DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

R. Q. M.

Relativistic Quantum Mechanics

DATE

NO.

Dirac: Homogeneous variables in classical dynamics
(Proc. Camb. Phil. Society. 29, 389, 1933)

Lagrangian Fn. $L_1(q_r, \dot{q}_r, t)$ が generalized coordinates q_r 及び generalized velocities $\dot{q}_r$ ~~の函数として~~ L_1 及び time の函数として表されれば、

eq of motion は
$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L_1}{\partial \dot{q}_r} = \frac{\partial L_1}{\partial q_r}$$

又 time t を extra coord として、之を q_0 とおくと $\dot{q}_0 = 1$ である。

$\dot{q}_0 =$

すると
$$dL = \frac{\partial L}{\partial q_\mu} dq_\mu$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_\mu}\right) = \frac{\partial L}{\partial q_\mu} \qquad \mu = 0, 1, 2, \ldots n$$

但し、
$$L(q_0 q_r, \dot{q}_0 \dot{q}_r) = \dot{q}_0 L_1\left(q_0, q_r, \frac{\dot{q}_r}{\dot{q}_0}\right)$$

$$\dot{q}_0 \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_0} + \dot{q}_r \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_r} = L,$$

$$A = \int_{t_1}^{t_2} L\,dt$$

$$\delta A = 0.$$

但し δ varied motion に対しては $\dot{q}_0$ は必ずしも1ではないとし、~~は~~ 両端の q_μ の値を fix し (t_1, t_2 は変わりうる) 種々の値を選ばれうる。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........

NO..........

Spinor

K. Nikolsky : Zur Theorie der Spinoren
ZS. f. Phys. 83, (5-6) 284-290

$$l_{ik} = a_{1i} b_{1k} + a_{2i} b_{2k} + a_{3i} b_{3k} + a_{4i} b_{4k}$$

$$\| a_{\mu i} \| = \left\| \begin{matrix} a_1 & -a_2 & a_3 & a_4 \\ a_2 & a_1 & -a_4 & a_3 \\ -a_3 & a_4 & a_1 & a_2 \\ a_4 & a_3 & a_2 & -a_1 \end{matrix} \right\| \qquad \| \quad \tilde{a} b = l$$

$$\| b_{\mu i} \| = \left\| \begin{matrix} b_1 & b_2 & -b_3 & b_4 \\ -b_2 & b_1 & b_4 & b_3 \\ b_3 & -b_4 & b_1 & b_2 \\ b_4 & b_3 & b_2 & -b_1 \end{matrix} \right\|$$

$$a_i'' = \sum_{\mu=1}^{4} a_{\mu i} a_\mu' \qquad b_i'' = \sum_{\mu=1}^{4} b_{\mu i} b_\mu'$$

之は orthogonal ~~并~~ transf の一種である。

orth. trans.: $x_k' = \sum l_{\mu k} x_\mu$

$$\sum x_k'^2 = \lambda \sum x_k^2$$

$$l_{i\mu} l_{k\mu} = 0 \qquad l_{\mu i} l_{\mu k} = 0$$

$$\sum_\mu l_{i\mu}^2 = 1 \qquad \sum_\mu l_{\mu i}^2 = l$$

$$l = \| l_{\mu k} \| .$$

さて、

$$l_{ik} = \sum_{\nu,\mu} a_\mu \gamma^{ik}_{\mu\nu} b_\nu$$

とおくと、 $\gamma^{ik}_{\mu\nu}$ が Dirichlet matrix となる、

$$l_{11} = a_1 b_1 - a_2 b_2 - a_3 b_3 + a_4 b_4$$

$$\vdots$$

$$l_{44} = a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3 + a_4 b_4$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE
NO.

Pauli: Die Allgemeinen Prinzipien der Wellen-mechanik に 宣言 S.83−272

⓪ Handbuch XXIV/1 Quantentheorie S. ~~272~~ Kap 2.

Pauli が ~~現在~~ の rel. quant. ~~mech~~ の難点 は Feld begriff のみならず Raum-Zeit-Begriff im kleinen にも Modifikation が必要であり、~~無~~ ~~Max~~ Korresp. Betrachtung ~~で得られ~~ はもはや ~~ある~~ 許されぬ。 degree of freedom が continuous 現在の理論は klassische Punktmechanik と Maxwell の理論のより集ったものであるが、Maxwell の理論は任意の小なる charge と Einklang にある。これは moving elektron の field を photon の ~~field~~ に auflösen するとき ~~関係しない~~ 一つのものとなる $e^2/\hbar c$ が一定の値をもつことに関係してる。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..................

NO.....................

Beck: Energiesatz u. Reversibilität der Elementarprozesse.
(25. 84, 811, 1933)

Energiesatz の成立する核反応は reversibel であることは classisch, quanten Mech. 共に疑いはない。Feather (136, 709, 1932) が示した如く Kernrelation

$$B_{11}+\alpha \rightleftarrows N_{14}+n$$

は umkehrbar である。

β-Zerfall に於ては

$$W' = \Delta E - W \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta E: \text{Energiedifferenz der } \overset{\text{beide}}{\text{Kerne}} \\ W = mc^2 + \text{K.E. des emittierten Elektrons} \\ W': \quad mc^2 < W' < \Delta E - mc^2 \end{array} \right)$$

なる Betrag の Energie が失はれると仮定すると、かかる Prozess は umkehrbar でない。しかるに例へば ThPb-Atom の Hüllenelektron は

$$\text{ThPb} + \beta \rightarrow \text{ThC}''$$

なる Prozess によって reabsorb されることはない。(その Wahrsch. は Halbwertdauer が β-Strahler の Halbwertdauer と比較されうる)。

Neutron, ~~Proton~~, positive and negative electron よりなる system に於ける現在の理論では ± charge は symmetric である。~~しかるに~~ それだけに atomic nucleus には + charge をもつものしかないことの事情は如く見える。これは t → −t 即ち ~~tan~~ Zeitumkehr と密接な関係がある。従って elem. Prozess の Irreversibilität と関係している。

上の Irrevers. を

$$\frac{dE}{dt} \gtrless 0$$

なる形に Verallgemeinerung をやることはできぬかと考へられる。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........

