強い相互作用とゲージ理論

渡　辺　恒　利

1.　はじめに

昨年の紀要[1)]に，Weinberg[2)*]の理論を紹介したが今年も素粒子物理学の分野では，数多くのW-理論に関係した論文がみられる。弱い相互作用と電磁相互作用が統一され，同じ立場で論ぜられる点が魅力となっているのである。(*今後，繰り返し，名前が出て来るのでW-理論と書くことにする)

この論文は，前号の紀要の論文の後をうけて今年発表した強い相互作用を含めたゲージ理論に関するプレプリント[3)]を発展させたもので，基本粒子に電荷と共に強電荷という量を導入して強い相互作用まで統一出来るW-理論の拡張を試みる。ここでは出来るだけ複雑な数学や記号を避けて，その物理的なイメージを中心に述べる予定である。

2では，予備知識を兼ねて物質を構成する究極的な粒子についての反省と，この論文の土台となっている基本粒子やゲージ粒子の概念を導入する。

3は，この論文の一つの動機づけとなった磁気単極子とその理論を紹介する。

4は，この論文の本文で，特に強子の構造について，くわしく述べる。

5は，この論文では取り扱えなかった色々な結果や問題点を簡単に討論する。

2.　素粒子，基本粒子，ゲージ粒子

——素粒子は‘素’粒子か？——

物質は何からできているのか，という基本的な物質の構造論の方面から近代物理学の発展をたどってみると，19世紀には，物質を構成する最小単位として分子（molecule）や原子（atom）が考えられ，化学，気体論等で成果を収めた。20世紀に入ると，放射線などの発見から特に水素原子の構造について種々な実験や理論が提出され，長岡-ラザフォードによって，原子は電子（electron）と原子核（nucleus）から構成されることが分り，後に量子力学の建設に大きな役割を果たした。更に1932年，宇宙線の中に中性子（neutron）が発見されるに及んで，ハイゼンベルク等によって原子核は陽子（proton）と中性子から構成されることが分り，現代の素粒子論，原子核論への発展に大きな寄与をした。

素粒子（elementary particle）という言葉は，1930年代の時点で，物質を構成する最小の究極的な粒子という意味で名付けられたものと考えられる。当時，素粒子は電子(e^-)，陽子(p)，中性子(n)，それに光子(photon)（記号γで表わす）位であった。1940年代に入ると，湯川の予言したπ中間子（π）やμ粒子（μ）がみつかり，素粒子の仲間に入った。現代では，素粒子の数は百を越える。

素粒子間の相互作用には，四つの仕方（重力による相互作用，弱い相互作用，電磁相互作用，強い相互作用）がある。

重力による相互作用は，万有引力定数が小さ過ぎるために素粒子間の相互作用としては無視出来る。他の三つの相互作用については三つの各相互作用それぞれに固有の理論を生んでいる。

素粒子を相互作用の仕方によって分類すると次の三つに大別される。

(A) 軽粒子（lepton（レプトン））

e^-, μ^-, ν_e, ν_μ

(B) 光子（photon） γ

(C) 強子（hadron(ハドロン))

p, n, π, ……

(A)は強い相互作用をしない素粒子の仲間で（ニュートリノν_e，ν_μは，中

性粒子なので電磁相互作用もなく，弱い相互作用だけである)，電子，μ 粒子と二種類のニュートリノ (ν_e, ν_μ) の四個及びその反粒子から成る。

(B)は電磁相互作用だけをする粒子で光子一つから成る。

(C)は強い相互作用をする粒子で，陽子，中性子，π 中間子等百種以上ある。

現在，素粒子の中で(A)と(B)は構造をもたない，その名の通り素粒子の資格があると考えられているが，(C)は丁度百年昔の原子のようにその種類も百を越えており，非常に短い波長 (10^{-13}cm 以下) の波で(C)をみると，構造を持っていることが色々な面で指摘されている。

一方，(C)を扱う理論はいずれも(C)を複合粒子とみなしている。即ち(C)はより基本的な'素'素粒子から構成される複合粒子であると考えられる。この'素'素粒子の性質と存在については，種々の考え方があり，実験ではいまだにその存在が確認されていない。しかし常識的に考えて現在の加速器のエネルギー領域で見つかるはずなのに，それが見つからないのは一つの謎とされている。

理論の方ではコーク(quark) と呼ばれる粒子を'素'素粒子とみなすのが有力である。アメリカのエコー湖にある実験場をはじめとして世界の種々な場所でコーク探しが勢力的に行なわれている。

この様な事情から素粒子という言葉の代りに究極的な粒子として基本粒子(fundamental particle) という言葉がかなり使われている。我々は4で述べるように，基本粒子として軽粒子とコークを採用する。

