談話会

昭和十八年二月

二七日.

理論物理学談話会
(田村、谷川、中村、長谷川、小林、其の他学生)
1943. 2. 27 (土)

素粒子論の基本法則に就いて、 [illegible]
湯川秀樹

今迄の話の結論:
どういう事をかへたいか

今の量子力学の形式は、
物理量を何か一般に op として表はす
op. するものは wave fn.
何かの形で表現出来る

其際の波動函数:
座標・時間 xyzt の決った形のものとして表はす
物理量
それに op する広い意味の Matrix として

もう少し
ψ(xyzt)
この形をきめるものが何かある

ψ によって知りうる事は きまったもので そくていした時

どういう値をとるかをきめる規則がある筈.

例へば
T という時間に測定し
XYZT
が分ってゐるとき xyzt を与へる prob. ampl. が
ψ(xyzt/XYZT)

一村となつて入つてゐる

non rel.:

時は絶体的、Tを始、tを終

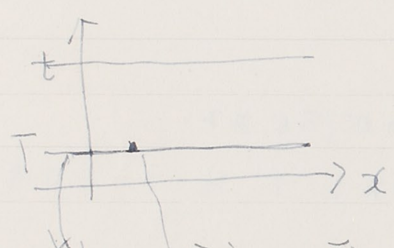
として 固定的な系における任意の時刻 であつてもかまはぬ.

$(x\,y\,z\,t\,/\,p_x\,p_y\,p_z\,t)$

(時間間かくを制限せんでもいい 然 $t-T$ 小)

これを素粒子論では どう変へたいか;

場の状たいを表はす.



或時刻に於て 場のstateをきめるには ずつと全部に亘つてしらべなきやならぬ

(var.の数はcont.に無限 もしくは abzählbar)

とにかく そこでの電子の数を $n(x)$ (そくていされる量)

x: param. として入つてゐる. 更に時間をも入れ $n(x,T)$

この値の分布によつて場がきまる

そのゝち t に於て $n(x,t)$ をそくていす.

すると いろいろのstateの表はされる振幅がきまる.

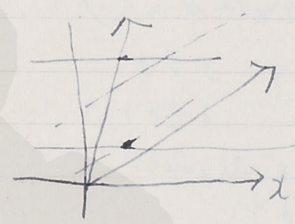
$\psi(n(x,t)\,/\,n(x,T))$

つまり原因を与へておいて ある結果を知ると解しえる

(之は現在のTh., Heisenberg P.)

之を変形するとしても 之を出てはゐない.

Rel. の立場では 極めて不便.

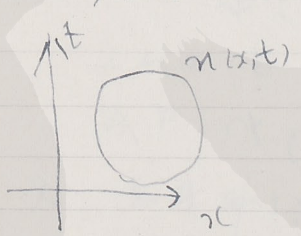


形式

無限に遠い所をもしらべるのは 不便.

有限の所に止めようとすると どこかで切つてしまつて 境界cond. を附加すればいゝ。

一般に 閉曲線を考へて その上で x,t をかへた時に $n(x,t)$ が どうかはるかを 考へると 場がきまる と考へる

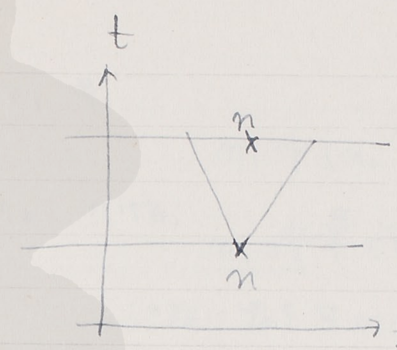


$\psi(n(x,t))$:

ψ(n(x,t))をもとにした理論
をどういう形式にするか。
このちがひは、区域とはっきり分け
られぬ。ずっとつづいてゐる。

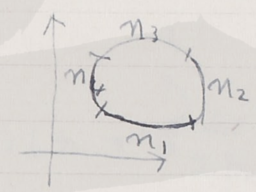
45°.
これより先は
影響があるか
この外は作用がつたは
らぬ ($v \lesssim c$)

極端にふくざつで一般に分けられぬ。
これは当然。
まん中に区切りを入れられぬ事から
今迄のformalismとちがって来ねばならぬ
1) 之が存在しえるかどうかが問題
現在のfor.　によるとよらぬに
係らず
ψ(n(x,t) / n(x T))
交換不可能な関係がある筈。
このようなもの (xとt、p_yとt)
が入ってゐる。これがあればこそψが
いみをもつ。



