Yukawa Hall Archival Library
Research Institute for Fundamental Physics
Kyoto University, Kyoto 606, Japan
F01010 U01
©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO. 1

一、二の

私がこれからお話しようとすることは全く考へに過ぎぬといへばいはれることですが、何等か核の問題について暗示を与へる所があればと思つてお話する次第です。

1. 核の理論を立てることは未だ少し早過ぎること。

今日核の理論を立てるには二つの困難がある。

第一は核に関する実験的~~知識~~が最近急激に盛んになつてきて色々な~~未知の~~新現象 研究 が続々発見され、今後も尚どんどん未知の現象が発見されることが期待される。

従つて~~現在の~~今日 実験的結果 知られてゐる を基にして理論を立てゝも、明日異なつた現象が発見されゝば直ちに崩れるかも知れぬ。

殊に、理論を立てる上には、elementary particles にはどれだけの種類があるかを知つて置くことが是非必要であるが、近頃の様に neutron が発見され又 ~~positive~~ Positron の存在が殆ど確からしくなつて来ると、この他にも尚異つた elementary particles が存在しはせぬかと期待され、こんな状態にて理論を立てゝ行くことが不可能になる。

又一方からいへば実験的~~結果が~~で quantitative に与へられるものが少いことである。

第二には、核に関する問題を取扱ふに必要な一般的方法が存在してゐないことである。即ち、核の問題並に electron 等の軽い particle に関係した問題を取扱ふに必要な relativistic quantum mechanics が現在未だ出来てゐないことである。

しかしながら今迄の理論の発達が示して来た様に、一般的な方法と特殊な問題とを切離して別々に解~~決する~~くといふことは困難で、特殊な問題の内に自然と一般的方法が確立される

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

のであって、この意味に於て、核の問題に関する限り全然な~~見方~~ ~~可能な考へ方を~~ 可能性を考へて見ることは無用ではないので、たとひそれが明日は捨てられるものであっても、~~今日の状態に於ては~~ 何等の結果を与へるもの~~なら~~でなくても意味がなかったのではある。

~~この意味で今日迄に propose されてゐる核の理論は、~~

2. Neutron及び Proton から~~成る~~によって核が作られてゐるとする仮説.

Neutronが発見されて以来、~~多くの人の凡ての人が~~ 当然 Neutron ~~が~~も核の構成要素の一つと認められる様になり、多くの人の考 Neutron, Proton を核の主なる Baustein とし、それから結合したものとして α-particle なども考~~へ~~する。又~~結合~~中間的何それは核の中に free ~~pr~~electron なども考へる、~~といふのが~~ 多くの人の といふことになる。この考へが proton, electron から によって 核を構成せんとする説よりすぐれてゐることは~~明かであって~~ Kern の statistik と矛盾せぬことからもわかるし、又 Kernelektron に関する Schwierigkeit が一先づ取除けられたことからも分る實が多い。(Heisenberg, Wigner Landé, Iwanenko Gapon, Majorana, Fournier, Perrin) を提出せし諸家

3. Neutronの問題 しかし、その場合更に一歩を進めると neutron 自身の問題は如何といふことになる。Kern の Statistik からいへば neutron は Fermi の統計に従ふらしく、~~従って~~ 所が neutron が electron と proton とからなるとすると electron, proton は共に Fermi の統計に従ふのですから neutron は当然 Bose の統計に従ふことになる。(~~又~~ Heisenberg ~~が指摘した~~ Quantenmech. によれば 様に. Neutron の Massodefekt は electron と proton とが Quantenmech に 結合したものとすれば少さすぎる~~のである~~が、

