

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

Fermi : Neutrino の存在

NO.....

核から continuous β -ray が出る際、核は discrete の状態にあり、 β -ray の intensity は連続的から、energy の連続性を示すことが出来る。これを説明するには

- 1) Energies of the process 連続的である
- 2) 連続的であるから energy が連続的である。

Pauli は既に Neutron が β 崩壊による electronic mass を持つ、charge を持たない neutral particle である。これが β -Decay の際に出る粒子である。従って提出した、この particle を neutron と呼ぶため neutrino と呼ぶことにする。

Fermi はこの仮説を説明する β -ray の emission を説明しようとした。

彼は Heisenberg の説明で Kern は Proton と Neutron から成るとする。そして Proton が Neutron になる際、electron と neutrino が発生すると考えた。

この Neutron が Proton になる際、electron と neutrino が発生する。これは β -ray と呼ばれる。

これは electron と neutrino は light quanta と同じ性質を持つと考えた。これは β -ray と呼ばれる。

これは Dirac の electron と positron の pair の生成の場合と

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

少(異相. 29) 278 electron の波動 (見込) はかた
 ぬ。

注: 1.1 29 の異相 neutrino と electron とは
 neutrino の方が速く γ 速度 \rightarrow electron と neutrino の
~~particle~~ particle の justness の 相違 \rightarrow 相違 \rightarrow 相違 \rightarrow 相違
 electron - positron の 場 \rightarrow 相違 \rightarrow 相違 \rightarrow 相違 \rightarrow 相違

上の ψ を mathematical に formulate する \rightarrow Fermi
 は 次の ψ を 用いる。

ψ electron, neutrino を beschreiben する \rightarrow ψ の configuration space の ψ は ψ の wave fun ψ, φ
 及び ψ の conj. comp. ψ^*, φ^* を quantize する。 ψ, φ
 ψ と ψ^* , φ と φ^* は \rightarrow non-commutative の
 operator として ψ, φ 。

ψ は \rightarrow 重なる Teilchen の Beschreibung 用
 configuration space を 用いる。 ψ は \rightarrow spin
 の coordinate の ψ Heisenberg の form 用 \rightarrow neutron
 proton の \rightarrow ρ の coordinate を introduce
 する。

$\rho = 1$: neutron $\rho = -1$: proton
 ψ の \rightarrow wave fun ψ は \rightarrow sphere Teilchen の coord ψ
 ψ の \rightarrow $\psi, \psi^*, \varphi, \varphi^*$ の \rightarrow ψ の \rightarrow commute
 ψ の \rightarrow $\psi, \psi^*, \varphi, \varphi^*$ の \rightarrow ψ の \rightarrow commute
 ψ の \rightarrow ρ の \rightarrow linear operator

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

$$Q = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$Q^* = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

we introduce \mathcal{P} : $Q : \mathcal{P} \rightarrow \mathcal{N}$, $Q^* : \mathcal{N} \rightarrow \mathcal{P}$,

Übergang $\mathcal{P} \rightarrow \mathcal{N}$; $\mathcal{N} \rightarrow \mathcal{P}$

$$f(\mathcal{P}) : \begin{matrix} f(1) = 1 & f(-1) = 0 & \text{neutron} \\ f(1) = 0 & f(-1) = 1 & \text{proton} \end{matrix}$$

for electron in this operator Ψ, Ψ^* :
 electron's \mathcal{P} is its eigenstate $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_S \dots$
 & \mathcal{N} , electron system's eigenstate is $\mathcal{N}_1, \mathcal{N}_2, \dots, \mathcal{N}_S \dots$
 eigenstate with electron's $N_1, N_2, \dots, N_S \dots$ is $\mathcal{N}_1, \mathcal{N}_2, \dots, \mathcal{N}_S \dots$
 wave \mathcal{P} is N_1, N_2, \dots, N_S Pauli's verbod N_i is
 eigenvalue is 0, 1. wave \mathcal{P} is N_i 's
 \mathcal{P} is \mathcal{N} .