この二つのnが交換不可能
だからこそ作用がつたはる。

はじめから示してゐる様にみ
えるが、之を図式的に
(∞に沢山のあるのはむつかしい



この範囲の夫々にある粒子の
数 (少し決然とさせる)
の一組を与へる事によって。
(の中にある総和)
するとψ(n_1, n_2, n_3, n_4)を求める問題と
なし得る。これにはいみがもたせえる
例へば
ψ(~~n~~ 1, 0, 0, 0)
(出来たり消えたりする事を許せばである)
ψ(1, 0 1, 0)　≠0
之れは出てゆく
或は ψ(0, 0, 1, 1)　≠0
又、出来たりきえたりしないとすると
ψ(1, 0, 0, 0)=0
ψ(0, 2, 0, 0)=0　即ち $n_1+n_2+n_3+n_4=2$
の中のみ ψ≠0

この事は出来ると予想される。

以上が、

従来の量子力学では物理的な量は

演算子(x…)

x;　$x\psi(xyz,t/p_xp_yp_zt)$

変数　常数とみてある

p_x　$-i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial x}$

と約束しておく　p_x… の所は注目してゐない、

$xyzt$ の所丈、

すると 結合○, 交換×

所が、こんどは、丁度 $p_xp_yp_z$ も注目せにゃならん

めいきしておく

$$p_x\psi(xyzt/p_xp_yp_zt)$$

とでも define 出来る或は

$$\psi(xyzt/p_xp_yp_zt)p_x$$

という formalism も一応出来る

一しよにやるのはこまる、右左のない様にしたい。物理量の表はし方が

全然ちがって来ねばならぬ。

$$\psi(n_1\ n_2\ n_3\ n_4)$$

n_1量:

$$n_1\psi(n_1\ n_2\ n_3\ n_4).$$

n_2; かけ算,

$$\underline{n_1n_2}\psi(n_1\ n_2\ n_3\ n_4).$$

この様に左を先かけるとしておけば困難はない

従来は　$n_1n_2 \neq n_2n_1$.

この相異は重大、

x　　$x\times$

p_x　　$-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}$.

こうしたから $xp_x \neq p_x x$,

こんどは　$n_1\underline{n_2}\psi$

こいつ演算するのは問題にしない

$\psi(n_1,n_2\ n_3\ n_4)$ は非常に制限されたのだ、

例へば

前のでいへば　$=e^{\frac{i}{\hbar}(p_xx+p_yy+p_zz)}$ の様な形

でなければいみがない

順番にやってゆくとすぐ ψ の範ちゅうよりはみ出すから、結合の law は始めから考へられない。

さう考へてしまうと右から左からという様なかけ算の区別は必要がなくなる。

複素函数　:$\psi(xyzt/p_xp_yp_zt)$

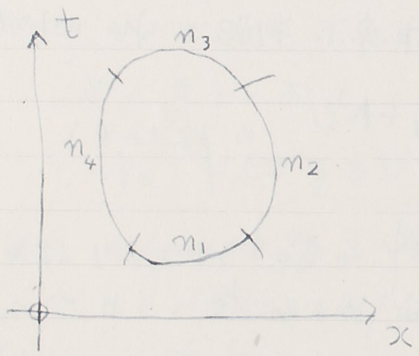
若し　$\psi(p_xp_yp_zt/xyzt) = \bar{\psi}(xyzt/p_xp_yp_zt)$

の形に reduce 出来る.
此の場合 入れかへが いみをもたぬから
前のに於いて
$\psi(xyzt/XYZT)$.　$\overline{\psi}(XYZT/xyzt)$

$\psi(n_1\, n_2\, n_3\, n_4)$

の形をとつてみると.
ψ -

$n_1 \cdots$ の中に時間的の前后の いろんなの
がはいつてゐる..
このどちらを対応させるか ambiguous
従つて今迄の ψ T と対応させる為
には $\psi(n_1 \cdots)$ の両方が 分化されて
ゐなければ ならぬ。