W-理論などのゲージ理論には，物質を構成する基本粒子 (狭い意味で基本粒子と呼ぶこともある) と，相互作用をつかさどるゲージ粒子(gauge boson) とが現われる。例えば，電磁相互作用はゲージ粒子である光子の交換によって，弱い相互作用はゲージ粒子である$W^{\pm}$，Z中間子によって，又我々のモデルでコーク間の相互作用は，八個のゲージ粒子V(8)の交換によって生じる。

W-理論では，物質を構成する基本粒子として軽粒子が，ゲージ粒子と

して光子，$W^{\pm}$，Z中間子が現われる。

3. 磁気単極子の理論

a） Diracの解釈

電磁気現象で興味のある問題の一つに，磁気単極子(magnetic monopole)が見つからないという事実がある。

電荷は正の電荷，又は負の電荷を別々に取り出すことが出来る。電荷密度が定義され，それが電気の問題で重要な役割をする。ところが磁荷は単独では取り出せない。例えば，図1の様に，磁石からN極だけを取り出そうとして半分に切ると，又小型の二つの磁石が出来てしまって，単独にN極を取り出すことが出来ない。従ってどんな小さな部分を考えても平均的な磁荷はN極とS極が相殺されて0となってしまうので，磁荷密度は0である。これらをまとめると，自然界には電気単極子（単独の電荷）はあるが，磁気単極子はなくて，例えば磁石の S-N のように磁気双極子（magnetic dipole）の形で現われる。

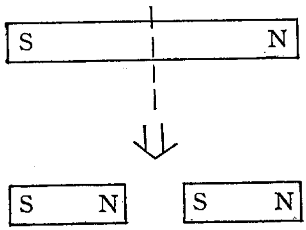
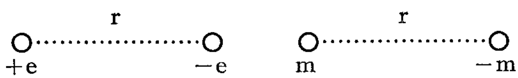


図1　磁石を半分にすると小さな磁石が二つ出来る

この経験事実を理論的に解明しようと努力したのが Dirac（ディラック）であった。



(a)　電荷の引力　　　(b)　磁荷の引力

図2　(b)の引力の方が(a)より約7万倍強い

図2(a)の様に，正電荷eと負電荷−eが距離rを隔ておかれると，クーロンの引力　$-\frac{e^2}{4\pi}\frac{1}{r^2}=-\alpha\frac{1}{r^2}$　が働くことに注意しよう。Diracは磁気単極子の存在を予言したが，図2(b)の様に，正の磁荷mと負の磁荷−mとがおかれると電荷の場合と同様に，　$-\frac{m^2}{4\pi}\frac{1}{r^2}=-\beta\frac{1}{r^2}$

の引力が働く。α の値は測定することが出来て　$\alpha \approx 1/137$である。

一方，Dirac によれば α と β との間には，電荷量の量子化の条件として

$$\frac{1}{4}\alpha\beta=1$$

という関係がある。β を計算すると

$$\beta=4\frac{1}{\alpha}\approx 4\times 137=548$$

となり，電荷の結合にくらべて磁荷の結合は $\beta/\alpha \approx 7$ 万倍も強いことになる。

即ち，Dirac によれば磁荷が単独に存在出来ないのは，磁荷間の引力の大きさが大きいためであり，仮りに単独な磁荷が存在しても，すぐ逆の磁荷を引っぱって，磁気双極子を作ってしまうというものである。

b） Schwinger の磁気単極子論

1960年代の終りに，Schwinger（シュウィンガー）[4] は Diracの磁気単極子の考え方を発展させて強い相互作用を解明しようと試みた。通常使われている三重項のコーク模型，即ち強子はコークから構成され，コークは三種類あって電荷としてそれぞれ $^2/_3$ e，$-^1/_3$ e，$-^1/_3$ e（−e は電子の電荷）をもつというもの，に加えて，更に磁気単極子を導入した。

Schwinger によれば，コークは固有の二つの電磁気量，即ち電荷と磁荷をもっている。彼はこのコークを二重の電荷を帯びている粒子という意味でダイオン（dyon）と命名した。ダイオンは電荷としてそれぞれ $^2/_3$ e，$-^1/_3$ e，$-^1/_3$ e，磁荷としてそれぞれ $^2/_3$ m，$-^1/_3$ m，$-^1/_3$ m をもっており，$3\times 3=9$ 個のダイオンが存在することになる。

