

YHAL F08 120

工

INSTITUTE OF THEORETICAL PHYSICS
KYOTO IMPERIAL UNIVERSITY.

中間子理論に依る中性子の
陽子に依る捕獲について

湯川秀樹
谷川安寿

川辺 女

§1 Matrix element

[Hg]

$$\begin{aligned}
 Y_k^+ - em. &= g_1 \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon}} \frac{\hbar c k}{\gamma} Q^* e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} \\
 Y_\lambda^+ - em. &= -g_2 \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon}} \frac{\hbar c k}{\gamma} Q^*(\sigma, j) Q^* e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} \\
 Y_k^- - em. &= -g_1 \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon}} \frac{\hbar c k}{\gamma} Q e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \\
 Y_\lambda^- - em. &= g_2 \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon}} \frac{\hbar c k}{\gamma} Q(\sigma, j) Q e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}
 \end{aligned}$$

但し Y_k : longitudinal meson, Y_λ : transverse meson
 $\delta = [\epsilon_k \epsilon_{k\lambda}]$, $\epsilon = \hbar c \sqrt{k^2 + \kappa^2}$

[He]

$$\begin{aligned}
 Y_\lambda^+ \rightarrow Y_\lambda^+ + \gamma &- \frac{e\hbar c^2}{2\sqrt{\epsilon\epsilon}} \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\gamma}} \{ k(j\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}) + k'(j'\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}) \} \\
 Y_\lambda^- \rightarrow Y_\lambda^- + \gamma &" \\
 Y_\lambda^+ + Y_\lambda^- \rightarrow \gamma &+ \frac{e\hbar c^2}{2\sqrt{\epsilon_+ \epsilon_-}} \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\gamma}} \{ k(j\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}^+) + k'(j'\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}^-) \} \\
 0 \rightarrow Y_\lambda^+ + Y_\lambda^- + \gamma &" \\
 Y_k^+ \rightarrow Y_\lambda^+ + \gamma &+ \frac{ie\hbar c}{2\gamma} \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\gamma}} \{ k\sqrt{\frac{\epsilon_-}{\epsilon_+}} (j'\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}^-) + k\sqrt{\frac{\epsilon_+}{\epsilon_-}} (\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}) \} \\
 Y_k^- \rightarrow Y_\lambda^- + \gamma &" \\
 Y_\lambda^+ \rightarrow Y_k^+ + \gamma &- \frac{ie\hbar c}{2\gamma} \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\gamma}} \{ k\sqrt{\frac{\epsilon_+}{\epsilon_-}} (j\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}^+) + k\sqrt{\frac{\epsilon_-}{\epsilon_+}} (\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}) \} \\
 Y_\lambda^- \rightarrow Y_k^- + \gamma &" \\
 Y_k^+ + Y_\lambda^- \rightarrow \gamma &+ \frac{ie\hbar c}{2\gamma} \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\gamma}} \{ -k\sqrt{\frac{\epsilon_+}{\epsilon_-}} (j'\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}^-) + k\sqrt{\frac{\epsilon_-}{\epsilon_+}} (\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}^+) \} \\
 Y_k^- + Y_\lambda^+ \rightarrow \gamma &+ \frac{ie\hbar c}{2\gamma} \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\gamma}} \{ -k\sqrt{\frac{\epsilon_-}{\epsilon_+}} (j'\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}^+) + k\sqrt{\frac{\epsilon_+}{\epsilon_-}} (\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}^-) \} \\
 0 \rightarrow Y_k^+ + Y_\lambda^- + \gamma &- \frac{ie\hbar c}{2\gamma} \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\gamma}} \{ -k\sqrt{\frac{\epsilon_+}{\epsilon_-}} (j\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}^+) + k\sqrt{\frac{\epsilon_-}{\epsilon_+}} (\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}^-) \} \\
 0 \rightarrow Y_k^- + Y_\lambda^+ + \gamma &- \frac{ie\hbar c}{2\gamma} \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\gamma}} \{ -k\sqrt{\frac{\epsilon_-}{\epsilon_+}} (j'\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}^-) + k\sqrt{\frac{\epsilon_+}{\epsilon_-}} (\epsilon_{\mu\nu}\epsilon_{k\lambda}^+) \}
 \end{aligned}$$

INSTITUTE OF THEORETICAL PHYSICS
 KYOTO IMPERIAL UNIVERSITY.

No. 2

[Hge]

(1) $P \rightarrow N + Y^+ + \gamma$

(2) $N \rightarrow P + Y^- + \gamma$

(3) $P + Y^- \rightarrow N + \gamma$

(4) $N + Y^+ \rightarrow P + \gamma$

longitudinal meson (= 対 Lz

(1)
$$\left[-\frac{g_1 e 2\pi\hbar c}{\kappa V \epsilon \hbar \nu} (\epsilon_{\mu\nu} Q) Q^* e^{-i(\vec{l}+\vec{k}, \vec{r})} + i \frac{g_2 e 2\pi}{\kappa^2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\hbar \nu}} (\sigma_{\mu\nu} Q_k) Q^* e^{-i(\vec{l}+\vec{k}, \vec{r})} \right]$$

(2)
$$\left[+\frac{g_1 e 2\pi\hbar c}{\kappa V \epsilon \hbar \nu} (\epsilon_{\mu\nu} Q) Q^* e^{-i(\vec{l}-\vec{k}, \vec{r})} - i \frac{g_2 e 2\pi}{\kappa^2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\hbar \nu}} (\sigma_{\mu\nu} Q_k) Q e^{-i(\vec{l}-\vec{k}, \vec{r})} \right]$$

(3)
$$\left[+\frac{g_1 e 2\pi\hbar c}{\kappa V \epsilon \hbar \nu} (\epsilon_{\mu\nu} Q) Q^* e^{-i(\vec{l}+\vec{k}, \vec{r})} + i \frac{g_2 e 2\pi}{\kappa^2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\hbar \nu}} (\sigma_{\mu\nu} Q_k) Q^* e^{-i(\vec{l}+\vec{k}, \vec{r})} \right]$$

(4)
$$\left[-\frac{g_1 e 2\pi\hbar c}{\kappa V \epsilon \hbar \nu} (\epsilon_{\mu\nu} Q) Q^* e^{-i(\vec{l}-\vec{k}, \vec{r})} - i \frac{g_2 e 2\pi}{\kappa^2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\hbar \nu}} (\sigma_{\mu\nu} Q_k) Q e^{-i(\vec{l}-\vec{k}, \vec{r})} \right]$$

[-----] の部分は photomagnetic capture (= 対
 contribute しない。

INSTITUTE OF THEORETICAL PHYSICS
 KYOTO IMPERIAL UNIVERSITY.