この範囲内に
粒子があり その運動
ψ とく
としておく
(将来は とり除く予定)

n_1 面 にあつた という事は, お互に空間的
な領域と しておくと 粒子が中へ入つ
た事をいみする.
次に又 n_3 も お互に空間的 としておくと

次に n_3 は粒子があつた という事は 内 → 外
という事になる
内より外への法線をつくると
t軸 とのなす角 によつて

$$n_1 \leq 0$$
$$n_3 \geq 0$$

曲線のとり方によつて 上の様な区別は出来る.
次に n_2, n_4 に於ては 出てゆくのも

$\psi(n_1\, n_2\, n_3\, n_4)$ に対し

$$\psi(-n_1, -n_2, -n_3, -n_4) = \overline{\psi}(n_1\, n_2\, n_3\, n_4)$$

全体として反 … をとりかへる事に対応して
ゐる.

$$\overset{-\ \ \pm\ \ +\ \ \pm}{\psi(n_1\, n_2\, n_3\, n_4)} \rightarrow \psi(xyzt/XYZT) \quad t > T$$

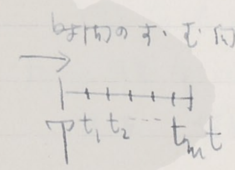
$$\psi(-n_1, -n_2, -n_3, -n_4) \rightarrow \psi(XYZT/xyzt)$$

なる対応, ($n_1 \cdots$ の領域を負に延長)
によつて ψ 等 と 対応がつく。

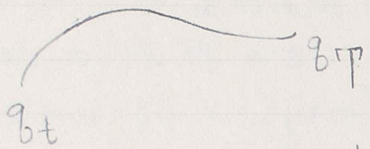
$\psi(\cdots n_r \cdots)$ は $\cancel{\Sigma}_r\ i n_r\, e^{\cdots i n_r A_r + \cdots}$
の様な形にとつておくという と考へられる

之は丁度陽電子の理論と形式
的に関聯がある
これは穴と入れかへる了に
もろん直接考へてもすぐに面白い了は出て
こないが。　とにかく
粒子に対してその反対符号のものが必ず
ある，これと n_1 … の±と関係が
あらうがもう少し詳しくしらべてみなけれ
ばならぬ」
問題は，
　$\Psi(n_1 \cdots n_4)$ は存在しえるものであり
n_1 を＋の外に－をも考へれば，
今迄の Q.T と対応はつく，
次に形をどうしてきめるか，法則を
どうしてきめるかがみつけ出されね
ばならぬ，第一物理量の定義の仕方
がかはって来た。
例へば，量子力学的な運動方程式と
交換関係
運動方程式　$i\hbar \frac{\partial F}{\partial t} = FH - HF$
交関係　$qp - pq = i\hbar$

体系を表はす量を F,
$i\hbar \frac{\partial F}{\partial t}$

今迄は上の二者に相当するものがない。
これに対する手がかり
Dirac, Sowj.
現在の Q.Th. の対応……古典力学
この間のことを Dirac は云ってゐる。
素粒子論
私の欲しいのは次の対応関係である。
Dirac によると，
力学体系を表はす変数
q_t , q_T 、 $T < t$
$$(q_t / q_T) \longrightarrow A(t, T) \equiv e^{i\int_T^t L\,dt/\hbar}$$
$$A(t, T) = A(t, t_m) A(t_m, t_{m-1}) \cdots A(t_1, T)$$


小さな区切りの間でも define 出来る
$$e^{\{i\int_{t_m}^{t} L\,dt/\hbar + \cdots\}}$$
量子力学に於ては之に対応するのは
$$(q_t / q_T) = \int (q_t / q_{t_m})\, dq_{t_m} (q_{t_m} / q_{t_{m-1}}) \cdots dq_1 (q_{t_1} / q_T)$$
かくりつしんぷくとして積分が m 回.
積分に効いてくるのが途中の特定の値丈になると
古典論に相当す.



古典論では
実さい粒子の
通る道筋になった時

$$\delta\int_{t'}^{t} L\,dt = 0$$

が動く様になってる。この $\int$ が
Stationary の所では
$A(t\,t_n)\,A(t_n\,t_{n-1})\cdots$
の ~~所で~~ が へん化が かんまんで
其他の所ではoscillationがきつくて
消えてゐる。
Diracの云ひたい所は 今迄のQ.T.では
Hamilton の form をつかう。
t を特別扱にし q p, H,
(之は不満で 具合わるいが)
Lag. form L の方が relativistic には
第一義的(本当)。
L に対応する量子力学的な量が
欲しい といってゐる。
へんかんを起す函数

