

1 はじめに

素粒子の世界では、粒子と反粒子は同量存在し、同じような形で相互に反応しあい、生成・消滅をくりかえしているように見える。ここで反粒子とは、ある粒子と較べて質量やスピンなどが全くおなじで、電荷のみが反対の素粒子である。たとえば、マイナスの電荷をもつ電子にたいして、等量のプラス電荷を持つ陽電子が反粒子として知られており、電子と陽電子は高エネルギーのガンマ線によって、容易にかつ同じ量だけ生成させることができる。

一方、我々の生活する、素粒子に較べると巨視的な世界では反粒子（陽電子、反陽子など）はきわめて稀な存在であり、あらゆる物質は粒子（電子、陽子など）から成り立っている。さらに巨視的な宇宙のレベルでも事情は同様で、数億光年のかなたにある銀河においても反物質が大量に存在するという実験的な証拠はなく、宇宙のすべての物質は粒子のみから構成されていると信じられている。

宇宙創生のビッグバン初期は非常にエネルギーの高い状態であり、現在の素粒子世界で見られるように粒子と反粒子が等量存在したと考えるのが自然である。それでは、ビッグバンのどの過程で粒子・反粒子の宇宙が、粒子のみの宇宙に転換したのであろうか？ この謎を解く鍵は、素粒子世界で観察されている、粒子と反粒子の極くわずかな反応性の違いにあると考えられる。これは、一般に「CP 非保存」と呼ばれている現象で、中性 K 中間子とその反粒子に自然転換する反応が、その逆の反応に較べて千分の 1 ほど異なるという形で観測されている。1933 年に陽電子が最初の反粒子として観測されて以来 60 年にわたる反粒子研究の歴史のなかで、中性 K 中間子の CP 非保存は、粒子と反粒子の反応性が異なるという唯一の実験的事実であり、その反応性の差が小さいという事と共に、極めて特異である。

素粒子物理学の世界では、現在、標準理論と呼ばれる考えが、すべての素粒子現象を正しく記述

する理論として広く実験的な検証を受けつつある。この理論では、軽重 6 種類存在するクォークは、弱い相互作用を行なうことで、お互いに混合するが、この時に実数でなく複素数の混合比を持つことが CP 非保存の原因であるとしている。この考えに従って、これまで実験的に得られた部分的な混合比を総合すると、質量差の小さいクォーク間の混合と質量が大きく異なるクォーク間の混合の性質に大きな差異（絶対値と複素位相の違い）があることがわかる。

このことから、6 種類のクォークのうち 2 番目に重い b クォークを含む中性 B 中間子の崩壊過程で、CP 非保存が数十%の大きさで観測されるべきであるという予言が導かれる。もしこれが実験的に確認されれば、小林誠と益川敏英によって提案されたクォーク混合に関する標準理論の劇的な検証であり、宇宙や物質の起源にも大きな知見を与えることになる。逆に、もし標準理論の予言に反した実験結果が得られれば、現在無謬とも見える標準理論とはっきり矛盾する最初の実験結果を確立することになり、素粒子物理学に与えるインパクトは計り知れない。

2 3 世代の物質粒子

素粒子の世界では、6 種類のクォークとレプトンが物質を形作っていると考えられている。これらのクォークとレプトンは次に見られるように対になって 3 つの世代を構成している。

$$\begin{array}{cccc} \text{第1世代} & \text{第2世代} & \text{第3世代} & \text{電荷} \\ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} & \begin{matrix} +2/3 \\ -1/3 \end{matrix} \end{array} \quad (1)$$

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} & \begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix} \end{array} \quad (2)$$

クォークとレプトンはゲージ粒子を交換することによってお互いに反応するが、ゲージ粒子にはグルーオン、光子、 W^\pm 粒子、 Z^0 粒子が知られて

いる。交換するゲージ粒子の種類によって反応の強さや形が決まっており、それぞれ強・電磁・弱相互作用と呼ばれている。すべての素粒子はスピンとよばれる固有の角運動量を持っているが、クォークとレプトンのスピンは $\frac{1}{2}$ 、ゲージ粒子のスピンは1である。

第1世代の物質粒子は u と d (up と down) クォーク対と、電子と電子型ニュートリノ対からなる。3個の uud クォークは強く結合して陽子を作り、3個の udd クォークは中性子を作るから、u, d と電子をあわせて、第1世代のクォークとレプトンが我々の物質世界を作っていることになる。ニュートリノは弱い相互作用しかしないので物質の構成とは関係がうすいが、電子型ニュートリノは原子炉や太陽から大量に発生している。また、原初のビッグバンで生じたニュートリノが、 3°K の背景放射の光子と同様に宇宙を充たしていると考えられている。第1世代のクォークとレプトンは、これ以上に軽い仲間が崩壊することがないので安定に存在する

第2世代は、s と c (strange と charm) クォーク対と、ミュー (μ) 粒子とミュー型ニュートリノ対からなる。これらは、第1世代に較べるとずっと重いので、地球に降り注ぐ宇宙線で作られる他は、自然に存在しない。歴史的にも、s クォークと μ 粒子は宇宙線で最初に発見され、その後加速器で大量に作りだされて性質が明らかにされてきたものである。第2世代のクォークとレプトンは、 W^{\pm} 粒子を介して、より軽いクォークやレプトンにゆっくりと崩壊する。

第3世代は、加速器のエネルギー増加によってはじめて実験室で作られられたもので、b クォーク (人・地域・場合によって beauty クォークとも bottom クォークとも呼ぶ) と、最近フェルミ研で存在が確認された t (top) クォーク 対からなる。対応するレプトン対はタウ (τ) 粒子とタウ型ニュートリノである。このうちタウ型ニュートリノは、タウ粒子の発生する反応で失われたエネルギーとして間接的に観測されているのみであるが、まず確実

に存在すると考えてよい。第3世代のクォークとレプトンも、 W^{\pm} を介して同様の寿命で崩壊する。

クォーク対とレプトン対に4番目以上の世代が存在するかどうかは、興味深い疑問である。レプトン対については、ニュートリノの質量が0であることを仮定すると、4世代目が存在しないことが、LEP/CERN の Z° 粒子の崩壊巾の測定から判明しており、「これで打ち止め」、である。クォーク対については、厳密な議論は存在しないが、上で述べたようにクォーク・レプトンの対応が整然としていることを考えて、3世代までとするのが自然である。また、クォークとレプトンを同じ粒子の異なった状態であると見る、大統一理論 (Grand Unified Theory : GUT) では、クォークとレプトンの世代が同じであると仮定している。ただし初期の大統一理論が提唱した陽子の崩壊は、最近の実験で否定されており、GUT 理論そのものは実験的に未だ検証されていない。