NO..........

Born : Modified Field Eq. with a Finite Radius of the Electron
(Nature 132 (Aug. 19) 282, 1933)

Heisenberg, Pauli, Diracらの ~~Q.E.~~、Maxwell eq. を quantum theory と結びつけようとして失敗したのは、quantum theory 以前よりの古る field eq に欠点がある。それは electron の finite radius を説明し得なかったのである。

そこで time-space coord が absolutely に symmetric で relat の principle が最も満足される新な el.mg. field の quantization の方法を案出した。この理論では Lagrangian は field の linear fn で coeff は Dirac の electron theory に於けると同様なる comp. non-commutative なるものである。classical theory の hold する limit では Lagrangian は

$$L = \frac{1}{a^2}\sqrt{1 - a^2(H^2 - E^2)}$$

となる。a は r_0^2/e の dimension の constant.

$a \to 0$ の limit で

$$L = \frac{1}{a^2} + \frac{1}{2}(H^2 - E^2)$$

time に indep な central symm. field では．．(H=0, E=−grad φ(r))

$$\varphi \text{ は } \frac{d}{dr}\left(\frac{r^2\frac{d\varphi}{dr}}{\sqrt{1 - a^2\left(\frac{d\varphi}{dr}\right)^2}}\right) = 0$$

かかる式の solution

$$\varphi = \frac{e}{r_0}\int_{r/r_0}^{\infty}\frac{d\zeta}{\sqrt{1-\zeta^4}}$$

e: ∫ const.
r_0 は $a = r_0^2/e$ と与えられる。

で $r \gg r_0$ では．$\varphi \to e/r$.

r/r_0 の小さな値では finite で $1.85\,\frac{e}{r_0}$ に ~~to~~ tend する。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........

NO..........

Langer: The Fundamental Particles (Science, 30th Sept.
Vol 76 No1920 pp.294-295; ‥)
Abstract (Wireless Engineering X, Jan, 1933, 54)

~~Neutron を~~ Electron と Dirac の mag. pole を fund. particle と考へ、neutron を ± mg. pole の結合したもの。 Proton は neutron と pos. electron の結合したもの。 photon は ± electron の結合したもの と考へる.

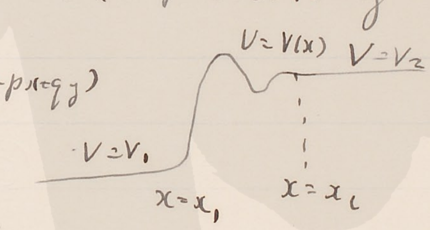
DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

Materiewellen
Electron

DATE
NO.

T. Förster: Zur Polarisation von Elektronen durch Reflexion (ZS. 85, 514, 1933)

Rupp (Phys. ZS. 33, 941, 1932) によれば Goldoberfläche で gestreuen された Strahl が dünne Goldfolie を通過して Folie の後に生ずる Beugungsring は unsymmetrisch. Rupp は Potentialschwelle が Analysatorwirkung をもつと考へてゐるが、今計算して見ると unpolarisierte Strahl は Durchgang oder Reflexion によって polarisiert されない。又 polarisierten Strahl の Reflexions- Durchlasskoef. は Polarisation の Stärke や Richtung に unabhängig である。



$$\psi_i = A_i e^{\frac{i}{\hbar}(px+qy)} + B_i e^{\frac{i}{\hbar}(-px+qy)} \qquad x \leq x_1$$

$$\psi_i = C_i e^{\frac{i}{\hbar}(p'x+qy)} \qquad x \geq x_2$$

$$\psi_i = \chi_i(x)\, e^{\frac{i}{\hbar}qy} \qquad x_1 \leq x \leq x_2$$

$$p^2+q^2 = \frac{(W+eV_1)^2}{c^2} - m^2c^2$$

$$p'^2+q^2 = \frac{(W+eV_2)^2}{c^2} - m^2c^2$$

$$\left(\frac{W}{c}+mc+\frac{eV}{c}\right)\psi_1 - i\hbar\psi_4' - iq\psi_4 = 0$$

etc

Intensität der einfallenden Welle : $(|A_3|^2+|A_4|^2)\,\dfrac{2\sqrt{p^2+q^2}}{\frac{W}{c}+mc+\frac{eV_1}{c}}$

" reflektierten " : $(|B_3|^2+|B_4|^2)$ "

" durchgehenden " : $(|C_3|^2+|C_4|^2)\,\dfrac{2\sqrt{p'^2+q^2}}{\frac{W}{c}+mc+\frac{eV_2}{c}}$

[illegible]

$$\frac{|A_3|^2}{|A_4|^2} = \frac{|B_3|^3}{|B_4|^2} = \frac{|C_3|^3}{|C_4|^2}$$

なる。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

Elektron
β-Zerfall

DATE
NO.

Beck u. K. Sitte ; Zur Theorie des β-Zerfalls
(ZS. 86, 1-2, 105, 1933)

β-ray は upperlimit をもつた continuous distribution をなしてゐるが、之を compensate する外の Strahlen の emission が未だ見つけられてゐない。
故に β-ray の出た後の核は mc^2 の order で mass が異なつてゐると考へるか、又は Bohr に従つて β-emission に際しては energy law が hold しないとするか（又は何か未だ知られぬ種類の radiation が同時に emit されるか）である。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

Rel. Quantum Mech.