Dirac の考え方と同様に，例えばダイオン三つから構成されるフェルミ粒子は，ダイオン三つの合計の磁荷が 0 以外のものは不安定ですぐ磁気双極子を作ってしまうだろう。又，この理論では何故単独のダイオンが自然界で発見されないか，という疑問に対して自動的に答を出している。単独のダイオンの磁荷が 0 でないから，例えば磁気双極子を作ってしまうのである。

Schwingerの理論では，磁荷間に働く相互作用が，強い相互作用による力よりもはるかに強い，'超'強い相互作用で行なわれその結果，安定な束縛状態を作り出す。強い相互作用はダイオン間の磁荷の結合の摂動として考えられる。従って電磁相互作用と強い相互作用とを統一した理論として考えることが出来る。

4. 強い相互作用，電磁相互作用と弱い相互作用を統一したゲージ理論

a) 基本粒子とコーク・軽粒子の対称性

電磁相互作用と弱い相互作用を結合するW-理論を拡張して，強い相互作用も含む統一した理論の建設について考えるとき，電磁相互作用と強い相互作用を結合する Schwinger の磁気単極子の理論は我々には興味のあるものとなる。ただ Schwinger の理論は，ゲージ不変な相互作用の形として最も単純なミニマルな形の相互作用で書き表わすことが出来ないので，W-理論をミニマルな相互作用の形で拡張するために Schwinger の理論の中から我々にとって魅力的な点を採用することにする。

物質を構成する基本粒子として，軽粒子 (ν_e, e^-, μ^-, ν_μ) とコークを仮定する。コークとしては，通常の三重項の代りに四重項のコーク(p, n, λ, p*)を採用する。この採用によってストレンジネスの変化する中性の流れの影響を取り除くことが出来る。

コークは，ダイオンと同じ様に，電荷Qと強電荷Qsと呼ばれる二つの量で指定されるものとする。Qsは単位を除いて三つの値，2/3, -1/3, -1/3をとる。従ってコークの個数は，四重項が三つ，計十二個である。この様にして我々は物質を構成する基本粒子を，四個の軽粒子と十二個のコークと限定し，それらを統一して取り扱うことにする。

従って基本粒子を表わす波動関数を ψ とすると，

$$\psi_{\alpha,\rho}=\begin{pmatrix} p_1 & n_1 & \lambda_1 & p_1{}^* \\ p_2 & n_2 & \lambda_2 & p_2{}^* \\ p_3 & n_3 & \lambda_3 & p_3{}^* \\ \nu_e & e^- & \mu^- & \nu_\mu \end{pmatrix} \qquad (4-1)$$

$\alpha,\ \rho=1,\ 2,\ 3,\ 4$

と4行4列の行列で表わせる。各行については，Qsの値は共通でW-理論がそれぞれ適用され，その対称性*はSU(2)×U(1)という群で表現される。その群の表現からゲージ粒子であるW$^\pm$, Z中間子と光子が導入される。

(*SU(2)×U(1)の対称性という意味は，式(4—1)のψにSU(2)×U(1)の変換をしても，相互作用の形が変換の前と同じ形を保つことである)

新しい点は，各列（例えば第一列はQsの値の異なる p_1 p_2 p_3 ν_e から成る）の間に対称性(SU(3)′)を導入した点である。このコークと軽粒子間の対称性から Schwinger の磁気単極子理論と似た形で強い相互作用を説明しようと試みる。

電磁気学では電気を帯びた物体が，電荷の大きさに比例した強さで，電磁相互作用をするので，中性粒子（電荷Q＝0の粒子）は電磁相互作用をしない，それと同じ様な形で，強電荷Qsが0の基本粒子は強い相互作用をしないように定めることが出来るのであろう。軽粒子は強い相互作用をしないので，次のようにQsの値を定める。

$\psi_{\alpha\rho}$(4−1)の中で，Qs＝0の行は軽粒子（SU(3)′の一重項），Qs$\neq$0の行はコーク（SU(3)′の三重項）である。

上の記述が意味をもつためには，電荷と共に強電荷Qsがいかなる相互作用のもとでも同じ値をとる（Qsの保存法則）ということが重要である。コーク・軽粒子の対称性が完全に保たれればQsの保存は成立し，更にSU(3)′の表現から導かれるゲージ粒子が八つあり，それが電気的に中性の，静止質量0のベクトル中間子（V(8)と書く）であることが結論される。V(8)はSU(3)′の三重項であるコークと結びつくが，一重項である軽粒子とは結びつかない。

それでは，コーク間でV(8)はどの様に結びつくか次に考えてみよう。

b) 強子とゲージ粒子 V(8)

我々の理論では，丁度水素原子が陽子と電子が光子によるクーロン引力で束縛された状態である様に，強子はコークがゲージ粒子V(8)によってくっついてできたコークの束縛状態となる。以下このことを詳しく説明していく。