3 Problem Number 1: 粒子の質量

ここ十数年における高エネルギー物理の進展は、

- 物質が、内部構造のないクォークとレプトンから成っている事の実見。
- 重いクォークとレプトン (c, b, t, τ) の発見と、その世代構造の認識。
- gluon, Z° , W^{\pm} の発見と、すべての相互作用がゲージ粒子の交換によるという認識の確立。
- 電磁相互作用と弱い相互作用の統一。

の4点に集約される。これらの実験事実に基づいて、現在の標準理論では、「クォークとレプトンの間に働く力は局所ゲージ対称性によって良く理解された」と考えている。これは、ある規則によって一つにまとめられたクォークとレプトンのグループに

対して、これを記述する波動関数の位相を、空間の任意の場所で任意に決めてよいと言う要請（局所ゲージ対称性）から、粒子間の反応の型や反応を媒介するゲージ粒子の性質を決定できるからである。

一方、標準理論を確立するにあたっての最大の障害であった Z^0 , W^\pm 粒子の質量の問題は未解決である。（局所ゲージ対称性から生まれるゲージ粒子は質量を持たない。）理論的には、スピン0の素粒子を導入して一応矛盾のない説明に達した。

（対称性の自発的な破れ、ヒッグス機構などと呼ばれている。）しかし、これから生ずるはずのヒッグス粒子は未だ発見されておらず、ヒッグス粒子の発見（あるいは存在の否定）は、将来建設される超大型コライダーである LHC や JLC での最も重要な課題となっている。

標準理論では、 W^\pm 粒子や Z^0 粒子だけでなく、クォークとレプトンの質量も、同じヒッグス粒子によって生じるとして説明されている。クォークとレプトンのゲージ粒子との結合のしかたは、異なる世代間でも同様であり、第1世代から第3世代までの間には、粒子の質量が異なる他は全く違いが見られない。次に述べるように、クォークが W^\pm と反応して他のクォークに遷移する場合には世代間の混合が見られるが、レプトンの場合にはこれがなく、各世代が全く孤立して存在する。なぜ一見不必要な第2・3世代のレプトンが存在するのか、なぜ第3世代まででそれ以下でもそれ以上でもないのか、不可解である。

クォークとレプトンの世代の問題も素粒子の質量の問題と深く関係している。しかし、クォークの混合をクォークの質量と関係づける考えは興味深いですが、良い見通しがあるとは言えない。これらは、現在の素粒子物理学がかかえる最大の謎である。

4 クォークとレプトンの弱い相互作用

ところで、上で述べたクォークとレプトンの崩壊を引き起こす弱い相互作用には、次のような性質がある。

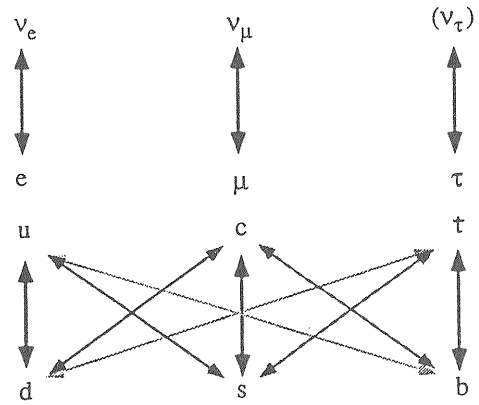


図1: クォークとレプトンの世代間遷移

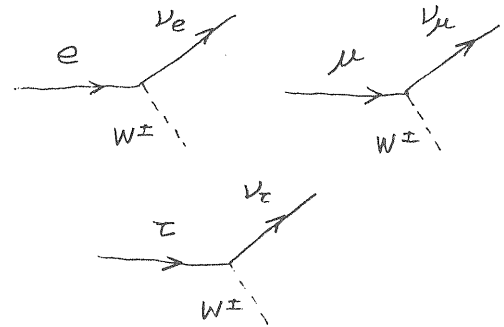


図2: レプトンと W^\pm の相互作用

- かならず電荷を1単位変える崩壊である。
- クォークをレプトンに変える反応は起こらない。また、レプトンをクォークに変える反応も存在しない。
- あるレプトンをほかの世代のレプトンに変える反応は起こらない。
- クォークについては、主として同じ世代をつなぐ反応であるが、稀に世代間をつなぐ遷移も起こる。この場合には、世代が離れるほど遷移の確率が小さい。

以上は、 W^\pm を介した弱い相互作用の特徴で、これを、簡単にまとめると図1のようになる。図式的には (Feynman Diagram) でレプトンと W^\pm の相互作用は図2のように表わされる。クォークについては、世代混合があるので、例えばクォークの弱い相互作用は、図3のように表わされる。

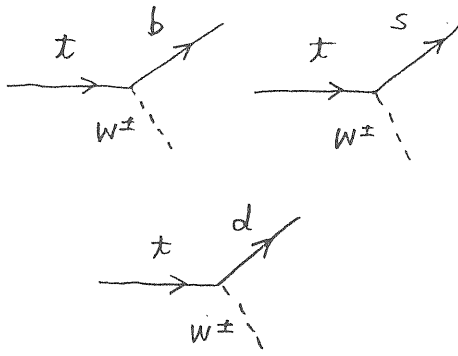
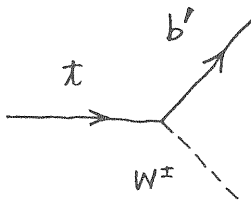


図 3: tクォークと W^\pm の相互作用



$$b' = V_{td} \times d + V_{ts} \times s + V_{tb} \times b$$

図 4: 混合したクォークと W^\pm の相互作用

今、クォークの世代混合を考え、各世代が同じように W^\pm に結合するとすれば、図 3 に示した t クォークの相互作用は、図 4 のように表現するのが便利であろう。つまり弱い相互作用では、t クォークは b' クォークと結合する、ということになる。同様にして、u クォークは d' クォークと、c クォークは s' クォークと結合する。これを行列で表すと、

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (3)$$

のように書けることになる。

このクォーク混合の考えは、Cabibbo が s クォークの崩壊パターンを説明するために導入し、後に小林誠と益川敏英によって拡張された。そこで、3人の頭文字をとって、行列 V を CKM 行列と呼ぶ。小林と益川は、「 V がユニタリーであり、クォークが 3 世代 6 種類あれば、CP 非保存がユニタリー行列の複素位相として理論に組み込める」

ことを示したのである。CKM 行列が 3 行 3 列のユニタリー行列であると言うことは、「 d', s', b' が d, s, b を複素空間で回転して混合して作った状態であり、第 4 世代以上のクォークの混入や、 W^\pm 以外が反応に寄与する事を考えないでよい」、と言う非常に簡明な考えかたである。これを実験によって確かめるのが、B ファクトリーの大きな目的のひとつである。