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

といつてゐるが. それは近い距離における Kraftgesetz の變化によつてかはりうるから definite ではない。) この~~意味に於て~~.
多くの人がやつてゐる様な ~~Electron に對する Dirac の equation~~ 又はそれを modify した~~もの~~ (Hydrogen atom) が, ~~Proton の~~ が, (Wessel 等) Proton の field 内を運動する場合の Dirac の equation 又はそれを modify した eq. の solution から neutron 様な粒子のものを出して来ようとする試みは その statistics ~~に對する~~ に関する困難を解き得ないから駄目である。
この意味に於て, neutron がたとひ electron と proton が~~密~~に結合したものであつても, その結合の仕方は今日の Quantenmechanik の意味に於ける結合ではないのであるから, 今日の Quantenmechanik の立場からは neutron を少くとも elementary particle と見る方がよいの~~である~~であらう。
Neutron 自身の性質の明かにするには, neutron が他の particle に scatter される現象を研究するより~~ある~~今日の所で他ない。この場合~~は~~, neutron と他の particles との間に適當な形の interaction energy (Pot.) 幾つかの parameter を含んだ を assume しておいて, ~~quan~~ 現在の quantum mechanics の~~やり方~~ scattering の問題を解いて, 實驗結果と合ふ様に potential の parameter をきめるといふやり方しかない。多くの人が各々異なる assumption の下にやつてゐるが, 未だ實驗結果もまちまちで, ~~何~~何れが正しいといふことはわからないが
(Massey, Rabi, Nishina-Tomonaga.)

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO. 4

要するに neutron の半径に相当する量はいづれの場合でも 10^{-13} c.m. の order になってくる。
次に注意すべきことは、Rabi が言った、neutron ~~が~~ 及び他の ~~ele~~ parti 二つの rigid sphere の衝突として (wave mechanical に) 考へた結果が実験と割合によく合ふことで、これは neutron

4. Interaction の性質.

この様に考へれば neutron と他の particle との間の interaction を適当に assume すればよいのであるが ~~といって~~ 全く ~~前の例の様に~~ とることは出来ぬ。~~具体的に何か model を考へるのであるが~~、その結合様子を調べることが必要である。この点に就いて最も進歩しているのは Heisenberg の理論で、彼は ~~molecule~~ Kern を ~~molecule~~ Polyatomic molecule の構造を非常に小さくしたものと考へ、~~その他~~。~~例へば~~ 例へば H^2 ならば neutron と proton からなるが neutron を electron と proton の密に結合したものとすれば これは H_2^+ を小さくした様なもので、~~これを~~ この場合には neutron と proton の間には electron の Platzwechsel (austausch) による interaction ~~がある~~、~~これは positive~~ electrostatic な interaction 等がある。
neutron 同志の間では electron の austausch による inter., electrostatic な interaction 等がある。
~~Neutron~~ しからば interaction の形はどうであるかといふと これを理論的に deduce することは出来ない。只 ~~若し~~ Kern

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

dimensionのorderになれば急に増加し、遠くでは急にへる様な新しいおくさのことで之以上は現在の所どうもしようがない。

之 ~~β-r~~ ~~electron~~ neutron β-rayがKernから出てくることを説明するため、neutronがprotonとelectronとにわかれる為めであるとしてみるか。この場合には最初の様にenergyとのconservationさへが問題となるなり。quantenmechanischに論じうる範囲外になる。

しからば ~~neut~~ かくの如くして、neutronというものの性質は全然不可解であれば少くとも現在のq. mech. 程度の理論からはelementary particleと見る方がよい。
~~elementary particle~~と ~~el~~ 然らばneutronをelementary particleと認めるならば。neutronと他のparticleとの間にinteractionは如何にしておこるか?
もしもElementary ParticlesはDiracの式に類似のwave eq.を満足するものとすれば、chargeが0なら他との ~~間の interaction~~ electromagnetic fieldを中介とする様なinteractionはもちろんない。そこで、neutronはprotonにかはってelectronをemitし、protonはelectronをabsorbしてneutronにかはるものとすれば、~~丁度~~ ~~radiation~~ charged particleがradをemitし又はabsorbしうることによって ~~char~~ electro.mag.な interactionが出現しうるごとく.