強子はスピンの大きさに従って二つの種類に大別される。スピンが整数の値をとるものをボーズ粒子，スピンが（整数+1/2）の値をとるものをフェルミ粒子と呼ぶ。

ボーズ粒子はコーク q と反コーク $\bar{q}$ から構成され，フェルミ粒子はコーク三つから構成される。ボーズ粒子の場合，SU(3)′ の三重項 q と $\bar{q}$ は，まとまって(q $\bar{q}$)となると，SU(3)′ の一重項 1′(q $\bar{q}$)と八重項 8′(q $\bar{q}$)とに分かれる。即ち，

$$q\,\bar{q}=1'(q\,\bar{q})+8'(q\,\bar{q}) \tag{4-2}$$

フェルミ粒子の場合，SU(3)′ の三重項 q がまとまって（qqq）となると一重項 1′(qqq) と二つの八重項 8′(qqq) と十重項 10′(qqq)とに分かれる。即ち，

$$qqq=1'(qqq)+8'(qqq)+8'(qqq)+10'(qqq) \tag{4-3}$$

さて，存在する通常のボーズ粒子とフェルミ粒子はそれぞれ（4−2）式と（4−3）式の中の 1′(q $\bar{q}$)と 1′(qqq) であることを非相対論的近似計算で示してみよう。そのためにSU(3)′の種々の状態について束縛エネルギーを計算して全体の質量を求めてみる。コーク間に作用する力は，ゲージ粒子V(8)によって伝えられるが，ゲージ粒子は電磁気学の光子に良く似ている。静止質量は 0 なのでクーロン型の力であり，電荷の代りに強電荷 Qs と結合する。従って，二個の静止している強電荷 Qs と Qs′ との間に働くポテンシャルは，

$$V(\mathbf{r},\ \mathbf{r}')=\frac{Qs\,Qs'}{4\pi}\ \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \tag{4-4}$$

である。

ゲージ粒子は光子と違って八つ(V(8)i(i=1, 2, …8)) あるが厳密にSU(3)′

の対称性が守れるならば，各ゲージ粒子によるポテンシャルの期待値（束縛エネルギー）は等しい。即ち，

$$\langle V(8)_1\rangle=\langle V(8)_2\rangle=\cdots\cdots=\langle V(8)_8\rangle \tag{4-5}$$

である。強電荷 $Qs=\frac{1}{3}g_0$ をもつコーク q のポテンシャルの期待値を $\langle V\rangle$ と書くと，

$$\langle V\rangle=\int\bar{q}(\mathbf{r})V(\mathbf{r},\mathbf{r}')q(\mathbf{r}')d^3\mathbf{r}d^3\mathbf{r}' \tag{4-6}$$

で定義され，正の値をとる。例えば $1'(q\bar{q})$ の状態の束縛エネルギーは，(4−1)から $1'(q\bar{q})$ の状態を作って，$1'(q\bar{q})$ の波動関数 $\phi_1'(q\bar{q})$ で(4−4)式の期待値

$$\langle V\rangle_{1'(q\bar{q})}=\int\bar{\phi}_{1'(q\bar{q})}V\phi_{1'(q\bar{q})}d\mathbf{r}d\mathbf{r}'$$

を計算し，(4−5)式からそれを八倍して得られる。

ボーズ粒子について束縛エネルギーを計算してみると，

$$\begin{aligned}\langle V\rangle_{1'(q\bar{q})}&=-\frac{16}{9}\langle V\rangle\\ \langle V\rangle_{8'(q\bar{q})}&=\frac{2}{9}\langle V\rangle\end{aligned} \tag{4-7}$$

となる。ここで負の値は引力を，正の値は斥力を意味する。従って $1'(q\bar{q})$ の状態の全質量 $m_1{}'_{(q\bar{q})}$ は，コークの静止質量をMとすると，

$$m_{1'(q\bar{q})}=2M-16/9\langle V\rangle \tag{4-8}$$

となる。一方，$8'(q\bar{q})$ の状態はコーク間の力が斥力なので，束縛状態を作ることが出来ない。フェルミ粒子について，同様な計算をしてみると，

$$\begin{aligned}\langle V\rangle_{1'(qqq)}&=-8/3\langle V\rangle\\ \langle V\rangle_{8'(qqq)}&=-2/3\langle V\rangle\\ \langle V\rangle_{10'(qqq)}&=4/3\langle V\rangle\end{aligned} \tag{4-9}$$