5 C, P, T

素粒子の世界では、粒子の従う波動関数にたいして、以下の 3 種類の反転操作が可能である。

- 荷電共役変換 (Charge Conjugation) : 粒子と反粒子を入れ替える操作。
- 空間反転 (Space Reflection) : 空間座標を (x, y, z) から $(-x, -y, -z)$ に入れ替える操作。スピン (= 角運動量) は空間反転しても変わらない。
- 時間反転 (Time Reversal) : 時間を t から $-t$ に入れ替える操作。

それぞれは簡単に C 変換、P (parity) 変換、T 変換とも呼ばれる。これらの反転操作は 2 度続けて行なうと元の状態に戻るので、固有値としては +1 か -1 かの 2 通りの場合しかない。C と P については固有値 +1(-1) を持つ状態を、 $C = +(-)$, $P = +(-)$ の状態と呼ぶ。C, P, T を組み合わせた反転を同時に行なった場合は、CP 変換、CPT 変換などと呼ばれ、固有状態であれば $CP = +$ などと表現する。ある素粒子の相互作用が CP 不変である (あるいは CP 対称である) 場合は、この相互作用を通じて生じる、あらゆる素粒子反応に対して、それを CP 変換した反応が同じように起こる。また、この場合に、反応の始状態が CP の固有状態であれば、終状態も CP の固有状態であり、固有値も変わらない。つまり CP は保存することになる。

6 場の量子論

極微の世界で粒子の運動を記述するのは、量子力学であるが、これはそのままでは特殊相対論の要請を満足しない。高エネルギー物理で日常的に扱う粒子は、光速に近い速度で運動し、他の粒子と反応したり、自ら崩壊して他の粒子に転換したりする。「相対論的量子力学」、別名「場の量子論」は、その名のごとく、特殊相対論の条件を満足する量子力学であり、素粒子の消滅・反応・発生を記述する力学である。

電子と光子の相対論的量子力学（量子電磁力学）は、1928年にDiracによって提唱されたもので、非相対論的なSchrödinger方程式を相対論の要請を満たすように拡張したものである。この為には、しかし、1成分の波動関数を4成分に拡張する必要が生じた。現在では、この波動関数の4成分をスピノールと呼び、それぞれ、

- 電子のヘリシティ（スピンの運動方向の成分）が $\frac{1}{2}$ と $-\frac{1}{2}$,
- 電子と陽電子

の組み合わせに対応すると解釈する。理論の発表当時には知られていなかった反粒子は、1933年に陽電子としてAndersonにより発見され、現在では、あらゆる素粒子には、同一の質量とスピンをもち、同一量のしかし反対の電荷（及び、反対の軽粒子数やstrangeness, bottomnessなどのflavour）を持った反粒子が存在していることが確認されている。結果として、量子力学の相対論的拡張は、スピンを自然に理論にとり入れること、および反粒子の存在を予言すること、に成功したわけである。

量子電磁力学では、摂動とくり込みによって暫近的な解が任意の精度で（もし計算できればの話であるが）計算できる。この方法で高次の項まで計算した、

- 水素原子の $2s_{1/2}$ と $2p_{1/2}$ 軌道のエネルギー準位のずれ(Lamb shift)

- 電子の磁気能率が2からずれる効果（異常磁気能率）

は、実験と非常に良い精度で一致することが知られている。（異常磁気能率の実験では、10桁近い一致である。）

素粒子の標準理論は、弱・電磁・強すべての相互作用を含む、場の量子論である。強い相互作用は量子色力学で扱われ、弱い相互作用のV-A理論と、電磁相互作用の量子電磁力学は統一されて電弱統一理論で記述される。我々は、これまでにトリスタンやLEPなどの電子・陽電子コライダーで膨大な精密実験を行なって、標準理論の予測と較べてきた。我々がこれまでに見出したのは、「すべての実験データは、標準理論のパラメーターを適切に設定して説明することができる。」ということである。以上の事は、標準理論が、素粒子のふるまいを記述する枠組みとして、極めて信頼のおけるものであると言う見通しを与える。

場の量子論はLüdersとPauliのCPT定理によって、CPT不変であることが知られている。つまり、場の量子論が正しいとすると、「ある粒子群の運動を、対応する反粒子群に置き換え、鏡映をとって時間を逆行させれば、この運動も同じように可能である」ということが言える。また、CPT定理は、粒子と反粒子で、その質量と寿命が等しいことも教えている。（逆に、これが成立しなければ、現在の理論的枠組みを根底からひっくり返すことになる。）

電磁相互作用と強い相互作用は、C, P, Tのそれぞれ個別の反転に対して不変である。つまり、ある粒子群の反応がこれらの相互作用で起こるとすれば、それを反粒子に移しても、鏡に映しても、時間を逆行させても同じように起こることになる。

7 CとPの非保存

一方、弱い相互作用では、Cも、Pも、CPも（結果としてTも）すべて保存しないことが、実

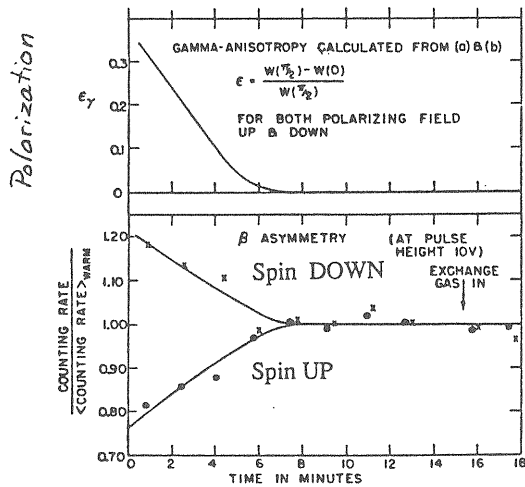
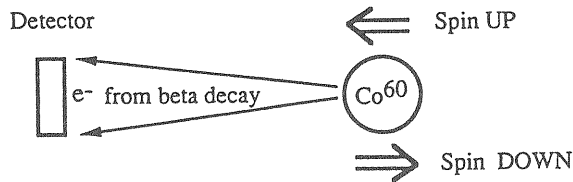


図 5: C.S.Wu による P 非保存の実験

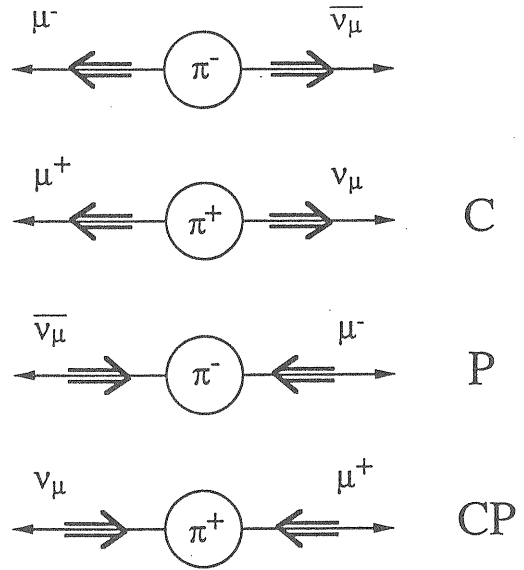


図 6: C, P 非保存の一例

験で確かめられている。P と C の非保存の発見は、歴史的には、大きなショックを呼び起こした。しかし、多くの実験事実が蓄積された現在では、ごく自然な現象のようにも見える。