$$a_S \Psi(N_1, N_2, \dots, N_S \dots) = (-1)^{N_1 + N_2 + \dots + N_{S-1}} (1 - N_S) \Psi(N_1, \dots, 1 - N_S \dots)$$

$$a_S^* \Psi(N_1, N_2, \dots, N_S \dots) = (-1)^{N_1 + N_2 + \dots + N_{S-1}} N_S \Psi(N_1, \dots, 1 - N_S \dots)$$

define \mathcal{P} operator a_S, a_S^* & introduce \mathcal{P} .

a_S^* : Erzeugung a_S : Verschwinden.

for inf. space in \mathcal{P}

$$H = \sum_i H_i + \sum_{i < j} V_{ij}$$

In Hamiltonian H derive \mathcal{P} wave \mathcal{P} eq is N_1, N_2, \dots
 & variable \mathcal{P} is \mathcal{N}

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

$$\sum_{r,s} a_r^* H_{rs} a_s + \sum_{p,q,r,s} a_p^* a_q^* V_{pq,rs} a_r a_s$$

for Hamiltonian \hat{H} derive the wave eq equiv.

for L. $H_{rs} = \int \psi_r^* H \psi_s dV$

$$V_{pq,rs} = \int \psi_p^*(x_i) \psi_q^*(x_j) V_{ij} \psi_r(x_i) \psi_s(x_j) dV_i dV_j$$

$\therefore \psi = \sum_s a_s \psi_s$
 $\psi^* = \sum_s a_s^* \psi_s^*$

for the Hamiltonian is

$$\int \psi^* H \psi dV + \int \psi^*(x) \psi^*(x') V_{(x,x')} \psi(x) \psi(x') dV dV'$$

for the result.

$$\psi^*(x) \psi(x) + \psi(x) \psi^*(x') = \delta(x, x')$$

$$\psi(x) \psi(x) + \psi(x) \psi(x') = 0 \text{ etc}$$

for the result $\varphi = \sum \text{neutrons} \sim \psi \text{ for } L \sim t$

$$\varphi = \sum_{\sigma} \varphi_{\sigma} b_{\sigma} \quad , \quad \varphi^* = \sum_{\sigma} \varphi_{\sigma}^* b_{\sigma}^*$$

$$b_{\sigma} \Phi(M_1, M_2, \dots, M_{\sigma}, \dots) = (-1)^{M_1 + \dots + M_{\sigma-1}} (1 - M_{\sigma}) \Phi(\dots, 1 - M_{\sigma}, \dots)$$

$$b_{\sigma}^* \Phi(\dots, \dots) = (-1)^{M_1 + \dots + M_{\sigma-1}} M_{\sigma} \Phi(\dots)$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

$\hbar \ll L \sim$ 重い 重粒子 & 軽い 粒子, $\epsilon \gg$
 system の 状態 $N, N_2 \dots M_1, M_2 \dots$
 $\hbar v$ 重粒子 の coord & neutron, proton &
 相互作用 p と \bar{p} と n と \bar{n} と charact. $\pm \hbar v$.
 Energie is

Schwere Teilchen - 相互作用

$$H_{\text{schwer}} = \frac{1+p}{2} \cdot N + \frac{1-p}{2} \cdot P$$

Protonen
Energie Operator des Neutrinos

(- 相互作用)

$$H_{\text{schwer}} = A + B p$$

$$p = \pm 1: \quad A + B = N \quad A - B = P$$

$$H_{\text{leicht}} = \sum_s H_s N_s + \sum_a K_a M_a$$

$H_1, H_2 \dots H_s \dots$

: Energie der Zustände $\psi_1, \psi_2 \dots$

$K_1, K_2 \dots$

:

$\psi_1, \psi_2 \dots$

重粒子 Wechselwirkung is

1) Coulomb-Energie zwischen Proton und Elektronen

重 β -Zerfall is 相互作用 $\sim \hbar v$ neglect is

2) Proton - Neutron の Übergang is 重 β -Zerfall

Electron, Neutrino の 相互作用 is 重 β -Zerfall Wechsel

Wir. is $\hbar v$

$$Q a_s b_a$$

$$Q^* a_s^* b_a^*$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

$$\begin{aligned} \delta \rightarrow \tau \quad c_{s\sigma} &= g \tilde{\psi}_s^* \delta \varphi_\sigma \\ c_{s\sigma}^* &= g \tilde{\psi}_s \delta \varphi_\sigma^* \end{aligned}$$