DATE
NO. (II)

G. Wentzel: Über die Eigenkräfte der Elementarteilchen I.
(ZS. f. Phys. 86, 479, 1933.) (II, 635, 1933)

D. F. P. による

$$\Delta\Phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = 0 \qquad \Delta A - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0$$

$$E = -\mathrm{grad}\,\Phi - \frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t}. \qquad H = \mathrm{rot}\,A$$

$$\left.\begin{aligned} &\mathrm{rot}\,E + \frac{1}{c}\frac{\partial H}{\partial t} = 0 \\ &\mathrm{div}\,H = 0 \end{aligned}\right\}$$

$$\left.\begin{aligned} &\mathrm{rot}\,H - \frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t} = \mathrm{grad}\left(\mathrm{div}\,A + \frac{1}{c}\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right) \\ &\mathrm{div}\,E = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\mathrm{div}\,A + \frac{1}{c}\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right) \end{aligned}\right\}$$

$$\left\{\begin{aligned} &\Phi(r,t)\,\Phi(r',t') - \Phi(r',t')\,\Phi(r,t) = ic\hbar\, D(r-r', t-t') \\ &\Phi(r,t)\,A_k(r',t') - A_k(r',t')\,\Phi(r,t) = 0 \\ &A_{k'}(r,t)\,A_k(r',t') - A_k(r',t')\,A_{k'}(r,t) = -ic\hbar\,\delta_{kk'}\,D(r-r', t-t') \end{aligned}\right.$$

Nebenbedingung: $\left\{\mathrm{div}\,A + \frac{1}{c}\frac{\partial\Phi}{\partial t} - \sum_n e_n D(r-r_n, t-t_n)\right\}\psi = 0$

$$D(r,t) = \frac{1}{|r|}\left\{\delta(|r|+ct) - \delta(|r|-ct)\right\}$$

$$\left(H_n - i\hbar\frac{\partial}{\partial t_n}\right)\psi_n = 0 \qquad n = 1, 2, \ldots$$

$$H_n = H_n^0 + e_n\left\{\Phi(r_n, t_n) - \frac{1}{c}\left(\dot{r}_n A(r_n, t_n)\right)\right\}$$

$$i\hbar\dot{r}_n = r_n H_n^0 - H_n^0 r_n$$

$$i\hbar\frac{\partial F}{\partial t_n} = F H_n^0 - H_n^0 F.$$

$r - r_m, t - t_m$

(II). I でやつたけれ

$$\lim_{r=0,\, t=0} F(r_n + r, t_n + t)$$

は limit の取り方に depend する.

Teilchen の elektromagnetische Trägheit を eliminate すれば (r, t) を zeitartig に取ればよい,

即ち $\lim \frac{r}{c|t|}$ の色々な方向について平均すると rel. inv. な mittlere Grenzwert が得られる, 即ち.

$$s = \sqrt{(ct)^2 - |r|^2} \qquad \frac{r}{c|t|} = q \quad (|q| < 1) \qquad (2) \quad (2')$$

$$\langle F \rangle_n = \lim_{\varepsilon \to 0} \lim_{s \to 0} \left[\iiint_{|q| < 1-\varepsilon} \frac{dq_x dq_y dq_z}{(1-|q|^2)^2} \right]^{-1} \cdot \iiint_{|q| < 1-\varepsilon} \frac{dq_x dq_y dq_z}{(1-|q|^2)^2}$$

$$\cdot \frac{1}{2} \left\{ F\left(r_n + \frac{sq}{\sqrt{1-|q|^2}}, t_n + \frac{1}{c}\frac{s}{\sqrt{1-|q|^2}}\right) + F\left(r_n + \frac{sq}{\sqrt{1-|q|^2}}, t_n - \frac{1}{c}\frac{s}{\sqrt{1-|q|^2}}\right) \right\} \qquad (4)$$

(9) $A = A^l + A^{tr}$, $\mathrm{rot}\, A^l = 0$ | $\mathrm{div}\, A^{tr} = 0$

(10) $E = -\mathrm{grad}\, \Phi - \frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t} = E^l + E^{tr}$ $\mathrm{rot}\, E^l = 0$, $\mathrm{div}\, E^{tr} = 0$

(11) $E^l = -\mathrm{grad}\, \Phi - \frac{1}{c}\frac{\partial A^l}{\partial t}$, $E^{tr} = -\frac{1}{c}\frac{\partial A^{tr}}{\partial t}$

$\mathrm{rot}\, E^l = 0$, $\mathrm{div}\, E^l = \mathrm{div}\, E = -\sum_m e_m \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} D(r - r_m, t - t_m)$

$E^l = -\mathrm{grad} \sum_m e_m U(r - r_m, t - t_m)$

$$\Delta U(r, t) = \frac{1}{c}\frac{\partial D(r, t)}{\partial t}$$

$$U(r, t) = -\frac{1}{4\pi c}\iiint dx' dy' dz' \frac{1}{|r' - r|}\frac{\partial D(r', t)}{\partial t}$$

$t = 0$: $U(r, 0) = \frac{1}{r}$. $(E^l)_{t_1 = t_2 = \cdots = t_n = t} = -\mathrm{grad} \sum_m \frac{e_m}{|r - r_m|}$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE
NO.

$t \neq 0$: $\quad D(r',t) = -\frac{t}{|t|} \cdot \frac{\delta(r' - c|t|)}{r'} \qquad (t \neq 0)$

$$U(r,t) = \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{2} \frac{t}{c|t|} \int_0^\pi d\vartheta \sin\vartheta \int_0^\infty dr' r'^2 \frac{1}{\sqrt{r'^2 + r^2 - 2rr'\cos\vartheta}}$$

$$\times \frac{\delta(r' - c|t|)}{r'} = \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{2} t \int_0^\pi d\vartheta \sin\vartheta \frac{1}{\sqrt{(ct)^2 + r^2 - 2c|t| r \cos\vartheta}}$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} \frac{t}{2c|t| r} \{ |r + c|t|| - |r - c|t|| \}$$

$$= \frac{1}{r} \quad \text{for } r > c|t|$$

$$= 0 \quad \text{for } r < c|t|$$

$$\therefore E^l = -\mathrm{grad} \sum_m \frac{e_m w_m}{|r - r_m|}$$

$$w_m = \begin{cases} 1 & \text{für } |r - r_m| > c|t - \tau_m| \\ 0 & \text{〃 } |r - r_m| < c|t - \tau_m| \end{cases}$$

$$\therefore \langle E^l \rangle_n = -\mathrm{grad}_n \sum_{m \neq n} \frac{e_m}{|r_n - r_m|} \quad \left(\text{for } m \text{ satisfying } |r_n - r_m| > c|\tau_n - \tau_m| \right)$$