No. 3

Transverse meson ($= \frac{1}{2} \sigma \cdot \vec{l} \cdot \vec{z}$)

$$(1) \quad + i \frac{g_1 e 2\pi}{\kappa^2} \sqrt{\frac{c}{\hbar \nu}} (\sigma_{\mu} \epsilon_{\mu\lambda}) Q^* e^{-i(\vec{l} + \vec{k}, \vec{r})} \\ + \frac{g_2 e 2\pi \hbar c}{\kappa \nu \epsilon \hbar \nu} (\sigma_{\mu} \epsilon_{\mu\lambda}) Q^* e^{-i(\vec{l} + \vec{k}, \vec{r})}$$

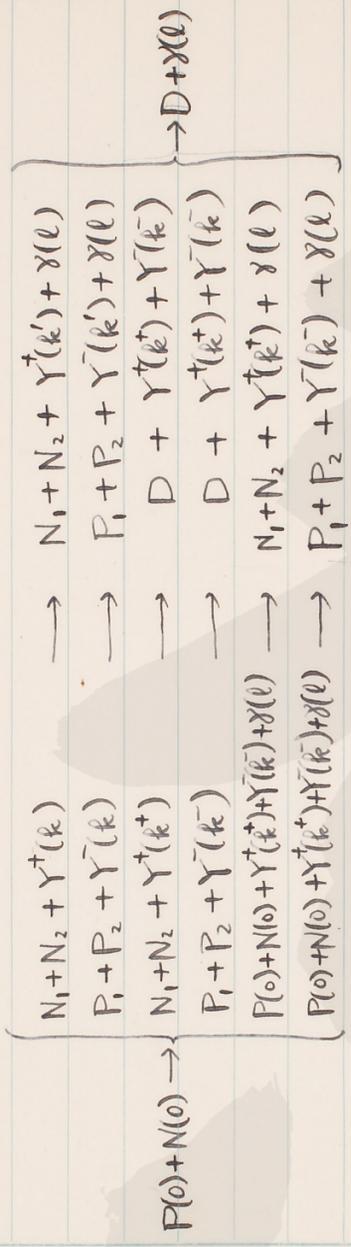
$$(2) \quad - i \frac{g_1 e 2\pi}{\kappa^2} \sqrt{\frac{c}{\hbar \nu}} (\epsilon_{\mu} \epsilon_{\mu\lambda}) Q e^{-i(\vec{l} - \vec{k}, \vec{r})} \\ - \frac{g_2 e 2\pi \hbar c}{\kappa \nu \epsilon \hbar \nu} (\sigma_{\mu} \epsilon_{\mu\lambda}) Q e^{-i(\vec{l} - \vec{k}, \vec{r})}$$

$$(3) \quad + i \frac{g_1 e 2\pi}{\kappa^2} \sqrt{\frac{c}{\hbar \nu}} (\sigma_{\mu} \epsilon_{\mu\lambda}) Q^* e^{-i(\vec{l} + \vec{k}, \vec{r})} \\ - \frac{g_2 e 2\pi \hbar c}{\kappa \nu \epsilon \hbar \nu} (\sigma_{\mu} \epsilon_{\mu\lambda}) Q^* e^{-i(\vec{l} + \vec{k}, \vec{r})}$$

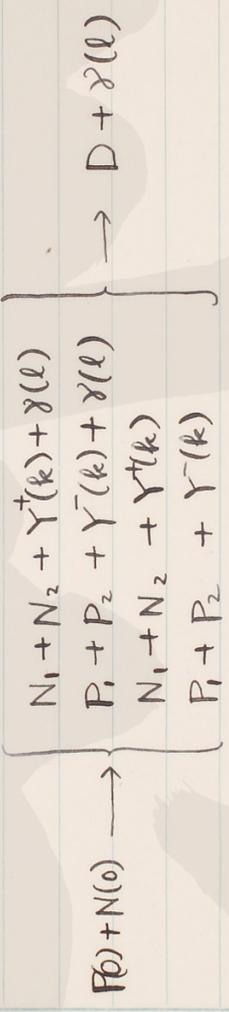
$$(4) \quad - i \frac{g_1 e 2\pi}{\kappa^2} \sqrt{\frac{c}{\hbar \nu}} (\epsilon_{\mu} \epsilon_{\mu\lambda}) Q e^{-i(\vec{l} - \vec{k}, \vec{r})} \\ + \frac{g_2 e 2\pi \hbar c}{\kappa \nu \epsilon \hbar \nu} (\sigma_{\mu} \epsilon_{\mu\lambda}) Q e^{-i(\vec{l} - \vec{k}, \vec{r})}$$

§2. 捕獲の過程,

I 三段の過程



II 二段の過程



III 直接の過程



§3. 重陽子の波動函数

ground state の波動函数, 散 Ψ とおけば

$$\Psi = \psi(1,2) \Upsilon(1,2) U(1,2)$$

Υ は spin variables に depend する波動函数, U は charge variables に depend する波動函数である。 3S -state に對して

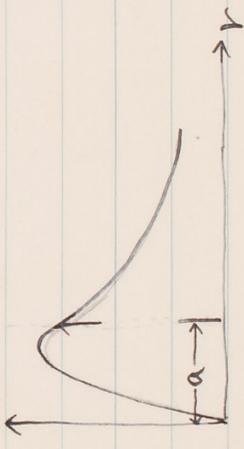
$$\Upsilon = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \alpha(1)\alpha(2) + \alpha(2)\beta(1) \right\} \beta(1)\beta(2)$$

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \xi(1)\eta(2) - \xi(2)\eta(1) \right\}$$

但し ξ は中性子状態, η は陽子状態 ξ を表す。
 ψ に對しては 重心の運動と分離し, nuclear force は rectangular hole に置換して波動函数を採る。^{*}

$$\psi(r) = \begin{cases} \left(\frac{\alpha}{2\pi(1+\alpha a)} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sin(M^{\frac{1}{2}}(V_0 - E_0)^{\frac{1}{2}} r / \hbar)}{r} & r < a \\ \left(\frac{\alpha}{2\pi(1+\alpha a)} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_0 - E_0}{V_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{e^{-\alpha(r-a)}}{r} & r > a \end{cases}$$