この Hamiltonian は τ と τ' 及び σ と σ' は Strahlungsh.
 と analogous な τ と τ' ,
 ungest. Zustand は

$$(P, n, N_1, N_2, \dots, N_s, \dots, M_1, M_2, \dots, M_a, \dots)$$

τ charact. \pm である.

$$p=1, N: u_n(x)$$

$$p=-1, P: v_n(x)$$

は $P \rightarrow P$ n 状態 σ neutron σ' n 状態 σ
 proton σ 及び σ' s -state σ τ σ -state σ' τ'
 及び σ' τ' 間の matrix element は

$$H \begin{matrix} |n, N_1, N_2, \dots, 0_s, \dots, M_1, M_2, \dots, 0_a, \dots\rangle \\ \langle -1, m, N_1, N_2, \dots, 1_s, \dots, M_1, M_2, \dots, 1_a, \dots| \end{matrix} = \pm \int u_m^* c_{s\sigma}^* u_n d\tau$$

$$\xrightarrow{(-1)^{N_1+N_2+\dots+N_{s-1}+M_1+M_2+\dots+M_{a-1}}}$$

これは $|H|^2$ である τ と τ' 間の σ と σ' 間の.

$$\text{or } H \begin{matrix} |n, 0_s, 0_a\rangle \\ \langle -1, m, 1_s, 1_a| \end{matrix} = \pm g \int u_m^* u_n \tilde{\psi}_s \delta \varphi_\sigma^* d\tau$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

~~1, m, 1s, 1a~~

Anfangszustand $\left. \begin{aligned} a_{1n0s0\sigma} &= 1 \\ a_{-1m1s1\sigma} &= 0 \end{aligned} \right\}$

(25) $|a_{-1m1s1\sigma}(t)|^2 = 4 | |^2 \frac{\sin \frac{2\pi t}{h} (-W + H_s + K_a)}{(-W + H_s + K_a)^2}$
 (27) W : neutron energie & proton energie の \bar{h} .

~~$\frac{1}{4} |H|^2 = \frac{g^2}{4} \left| \int v_m^* u_n d\tau \right|^2 \tilde{\psi}_s \delta \varphi_\sigma^* \cdot \tilde{\varphi}_\sigma^* \delta \psi_s$~~

即ち、einige Millionen Volt の Energie の \bar{h} , \bar{h} だけ
 Proglie-Wellenlänge は Kerndim. 以下になるから
 ψ_s, φ_σ は Kernの ϕ だけ constant と \bar{h} だけ integ. の A
 だけ。

$|H_{1n0s0\sigma}^{-1m1s1\sigma}|^2 = \frac{g^2}{4\Omega} \left| \int v_m^* u_n d\tau \right|^2 (\tilde{\psi}_s \psi_s$

$-\frac{mc}{k_a} \tilde{\psi}_s \beta \psi_s),$ (28)

即ち、volume Ω だけ Hohlraum \bar{h} だけ。

(27) 式 の $\tilde{\psi}_s \delta \varphi_\sigma^* \cdot \tilde{\varphi}_\sigma^* \delta \psi_s$ は proton "neutrino"
 の A だけ spin の A だけ \bar{h} だけ (28) の
 だけ。

μ : Ruhemass des Neutrino.

β : Diracsche Matrix. $= \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}$

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

(32 m)

$$|\varphi_1|^2 = \frac{(Ap_x + Bp_z)^2 + B^2 p_y^2}{(mc + W)^2}$$

$$|\varphi_2|^2 = \frac{(Ap_x - Bp_z)^2 + A^2 p_y^2}{(mc + W)^2}$$

$$|\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2 = \frac{(A^2 + B^2) p^2}{(mc + W)^2}$$

$$|\varphi_3|^2 + |\varphi_4|^2 = A^2 B^2$$

~~$$|\varphi_1|^2 = \frac{A^2 p_x^2 + B^2 (p_x^2 + p_y^2)}{...}$$~~

$$\therefore \frac{|\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2}{|1+1+1+1|} = \frac{W - mc}{2W}$$