Störungstheorie によって (Dirac Elektron の) magnetic interaction を計算すると
[illegible] unendlich の term が出てくる. これは
spin に ~~本~~ 関する term と考えられる ($\hbar \to 0$ で 0)

$$\hbar w^{(2)} = \int_0^\infty d\nu \left(A \frac{1}{\nu} + B \right) \{ \sin a\nu \pm \sin b\nu \}$$

$$A = \frac{e^2}{2\pi c} \left\{ \frac{1-\rho^2}{\rho} \log \frac{1+\rho}{1-\rho} - 2 \right\} \qquad B = \frac{e^2 \hbar}{\pi m c^3} (1 - \rho^2)$$

$$\rho = \frac{c \cdot \text{Impuls}}{\text{energie}}$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

Kernbau

DATE ....

NO. ....

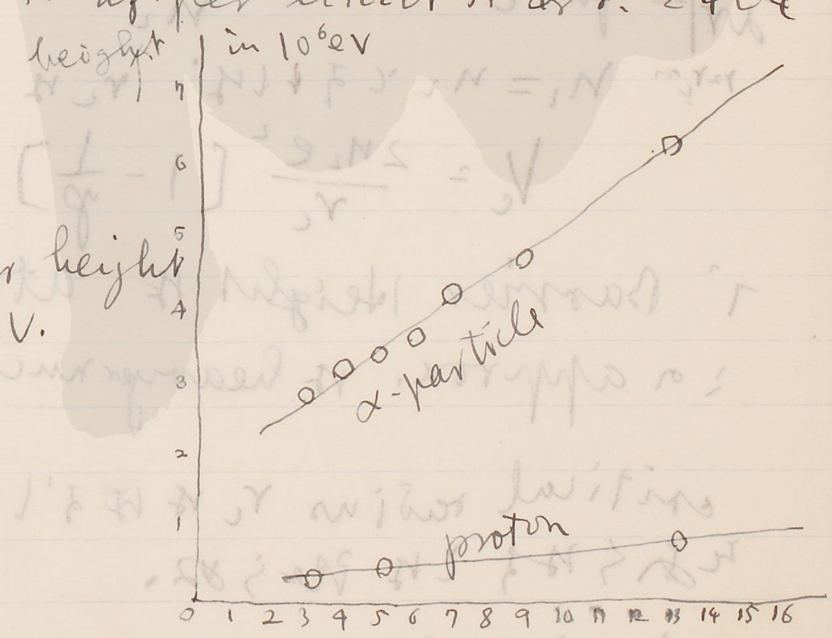
Pollard: The Heights of Nuclear Potential Barriers
(Phil. Mag. 16, 1131, 1933)

α-particle が barrier を penetrate する prob は

$$e^{-\frac{4\pi}{h}\int[2m(V-W)]^{1/2}dr}$$

に比例する。故に height は之によりはきまらぬ。
実験上 ~~disintegration~~ penetration が observe される ~~出来ない~~ 様な限度を、又は anomalous scattering の ~~起こる 極限~~ observe された限度をとる。

proton の時にも同じであるが、この時には barrier の top ~~以下の~~ より稍小さい energy でも disinteg. product が生ずる。しかしこの場合には yield が大きくないという upper limit がある。これを top と考へて良い。



実験結果を collect すると、
α-particle に対する barrier height

Li	2.8×10^6 eV.
Be	3.14 〃
B	3.34 〃
N	4.20 〃
F	4.65 〃

α の scattering による 〃

C	3.6 (rel to boron)
Al	6.16

proton (Lawrence etc) に対する 〃

Li	0.3×10^6
B	somewhat heigher
Al	0.8×10^6

図からして potential barrierの高さは atomic numberの linear f数

Heisenberg の theory に従ひ. Proton-Neutron force を考へ.
之をその potential energy を
$$-\frac{Ae^2}{r^p}$$
なる形とすると,
$$V = \frac{2n_2e^2}{r} - \frac{2A(n_1+n_2)e^2}{r^p}$$
$$\left.\frac{dV}{dr}\right|_{r=r_c}=0 \text{ for } r_c \quad r_c^{p-1} = \frac{pA(n_1+n_2)}{n_2}$$
$n_1 = n_2$ とすれば r_c は const
$$V_c = \frac{2n_2e^2}{r_c}\left[1-\frac{1}{p}\right]$$
で Barrier Height は atomic No に比例する
この approx. は heavyer nucleus によくあてはまる.

critical radius r_c は必ずしも nucleus の大いさをあらはすとは限らぬ.

$p=5$ とすると. $r_c = 5.9\times10^{-13}$ cm.

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..................
NO..................

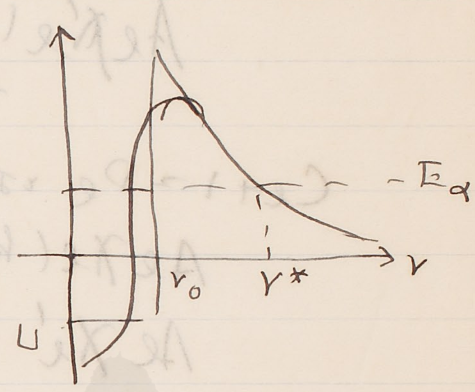
Kernbau

Sexl: Zur Theorie der Atomzertrümmerung.
(Z S. 87, 105, 1933)

α-Teilchen: $\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E_r - V)\psi = 0$

$V(r) = \frac{2e^2 Z}{r}$ für $r \geq r_0$

$V(r) = U$ für $r \leq r_0$



$r_0 \to 0$: $\psi_a = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1)$

$\times e^{i\sigma(l,\varkappa)} \chi_l(kr, \varkappa) P_l(\cos\theta)$.