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

electronのfieldを中介とするinteractionがprotonとneutronの間に考へられぬか？ 之はHeisenbergのPlatzwechselをquantenelectrodyn.にreinterpretしたことになるのである。この~~数へ方すれば~~ interactionのをmathematicalに完全にformulateすればprotonとneutronのinteractionが~~子討~~理論的に出て来、又同時にβ-ray emissionの問題も解決される筈である。
実際之は仲々難しいのでgrundgleichungを立てても、それを解くことが殆んど不可能であって、見通しがつかない。

5. 電子、陽子、中性子に対する波動方程式.
electronに対するwave eqはlinear homogではない。
つまりproton, neutronをelectronのsink, sourceとして持ってるからである。
ψ: electronのwave fn　χ: proton, neutronのwave fn

$$\frac{L_1}{c}\omega_1\psi \equiv \left\{ \frac{W}{c} + \frac{e}{c}A_0 + \rho_1\left(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A}\right) + \rho_3 mc \right\}\psi = \chi^\dagger \gamma \chi$$

$$W = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}, \quad \mathbf{p} = -i\hbar\,\mathrm{grad}$$

γ:

$\rho, \rho_3, \boldsymbol{\sigma}$

$A_0, \mathbf{A}$,

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

proton, Neutronに対する wave eq.

$$\frac{1}{c}L_2\chi = \left\{ \frac{W}{c} - \frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{2}A_0 + \rho_1'\left(\sigma', p + \frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{2}A\right) + \rho_3'\left(\frac{1+\tau_3}{2}Mc + \frac{1-\tau_3}{2}M'c\right)\right\}\cancel{\chi} = (\gamma\psi^\dagger + \gamma^\dagger\psi)\}\chi$$

ρ', σ' は ρ, σ と同じ性質を持つ χ の component に operate する matrix.

τ_3 : $+1$: proton　-1 : Neutron.

$\tau_3^2 = 1$

これらの式は Variation の Principle で出てくる。

$$\bar{L} = \iiiint (\psi^\dagger L_1\psi + \chi^\dagger L_2\chi - c\chi^\dagger(\gamma\psi^\dagger + \gamma^\dagger\psi)\chi)\, dv\,dt$$

$$\delta\bar{L} = 0.$$

ψ, χ の canonical conjugate は

$$\psi^* = \frac{\partial\bar{L}}{\partial\frac{\partial\psi}{\partial t}} = i\hbar\psi^\dagger, \quad \chi^* = \frac{\partial\bar{L}}{\partial\frac{\partial\chi}{\partial t}} = i\hbar\chi^\dagger$$

従って Hamiltonian は

$$\bar{H} = \int\left(i\hbar\psi^\dagger\frac{\partial\psi}{\partial t} + i\hbar\chi^\dagger\frac{\partial\chi}{\partial t}\right)dv - \bar{L}$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

$$\text{or } \bar{H} = c\int \psi^\dagger\left\{-\frac{e}{c}A_0 - \rho_1(\sigma, p + \frac{e}{c}A) - \rho_3 mc\right\}\psi\, dv$$

$$+ c\int \chi^\dagger(\gamma\psi^\dagger + \gamma^\dagger\psi)\chi\, dv$$

$$+ c\int \chi^\dagger\left\{\frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{2}A_0 - \rho_1'(\sigma', p - \frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{2}A)\right.$$

$$\left. - \rho_3'\left(\frac{1+\tau_3}{2}Mc + \frac{1-\tau_3}{2}M'c\right)\right\}\chi\, dv$$

そこで次には neutron, electron, proton の間の interaction をきめる為の unknown の matrise $\gamma, \gamma^\dagger$ をきめねばならぬ。

所で Dirac の electron に対する charge の continuity の式は今の場合、

$$-e\frac{\partial}{\partial t}(\psi^\dagger\psi) + ec\,\mathrm{div}\{\psi^\dagger\rho_1\sigma\psi\}$$

$$= -e\left(\frac{c}{i\hbar}\right)\chi^\dagger(\gamma\psi^\dagger - \gamma^\dagger\psi)\chi$$