まず、P 非保存であるが、これは、Lee と Yang の予言に続いて、1957 年の Wu や Lederman の実験で明らかになった。Wu の示したように、粒子のスピンをそろえてやると、これの β 崩壊からの電子の角分布が対称でないことから、明らかである。(図 5)

次に、C 非保存であるが、これは、ニュートリノのヘリシティが -1 (左巻き)、反ニュートリノのヘリシティが +1 (右巻き) であることからわかる。右巻きニュートリノや、左巻き反ニュートリノの存在は観測されていない。π 中間子の崩壊、 $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ を図 6 に示すが、右巻きニュートリノが存在しなければ、これを C 反転できないのは明らかであろう。また、この過程が P 非保存になっているのも明らかである。

実際、 W^\pm による弱い相互作用ではパリティが - (Vector) とパリティが + (Axial vector) の反応が正確に 1:1 の割合で混合して起こる。(そこで、V-A 理論と呼ばれる。) 「パリティは最大

限に破れている」と言ってよい。C と P の非保存は、C と P を組み合わせた CP 変換をとれば回復されるように見える。例えば、右巻き反ニュートリノを CP 変換したものが左巻きニュートリノで、この 2 つは全く同じように振る舞うように見える。(図 6 参照) しかし、この CP 不変性も Cronin と Fitch らの実験によって、わずかに破れていることが判明した。彼らは、それまで $CP = -$ の固有状態であると思われていた K_L^0 中間子が、2 つの π 中間子 ($CP = +$ の固有状態) にも壊れることを発見したのである。1964 年のことである。

CP が非保存で、かつ T が保存すると、CPT も非保存になってしまう。これは場の量子論と矛盾するから、「CP の非保存を補って CPT 全体を保存するように、T も非保存となっていなければならない」。CP あるいは、T の非保存はレプトンでは観測されておらず、世代間の混合があるクォークの弱い相互作用のみで起きるのが特徴的である。

8 粒子・反粒子振動

K^0 中間子の CP 非保存を説明する前に、粒子・反粒子振動に触れておく。

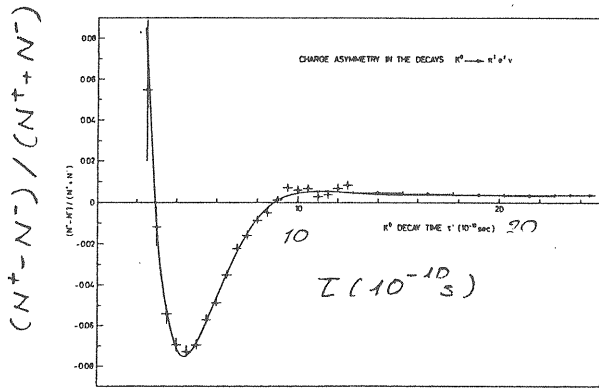


図 7: K^0 として発生した粒子の振動

K^0 中間子は、反 s クォーク (\bar{s} クォーク) と d クォークの結合したものであり、 \bar{K}^0 中間子は s クォーク と \bar{d} クォークの結合したものである。つまり、 $K^0 = (d\bar{s})$ で、 $\bar{K}^0 = (\bar{d}s)$ である。 K^0 も \bar{K}^0 も、高エネルギー陽子ビームや、電子・陽電子コライダーで簡単に作りだすことができる。発生した K^0 や \bar{K}^0 は、弱い相互作用でゆっくりと他の粒子に崩壊するが、崩壊前に粒子・反粒子振動という現象を起こす。これは、 K^0 として発生した粒子が \bar{K}^0 に自然転換する反応で、同様に \bar{K}^0 も K^0 へと自然転換する。 K^0 として発生したある粒子をとると、崩壊するまでの間に K^0 と \bar{K}^0 の間を振動することになる。この様子を図 7 に示す。後に述べるように、終状態 $\pi^+e^+\nu$ は K^0 が崩壊したことを示し、 $\pi^+e^-\bar{\nu}$ は \bar{K}^0 を示す。

一方、 K^0 や \bar{K}^0 の崩壊を見ると、明らかに寿命の全く異なる 2 つの成分で崩壊することが観測される。この 2 成分を K_S^0 (K short) と K_L^0 (K long) と呼ぶと、その性質は以下のようにまとめられる。

粒子	寿命 (秒)	崩壊 チャンネル	Q 値 (MeV)	CP 固有値
K_S^0	10^{-10}	$\pi^+\pi^-$, $2\pi^0$	220	“+”
K_L^0	10^{-7}	$\pi^+\pi^-\pi^0$, $3\pi^0$, $\pi^+\pi^-\ell^+\ell^-$	90	“-”

つまり、 K^0 、 \bar{K}^0 は、定まった strangeness の値 (K^0 は +1, \bar{K}^0 は -1) を持つ強い相互作用の固有状態として発生し、定まった質量と寿命をもつ質

量の固有状態 K_S^0 、 K_L^0 として崩壊する。これが起こるのは、 K^0 、 \bar{K}^0 が混合によって相互に転換できるからで、たとえば中性子と反中性子ではこのような現象は起こらない。

K_S^0 と K_L^0 が異なった寿命を持つのは、崩壊を起こす相互作用が異なる為ではなく、崩壊の際に π に引き渡されるエネルギー (反応の Q 値、あるいは、位相空間の量と言ってもよい) に大きな差がある為である。この効果が Q^5 に比例することで寿命の差の大半は説明することができる。また、 K_S^0 と K_L^0 の自己エネルギーの補正は、

$$K_S^0 \rightarrow 2\pi \rightarrow K_S^0$$

$$K_L^0 \rightarrow 3\pi \rightarrow K_L^0$$

では当然異なるであろうから、両者の質量がわずかに (弱い相互作用の高次の程度で) 異なっていることも理解することができる。

K_S^0 と K_L^0 を $CP=+$ と $CP=-$ の固有状態とすると、 K_S^0 と K_L^0 は K^0 と \bar{K}^0 の重ね合わせとして次のように定義できる。

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (4)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (5)$$