$r \psi(r)$



但し $r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$
 $E_0 = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{M}$

* Bethe and Bacher; Rev. Mod. Phys. 8, 110, 1936

initial state に対しては S の波動函数を採る

$$\Psi' = \psi'(1,2) T(1,2) U(1,2)$$

$$T(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \alpha(1)\beta(2) - \alpha(2)\beta(1) \}$$

$$U(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \xi(1)\eta(2) + \xi(2)\eta(1) \}$$

$$\psi' = \begin{cases} \frac{\sin(K_0 a + \delta_0)}{K_0} \frac{\sin(M^2(V+E)^{1/2} a/\hbar)}{r} & r < a \\ \frac{\sin(K_0 r + \delta_0)}{K_0 r} & r > a \end{cases}$$

但し,

$$K_0 = (ME)^{1/2}/\hbar$$

δ_0 は $r=a$ に於て内と外の波動函数と滑らかに結合条件より決められる。



§4 Total matrix element

(I) §2, I で示された三段の過程に依る total matrix element

は

$$V_a = \sum_{n_1, n_1'} \frac{H_{A n_1} H_{n_1' n} H_{n' F}}{(E_A - E_{n_1})(E_A - E_{n'})}$$

で与えられる。我々の計算は $S \rightarrow {}^3S$ の transition について行われるのであるから meson と photon の相互作用の matrix element についてはいは

§1 の [He] として表したものをだけ考慮すれば十分である。即ち transition の全過程で meson が常に longitudinal meson である

ものは最初から除外して置く。

猶、我々に興味のあるのは遷い中性子の捕獲される問題にある

から、initial state に於ける重粒子の運動エネルギーは

$$\frac{h^2}{2M} K_0^2 \ll \mu c^2 \approx 80 \times 10^6 \text{ e-volt} \quad (\mu \text{ は meson の静止質量})$$

であり、又その際放出される光子の運動エネルギーは

$$h\nu = \frac{h^2}{2M} K_0^2 + E_0 \ll \mu c^2$$

である。故に問題に上記のエネルギーに限定して、以下の計算を用いる
近似に於いてあらかじめ此處で与えて置く事がある。

中間状態で放出される meson の momentum k が大きくと、

$k \rightarrow l$ ($h\nu = hcl$) の場合 (= は matrix element が小さくなり

斯如く momentum を持った meson による寄与はほとんど無視される。

主として積分に寄与するのは $k > k_0$ の momentum の部分である

事が分る。重粒子に對しての運動量保存則は Photo disintegration

の場合*と異つて今の場合はあらはには与へる事が出来ないので、

重粒子に依つて放出される meson の momentum が小さい事を考慮され

ば、中間状態での重粒子の運動エネルギー

$$\frac{h^2}{2M} (K_1^2 + K_2^2) \approx \frac{h^2}{2M} K_0^2 \ll \mu c^2$$

と考へて、meson を放出する事による重粒子の反動を無視されたもの

としてもまづ差支へないのであらう。従つて total matrix element

の分母に現れる重粒子の運動エネルギー、光子のエネルギー、重陽子の結合エネルギー

はいづれも meson のエネルギー $h\omega = \sqrt{k^2 + \mu^2 c^4}$ に比して十分小さいと考へて

無視する。猶 meson が光子を放出する前後の運動エネルギー

各々、 \vec{k}, \vec{k}' とすれば、正電荷の meson に對しては

$$\vec{k} = \vec{k}' + \vec{l}$$

(負電荷の meson に對して $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}$ 等に変更する)

* Trübbler, Heitler, Kuhn

の運動量保存則が与えられるから、光子を放出した後の meson の

$$\text{勢力 } \epsilon' = \hbar c \sqrt{k'^2 + \kappa^2} = \hbar c \sqrt{k^2 - 2(\vec{k} \cdot \vec{l}) + l^2 + \kappa^2}$$

となるが $\kappa \rightarrow l$ であるから κ^2 に比べて $(\vec{k} \cdot \vec{l})$, l^2 は十分小さいとして

$$\epsilon' \simeq \hbar c \sqrt{k^2 + \kappa^2} = \epsilon$$

と見做す。

先に示した如く光子の勢力が κ は小さく、その波長は重粒子の半径に比べて十分大きいと見做し得るので、輻射は主として magnetic dipole radiation であると考へられから $e^{i\vec{l} \cdot \vec{r}} \simeq 1$ とする。

(§2で示した捕獲の過程の II, 即ち 2nd order の process では後に示す如く以上の近似では transition の matrix element は $\delta_{\vec{l} \cdot \vec{r}} \simeq 1$ として vanish するので、この場合には quadrupole radiation として $e^{i\vec{l} \cdot \vec{r}} \simeq i\vec{l} \cdot \vec{r}$ として計算するがこの大土は三段の process, 直接の process の dipole radiation と同じ大きさの transition probability と与へる事がある)

これで使用ある近似についてこれは全部述べ終つたので、次にはこの近似を使つて total matrix を求める計算をくゆく示す。
§2で述べた過程の順序に従つて先づ I 三段の過程から始めるが、この過程の途中関係ある meson が常に longitudinal の場合は既に除外したが、猶 補係ある meson が常に transverse meson だけの場合と、longitudinal meson と、transverse meson が混つて起る場合が可能である。
で我々は先づ前者の場合から始めよう。



Total matrix element は $V_a = \sum_{n_1 n_2} \frac{H_{a n_1 n_2} H_{n_1 n_2}^*}{(E_a - E_{n_1})(E_a - E_{n_2})}$
 で表はられるが、この分母には重粒子のエネルギーが入ってこないので重粒子についての中間状態での summation は普通の matrix の掛算で置換する事が可能である。従って中間状態についての summation は色々の meson の状態についてだけ行えばよい事になる。猶以下の計算で混乱しを防止するたために

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \xi(1)\eta(2) - \xi(2)\eta(1) \}$$

$$U' = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \xi(1)\eta(2) + \xi(2)\eta(1) \}$$