となる。これは electron が生まれたりなくなったりするため ~~neutron~~ の charge は conserve しないことを示す。

同様にして、proton の charge に対する ~~conservation~~ continuity の式は

$$e\frac{\partial}{\partial t}\left(\chi^\dagger\frac{1+\tau_3}{2}\chi\right) - ec\,\mathrm{div}\left\{\chi^\dagger(\rho_1'\sigma')\frac{1+\tau_3}{2}\chi\right\}$$

$$= e\left(\frac{c}{i\hbar}\right)\chi^\dagger\left\{\left(\frac{1+\tau_3}{2}\gamma - \gamma\frac{1+\tau_3}{2}\right)\psi^\dagger + \left(\frac{1+\tau_3}{2}\gamma^\dagger - \gamma^\dagger\frac{1+\tau_3}{2}\right)\psi\right\}\chi$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

electron 及び proton の total charge は 今迄知られてゐるどんな process でも conserve する故，

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(-e\psi^\dagger\psi + e\chi^\dagger\frac{1+\tau_3}{2}\chi\right) + \mathrm{div}\left\{\psi^\dagger e c \rho_1 \sigma \psi + \chi^\dagger(-e) c \rho_1 \sigma' \frac{1+\tau_3}{2}\chi\right\} = 0$$

が満足されねばならぬ。

その為めには 次の二式の成立を仮定して．

$$\left.\begin{aligned} \gamma &= \frac{1+\tau_3}{2}\gamma - \gamma\frac{1+\tau_3}{2} \\ -\gamma^\dagger &= \frac{1+\tau_3}{2}\gamma^\dagger - \gamma^\dagger\frac{1+\tau_3}{2} \end{aligned}\right\}$$

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \tau_1 \qquad \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} = \tau_2 \qquad \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \tau_3$$

とかくと，

$$\gamma = \frac{1}{2}(\tau_1 + i\tau_2)\lambda$$

$$\gamma^\dagger = \frac{1}{2}(\tau_1 - i\tau_2)\lambda^\dagger$$

でなければならぬ．但し $\lambda, \lambda^\dagger$ は τ's と commute する matrix． 其の他の詳しい形は かゝる一般的考察からはきまらぬ。

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

6. ~~場量~~ Quanti 波動函数の量子化.

今迄は wave function の ~~性質~~ non-commutability を考慮しなかったが、実際は quantize されねばならぬ。electron に対しては Pauli の exclusion Principle が成りたつから

$$
\left\{
\begin{aligned}
&\psi_\mu(r,t)\psi_\nu^\dagger(r',t)+\psi_\nu^\dagger(r',t)\psi_\mu(r,t)=\delta_{\mu\nu}\delta(r,r')\\
&\psi_\mu(r,t)\psi_\nu(r',t)+\psi_\nu(r',t)\psi_\mu(r,t)=0\\
&\psi_\mu^\dagger(r,t)\psi_\nu^\dagger(r',t)+\psi_\nu^\dagger(r',t)\psi_\mu^\dagger(r,t)=0
\end{aligned}
\right.
$$

Proton, Neutron に対しても夫々 Pauli の Principle が成立するらしいので

$$
\left\{
\begin{aligned}
&\chi_i(r,t)\chi_j^\dagger(r',t)+\chi_j^\dagger(r',t)\chi_i(r,t)=\delta_{ij}\delta(r-r')\\
&\chi_i(r,t)\chi_j(r',t)+\chi_j(r',t)\chi_i(r,t)=0\\
&\chi_i^\dagger(r,t)\chi_j^\dagger(r',t)+\chi_j^\dagger(r',t)\chi_i^\dagger(r,t)=0
\end{aligned}
\right\}
$$

とおく。しかし之は 詳しくいへば Proton, Neutron が 全体として 夫々 Pauli の Principle を満足することをあらはしてゐる。(Proton, Neutron が別々に Pauli の Principle を満す様な場合には Vertauschungsrel は複雑になる。この場合は今論じない。)

この様に Vertauschungsrelation が定まれば任意の field quantity に対する eq. of motion は

$$
i\hbar\frac{\partial F}{\partial t}=F\bar{H}-\bar{H}F
$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