$$\frac{|\varphi_3|^2 + |\varphi_4|^2}{|1+1+1+1|} = \frac{W + mc}{2W}$$

$$\therefore \psi_s^\dagger \varphi_s^* \cdot \tilde{\varphi}_s^\dagger \psi_s = \tilde{\psi}_1 \psi_1 \cdot \tilde{\varphi}_2 \varphi_2 + \tilde{\psi}_2 \psi_2 \cdot \tilde{\varphi}_1 \varphi_1$$

$$+ \tilde{\psi}_3 \psi_3 \cdot \tilde{\varphi}_4 \varphi_4 + \tilde{\psi}_4 \psi_4 \cdot \tilde{\varphi}_3 \varphi_3$$

$$= (\tilde{\psi}_1 \psi_1 + \tilde{\psi}_2 \psi_2) \frac{1}{4k_0} \left(1 - \frac{mc^2}{k_0}\right) + \dots$$

$$+ (\tilde{\psi}_3 \psi_3 + \tilde{\psi}_4 \psi_4) \frac{1}{4k_0} \left(1 + \frac{mc^2}{k_0}\right)$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

222 (25) の sum $\phi \rightarrow \psi$.

$$t \cdot \frac{8\pi^3 g^2}{h^4} \left| \int v_m^* u_n d\tau \right|^2 \frac{p_0}{v_0} \left(\psi_s^* \psi_s - \frac{mc}{K_0} \psi_s^* p \psi_s \right)$$

$$P_s = \frac{8\pi^3 g^2}{h^4} \text{ Übergangswahr. } P$$

121. $W = H_s + K_0$

conservation neutrino: free. $K_0 > mc^2$.

$$\therefore H_s \leq W - mc^2$$

$\therefore H_s = W - mc^2$ on β ray spectra of upper limit.

conservation electron: free $H_s > mc^2$

$$\therefore W \geq (m + \mu)c^2$$

Proof

$$Q_{mn}^* = \int v_m^* u_n d\tau$$

is dependent of β is the β ray spectrum

of elect. moment of matrix element $\psi_s^* \psi_s$

is. \therefore On the transition is forbidden β rays.

is. \therefore On the transition is forbidden β rays.

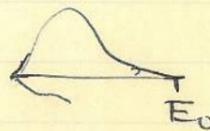
is P is β -spectrum of β rays.

neutrino mass dependence of upper limit

of β rays.

$$E_s = \frac{p_0^2}{2m} = \frac{1}{2} (mc^2 + E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 + 2mc^2(E_0 - E)}$$

$$\left(\because \frac{p_0^2}{v_0} = \frac{p_0 K_0}{c^2} = \dots \quad K_0 = mc^2 + E_0 - E \right)$$

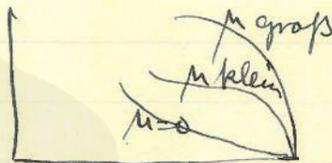


DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

$$\frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{p_0^2}{v_0} \right) = \frac{1}{c^3} \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} + \frac{1}{c^3} \frac{mc^2 + E_0 - E}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \rightarrow 0$$



これは一番よく知られたもの、 $\mu=0$ の場合である。
 F. Perrin は ~~電子とニュートリノ~~ μ から max. の値を導き出した
 electron & neutrino の反発作用を主として ~~計算~~ した。
 この値は μ とニュートリノの mass は electron の質量
 比として与えられたものである。

角運動量の $\mu=0$ とは $j=0$ である。

$$P_S = \frac{8\pi^3 g^3}{Ch^4} \int v_m^* u_{ndc} | \Psi_S \Psi_S (W - H_S) |^2$$

ここで $\Psi_S \Psi_S$ は $j=0$ の状態である、 Ψ は
 $j=1/2$ ($2S_{1/2}$ $2P_{1/2}$) の state であり、 $r=0$ での Ψ は
 unendlich である。 Coulomb field の Ψ の

は $r < \rho$ の範囲では Coulomb の law は
 成り立たない。 ρ (Kern radius) とする。

~~また~~ $r=0$ での Ψ の値は $r=\rho$ の値の $1/2$ である。

Volume の計算は ρ^3 である。

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

$m c \eta$, $m c (\eta + d\eta)$ の間の momentum ξ と η
 β -ray の emission する values. It
 $\circledast \int \sum \tilde{\Psi}_s \Psi_s = \int d\eta \cdot \frac{32 \pi m^3 c^3}{h^2 [P(3+2S)]^2} \left(\frac{4 \pi m c p}{h} \right)^{2S} \eta^{2+2S}$
 $\times e^{\pi \gamma \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta}} \left| \Gamma \left(1+S+i\gamma \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta} \right) \right|^2$

$\gamma = \frac{Z}{137}$, $S = \sqrt{1-\gamma^2} - 1$.