$\sigma(l, \varkappa) = \arg\Gamma(1 + \frac{i\varkappa}{2} + l)$

$\varkappa = \frac{4e^2 Z}{\hbar v} = \frac{k}{r^*}$,

$\chi_l = \frac{\chi_l^{(1)} + \chi_l^{(2)}}{2}$

$\psi_a = J + f(\vartheta) \cdot S$

$J = e^{ikr\cos\vartheta + i\frac{\varkappa}{2}\ln 2kr\sin^2\frac{\vartheta}{2}} \left(1 - \frac{1}{4\frac{k}{\varkappa^2}\sin^2\frac{\vartheta}{2}}\right)$

$S = \frac{1}{r} e^{ikr - i\frac{\varkappa}{2}\ln kr + 2i\arg\Gamma(1+i\frac{\varkappa}{2})}$

$f(\vartheta) = -\frac{r^*}{4\sin^2\vartheta/2} e^{-i\frac{\varkappa}{2}\ln 2\sin^2\frac{\vartheta}{2}}$

$r_0 \neq 0$: $r \geq r_0$ $\psi_a + C\psi_a^{(1)}$ $\psi_a^{(1)}$: divergierende Welle

$r \leq r_0$: $\psi_i = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{k_1} \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) \sqrt{\frac{k_1}{r}} J_{l+1/2}(k_1 r) P_l(\cos\vartheta)$

$k_1 = nk$ $n = \sqrt{1 - \frac{U}{E}}$.

absorptionを考へ入れて. $k_1 = \sqrt{\frac{2m(E-U)}{\hbar^2}} = nk + i\frac{\eta l}{n}$

Übergangs bedingung $\left. \begin{array}{l} A\psi_i = \psi_a + C\psi_a^{(1)} \\ A\dfrac{d\psi_i}{dr} = \dfrac{d\psi_a}{dr} + C\dfrac{d\psi_a^{(1)}}{dr} \end{array} \right\}_{r=r_0}$

$$\left. \begin{array}{l} A_l \chi_l(k,r,0) = \chi_l(kr,\varkappa) + \dfrac{C_l}{2}\chi_l^{(1)}(kr,\varkappa) \\ A_l \chi_l'(k,r,0) = \chi_l(kr,\varkappa) + \dfrac{C_l}{2}\chi_l^{(1)\prime}(kr,\varkappa) \end{array} \right\}_{r=r_0}$$

$$\chi_l(k,r,0) = \sqrt{\frac{k_1}{r}}\, J_{l+\frac{1}{2}}(k,r).$$

$C_l + 1 = D_l$ とおけば:

$$\left. \begin{array}{l} A_l \chi_l(k,r,0) = \dfrac{D_l}{2}\chi_l^{(1)}(kr,\varkappa) + \frac{1}{2}\chi_l^{(2)}(kr,\varkappa) \\ A_l \chi_l'(\ ,\ ) = \dfrac{D_l}{2}\chi_l^{(1)\prime}(\ ,\ ) + \frac{1}{2}\chi_l^{(2)}(\ ,\ ) \end{array} \right|_{r=r_0}$$

streuung よりら absorption を考へると,

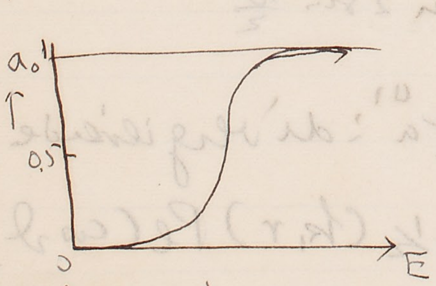
$$|D_l|^2 = 1,$$

$$1 - |D_l|^2 = a_l \text{ が } l^{te} \text{ partialwell の}$$

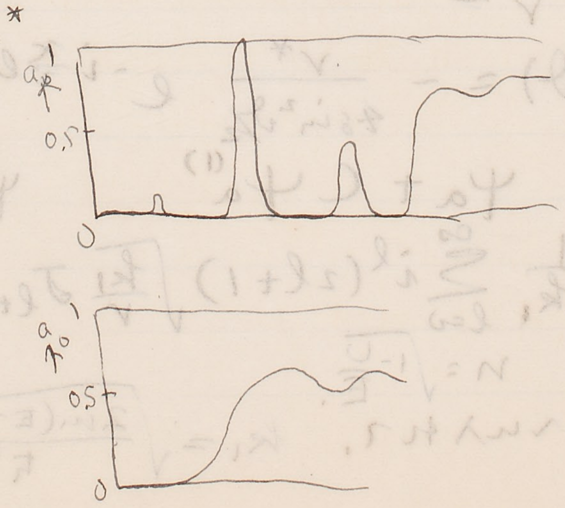
absorption D_l をあらはす。

$$D_l = \frac{\dfrac{\chi_l^{(2)\prime}(kr_0,\varkappa)}{\chi_l^{(2)}(kr_0,\varkappa)} - \dfrac{\chi_l'(k,r_0,0)}{\chi_l(k,r_0,0)}}{\dfrac{\chi_l'(k,r_0,0)}{\chi_l(\ ,\ )} - \dfrac{\chi_l^{(1)\prime}(kr_0,\varkappa)}{\chi_l^{(1)}(\ ,\ )}} \cdot \frac{\chi_l^{(2)}(kr_0,\varkappa)}{\chi_l^{(1)}(\ ,\ )}$$

1	H	8	O	15	P*
2	He	9	F*†	16	S*
3	Li†	10	Ne*†	17	Cl*
4	Be†	11	Na*†	18	A*
5	B*†	12	Mg*†	19	K*
6	C	13	Al*†	20	Ca*
7	N*	14	Si*		



$\frac{\eta_0}{n} r_0 \gg 1$



$\frac{\eta_0}{n} r_0 \ll 1$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........
NO..........