として $Q_1 Q_2^* = 1, Q_2 Q_1^* = 1$

$$(Q_1 Q_2^*) U' = \frac{1}{\sqrt{2}} \eta(1) \xi(2)$$

$$(Q_1^* Q_2) U' = \frac{1}{\sqrt{2}} \xi(1) \eta(2)$$

なる事を考慮すれば

$$\sum_{\tau} U U' = 0$$

$$\sum_{\tau} U(Q_1 Q_2^*) U' = -\frac{1}{2}$$

$$\sum_{\tau} U(Q_1^* Q_2) U' = \frac{1}{2}$$

但し、 τ は isotropic spin operator

であるが、計算の途中に $Q_1 Q_1^*, Q_2 Q_2^*$ は 0 とし $Q_1 Q_2^* \rightarrow -\frac{1}{2}, Q_1^* Q_2 \rightarrow \frac{1}{2}$ と置換する。



(A) 正電荷の transverse meson だけが南与ある場合。
 各々の段階への轉移に對應する matrix element は、

$$\begin{aligned}
 H_{An} &= -g_2 \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon}} \frac{\hbar c k}{\kappa} [(\sigma_1 j) a_1 e^{* - i\vec{k}\vec{r}} + (\sigma_2 j) a_2 e^{* + i\vec{k}\vec{r}}] \\
 H_{n'n'} &= -\frac{g_2 \hbar c^2}{2\sqrt{\epsilon\epsilon'}} \frac{\hbar c}{\hbar \nu} [k(j' e_{q_1} e_{kX}) + k'(j' e_{q_1} e_{kX})] \\
 H_{nF} &= -g_2 \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon'}} \frac{\hbar c k'}{\kappa} [(\sigma_1 j') a_1 e^{\frac{i\vec{k}'\vec{r}}{2}} + (\sigma_2 j') a_2 e^{-\frac{i\vec{k}'\vec{r}}{2}}]
 \end{aligned}$$

従つて

$$\begin{aligned}
 V_A &= -\frac{g_2^2 e(\hbar c)^4 (2\pi)^2}{2\kappa^2 \sqrt{\hbar \nu}} \sum_{\vec{k}} \frac{k k'}{\epsilon^2 \epsilon'^2} \int \Psi_F' [e^{\frac{i(k+k')\vec{r}}{2}} (\sigma_1 j') (\sigma_2 j) a_1 a_2 e^{* - i(k+k')\vec{r}} + e^{-\frac{i(k+k')\vec{r}}{2}} (\sigma_2 j') (\sigma_1 j) a_2 a_1 e^{*}] \\
 &\quad \times [k(j' e_{q_1} e_{kX}) + k'(j' e_{q_1} e_{kX})] \Psi_A d\tau \\
 &= -\frac{g_2^2 e(\hbar c)^4 (2\pi)^2}{4\kappa^2 \sqrt{\hbar \nu}} \sum_{\vec{k}} \frac{k k'}{\epsilon^4} [k(j' e_{q_1} e_{kX}) + k'(j' e_{q_1} e_{kX})] \\
 &\quad \times \int \Psi_F e^{-\frac{i(k+k')\vec{r}}{2}} [-(\sigma_1 j') (\sigma_2 j) + (\sigma_2 j') (\sigma_1 j)] \Psi_A d\tau
 \end{aligned}$$

記号は Configuration space の積分と同時に, spin coordinates isotropic spin coordinates による summation と 現るものとする。
 $\sum_{\vec{k}}$ は meson の energy 状態と polarization の方向による summation を表すものとする。
 Configuration space による積分は後述しとし、先づ中向状態の meson の状態による summation を行ふために、必要に応じて取り出す。

$$V_a' = \sum_{k, \lambda, \lambda'} \frac{k k'}{c^2 c'^2} \exp(i(\vec{k} + \vec{k}', \vec{r})) \times [-(\sigma_1 j')(\sigma_2 j) + (\sigma_2 j')(\sigma_1 j)] [k(j \epsilon_{\mu} \epsilon_{k\lambda}) + k'(j' \epsilon_{\mu} \epsilon_{k'\lambda})]$$

$$\left. \begin{aligned} \sum_{\lambda=1,2} (\vec{A}_{j\lambda})(\vec{B}_{j\lambda}) &= (\vec{A}\vec{B}) - (\vec{A}\vec{e}_k)(\vec{B}\vec{e}_k) \\ \sum_{\lambda=1,2} (\vec{A}\vec{e}_{k\lambda})(\vec{B}_{j\lambda}) &= (\vec{e}_k, \vec{A}, \vec{B}) \\ \vec{e}_\lambda &= [e_k, e_{k\lambda}] \end{aligned} \right\}$$

こゝから,

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, \lambda'} (\sigma_1 j')(\sigma_2 j)(j \epsilon_{\mu} \epsilon_{k\lambda})(j' \epsilon_{\mu} \epsilon_{k'\lambda'}) &= \sum_{\lambda} (\sigma_2 j)(\epsilon_k, [j \epsilon_{\mu}], \sigma_1) \\ &= \sum_{\lambda} (\sigma_2 j)([j \epsilon_{\mu}][\sigma_1 \epsilon_{k'}]) \\ &= \sum_{\lambda} (\sigma_2 j)(\sigma_1 j)(\epsilon_{\mu} \epsilon_k) - (\sigma_2 j)(\sigma_1 \epsilon_{\mu})(j \epsilon_k) \\ &= \{ (\sigma_1 \sigma_2) - (\sigma_1 \epsilon_k)(\sigma_2 \epsilon_k) \} (\epsilon_{\mu} \epsilon_k) - \{ (\sigma_2 \epsilon_k) - (\epsilon_k \epsilon_k)(\epsilon_k \sigma_2) \} (\sigma_1 \epsilon_{\mu}) \end{aligned}$$