を得る。ここで 1′(qqq) の状態は三つの q のどの入れ換えについても反対称（負号がつく）になっている。10′(qqq) の状態はどの q の入れ換えについても対称になっている。8′(qqq) の状態は対称と反対称が入り混っている。この計算から束縛状態が作れるのは 1′(qqq) と 8′(qqq) であり，10′

(qqq) は力が斥力なので束縛状態は作れない。 1′(qqq) の状態の質量 $m_{1'(qqq)}$ は，

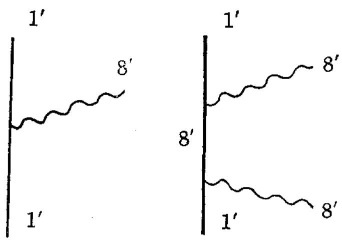
$$m_{1'(qqq)}=3M-8/3\langle V\rangle \qquad (4-10)$$

であり，8′(qqq) の状態の質量 $m_{8'(qqq)}$ は，

$$m_{8'(qqq)}=3M-2/3\langle V\rangle \qquad (4-11)$$

である。上の二つの式から $m_{8'(qqq)}>m_{1'(qqq)}$ であることが分り，コークの質量 M が大きいと $m_{8'(qqq)}$ は非常に大きな値をとる。即ち，1′(qqq)の状態の方が，エネルギーの低い安定な束縛状態である。フェルミ粒子の質量は，約1GeVであることが分っているので，(4-10)式で3M—16/9<V> =1GeVとおくと，ボーズ粒子の質量 (4-8) 式はフェルミ粒子の 2/3倍であるから 2/3GeV となる。これは実験値と一致した傾向にある。一方，コークの質量 M が大きい場合には，$m_8{}'$(qqq) は非常に大きな値をとり，不安定で一つのゲージ粒子V(8)を放出して 1′(qqq) の状態に壊れるであろう。即ち，

$$8'(qqq)\rightarrow 1'(qqq)+V(8) \qquad (4\text{-}12)$$



(a) こういう結合は存在しない　(b) V(8) が放出される最低個数

図 3　通常の粒子とV(8)との結合

ゲージ粒子V(8)がまだみつからない理由は，通常の粒子が SU(3)′の一重項なのに，V(8)は八重項であり，それらは直交しているので図 3 (a)の様に，一つのV(8)が通常の粒子から放出又は吸収されることはない。V(8)が出て来る最低の個数は図 3 (b)のような二個であり，途中に 8′ という中間状態が入る。しかし，8′ の質量が大きいと，この確率は非常に小さくなる。V(8) は通常の粒子と結びつかないから，その存在を実験によって直接確かめることは出来ない。間接的には，V(8) が放出されると，一部エネルギーと運動量を持ち去るので，エネルギーと運動量の保存則の破れ

がみつかれば，V(8) が持ち去ったと考えられよう。

5. 討 論

質量のないゲージ粒子の導入によって，我々は強子がコークの束縛状態であることを非相対論的近似で示したが，相対論的に扱うにはベーテ・サルピーターの方程式を解かなければならない。しかし我々が取扱う形での解は現在解けていない。

一方，方程式の解の漸近的な振舞いは，相対論的なポテンシャルの漸近形を仮定すると求めることが出来る。これから電磁形状因子の漸近形を求めると実験に一致した形を得ることが出来る。

その他我々の理論から，フェルミ型相互作用を仮定すると弱い相互作用による $\Delta I=1/2$ の法則を導くことが出来る。

又，強い相互作用の行なわれるコークの部分で飯塚の法則と呼ばれる禁止法則を示すことが出来る。通常の強子間のＳＵ(3)対称性が成り立つようにすることは可能である。

この理論でさし当って問題となる点は，強子の質量スペクトルが直線形であることを示すことであろう。我々のモデルは水素原子に近いので質量スペクトルは $1/n^2$ の形になることが予想される。n を大きくとるか，大きなラムシフトを考慮して直線形を出すことが考えられる。

又，強子間の相互作用も説明しなければならない。Schwinger の様に，V(8)の結合の摂動として強い相互作用を考える方法もある。

この論文は強い相互作用を理解する第一歩として考えてもらいたい。なお，数学的に完全な形でこの論文の内容及びその拡張を表現した論文をすぐ近い将来に発表する予定である。

参考文献

1) 亜細亜大学教養部紀要　第7号　74

2) S. Weinberg, Phys. Rev. Letters 19, 1264 (1967)

3) C. Itoh, K. Miura, T. Minamikawa and T. Watanabe. 'Unified Gauge Theory of Weak, Electromagnetic and Strong Interactions' unpublished.

4) J. Schwinger, Science 165, 757 (1969)

（筆者は本学助教授・物理・数学）