また、 K_S^0 と K_L^0 の波動関数の時間的发展は、その質量 M_S 、 M_L と寿命 (崩壊巾 Γ_S 、 Γ_L) を用いて次のように表わされる。

$$|K_S^0(\tau)\rangle = a_S(\tau) |K_S^0\rangle \quad (6)$$

$$|K_L^0(\tau)\rangle = a_L(\tau) |K_L^0\rangle \quad (7)$$

$$a_S(\tau) = \exp(-iM_S\tau - \Gamma_S\tau/2) \quad (8)$$

$$a_L(\tau) = \exp(-iM_L\tau - \Gamma_L\tau/2) \quad (9)$$

$$\tau = t/\sqrt{(1-v^2/c^2)} \quad (10)$$

ここで、 τ は固有時間 (静止系での時間)、 v は粒子の速度、 c は光速である。

すると、例えば $t=0$ で K^0 として発生した粒子の波動関数 $\Psi_K(\tau)$ は、式 4, 5 と式 6-10 より、

$$\Psi_K(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_S(\tau) |K_S^0\rangle + a_L(\tau) |K_L^0\rangle) \quad (11)$$

となる。これから $t=0$ で K^0 として発生した粒子が K^0 として崩壊する確率 $|\langle K^0 | \Psi_K(\tau) \rangle|^2$ と \bar{K}^0 として崩壊する確率 $|\langle \bar{K}^0 | \Psi_K(\tau) \rangle|^2$ を求めて、図7の非対称度を計算すると次のようになる。

$$\frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = \frac{2e^{-(\Gamma_S + \Gamma_L)\tau}}{e^{-\Gamma_S\tau} + e^{-\Gamma_L\tau}} \cos(M_L - M_S)\tau \quad (12)$$

ここで、 N^+ は $\pi^- e^+ \nu$ へ崩壊した数、 N^- は $\pi^+ e^- \bar{\nu}$ へ崩壊した数である。この式から、 K^0 , \bar{K}^0 振動は質量（周波数）のわずかに異なる K_S^0 , K_L^0 の2つの波から「うなり」を生じている現象であるということが出来る。

同じような振動現象は後に述べる B^0, \bar{B}^0 の間でも観測されている。こちらの場合には、2つの質量固有状態の寿命がほぼ同じであるので、short と long でなく、 B_H^0 (B high) と B_L^0 (B low) と呼ばれる事が多い。また、寿命差がないから、 B_H^0 と B_L^0 を分離して直接に検出することは出来ず、 B^0, \bar{B}^0 振動として間接的に観測するのみである。

9 K^0 の CP 非保存

前節では、 K_S^0 が 2π へ、 K_L^0 が 3π へ崩壊することから、両者はそれぞれ $CP=+$ と $CP=-$ の固有状態であるとして話を進めた。

この単純な描像は、しかし、 K_L^0 が 2π にも崩壊することが発見されて崩れてしまった。その 2π 崩壊の確率は、主要な崩壊モードである 3π 崩壊に比べて、約千分の1である。この発見も、また大きな驚きを巻き起こし、以来30年間多くの実験が CP 非保存の探索を続けてきた。それにもかかわらず、現在までに確認されている CP 非保存の現象は、 K_L^0 の崩壊に関する以下の3例のみである。

$$\begin{aligned} K_L^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- & (2.266 \pm 0.018) \times 10^{-3} \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^0 \pi^0 & (2.245 \pm 0.019) \times 10^{-3} \\ \Gamma(K_L^0 &\rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) > \\ &\Gamma(K_L^0 &\rightarrow \pi^+ \ell^- \bar{\nu}) & (3.30 \pm 0.12) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

これらの非保存の程度はすべて $(2 - 3) \times 10^{-3}$

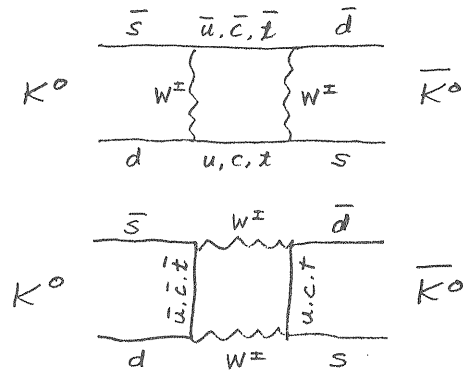


図 8: K^0, \bar{K}^0 振動の図形

である。前節で述べた議論は、 K_S^0 と K_L^0 が完全な CP 固有状態ではなくなったこと以外は有効であるから、式 4, 5 を

$$|K_S^0\rangle = (1 + \epsilon)|K^0\rangle + (1 - \epsilon)|\bar{K}^0\rangle \quad (13)$$

$$|K_L^0\rangle = (1 + \epsilon)|K^0\rangle - (1 - \epsilon)|\bar{K}^0\rangle \quad (14)$$

と書きかえて、パラメーター ϵ で CP 非保存を代表させればよい。(上の式では規格化因子 $1/\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}$ を省略した。) このようにして決めた ϵ は

$$|\epsilon| = (2.27 \pm 0.02) \times 10^{-3} \quad (15)$$

で、これで CP 非保存のすべてのデータを説明することができる。

さて、この CP 非保存の起源は何だろうか？単純に考えると、 $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ と、 $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ の振動に違いがある、ということである。違いの生まれる原因は、ひとまずおいて、「 $\Delta s = 2$ の過程には、小さな割合で CP 非保存の新しい相互作用が含まれている」と主張するのが、Superweak Model である。

一方、標準理論においては、 K^0, \bar{K}^0 振動が、図 8 のような 2 次の弱い相互作用から生まれるとする。つまり、束縛された $(d\bar{s})$ 間で 2 度にわたって W^\pm が交換されることによって、転換が起こることになる。(これを Box Diagram と呼んでいる。) この時にクォークと W^\pm 粒子の結合に現われる CKM 行列要素が複素数であると、CP 非保存を生じることになる。

Superweak Model が K_L^0 の CP 非保存のみを説明する ad hoc なモデルであるのに対して、CKM の考え方は、素粒子物理全体を記述する標準理論の一部であるから、2つの理論を同じ土俵で較べることにはできない。標準理論は $K^0\bar{K}^0$ 振動とは関係しない $\Delta s = 1$ の過程でも CP 非保存が起こり、これによって $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ と $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ の崩壊確率が、さらに約千分の1異なることを予想している。Superweak Model ではこれが等しいはずであるから、この極微の差 ($K_L^0 \rightarrow 3\pi$ に較べて 10^{-6}) を測定すれば判定がつけられるが、非常に難しい実験で未だ決着がついていない。

10 B 中間子

中間子はクォークと反クォークの結合状態で、B 中間子は b あるいは \bar{b} を1つ含む中間子である。スピン0, $P=-$ (擬スカラー) の場合は、

$$\begin{aligned} B^+ &= (u\bar{b}), & B^- &= (\bar{u}b) \\ B^0 &= (d\bar{b}), & \bar{B}^0 &= (\bar{d}b) \\ B_s &= (s\bar{b}), & \bar{B}_s &= (\bar{s}b) \end{aligned}$$