同様にして

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, \lambda'} (\sigma_1 j')(\sigma_2 j)(j' \epsilon_{\mu} \epsilon_{k'\lambda'}) &= \{ (\sigma_1 \sigma_2) - (\sigma_1 \epsilon_k)(\sigma_2 \epsilon_k) \} (\epsilon_{\mu} \epsilon_k) - \{ (\sigma_1 \epsilon_k) - (\epsilon_k \epsilon_k)(\epsilon_k \sigma_1) \} (\sigma_2 \epsilon_{\mu}) \\ &\text{etc.} \dots \dots \end{aligned}$$

$$V_a' = \sum_{\vec{k}} \frac{\exp i(\vec{k} + \vec{k}' \cdot \vec{r})}{\epsilon^4} \times \left[\begin{aligned} & -k^2 k' \{ (\sigma_1 \sigma_2) - (\sigma_1 \sigma_k) (\sigma_2 \sigma_{k'}) \} (\sigma_{\mu} \sigma_{k'}) + k^2 k' \{ (\sigma_2 \sigma_k) - (\sigma_k \sigma_{k'}) (\sigma_2 \sigma_2) \} (\sigma_1 \sigma_{\mu}) \\ & - k^2 k' \{ (\sigma_1 \sigma_2) - (\sigma_1 \sigma_k) (\sigma_2 \sigma_{k'}) \} (\sigma_{\mu} \sigma_{k'}) + k^2 k' \{ (\sigma_1 \sigma_{\mu}) - (\sigma_k \sigma_{k'}) (\sigma_k \sigma_1) \} (\sigma_2 \sigma_{\mu}) \\ & + k^2 k' \{ (\sigma_1 \sigma_2) - (\sigma_1 \sigma_k) (\sigma_2 \sigma_{k'}) \} (\sigma_{\mu} \sigma_{k'}) - k^2 k' \{ (\sigma_1 \sigma_k) - (\sigma_k \sigma_{k'}) (\sigma_k \sigma_1) \} (\sigma_2 \sigma_{\mu}) \\ & + k^2 k' \{ (\sigma_1 \sigma_2) - (\sigma_1 \sigma_k) (\sigma_2 \sigma_{k'}) \} (\sigma_{\mu} \sigma_{k'}) - k^2 k' \{ (\sigma_2 \sigma_k) - (\sigma_k \sigma_{k'}) (\sigma_k \sigma_2) \} (\sigma_1 \sigma_{\mu}) \end{aligned} \right]$$

$$= \sum_{\vec{k}} \frac{\exp i(\frac{\vec{k} + \vec{k}' \cdot \vec{r}}{2})}{\epsilon^4} \left[\begin{aligned} & k^2 (\sigma_2 k') (\sigma_1 \sigma_{\mu}) - (k k') (k \sigma_2) (\sigma_1 \sigma_{\mu}) \\ & + k^2 (\sigma_1 k) (\sigma_2 \sigma_{\mu}) - (k k') (k' \sigma_2) (\sigma_2 \sigma_{\mu}) \\ & - k^2 (\sigma_1 k') (\sigma_2 \sigma_{\mu}) + (k k') (k \sigma_1) (\sigma_2 \sigma_{\mu}) \\ & - k^2 (\sigma_2 k) (\sigma_1 \sigma_{\mu}) + (k k') (k' \sigma_2) (\sigma_1 \sigma_{\mu}) \end{aligned} \right]$$

Momentum Conservation

$\vec{k} = \vec{k}' + \vec{l}$
 $(= 1 \text{ or } 2) \vec{k}' \in \vec{k}, \vec{l} \text{ 表 } 3 \text{ と}$

$$V_a' = \sum_{\vec{k}} \frac{\exp i(\frac{2\vec{k} - \vec{l} \cdot \vec{r}}{2})}{\epsilon^4} \times \left[\begin{aligned} & -k^2 (\sigma_2 l) (\sigma_1 \sigma_{\mu}) + \{ l^2 - 2(kl) \} (\sigma_1 k) (\sigma_2 \sigma_{\mu}) + k^2 (\sigma_1 l) (\sigma_2 \sigma_{\mu}) - (kl) (\sigma_1 k) (\sigma_2 \sigma_{\mu}) \\ & + k^2 (\sigma_1 l) (\sigma_2 \sigma_{\mu}) + \{ l^2 - 2(kl) \} (\sigma_2 k) (\sigma_1 \sigma_{\mu}) - k^2 (\sigma_2 l) (\sigma_1 \sigma_{\mu}) + (kl) (\sigma_2 l) (\sigma_1 \sigma_{\mu}) \end{aligned} \right]$$

$$= \sum_{\vec{k}} \frac{\exp i(\frac{2\vec{k} - \vec{l} \cdot \vec{r}}{2})}{\epsilon^4} \left[\begin{aligned} & 2k^2 ([\sigma_1 \sigma_2] [l \sigma_{\mu}]) + l^2 ([\sigma_1 \sigma_2] [k \sigma_{\mu}]) \\ & - 2(kl) ([\sigma_1 \sigma_2] [k \sigma_{\mu}]) - (kl) (\sigma_1 \sigma_2) [l \sigma_{\mu}] \end{aligned} \right]$$

V_a' の中で \vec{k} が一箇の項では $e^{i\vec{l} \cdot \vec{r}} \approx 1$ なる近似では configuration space の積分の際消え去るが、作え令 $e^{i\vec{l} \cdot \vec{r}}$ の変化を考慮してもこの項は負電荷 meson より l の項と符号が互に逆の南係に

あるので、 V_a に依って消合って matrix element に 18 等なことになる。
 従って V_a の中の第一項の項は今後無視する事にある。
 \sum_k は普通の方法に従って k -space に於ける積分に置換する事が出来る。
 必要な積分を次に求める

$$\begin{aligned} J_{2,2} &= \int \frac{k^2 e^{i\vec{k}\vec{r}} d\vec{k}}{(k^2 + \chi^2)^2} = 2\pi \int_0^\infty \frac{k^4 dk}{(k^2 + \chi^2)^2} \int_0^1 e^{ikr} dx \\ &= \frac{4\pi}{\chi} \int_0^\infty \frac{k^3 \sin k\chi}{(k^2 + \chi^2)^2} dk \\ &= \pi^2 (2 - \chi r) \frac{e^{-\chi r}}{\chi} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K &= \int \frac{(A\vec{k})(B\vec{k}) e^{i\vec{k}\vec{r}} d\vec{k}}{(k^2 + \chi^2)^2} \\ &= 4\pi \frac{(A\chi)(B\chi)}{\chi^2} \left[\frac{1}{\chi} I_{2,3} + \frac{3}{\chi^2} I_{2,2} - \frac{3}{\chi^3} I_{2,1} \right] \\ &\quad - 4\pi (A, B) \left[\frac{1}{\chi^2} I_{2,2} - \frac{1}{\chi^3} I_{2,1} \right] \end{aligned}$$

$$I_{2,1} = \int_0^\infty \frac{k \sin k\chi}{(k^2 + \chi^2)^2} dk = \frac{\pi}{4} \frac{r}{\chi} e^{-\chi r}$$

$$I_{2,2} = \int_0^\infty \frac{k^2 \cos k\chi}{(k^2 + \chi^2)^2} dk = \frac{\pi}{4} r \left(\frac{1}{\chi r} - 1 \right) e^{-\chi r}$$

$$I_{2,3} = \int_0^\infty \frac{k^3 \sin k\chi}{(k^2 + \chi^2)^2} dk = \frac{\pi}{4} (2 - \chi r) e^{-\chi r}$$

