかの準位に勵起される部分斷面積

$$\sigma_n(\vec{p}') d\omega = \frac{4\rho^2 P'}{P} d\omega \frac{(P' - P)^{2n}}{n!} e^{-(\vec{P}' - \vec{P})^2} \quad (76)$$

が得られる。これを更に  $d\omega$  について積分すれば、水素原子が  $n$  番目の準位に勵起される斷面積

$$\sigma_n = \frac{4\pi\rho^2}{n! P^2} \int_{2P-n-2PV}^{2P^2-n+2PV} \xi^n e^{-\xi} d\xi \quad (77)$$

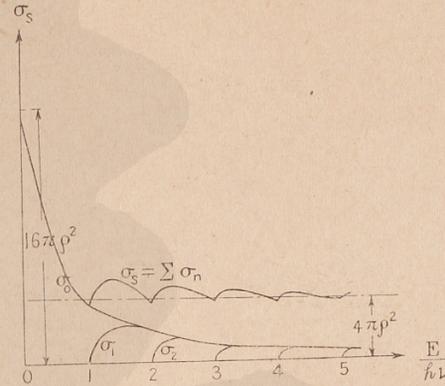
が得られる。但し、 $\frac{P^2}{2M} < n h v$ 、(従つて  $P^2 < n$ ) 即ち中性子が最初  $n$  番目の状態を勵起するに必要な勢力を有せぬ時には  $\sigma_n = 0$  である。 $\sigma_0, \sigma_1, \sigma_2, \dots$  を  $P^2 = \frac{E}{h v}$  の函数として表はすと第六圖の如くなり、

$$\sigma_n = \frac{4\pi\rho^2}{P^2}$$

なる等邊雙曲線が此等に共通な漸近曲線になつてゐる。

最後に  $n$  の凡ての可能な値について  $\sigma_n$  の總和を作れば、中性子の水素原子による散亂の全斷面積

$$\sigma_s = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n \quad (78)$$



第六圖

が得られる。但し、 $n_0$  は  $\frac{E}{h v} - 1$  と  $\frac{E}{h v}$  の間の整数である。第六圖に示す如く、中性子の勢力が  $0$  から  $h v$  迄増す間に、斷面積は

$$\sigma_s = \sigma_0 = \frac{4\pi\rho^2(1 - e^{-\frac{E}{h v}})}{E/h v} \quad (79)$$

なる式に従つて、 $16\pi\rho^2$  から  $4\pi\rho^2$  より少し小さい値に到まで減少する。 $h v$  から先は  $4\pi\rho^2$  より大きくなつたり、小さくなつたりしてこの値に收斂する。

散亂された中性子の方向分布は、 $E \ll h v$  なる限り ii) と同様に殆んど等方的であるが、 $E$  が  $h v$  の程度になると非等方性が著しくなり、 $E \gg h v$  に於ては勿論 i) と同様になる。

通常の水素化合物に對しては  $h v$  は  $0.1 \sim 0.5 \text{ eV}$  の程度で、常温の熱中性子の勢力より遙かに大きい故、この場合の斷面積は數ヴァルト以上の中性子に對する斷面積の  $4$  倍に近いであらう、例へばパラフィンに對しては約  $3$  倍強と推定される。

この様に考へると、§3 で求めた自由な陽子に對する中性子の衝突斷面積 (24) 乃至本節の (70) を適用し得るのは、中性子の運動勢力が

この式のEはE/hvとすべき。!!!

1eV 程度以上の場合に限られ、熱中性子は除外せねばならぬことになる。Fermi 及び Amaldi の実験によると、<sup>(9)</sup> <sup>(17)</sup> 1eV 以上の中性子の二つの群<sup>(\*)</sup>に對し、パラフィン中の平均自由行路は共に約 1 cm であると推定される。之からして断面積は  $\sigma_s = 12.8 \times 10^{-24} \text{cm}^2$  となり、(70) によつて  $|W'|$  を計算すると、§3 で求めた値  $4 \times 10^6 \text{eV}$  のかほりに

$$|W'| = 1.16 \times 10^6 \text{eV} \quad (80)$$

が得られる。一方に於て熱中性子に對する断面積は、Fermi 等によれば<sup>(6)</sup>  $\sigma_s = 43 \times 10^{-24} \text{cm}^2$  なることは既に述べた。即ち理論の豫期する通り、1eV 以上の中性子に對する値の 3 倍強になつて居る。

尙  $E < h\nu$  なる場合には、衝突によつて水素原子の状態は變化せず、従つて中性子の運動勢力も變化しない筈である。従つて中性子がパラフィン中で段々遅められて、勢力が  $h\nu$  以下になれば最早減速されず、熱運動程度の勢力にはなり得ない譯である。しかるに實際パラフィン中には熱中性子が出來て居り、特に Dunning 等<sup>(22)</sup> がその速度を直接機械的な方法で測定した結果によると、その温度に於る Maxwell の分布と大體一致して居る。これは水素原子の振動は一般に等方的でなく、 $\nu$  の値は幾つもあり得ること、水素原子を束縛して居る原子自身が熱振動を行ひ得ること等により、全體として振動数は  $\nu$  から始まる連続譜を形成し、中性子をいくらでも減速し得る爲めと考へられる。併し、中性子の速度が遅くなるに従つて、減速に貢獻し得る振動数の範囲が狭くなり、單なる擴散に近くなつて行くであらう。