などがある。他に、同様のクォーク構成でスピン1, $P=-$ のベクトル B 中間子 B^* 、おなじくベクトルで、 b クォークと反 b クォークの結合状態であるアップシロン粒子 $\Upsilon = (b\bar{b})$ などがある。アップシロン粒子には、質量の異なる励起状態、 $\Upsilon(1s)$ から $\Upsilon(6s)$ までが知られている。

電子・陽電子コライダーでは、アップシロン粒子や B 中間子対が共鳴的に作り出される。これを利用すると、陽子加速器を使った実験より遥かにきれいな環境で B 中間子の性質を調べることが可能になる。図9にエネルギー 10GeV 付近での $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$, $q\bar{q}$ の全衝突断面積を模式的に示す。

図9の領域Aでは、エネルギーが十分でなく、発生しているのは e, μ, τ などのレプトン対と、 u, d, s, c などのクォーク対である。

領域Bでは、アップシロン粒子が発生し始める。 $\Upsilon(1s), \Upsilon(2s), \Upsilon(3s)$ は、 $e^+e^-, \mu^+\mu^-$, 数個の

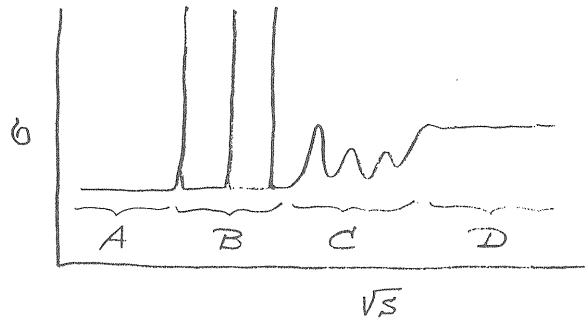


図9: 電子陽電子の全衝突断面積

π や K などに崩壊する。これは電磁相互作用による崩壊であるから、寿命が比較的長く、崩壊巾にして数十 keV である。この領域のピーク以外の平坦な部分では、領域Aと同じようなレプトン対とクォーク対の発生が続いている。

領域Cでは、 $\Upsilon(4s), \Upsilon(5s), \Upsilon(6s)$ などが出来はじめる。これらのアップシロン粒子の質量はB中間子2個分より大きいから、強い相互作用によって、

$$\Upsilon(4s) \rightarrow B^+B^-, B^0\bar{B}^0$$

$$\Upsilon(5s) \rightarrow B^+B^-, B^0\bar{B}^0, B_s^0\bar{B}_s^0 \quad (BB^*, B^*B^*, \dots)$$

のように2個のB中間子の対に崩壊することが可能である。 $\Upsilon(4s)$ や $\Upsilon(5s)$ の崩壊巾は数十 MeV である。また、 $\Upsilon(4s)$ の崩壊では $\Upsilon(4s)$ と $B^0 + \bar{B}^0$ の質量の差は 20MeV 程度で、 B^0 の質量 5GeV と較べればとても小さい。この為、発生した B^0 は光速の 0.06 の速度を持つのみである。これは、反応の始状態の e^+e^- や B^0 の崩壊で発生する終状態の粒子の速度と比較すると、殆ど静止していると考えてよい。

領域Cで実際に CLEO 実験が測定した断面積を図10に示す。この図で、 $\Upsilon(1s), \Upsilon(2s), \Upsilon(3s)$ が大きな巾を持つように見えるのは、CESR 加速器のエネルギーの広がりによる効果であり、本当の崩壊巾ではない。また、 $\Upsilon(4s)$ のすぐ上に見られる低いピークは、ベクトル B 中間子対 (BB^*, B^*B^*) などの発生に対応するものである。

領域Dでは、共鳴的な発生が終り、B中間子やBバリオン (陽子や中性子などの仲間で b クォー

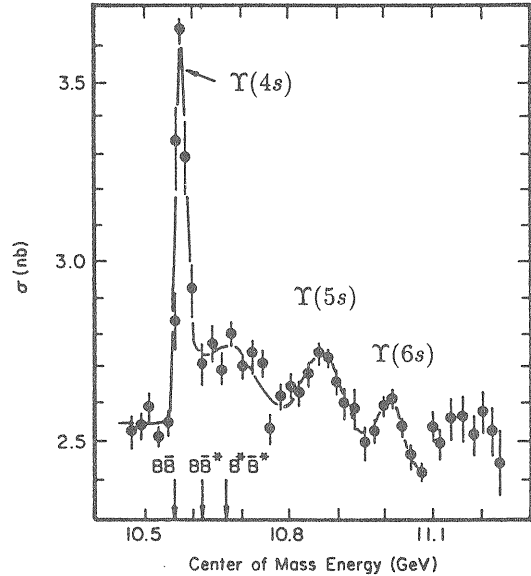
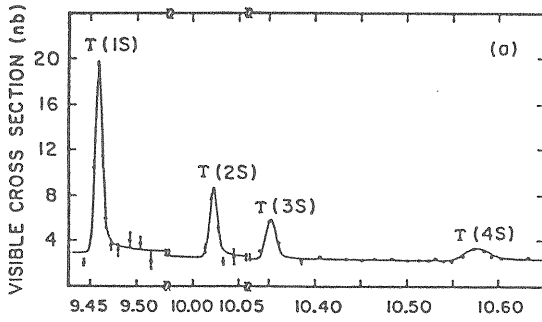


図 10: CLEO で測定された全断面積

クを含んだ粒子) が、多数の π や K 中間子と共に連続的に発生する。

このようにして発生した B 中間子は、前節で述べたように W^\pm との相互作用によって崩壊する。これには、レプトンを含む過程とハドロン (中間子やバリオンなど、クォークから出来ている粒子) のみの過程とに分けられ、図 11 のように表わされる。これからわかるように、崩壊した元の粒子が B^0 か、 \bar{B}^0 かは、崩壊から発生したレプトンの電荷を見れば決定出来る。この区別方法を tagging と呼んでいる。

B^0 中間子についてまとめると、第 1 の特徴は、弱い相互作用によるゆっくりとした崩壊で、寿命は 1 ピコ秒 (10^{-12} sec) 程度である。第 2 の特徴は $B^0\bar{B}^0$ 振動を起こすことである。これらの特徴は、 K^0 と共通である。しかし、 K^0 では質量の固有状態である K_S^0 と K_L^0 を選択的に検出できるのに対して、 B^0 では強い相互作用の固有状態である B^0 と \bar{B}^0 を tagging によって直接に測定する。この