R. Q. M.

Pauli: Über die Formulierung der Naturgesetze mit fünf homogenen Koordinaten (Ann. d. Phys. 5. 18, I, S. 305 II, S. 337, 1933)

Klein-Kaluza の五次元

Einstein-Mayer の五次元 (Berl. Ber. 1931, S. 541)

の代りに、4次元空間において、fünf homogene Koord. を考へる。すると、Tensor (Projektor) を用いて、Koord の homogeneous 函数である。この考へは、最初

Veblen-Hoffmann (Phys. Rev. 36 S 810, 1931

Veblen: Projektive Relativitätstheorie, 1933)

によって採用されている。又この場合には、K.K. の Zylinderbed. が自然に入ってくる。

van Dantzig (Math. Ann. 106, S. 400, 1932);

Amst. Proc. 35, S. 524 u. 535. 1932)

Schouten u. van Dantzig (Zs. 78, 639, 1932

Ann. of Mathem. [3] 34, S. 271, 1933)

これは、Projektoren が Koord に homog. であることから Zylinderbed が出て来る。又 K.K. における $g_{55}=1$ なる條件は $g_{\mu\nu}X^{\mu}X^{\nu} = \pm 1$ でおきかへられる。又 el. mg. Potential は Theorie に入れなくても、

$$X_\mu = g_{\mu\nu}X^\nu$$

でおきかへられる。又 Dreiindizessymbole は

$$\Gamma_{\mu\lambda}^{\nu} = \Gamma_{\lambda\mu}^{\nu} = \frac{1}{2}g^{\nu\rho}\cdot\left(\frac{\partial g_{\rho\lambda}}{\partial X^\mu} + \frac{\partial g_{\mu\rho}}{\partial X^\lambda} - \frac{\partial g_{\lambda\mu}}{\partial X^\rho}\right)$$

となる (S. D. は symmet でない $\Gamma_{\mu\nu}^{r}$ をも考へた)

さて、Hom. Koord. (H. K.) では $X^1 \cdots X^{n+1}$ において (n-dim. Kont. の n+1 個)

新しい Koord は

$$X'^{\nu} = f^{\nu}(X^1 \cdots X^{n+1})$$

は

$$f^{\nu}(\rho X^1, \cdots \rho X^{n+1}) = \rho f^{\nu}(X^1 \cdots X^{n+1})$$

故に

$$X^{\mu} \frac{\partial X'^{\nu}}{\partial X^{\mu}} = X'^{\nu} \qquad (1)$$

inhom. の場合 Vektor は

$$a'^{\nu} = \frac{\partial X'^{\nu}}{\partial X^{\mu}} a^{\mu}, \quad b'_{\nu} = \frac{\partial X^{\mu}}{\partial X'^{\nu}} b_{\mu}$$

$\therefore a^{\nu} b_{\nu} = a'^{\nu} b'_{\nu} = c$: Skalar

hom. の場合 Feldkomp の grad は invariant.

$$X^{\mu} \frac{\partial a^{\nu}}{\partial X^{\mu}} = a^{\nu}$$

$$X^{\mu} \frac{\partial b_{\nu}}{\partial X^{\mu}} = -b_{\nu}$$

$$X^{\mu} \frac{\partial c}{\partial X^{\mu}} = 0$$

hom. の場合には X^{μ} 自身が Vektorfeld となる。
(dX^{ν} はしからず) いいかえると

一般の Tensor は

$$T'^{\bar{\mu}\bar{\nu}}_{\bar{\rho}\bar{\sigma}} = \frac{\partial X'^{\bar{\mu}}}{\partial X^{\mu}} \cdots \frac{\partial X^{\rho}}{\partial X'^{\bar{\rho}}} \cdots T^{\mu\nu}_{\rho\sigma}$$

$T^{\mu\nu}_{\rho\sigma}$ は、X^{ν} の hom. 関数 (grad. は $\mu\nu$.. の数から $\rho\sigma$.. の数を引いたもの) (Projektoren)

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

Kernbau

Elsasser : sur le principe de Pauli dans les noyaux
I (J. d. Phys. 4. 549, 1933)
II. (J. d. Phys. 5, 389, 1934)

1934

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.

NO.

R. Q. M.

Born: On the Quantum Theory of the Electromagnetic Field (Proc. Roy. Soc. 143, 410, 1934)

$$\delta \int L(x\, y\, z\, z_x\, z_y)\, dx\, dy = 0. \qquad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial L}{\partial z_x} + \frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial L}{\partial z_y} - \frac{\partial L}{\partial z} = 0. \qquad (3.2)$$

$$\left.\begin{aligned} p_x &= \frac{\partial L}{\partial z_x} \quad p_y = \frac{\partial L}{\partial z_y} \\ p_z &= -L + z_x\frac{\partial L}{\partial z_x} + z_y\frac{\partial L}{\partial z_y}. \end{aligned}\right\} \quad (3.3)$$

Take $S = \iint_F \{p_x\, dy\, dz + p_y\, dz\, dx + p_z\, dx\, dy\}$ (3.5)

such that it should depend only on the boundary curve of the surface F.

$$\therefore \frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{\partial p_z}{\partial z} = 0. \qquad (3.7B)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z} = p_x \quad \text{etc} \qquad (3.6)$$

$$S = \int (X\, dx + Y\, dy + Z\, dz) \qquad (3.5A)$$

$\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = 0$ を満足する arbitrary X, Y, Z から作った ~~$p_x, p_y,$~~ S は上の條件を満足する.