$P(\eta) d\eta = d\eta \cdot g^2 \cdot \frac{256 \pi^4}{[P(3+2S)]^2} \frac{m^5 c^4}{h^2} \left(\frac{4 \pi m c p}{h} \right)^{2S}$
 $\times \left| \int v_m^* u_n d\epsilon \right|^2 \cdot \eta^{2+2S} e^{\pi \gamma \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta}} \left| \Gamma \left(1+S+i\gamma \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta} \right) \right|^2$
 $\times \left(\sqrt{1+\eta_0^2} - \sqrt{1+\eta^2} \right)^2$

$m c \eta_0$: max. momentum.

$g_0 \approx \gamma = 0,6$ ($Z = 82, 2$) $S = -0,2$

$\eta^{1,6} e^{0,6 \pi \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta}} \left| \Gamma \left(0,8 + 0,6 i \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta} \right) \right|^2$
 $\approx 4,5 \eta + 1,6 \eta^2$

3272 $p = 9 \cdot 10^{-15}$ e.s.u.

$P(\eta) d\eta = 1,75 \cdot 10^{95} g^2 \left| \int v_m^* u_n d\epsilon \right|^2 (\eta + 0,355 \eta^2)$
 $\left(\sqrt{1+\eta_0^2} - \sqrt{1+\eta^2} \right)^2$

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

Verbotene Übergang ist $\frac{1}{100}$ ほど...
 verbotene Übergang ist $\frac{1}{100}$ ほど... 分布が異なり、kl.
 Energie の方が小さい...

b) α と β の粒子の速度が大きい...
 $g \approx (\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2 + \alpha_3 A_3) + \text{komp. konst.}$
 の方が大きい...
 の方が大きい $(\frac{v}{c})^2$ が大きい。 $\frac{1}{100}$ の order.

$\tau F(\eta_0)$ の値。 過渡状態の寿命
 $\int v_m^2 dt$

これは $\frac{1}{100}$ ほど... Verbotene Übergang ist $\frac{1}{100}$ の order.
 ことから $\tau F(\eta_0)$

の値が 4×10^{-50} cm³ erg.

A to B: $\tau F(\eta_0) = 0.09$
 B to D: " = 35

この両方を比較すると $\tau F(\eta_0)$ の方が大きい... unverbote und verbotene
 の違いは明らかである。

この β -ray と γ -ray 状態は $\tau F(\eta_0)$ の値が異なる...
 異なる (場合) について、 $\tau F(\eta_0)$ の値が異なる。

DEPARTMENT OF PHYSICS
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.....

NO.....

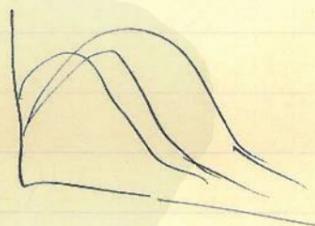
② Verteilungskurveの形

η_0 の値は $\rho(\eta)$ の curve を決める。
 図の如く、Sargent の実験結果と一致する。

Energy を abscissa とする

図の如く、Energy の小さい方が大きくなる。

しかし実際にはこの逆である。



Verbotene の場合 ρ は Energy の小さい方が大きくなる。
 又は RaE の値が小さく知られた curve と比較して、
 次の論文で詳しく論じている。

量子力学と相違 - 一致する。 ρ の curve は C_{ρ} の
 方が色はかからず ρ の curve は C_{ρ} の方が色はかからず

③ Position の場合

是 γ : 本質, δ : 相 S : 小

η^{2+2S} の S が小さいと η

$e^{\pi \delta \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta}}$ の $\frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta}$ が小さいと η 。

$$\left| \Gamma \left(1 + S + i \delta \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta} \right) \right|^2 : \delta \text{ が } \pm 2\pi \text{ がわかる。}, S$$

参照。 $\square \rightarrow \text{trapezoid}$