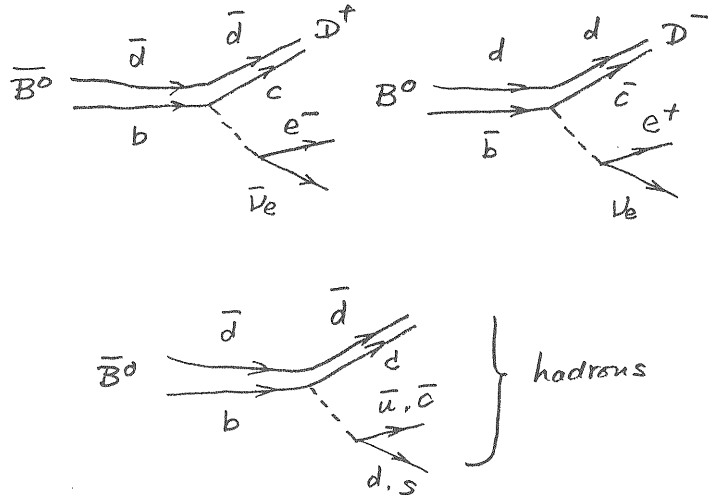


図 11: B 中間子の崩壊

ことは、次に述べる b クォークの CP 非保存が、c クォークとは違った形で測定される理由となっている。

11 B 中間子の CP 非保存

上に述べたような b クォークに関する実験事実の集積と CKM 理論から、最近に至って「B 中間子で CP が大きく破れているはずだ」という予想がなされるようになった。

B ファクトリーで特に注目しているのは、

$$\begin{aligned} B^0 &\rightarrow J/\Psi K_S^0 \\ \bar{B}^0 &\rightarrow J/\Psi K_S^0 \end{aligned}$$

である。ここで J/Ψ は $(c\bar{c})$ の束縛状態であり (スピン=1, $CP=+$)、 K_S^0 として 2π への崩壊 ($CP=+$) をとれば終状態は CP の自己共役 (self conjugate) 状態である。つまり終状態は CP 変換を行っても自分自身に戻る状態である。この状態への、 B^0 あるいは \bar{B}^0 からの崩壊に差があれば、CP 保存が破れていることになる。

実際に測定しようとしているのは、非対称度パラメーター A_f で、次のように定義される

$$A_f = \frac{R(B^0 \rightarrow f) - R(\bar{B}^0 \rightarrow f)}{R(B^0 \rightarrow f) + R(\bar{B}^0 \rightarrow f)} \quad (16)$$

ここで、 $R(B^0 \rightarrow f)$ は、 B^0 が終状態 f へ崩壊する確率で、 $f = J/\Psi K_S^0$ である。

CP 非保存の観測が、 K_L^0 に限られ、非保存の程度も 10^{-3} であることはすでに述べた。空間反転 P と荷電共役変換 C は、これに反して弱い相互作用で大きく破れている。このことから「CP 非保存は素粒子世界の謎である」と言われてきた。しかし、小林・益川の理論はこれを否定し、「CP 非保存が K^0 に固有でも、特殊なものでもなく、標準理論の枠組みのなかで簡明に説明できること、そして、 B 中間子でも大きく破れているはずであること」を示している。 B 中間子の CP 非保存を観測して、小林・益川の理論を実験的に検証することは KEK B ファクトリーの第一の使命である。

12 測定方法

上に述べた CP 非保存の測定には、

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4s) \rightarrow B^0\bar{B}^0$$

で対発生した B^0 , \bar{B}^0 を使う。この過程では終状態の 2 粒子は量子力学的に coherent である。すなわち、 B^0 と \bar{B}^0 の波動関数は、2 つの粒子がお互いに時間・空間的に大きく離れた場合でも発生時と同じ位相の関係を保っていると考えられる。この場合、 B^0 , \bar{B}^0 の一方が、ある時点で、例えば e^+ に崩壊して B^0 であると判定されると、同じ時点で相手方は \bar{B}^0 であると判定 (tag) される。こうして tag された \bar{B}^0 は、振動を継続しつつ主として \bar{B}^0 として $J/\Psi K_S^0$ に崩壊する。

このような B^0 , \bar{B}^0 の波動関数を

$$\Psi_B(\tau, \mathbf{k})\Psi_{\bar{B}}(\tau, -\mathbf{k}) + (-1)^{\ell}\Psi_{\bar{B}}(\tau, \mathbf{k})\Psi_B(\tau, -\mathbf{k}) \quad (17)$$

と書くことにする。ここで、 $\Psi_B(\tau, \mathbf{k})$ は発生した時点で \mathbf{k} の運動量を持っている B^0 の時間変化を記述する波動関数である。 ℓ は B^0 と \bar{B}^0 の間の軌道角運動量で、 $\Upsilon(4s)$ のスピンは 1、 B^0 のスピンは 0 であるから、 $\ell = 1$ となる。 $\Upsilon(4s)$ は $C=-$ の粒子であるから、これから出来た B^0 , \bar{B}^0 も、

同様に $C=-$ の状態にある。式 17 は 2 粒子の交換 (= C 変換) に対して符号を変えるから、この条件も満たしている。 $\Psi_B(\tau, \mathbf{k})$ などに具体的な形 (式 6-10 と同様なもの) を入れて計算すると、測定されるべき非対称度パラメーター A_f (式 16) は、

$$A_f = \sin 2\phi_1 \sin(\Delta m \Delta \tau) \quad (18)$$

となる。ここで、 Δm は B_H^0 と B_L^0 の質量差 ($\Delta m > 0$)、 $\Delta \tau$ は、tagging 崩壊から $J/\Psi K_S^0$ 崩壊までの固有時間、 $\sin 2\phi_1$ は CKM の理論から期待される CP 非保存の大きさ、である。 ϕ_1 は、後に述べるようにユニタリティ三角形の内角で、CKM 行列要素間の複素位相の差に相当する量である。

この式を、 $\Delta \tau$ について、 $(-\infty, +\infty)$ で積分すると A_f は 0 になってしまう。つまり、2 つの崩壊の時間差を測定せずに、

$$\begin{aligned} &(\ell^+ X, J/\Psi K_S^0) \text{ と} \\ &(\ell^- X, J/\Psi K_S^0) \end{aligned}$$

の事象が起こる数だけをかぞえても非対称度は測定できないことになる。それでは時間差を測ろう、と考えても、エネルギー対称なコライダーで発生した B^0 , \bar{B}^0 は、ほとんど静止しているから、発生点から 30 ミクロン程度の範囲ですべて崩壊してしまつて、測定することができない。そこで、

「エネルギー非対称なコライダーで B^0 , \bar{B}^0 を発生させ、ビーム方向に一定の速度で走らせて崩壊点の位置から時間を測定しよう」

というのが、B ファクトリーの発想である。

KEKB では、8 GeV の電子と 3.5 GeV の陽電子をほぼ正面衝突させるが、この場合には、発生した B^0 , \bar{B}^0 は光速の 0.39 の速度で電子ビームの方向に走り、相対論的な寿命の延び ($\times 1.09$) を加えると、発生から崩壊までの間に、平均して 150 ミクロンを走ることになる。この距離は、シリコンマイクロストリップ検出器を衝突点の近傍に置き、ビームパイプなどクローン多重散乱の原因になる物質を極力少なくすれば、測定が可能である。図 12 に、エネルギー非対称コライダーの衝突点近くで、