$$\sigma_{yz} = \int dy\, dz \quad \sigma_{zx} = \int dz\, dx \quad \sigma_{xy} = \int dx\, dy$$

$$\frac{\partial S}{\partial(yz)} = \lim \frac{S}{\sigma_{yz}} = \frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z} \quad \text{etc}$$

$$\frac{\partial S}{\partial(yz)} = p_x \quad \text{etc}$$

$\cancel{\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial(xy)}} + H$

Born の理論. $e^{i(\alpha\sigma_{yz}+\beta\sigma_{zx}-H(\alpha,\beta)\sigma_{xy})}$ なる state は Dirac の g. t. f. に相当してゐる. この場合には $e^{i(\alpha\sigma_{yz}+\beta\sigma_{zx}-H(\alpha,\beta)\sigma_{xy})}$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

$$\frac{\partial S}{\partial(xy)} + H\left(x, y, z, \frac{\partial S}{\partial(yz)}, \frac{\partial S}{\partial(zx)}\right) = 0$$

若し H が x, y, z を explicit に含まなければ

$$S = \alpha\sigma_{yz} + \beta\sigma_{zx} - H(\alpha,\beta)\sigma_{xy}$$

$$\frac{\partial S}{\partial(yz)} = \frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z} = \alpha$$

$$S = \int(X\,dx + Y\,dy + Z\,dz)$$

$$X = \frac{1}{2}(\beta z - \gamma y) \text{ etc}$$

Quantum Mechanics

$$\psi(\sigma_{yz}, \sigma_{zx}, \sigma_{xy}) = \iint \phi(\alpha,\beta)\, e^{i(\alpha\sigma_{yz}+\beta\sigma_{zx}-H(\alpha,\beta)\sigma_{xy})}\, d\alpha\, d\beta$$

which satisfies

$$\left\{\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial(xy)} + H\left(\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial(yz)}, \frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial(zx)}\right)\right\}\psi = 0$$

從 Diracの Propose した理論 ~~theory~~ では 四次元空間の三次元(閉)面上における Feldgrösse の Function を求めることである.
此の場合なら (x, y) 面上の 或る closed curve 上の 各点 の値によって定まる function、即ち (x, y, t) space の closed curve によって決定される函数を求めることである.

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........
NO..........

$x_0 = it \quad x_1 = x \quad x_2 = y \quad x_3 = z \quad (x_4 = i x_0 = ict)$ (5.1)

$\phi_0, \ \phi_1, \ \phi_2, \ \phi_3 \quad (\phi_4 = i\phi_0)$ (5.2)

$\phi_{kl} = \partial\phi_k/\partial x_l \quad k, l = 1, 2, 3, 4$ (5.3)

$f_{kl} = \phi_{lk} - \phi_{kl} = -f_{lk}$ (5.4)

$L = \frac{1}{2}\sum_{k>l} f_{kl}^2 = \frac{1}{4}\sum_{kl} f_{kl}^2$ (5.5)

$H = (f_{23}, f_{31}, f_{12}) \qquad E = i(f_{14}, f_{24}, f_{34})$ (5.6)

$L = \frac{1}{2}(H^2 - E^2)$ (5.5A)

$p_{kl} = \partial L/\partial\phi_{kl} = \partial L/\partial f_{kl} = f_{kl}$ (5.7A)

$p_0 = \frac{1}{2}\sum_{k>l} f_{kl}^2 = L = -H = \frac{1}{2}(H^2 - E^2)$ (5.7B) (5.7C)

independent integral

$S = \int\{p_0\, dx + \sum_{k>l} p_{kl}(d\phi_k\, dx^{(l)} - d\phi_l\, dx^{(k)})\}$ (5.8)

$dx = (1/i)\, dx_1\, dx_2\, dx_3\, dx_4 = dx_0 \cdots dx_3$

$dx^{(l)} = dx / dx_l$

$\sigma_0 = \frac{1}{i}\int dx = \int dx_0 \cdots dx_3$ (5.9)

$\sigma_{kl} = \frac{1}{i}\int(d\phi_k\, dx^{(l)} - d\phi_l\, dx^{(k)}) = \frac{1}{i}\int\left(\frac{\partial\phi_k}{\partial x_l} - \frac{\partial\phi_l}{\partial x_k}\right)dx = i\int f_{kl}\, dx$

$\frac{\partial S}{\partial\sigma_0} - \frac{1}{2}\sum_{k>l}\left(\frac{\partial S}{\partial\sigma_{kl}}\right)^2 = 0$ (5.10)

Q.M. $p_0 = \frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial\sigma_0}, \quad p_{kl} = \frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial\sigma_{kl}}$ (5.11)

$H = \frac{1}{i}\left(\frac{\partial}{\partial\sigma_{23}}, \cdots, \cdots\right) \qquad E = \frac{1}{i}\left(\frac{\partial}{\partial\sigma_{14}}, \cdots, \cdots\right)$

$(p_0 - \frac{1}{2}\sum_{k>l} p_{kl}^2)\psi = \{p_0 - \frac{1}{2}(H^2 - E^2)\}\psi = 0$ (5.12)

この形の欠陥は $\partial^2/\partial\sigma_{kl}\partial\sigma_{mn}$ の意味がわからぬこと。
electron radiusの研究が~~わか~~説明されぬこと。

1/22

$$L = \frac{1}{a^2}\sqrt{1+a^2F} \qquad (6,1)$$

$$F = \sum_{k>l} f_{kl}^2 \qquad (6,2)$$

$$p_{kl} = \frac{\partial L}{\partial f_{kl}} = \frac{f_{kl}}{\sqrt{1+a^2F}} \quad \text{: antisym.} \quad (6,3)$$

$$\left.\begin{array}{ll} B = (f_{23}, \cdot\cdot, \cdot\cdot) & E = i(f_{14}, \cdot\cdot, \cdot\cdot) \\ H = (p_{23}, \cdot\cdot, \cdot\cdot) & D = -i(p_{14}, \cdot\cdot, \cdot\cdot) \end{array}\right\} (6,3_A)$$

$$\delta\int L\,dx = 0 \rightarrow \sum_l \frac{\partial f_{kl}}{\partial x_l} = 0 \qquad (6,4A)$$