の中に F に $\chi_i, \chi_i^\dagger$ 等をいれると、結果は前に求めたのと一致する。（Neutron, Protonがおのおの Pauli Principle を満す場合には ~~前~~ 前の式と異ってくる。）
所が F に $\psi_\mu, \psi_\mu^\dagger$ 等をいれると結果は、前の式と違ふ。
即ち simply

$$\frac{ih}{c}\frac{\partial\psi(r,t)}{\partial t} = \psi\bar{H} - \bar{H}\psi$$

$$= \left\{-\frac{e}{c}A_0 - \rho_1\left(\sigma, p + \frac{e}{c}A\right) - \rho_3 mc\right\}\psi(r,t)$$

$$+ \psi(r,t)\int \chi^\dagger(r',t)\left(\gamma\psi^\dagger(r',t) + \gamma^\dagger\psi(r',t)\right)\chi(r',t)\,dv'$$

$$- \int \chi^\dagger(r',t)\left(\gamma\psi^\dagger(r',t) + \gamma^\dagger\psi(r',t)\right)\chi(r',t)\,dv' \cdot \psi(r,t)$$

となる。electronが Boseの統計に従ふとしたなら前と結果は同じになったであらう。
これはつまり、ある一点の ψ に対して、空間のすべての点の $\chi, \chi^\dagger$ が ~~quelleとして~~ 寄与してくることをあらはし、classicalな Nahewirkungstheorie が成立しないことになる。
かゝる事情はこれから先の計算を進んで不可能にして

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

居ない。しかし一方から考へれば β-ray の continuous spectra を説明する余地を残してゐるかも知れない。

7. Neutron と Proton の Interaction

~~上式の~~ electron に対する式の $\psi = 0$ for $\chi \neq 0$ なる ~~場合~~ において solution を求めれば、それを H の中にいれることにより interaction energy は求まるわけである。今の二つの場合に electron が Fermi の統計に従ふ場合は計算が進んで不可能であるから、実際とは違ふが Bose の統計に従ふ場合を考へてみると、electromagnetic field は無いことにし（之を0とおいて）~~之を~~ ψ について解く。$\chi = 0$ で $\psi = 0$ なる particular solution として、

$$\psi_0 = \left(\frac{p_0}{c} - \rho_1 (\sigma, p) - \rho_3 mc\right)\frac{1}{4\pi\hbar^2}\iiint \frac{\tilde{\chi}\left(\gamma e^{i\rho_3 \frac{mc|x'-x|}{\hbar}}\right)\chi\left(x', t-\frac{1}{c}|x'-x|\right)}{|x'-x|}dv$$

$$+ \cdots$$

之を H の中に入れれば Heisenberg の Platzwechsel に相当する Energie が出てくる。しかして、その exact form も分かるが、retardation も入ってゐるが、

$$e^{i\rho_3 \frac{mc|x'-x|}{\hbar}}$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

この場合には time というものが特別な役割をつとめておる。

如何ということを問題にしておる。いいかえれば統計的な意味における因果関係を問題にしておる。
所が relativistic quantum mechanics に於ては Four Dimension Space の任意 geschlossene Fläche 上の各点に於て ある ~~dyn.~~ Feldgröße がある値をとる a priori の relative prob が問題となる。
即ち因果関係をはなれて、~~一時の~~ある現象の起る a priori prob 自身が問題となるのであります。その場合には time は特別な役割をつとめておらない。
かかる意味の relativistic quantum mechanics を formulate すればよいわけですが我々は具体的な方法を示しておらない。この方面の研究を進めることが是非共必要なことであります。

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所　湯川記念館史料室

なる項は常に一種の phase factor として出てくるので、従って Heisenberg の J(r) に相当する者、coulomb field に似た形なものになり、距離と共に急激に減少しないため、実際に適当しないであろうと思はれる。

そんなら electron が Fermi の式に従ふ場合はどうなるかというと、これは計算がとても難しく容易にはわからぬ。

8、結論

要するに上の様な考へを実験と比較しうる所迄は展開すれば種々の困難がある故、常に一つの可能性を~~あらはす~~暗示する空想に過ぎないわけですが、更に広がって考へれば、~~所謂 quanten~~ 以上の考へを mathematisch に formulate するに使った quantenelektrodynamisch な方法には種々の根本的な缺点があり、この方法自身の根本的な改良が必要であるが、今迄の多くの人の試み~~努力は全て失敗に終って~~で実を結んだものは一つもない。

最近 Dirac は The Lagrangian in Quantum mechanics という題の下に非常に暗示的な論文を発表した。それによると、今迄は量子力学に於ては、ある現象が起るのが確実である場合に、他の現象が起る Prob