故に

$$K = \pi^2 \left[(AB) - \frac{(A\chi)(B\chi)}{\chi^2} (1 + \chi r) \right] \frac{e^{-\chi r}}{\chi}$$

此等の積分値を V_a に入れると

$$V_a' = \frac{\exp(-i\vec{r}\cdot\vec{r}')}{(\hbar c)^4 (2\pi)^3} \times 2\pi^2 \left[(1-x\gamma)(AB) + (1+x\gamma) \frac{(A\gamma)(B\gamma)}{\gamma^2} \right] \frac{e^{-x\gamma}}{\gamma}$$

但し $\vec{A} = \vec{l}$
 $\vec{B} = [e_{\mu\nu}[\sigma_1\sigma_2]]$

$$\begin{aligned} V_a &= -\frac{1}{4} \left(\frac{g_2^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{e\hbar}{2\mu c} \right) \left(\frac{\hbar c}{\lambda} \right) \left(\frac{2\pi}{\hbar\gamma} \right) \int \psi\psi' \left[(1-x\gamma)(AB) + (1+x\gamma) \frac{(A\gamma)(B\gamma)}{\gamma^2} \right] \frac{e^{-x\gamma}}{\gamma} \psi'\psi' d\tau \\ &= -\pi \left(\frac{g_2^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{e\hbar}{2\mu c} \right) \left(\frac{\hbar c}{\lambda} \right) \left(\frac{2\pi}{\hbar\gamma} \right) \int \psi\psi' \left[(1-x\gamma)(AB) + \frac{1}{3}(1+x\gamma)(AB) \right] \frac{e^{-x\gamma}}{\gamma} \psi'\psi' d\tau \\ &= -\pi \left(\frac{g_2^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{e\hbar}{2\mu c} \right) \left(\frac{\hbar c}{\lambda} \right) \left(\frac{2\pi}{\hbar c} \right) \int \psi\psi' \left[\frac{4}{3} - \frac{2}{3}x\gamma \right] (AB) \frac{e^{-x\gamma}}{\gamma} \psi'\psi' r^2 dr \end{aligned}$$

$$\sum_{\sigma} \Gamma(A,B) \Gamma' = \sum_{\sigma} \Gamma([\sigma_1\sigma_2], [lS_{\mu}]) \Gamma'$$

$[lS_{\mu}]$ の方向, 即ち光子の一つの偏光方向 ϵ 及び Z-axis (= z 軸) による

$$([\sigma_1\sigma_2], [lS_{\mu}]) = l[\sigma_1\sigma_2]z.$$

Γ (= 3S) の spin function, Γ' (= S) の spin function ϵ 及び z axis transition は

${}^1S_0 \rightarrow {}^3S_0$ だけが可能である。

$$\sum_{\sigma} \Gamma(A,B) \Gamma' = -2il$$

但し $\Gamma = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \alpha(1)\beta(2) + \alpha(2)\beta(1) \}$

結局

$$V_a = i \frac{g_1 g_2}{3} \left(\frac{g_2}{\hbar c} \right) \left(\frac{\hbar c}{2\mu c} \right) \left(\frac{\hbar c}{\kappa} \right) \int \frac{2\pi}{\hbar \nu} \psi \left(1 - \frac{\kappa r}{2} \right) \frac{e^{-\kappa r}}{r} \psi' r^2 dr$$

transverse meson だけが南々ある場合について I の全部の過程を加へ合せると $4V_a$ となる事がわかる。

(B) longitudinal meson と transverse meson が混り合っている場合
 この場合 $S \rightarrow S$ の轉移は干渉の爲めに全部消えこつた事と次を示す。例へば最初重粒子が Y_k^+ (positive longitudinal meson) を放出し、 Y_k^+ が $\rightarrow k$ に光子を放出して Y_k^+ (positive transverse meson) になる。最後は Y_k^+ が吸収されて重粒子は ground state の deuteron になる過程と、 Y_k^+ と Y_k^+ の順序を入れ換へた過程と比較してみよう。我々の近似では $\epsilon = \epsilon'$ であるから最初からこれと考慮すると前者に對して

$$\begin{aligned} H_{An} &= g_1 \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon}} \frac{\hbar c \kappa}{\kappa} \left\{ Q_1^* e^{-i\kappa r} + Q_2^* e^{i\kappa r} \right\} \\ H_{nn'} &= -\frac{ie\hbar c}{2\kappa} \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar \nu}} \left\{ k'_j (g_{\mu\nu} e_k) + k (g_{\mu\nu} e_{k'}) \right\} \\ H_{n'F} &= -g_2 \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon}} \frac{\hbar c \kappa}{\kappa} \left\{ (\sigma_j)_i Q_1 e^{i\kappa r} + (\sigma_j)_i Q_2 e^{-i\kappa r} \right\} \end{aligned}$$

後者に對して

$$\begin{aligned} H_{An} &= -g_2 \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon}} \frac{\hbar c \kappa}{\kappa} \left\{ (\sigma_j)_i Q_1^* e^{-i\kappa r} + (\sigma_j)_i Q_2^* e^{i\kappa r} \right\} \\ H_{nn'} &= -\frac{ie\hbar c}{2\kappa} \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar \nu}} \left\{ k'_j (g_{\mu\nu} e_k) + k (g_{\mu\nu} e_{k'}) \right\} \\ H_{n'F} &= g_1 \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon}} \frac{\hbar c \kappa}{\kappa} \left\{ Q_1 e^{i\kappa r} + Q_2 e^{-i\kappa r} \right\} \end{aligned}$$