$$\sum_l \frac{\partial f^*_{kl}}{\partial x_l} = 0 \qquad (6,4B)$$

$$\cancel{f^*_{kl} = f_{kl}} \qquad f^*_{23} = f_{14} \qquad f^*_{24} = f_{31}, \ \text{etc}$$

$$p_{kl} = \frac{\partial L}{\partial f_{kl}}, \quad H = -L + \sum_{k>l} p_{kl} f_{kl} \qquad (6,5)$$

$$dH(p_{kl}) = \sum_{k>l} f_{kl}\, dp_{kl}$$

$$f_{kl} = \frac{\partial H}{\partial p_{kl}}$$

$$H + L = -\sum_{k>l} f_{kl} p_{lk} = -\sum_{k>l} f^*_{kl} p^*_{lk} = BH + ED.$$

for any L

especially taking (6,1)

$$P = \sum_{k>l} p_{kl}^2 \sim \frac{F}{1+a^2F}$$

$$H = -\frac{1}{a^2}\sqrt{1-a^2P} \qquad \sum_l \frac{\partial f^*_{kl}}{\partial x_l} = 0$$

etc

(6,4)A (6,4B) の static solution をもとめる

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_3 . \qquad 4\pi e = \int D_r\, d\sigma \qquad D_x = \frac{\partial L}{\partial E_x}$$

$$\phi = \frac{e}{r_0}\int_{r/r_0}^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{1+x^4}} \qquad r_0 = \sqrt{ae}$$

Quantization $\quad S = \int p_0\, dx + \sum_{k>l} p_{kl}(d\phi_k dx^{(l)} - d\phi_l dx^{(k)})$

$$f_0 = L \quad f_{kl}^* \ : \ p_0 = -H, \ p^*_{kl} \quad \text{symmetric}$$

$$dx = dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 = \sum_{k,l} \frac{\partial(x_k x_l)}{\partial(u_1 u_2)} \frac{\partial(x_k x_l)^*}{\partial(u_3 u_4)} du_1 du_2 du_3 du_4$$

$$\frac{\partial(x_2 x_3)}{\partial(u_3 u_4)} = \frac{\partial(x_1 x_4)}{\partial(u_3 u_4)} \qquad d\sigma = \frac{\partial(x_k x_l)}{\partial(u_1 u_2)} du_1 du_2 \qquad d\sigma' = \frac{\partial(x_k x_l)^*}{\partial(u_3 u_4)} du_3 du_4$$

$$S = \iint p_0\, d\sigma' d\sigma + \sum_{k>l} p_{kl}\, d\sigma' \cdot f_{lk}\, d\sigma \}$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........
NO..........

$$P_0' = \int p_0 d\sigma' \qquad P_{kl}' = \int p_{kl} d\sigma' \qquad \Gamma_{kl} = \int f_{kl} d\sigma$$

$$S = \int \{ P_0' d\sigma + \sum_{k>l} P_{kl}' d\Gamma_{lk} \}$$

$$S = P_0' \sigma + \sum_{k>l} P_{kl}' \Gamma_{lk} \quad (8,7)$$

$$P_0' = \frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial \sigma} \qquad P_{kl}' = \frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial \Gamma_{lk}} \quad (8.8)$$

$$P_0' + H(P_{23}' \cdots P_{14}') = P_0' - \frac{1}{a^2}\sqrt{1 - a^2 \sum_{k>l} P_{kl}'^2}$$

$$a^2 \gamma_0 P_0' + a \sum_{k>l} \gamma_{kl} P_{lk}' - 1.$$

$$\gamma_0^2 = 1 \qquad \gamma_0 \gamma_{kl} + \gamma_{kl}\gamma_0 = 0 \qquad \gamma_{kl}\gamma_{mn} + \gamma_{mn}\gamma_{kl} = \delta_{km}\delta_{ln}$$

$$a^2 \gamma_0 P_0' + a \sum_{k>l} \gamma_{kl} P_{lk}' + 1$$

を乗ずると $a^4 P_0'^2 + a^2 \sum_{k>l} P_{kl}'^2 - 1$

$$\{ p_0 + \alpha H + \beta E \} \psi = 0.$$

$$H = \frac{1}{i}\left\{ \frac{\partial}{\partial \sigma_{23}}, \cdots, \cdots \right\} \qquad E = \frac{1}{i}\left\{ \frac{\partial}{\partial \sigma_{14}}, \cdots, \cdots \right\}$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........
NO..........

R.Q.M.

Born, Infeld; Foundations of the New Field Theory
(Nature 132, 1004, 1933)

(1) ~~Ein~~ Relativistic Lagrangian for electron

$$L = m_0c^2\{1-(1-\frac{v^2}{c^2})^{\frac{1}{2}}\}$$

は $v \leq c$ の條件を満す.

之れと analogous に field が finite という條件を満すものとして

$$L = b^2 [1-\{1-b^{-2}(E^2-H^2)\}^{\frac{1}{2}}]$$

(2) $\int \sqrt{|a_{kl}|}\, d\tau$; invariant

但し $|a_{kl}|$: determinant of a tensor a_{kl}

$$a_{kl} = g_{kl} + f_{kl}$$

$$L = (-|g_{kl}|)^{\frac{1}{2}} - (-|g_{kl}+f_{kl}|)^{\frac{1}{2}}$$

は statical field and cartesian coord. に於ては (1) の L と一致する.

$$\int L\,dt = \varepsilon\int ds = \varepsilon\int\sqrt{\frac{g_{\mu\nu}dx_\mu dx_\nu}{dt^2}}\,dt = \varepsilon\int\sqrt{\frac{dt^2-\frac{1}{c^2}(dx^2+dy^2+dz^2)}{dt^2}}\,dt$$

$$= \varepsilon\int(1-\frac{v^2}{c^2})^{\frac{1}{2}}dt$$

$$L = \sum_i \int \{ g^{\mu\nu}\frac{\partial\psi_i}{\partial x_\mu}\frac{\partial\psi_i}{\partial x_\nu} \} \sqrt{g}\, dx_0 \cdots dx_3$$