(\*) 中性子の種々の群に就ては後に述べる。

以上述べた所によつて、中性子の散亂に對する水素原子の化學結合の影響は大體明かになつた。之に反して、中性子捕獲の過程には直接の影響はないであらう。何故と云へば、この際出來る重水素は 10<sup>6</sup>eV 以上の反動勢力を有するからである。併し  $|W'|$  に對する値が變つた爲めに、捕獲の断面積も間接的に變つて來る。即ち §4, (41) 中の  $|W'|$  に (80) の値を入れて  $\sigma_c$  を求めると前よりも小さくなり、従つて平均壽命

$$\tau = \frac{1}{n\sigma_c v}$$

は前よりも大きくなる。(41) から明かな様に遅い中性子 ( $E \gg |W'|$ ) に對しては  $\sigma_c$  は  $E^{-1}$  即ち  $n^{-1}$  に比例する故、 $\tau$  は勢力に無關係になる。パラフィンの場合には  $n = 7.8 \times 10^{23}$  であるから、<sup>1</sup>S 状態が安定か不安定かに従つて、

$$\tau = \left. \begin{matrix} 7 \\ 2.8 \end{matrix} \right\} \times 10^{-4} \text{sec.} \quad (81)$$

となり、§4 の結果より少し大きくなる、Fermi 等の実験結果  $\tau = 1.7 \times 10^{-4} \text{sec.}$  と比較すると、安定な <sup>1</sup>S 状態は存在しないと假定した方がよい様である。いづれにしても熱中性子は捕獲される迄に陽子と平均百回位衝突するわけで、Fermi 等は実験からこの回数を  $N = 140$  と推定した。

#### §6. i) 水素化合物中に於る中性子の遅緩

少し冗漫に失したかも知れぬが、以上數節に互つて述べた所によつて、中性子が陽子に衝突する際の基本的な過程は大體明かになつた。そこで元へ戻つて、一定の形状の水素化合物中を中性子が通過する際にこれらの基本的な過程の集積としてどんな結果が起るかといふ具體的



(18)

な問題を考察する。

一般の場合の計算は極めて困難であるが、例へば中性子の通過するパラフィン層の厚さが平均自由行路に比して小さい時には、精々一回乃至二回の衝突しか行はないであらうから、比較的容易に近似的な解が求められる。その反対の極限として、例へば源が非常に大きなパラフィンの塊の中に置かれて居て、 $v_0$ なる速度の中性を毎秒  $Q$  箇宛出す場合を考へて見る。(17)(19) 平衡状態に於て、パラフィン中に存在する中性子の中で速さが  $(v, v+dv)$  の間にあるものの数を  $N(v)dv$  とすると、毎秒衝突によつて速度を變更する爲めに失はれる数は  $\frac{vN(v)dv}{\lambda(v)}$  であらう。但し、 $\lambda(v)$  は  $v$  なる速さのものの平均自由行路を表はす。一方源から出て来る中性子の中で衝突によつて速さが  $(v, v+dv)$  の間になるものの数は §2, (2) に依り毎秒  $\frac{2vdv}{v_0^2}Q$  であり、† 又  $(u, u+du)$  の間の速さの中性子の中で衝突によつて  $(v, v+dv)$  の間の速さになるものの数は毎秒  $\frac{2vdv}{v^2} \frac{uN(u)du}{\lambda(u)}$  であるから、平衡の條件は

$$\frac{v}{\lambda(v)} N(v)dv = \frac{2vdv}{v_0^2} Q + 2vdv \int_v^{v_0} \frac{N(u)du}{v\lambda(u)} \quad (82)$$

となり、兩邊を  $v dv$  で割り微分すると

$$\frac{d}{dv} \frac{N(v)}{\lambda(v)} = -\frac{2}{v} \frac{N(v)}{\lambda(v)} \quad (83)$$

となる。この解は

$$N(v) = \frac{\lambda(v)}{v^2} X \text{ const.}$$

で、(82) に代入して const. を定めると、

$$N(v) = \frac{2Q\lambda(v)}{v^2} \quad (84)$$

† (2) に誤植があり、正しくは  $P(E_1)dE_1 = dE_1/E$  である。今の場合  $E = \frac{1}{2}Mv_0^2, E_1 = \frac{1}{2}Mv^2$  である。

となる。但し衝突に際して陽子は自由で且最初静止してると假定せる故、前節の結果を考慮するとこの分布法則は勢力 1eV 程度以上の中性子にしか適用出来ない。

所でこの様にして衝突によつて段々遅められた中性子は早晚勢力が  $kT$  程度の所謂熱中性子になるであらうが、それは又陽子に捕獲されて無くなつて了ふわけである。その平均壽命をとすると、平衡の條件からして熱中性子の總数は

$$Q\tau \quad (85)$$

であることがわかる。

以上は大きなパラフィン全體としての速度分布のみを考察したのであるが、更に場所による中性子の密度及び速度分布の變化が問題となる。一般に源から出て来る中性子は衝突して減速されつゝ遠ざかつて行くのであるから、遠い所程遅い中性子の割合が多い。いひかへれば、ある速度の中性子の源からの平均距離は、速度が小さくなる程大きくなる。Fermi は距離の二乗の平均を求めたが、その表式は極めて複雑である。Horvay<sup>(20)</sup> は水の場合について、水素原子との衝突の斷面積が §3, (24) で與へられるとし、(18) 式中の  $|W|$  の値は (80) を使ひ、酸素原子に対する斷面積は中性子の勢力に無関係として、上記の平均距離の數値を計してゐる。

遅い中性子の色々は群の勢力は通常數ヴォルト乃至數十ヴォルトで、この邊では (24) によると平均自由行路  $\lambda$  は殆んど一定であるから、二つの群の平均勢力夫は  $E', E''$  とすると、

$$\log \frac{E''}{E'} = \frac{r'^2 - r''^2}{6\lambda^2} \quad (86)$$

† 群は勿論例外である。

C 大文字

$\frac{E''}{E'}$

度

面

算

カ