$$e^{i\int_{t'}^{t} L\,dt/\hbar}$$

に対応し、之がみつかったのが重要
と云ってゐる。

扨て我々も L の形と、$\psi(x_1, x_2, x_3, x_4)$ と対応させ
得るのではないかと思はれる。

$$\psi(x_1, x_2, x_3, x_4) \leftarrow e^{\frac{i}{\hbar}\int L\,dv\,dt}$$

これは難しい：
今迄の形では $L = \frac{\partial\bar{\psi}}{\partial t}\frac{\partial\psi}{\partial t} + \cdots$
場を表はす量(ampl. でなく)
この様なものの性質を形式的に考へても らちがあかん。 さて今迄のQ.M.では
固有値 をきめるのに交換関係でもって
きめる事が出来た
例へば $qp - pq = i\hbar$
をおくといふ、
交換関係もしくは似たものをもってきて
固有値問題に入ってゆく事が出来た。
今は勝手に固有値問題に入って行けない
之を埋めるものが必要。

今迄は 粒子系 ← 古典論的な粒子
場 ← 場
の類推からつかってゐた。

$n_a(x, t)$ は物理的な量であるから
これをどうしてもって来るか；演算子として[illegible]

の順序としてもってきてはいかん

$\psi(n_1, n_2, n_3, n_4) \longleftarrow e^{\frac{i}{\hbar}\int L\,dv\,dt}$

↓

$\psi(n_1+1, n_2, n_3, n_4)$

n_1-1

に $\frac{\partial\Psi}{\partial t}\frac{\partial\Psi}{\partial t}\cdots$

之はもうすでにはじめから固有値
をきめてみる、出発点にとってみる
のかも知れん併し
Lの中に $\frac{\partial\Psi}{\partial t}$, ψ が ~~...~~ の中に
数を増減する量が入る筈

はなれた場所のものをふやしたりへらしたり
するものが入ってみる

小林　nをかへるとψがかはる
phaseとして入ってみると $|\ |^2$ ではかはらん
real でないと困る.
湯　相互作用の様なものがなければ
$|\ |^2$ 矢張り phase として入り
独立.
又、exp. でもいゝという丈
$\int L\,dv\,dt$ —— $e^{ip_x x}$.
T.　ψに入ってる $n_1 \cdots n_4$ は
普通の c-zahl と考へるか.
湯　さう考へ.
どこで違ふか ψの形を非常
に制限され お互に制限し合って
る（固有値としてとれば　）
q-zahl の性質を ψの制限の中に
入れてしまふ）
T.　とくべつな solution をもってきた時に
c-zahl と考へれるのか
湯　○、周囲条件をきめると.
ψ　はきまる
何か continuous cond. の様なものが
ある様な場合に局制してもいゝ.

T, $n_1 n_2$ の積は いつも symmetrisierung したものについてか。
$n_1 n_2$ がきまり

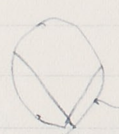
湯 演算子の順序を考へる
互いに的の Abb をくりかへす様ら
order がある さうみては具合がわるい
Jordan の R-no. とはちがう
associative law はやめねばならぬ

T 一かたまりになるか

湯 $\psi(n_1 \cdots)$
⇕
こっちの問題だと order を考へる余地
がある

○ 離遠すること は 四次元的には あると云ふこと
は 遠ること になるから 符号は
① 近く同志では übergesch. が入っては

中 四次元的に[近い]のいみ。
ふへん的に


近傍とみてもいいかもしれん

T 積分方程式

湯 difference eq.
差分方程を一番はじめにもつてくる。
Q.M. は差分方程をつかつてゐない
t を含む奴は出てゐない。

田 C の surface density を考へること？

湯 あゝいう所を "あらゆる可能性を全部やる。
原因もけっかも入ってる
時空に近もつてゆく近にありほはあるか?

田 t と空間を一しょにすると量を考へにくい
formal にはくっつき

非 correspondence の所。
量子論的の所を否定した所がなければ
correspondence がいみをもたぬ。
形式的には区切りのないこと。

湯 構成的には原因と結果に分れること

武 素粒子の大いさという所 / überlicht の所 > へ持って
ゆかねば出てこない。

と

田 continuity eq ?

湯

究：a、Rの時間に於ける様な量　(Entropyの様な)

物質のどこまでも入って行っても Entropyの様な ものは
あるか否かは問題。

closed surf を考へる以上には集合的

素粒子の
時空 —— 軌跡の〃
相互作用 —— 時間空間的に解す
近接(遠隔作用をぜったいに許さんとは
云へぬ)。