\vec{k} -space の積分に必要な部分を取出して前者の場合に V' 、後者の場合に V'' として比較すると

$$V' = \sum_{\vec{k}} \frac{\exp(i(\vec{k}+\vec{k}')\cdot\vec{r})}{c^3} \left[-l^2(\sigma_1 \epsilon_{\mu\nu\lambda} k) + 2(k\lambda)(\sigma_2 \epsilon_{\mu\nu\lambda}) - (\sigma_1 k)(\epsilon_{\mu\nu\lambda}) + (\sigma_1 l)(\epsilon_{\mu\nu\lambda}) - k^2(\sigma_1 \epsilon_{\mu\nu\lambda}) \right. \\ \left. + l^2(\sigma_2 \epsilon_{\mu\nu\lambda} k) - 2(k\lambda)(\sigma_2 \epsilon_{\mu\nu\lambda}) + (\sigma_2 k)(\epsilon_{\mu\nu\lambda}) - (\sigma_2 l)(\epsilon_{\mu\nu\lambda}) + k^2(\sigma_2 \epsilon_{\mu\nu\lambda}) \right]$$

$$V'' = \sum_{\vec{k}'} \frac{\exp(i(\vec{k}+\vec{k}')\cdot\vec{r})}{c^3} \left[-l^2(\sigma_1 \epsilon_{\mu\nu\lambda} k') - 2(k'\lambda)(\sigma_1 \epsilon_{\mu\nu\lambda}) + (\sigma_1 k')(\epsilon_{\mu\nu\lambda}) - (\sigma_1 l)(\epsilon_{\mu\nu\lambda}) + k'^2(\sigma_1 \epsilon_{\mu\nu\lambda}) \right. \\ \left. + l^2(\sigma_2 \epsilon_{\mu\nu\lambda} k') + 2(k'\lambda)(\sigma_2 \epsilon_{\mu\nu\lambda}) - (\sigma_2 k')(\epsilon_{\mu\nu\lambda}) - (\sigma_2 l)(\epsilon_{\mu\nu\lambda}) - k'^2(\sigma_2 \epsilon_{\mu\nu\lambda}) \right]$$

前に述べた如く $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = 1$ とある近似的には $\vec{k}, \vec{k}' = 0$ として一箇のと
こは configuration space の積分を消える, 又 $\vec{k}, \vec{k}' = 0$ として一箇入つて
おるとは V', V'' の符号が逆であるから干渉によつて
消える事がわかる。斯様に他の過程も二つづつ組合せて見ると
全部消えた。了。

(II) = 段の過程に依る $S \rightarrow S$ 轉移は longitudinal meson, transverse
meson を媒介として起る可能性がある。(§1 [Hoge] 参照)。
よつて longitudinal meson を媒介とする過程と, transverse
meson の $g_1 g_2$ -interaction による過程は各々干渉に依つて
消え, 尤も transverse meson の g_2^2 -interaction の過程だけが残り
くわしく計算は省略して結果だけ書くと

$$V_{II} = \bullet \left(\frac{g_2^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{e\hbar}{2\pi c} \right) \frac{\hbar c}{\hbar} \int \psi^\dagger \left(\frac{A_1 A_2}{\gamma} \right) \frac{1}{(1+xv)} \frac{e^{-xv}}{\gamma} \psi' \Gamma' d\tau \\ = i \frac{8\pi}{3} \left(\frac{g_2^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{e\hbar}{2\pi c} \right) \frac{\hbar c}{\hbar} \int \psi^\dagger (1+xv) \frac{e^{-xv}}{\gamma} \psi' r^2 d\tau$$

但し V_{II} は transverse-meson の g_2^2 -interaction に依る, Quadrupole radiation
である (magnetic)。

(Ⅳ) 直接の過程

$$V_P = +i4\pi\hbar^2 \left(\frac{\hbar c}{2mc}\right)^2 \frac{2\pi}{4\pi r} \int \psi \psi' r dr$$

§ Capture Cross section

次に我々は configuration-space での積分を求めなければならぬ、重陽子の波動函数が nuclear force の range の内と外で別々に与えられているから、従ってこの積分も内と外で分けて行ふ。

必要な積分は

$$J_1 = \int_0^a e^{-\lambda r} \sin \lambda r \sin \lambda' r dr$$

$$J_2 = \int_0^a \frac{e^{-\lambda r}}{r} \sin \lambda r \sin \lambda' r dr$$

$$J_3 = \int_a^\infty e^{-(\alpha+\lambda)r} \sin(k_0 r + \delta_0) dr$$

$$J_4 = \int_a^\infty \frac{e^{-(\alpha+\lambda)r}}{r} \sin(k_0 r + \delta_0) dr$$

$$J_5 = \int_a^\infty e^{-d r} \sin(k_0 r + \delta_0) dr$$

$$J_6 = \int_0^a \sin \lambda r \sin \lambda' r dr$$

計算の結果は

$$J_1 \approx \frac{2\lambda\lambda'}{\{\lambda^2 + (\lambda - \lambda')^2\} \{ \lambda'^2 + (\lambda + \lambda')^2 \}}$$

$$J_2 \approx \frac{1}{4} \log \frac{\lambda'^2 + (\lambda + \lambda')^2}{\lambda^2 + (\lambda - \lambda')^2}$$

$$J_3 \approx \frac{\sin(k_0 a + \delta_0)}{\alpha + \chi} e^{-(\alpha + \chi)a} \approx -\frac{k_0}{(\alpha + \chi)(k_0^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} e^{-\alpha a}$$

$$J_4 \approx -\sin(k_0 a + \delta_0) F_i(-(\alpha + \chi)a) \approx -\frac{k_0}{(k_0^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} F_i(-(\alpha + \chi)a)$$

$$J_5 \approx -\frac{k_0}{\alpha (k_0^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} e^{-\alpha a}$$

$$J_6 \approx \frac{(\lambda + N) \sin(\lambda - N)a - (\lambda - N') \sin(\lambda + N')a}{2(\lambda^2 - N^2)}$$

但し $\sin(k_0 a + \delta_0)$ は $k_0 a \ll 1$, $\sin \delta \approx \frac{k_0}{(k_0^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \cos \delta \approx \frac{\beta}{(k_0^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}}$

の関係を用いる

$$\sin(k_0 a + \delta_0) \approx \frac{k_0}{(k_0^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad \beta = \frac{\sqrt{ME}}{\hbar} \quad \text{「neglect level」}$$

に整理できるものがある。

全 matrix element V は $V = V_I + V_{II} + V_{III}$ である。

$$V = -i 4\pi \hbar c l \left(\frac{\hbar c}{2Mc} \right) \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) \left(\frac{M}{\hbar} \right) \left(1 - \frac{\alpha a}{2} \right) \left[\left(\frac{g^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{M}{\hbar} \right) \left\{ A - B + C - D \right\} + E + F \right. \\ \left. + \left(\frac{g^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{M}{\hbar} \right) \left\{ \frac{1}{4} A + \frac{1}{2} B + \frac{1}{4} C + \frac{1}{2} D \right\} \right]$$

~~$\frac{1}{2} \sin \chi a$~~

但し

$$A = -\frac{8}{3} \chi \frac{F_i(-(\alpha + \chi)a) e^{\alpha a}}{(k_0^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad B = \frac{8}{3} \chi \frac{e^{-\chi a}}{(\alpha + \chi)(k_0^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}}$$

$$C = \frac{8}{12} \chi \frac{\log \frac{k_0^2 + (\alpha + \chi)^2}{k_0^2 + (\alpha - \chi)^2}}{\chi \sin \lambda a (k_0^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad D = \frac{8}{3} \chi \frac{\chi \lambda \chi}{\sin \lambda a (k_0^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}} \{ k_0^2 + (\alpha - N')^2 + k_0^2 + (\alpha + N')^2 \}}$$

$$E = \frac{1}{\alpha (k_0^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad F = \frac{1}{\sin \lambda a (k_0^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{(\lambda + N) \sin(\lambda - N')a - (\lambda - N') \sin(\lambda + N')a}{2(\lambda^2 - N'^2)} \right)$$

$\gamma = 3.2$

$$\mu = 177m, \quad \kappa = 2d, \quad a = \frac{1}{\kappa}, \quad \left(\frac{g_2^2}{\hbar c}\right) = \frac{1}{2}, \quad \frac{1}{2}$$

であり, $V_0 \gg E_0$, $V' \gg E$ なることを考慮すれば

$$\lambda \approx \frac{\sqrt{MV_0}}{\hbar}, \quad \lambda' \approx \frac{\sqrt{MV'}}{\hbar} \quad \text{と} \tau \text{ なる。}$$

$V_0 \approx 30 \text{ MeV}$, $V' \approx 2.0 \text{ MeV}$ と採れば

$\lambda \approx 3.73d$, $\lambda' \approx 3.14d$ の程度である。

$\sin \lambda a$ の切線は $\gamma = a$ の程度に γ -軸に平行になるから、

簡単なため $\sin \lambda' a \approx 1$, $\cos \lambda' a \approx 0$ とする。

此等の値をそれぞれ代入して、簡単な計算をすれば

$$V = -i4\pi\hbar c k \left(\frac{\hbar c}{2Mc}\right) \left[\frac{\alpha}{\hbar\gamma}\right] \frac{(1.86 - i0.64)}{\alpha(k_0^2 + \beta^2)^{1/2}}$$

となる。摂動論によれば知られてゐる様に differential cross-

section は

$$d\sigma_c = \frac{2\pi}{\hbar v} |\overline{V}|^2 \frac{k^2 d\omega}{(2\pi)^3}$$

で与えられる。 $|\overline{V}|^2$ は initial state についての平均, final state についての和を示すものである。我々の場合には $|\overline{V}|^2 = \frac{1}{2} |V|^2$

$$d\sigma_c = \frac{|1.86 - i0.64|^2}{4} \left(\frac{\hbar^2 v^3}{Mc^5}\right) \frac{d\omega}{k_0 d(k_0^2 + \beta^2)}$$

scattered photon の方向についての積分して

$$\sigma_c = 3.23 \times \pi \left(\frac{\hbar^2 v^3}{Mc^5}\right)^2 \times \frac{1}{k_0 d(k_0^2 + \beta^2)}$$

* Bethe and Bacher

$\alpha, \beta, \dots, \alpha c$ 1 = 対して

$$\gamma = \frac{(\alpha^2 + k_0^2)}{M} \approx \frac{\alpha^2}{M}$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{ME_0}}{\hbar} ; E_0: \text{ground state energy} = 2.17 \text{ MeV}$$

$$\beta = \frac{\sqrt{ME'}}{\hbar} ; E': \text{singlet S-state energy} = 0.1 \text{ MeV}$$

$$k_0 = \frac{\sqrt{\frac{1}{2}ME}}{\hbar} ; \text{但し } E \text{ は陽子静止系に於ける中性子の勢力}$$

の關係を入れると

$$\sigma_c \approx 3.23 \times \pi \frac{e^2}{M^2 c^2} \frac{\hbar}{MC} \left(\frac{2E_0}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{E_0^2}{(E' \cdot MC^2)}$$

Fermi の結果とよかれ

$$\sigma_c \approx (M_p - M_n)^2 \frac{e^2}{M^2 c^2} \frac{\hbar}{MC} \left(\frac{2E_0}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{E_0^2}{E' \cdot MC^2}$$

であつて, $(M_p - M_n)^2 \approx (4.9)^2 = 24 \quad 1 = 10^3 \text{ 以上}$

我々の結果に依れば capture cross section は Fermi の理論に比して約 $\frac{1}{8}$ 程度小しく (約 1), slow neutron の水中に於ける短い壽命を説明するに困難である。

INSTITUTE OF THEORETICAL PHYSICS
 KYOTO IMPERIAL UNIVERSITY.

File No. 21

The Photomagnetic Disintegration of Deuteron

$$\sigma_{\text{mag}} \approx \frac{6.4\pi}{3} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{Mc}\right)^2 \frac{E^{\frac{1}{2}} E'^{\frac{1}{2}}}{(E'+E)}$$

但し $\hbar\gamma = E+E'$

$$\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$$

$$\frac{\hbar}{Mc} = 2.1 \times 10^{-14} \text{ cm}$$

この値を代入すれば

$$\sigma_{\text{mag}} \approx 2.16 \times 10^{-29} \frac{E^{\frac{1}{2}} E'^{\frac{1}{2}}}{(E'+E)} \text{ cm}^2$$

$$E = 2.189 \text{ MV}$$

$$E' = 0.105 \text{ MV} \quad \gamma \ll 2$$

The Energy of γ-ray in MV	Crosssection in 10^{-29} cm^2 Unit			mag./Total X100 %	
	E in MV	Total	Photoelec.* Photomag.		
2.62	0.431	63.92	60	3.92	6
2.47	0.281	40.43	36	4.43	11
2.198	0.009	3.08	0.4	2.68	87

* Miura; Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, 22 (1940), 560