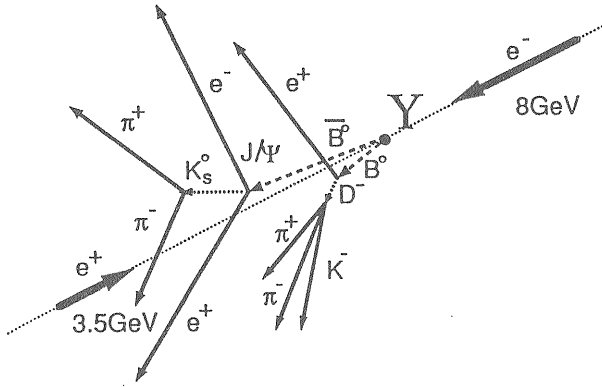


図 12: 非対称コライダーでの $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 崩壊

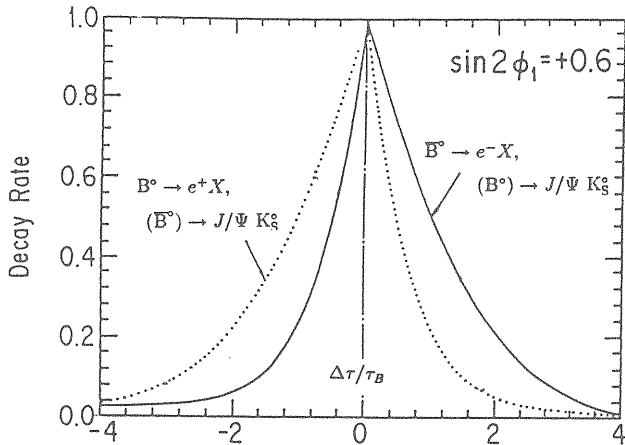


図 13: $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 崩壊時間差の分布

この事象がどのように見えるのかの概念図を示す。

このようにして測定した時間差 $\Delta\tau$ の分布を $B^0 \rightarrow \ell^+ X$, $(B^0) \rightarrow J/\psi K_s^0$ の場合について、図 13 に実線で示す。点線は、これを CP 反転した $B^0 \rightarrow \ell^- X$, $(\bar{B}^0) \rightarrow J/\psi K_s^0$ の分布で、両者に大きな違いが見られる。ここで、 (B^0) などと $()$ をつけたのは、 B^0 として tag された後に振動が続いて、 $J/\psi K_s^0$ 崩壊の時点では、 B^0 であったか、 \bar{B}^0 であったかを確定的に言うことができないからである。2つの分布が、 $\Delta\tau = 0$ から Exponential のように落ちているのは、 B^0 の崩壊が振動の速度に較べて早いためであり、振動の効果はテイルの形に少し見えるのみである。はじめの説明では、レプトンの tagging 崩壊が先に起こるとしたが、これは $\Delta\tau$ が正の部分に対応している。負の部分が、同じようにデータとして使用できるのも明らかであると思う。また両者を較べて、時間差分布を見ずには非対称度が測れない理由も明らかである。

$B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ は B^0 崩壊全体のうちの約 5×10^{-4} であり、 $B^0 \rightarrow \ell^+ X$ は各レプトンについて約 12% である。この他、各粒子の検出効率なども考えると、コライダーで発生したの $B^0 \bar{B}^0$ 対のうち、測定に使えるのは全体の 10 万分の 1 程度になってしまう。これが KEKB でこれまでに例のない超高輝度が求められている理由である。測定されるべき非対称度は大きい、特定の CP 固有状態へ崩壊することが必要だからこれはやむを得ない。

BELLE 検出器を用いてシミュレーションを行った結果では、 3×10^{33} の輝度で 3 年間の測定を行えば (100 fb^{-1})、約 800 の事象を記録することができて、 $\sin 2\phi_1$ を 0.08 の統計精度で測定することができる。標準理論から予想される値は 0.2 - 0.8 であるから、 $\sin 2\phi_1 = 0.2$ の場合でも、3 年間で 2.5σ の信頼度で測定をすることが可能である。しかし、 3×10^{33} はトリスタンの輝度より、2 桁高い輝度であるから、我々の目指している物理が、いかに加速器の性能達成にかかっているかは容易に理解していただけたらと思う。

13 ユニタリティー三角形と $\sin(2\phi_1)$ の測定

$B^0, \bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ で CP 非保存を測定するのは、より大きな目的である「ユニタリティー三角形の精密測定」の第一歩である。

ここで CKM 行列に戻って、ユニタリー条件を確認して見よう。いくつかの条件式のうち、

$$V_{td}V_{ib}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0 \quad (19)$$

が、第 1 世代と第 3 世代をつなぐ最も非対角な要素である V_{td} と V_{ub} を含んだ関係式である。この条件式を複素平面上に描くと、図 14 のようになり、これを ユニタリティー三角形と呼ぶ。

ここで、三角形の各内角は、以下のように書け

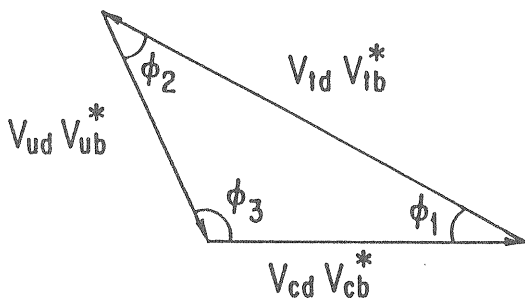


図 14: ユニタリティー三角形

る。

$$\phi_1 \equiv \arg \left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right) \quad (20)$$

$$\phi_2 \equiv \arg \left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right) \quad (21)$$

$$\phi_3 \equiv \arg \left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) \quad (22)$$

$B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$ の崩壊には、

直接の崩壊: $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$ と
振動を経由した崩壊: $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$

があり、この2つの振幅の干渉が CP 非対称度の元となっている。ここで、 $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$ の崩壊に関わるのは $V_{cd}V_{cs}^*$ であり、 $B^0\bar{B}^0$ 振動では、 t クォークによるループ以外は無視できるので、主な寄与は $V_{td}V_{tb}^*$ である。(図 15 参照) これで、式 18 の CP 非対称度 A_f に現われるのが $\sin 2\phi_1$ であることが推測されると思う。次節で見るように、 $\sin 2\phi_1$ は実質上 V_{td} の複素位相によって決まっていると言ってよい。

$B^0, \bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$ による $\sin 2\phi_1$ の測定は、

- 強い相互作用の効果による不定性がなく (非対称度の測定だから、CP 反転しても変わらない強い相互作用の効果が相殺される。)
- 最低次の図形による崩壊 (Tree Diagram) 以外に、高次の図形 (Penguin Diagram) による汚染がないので、実験の測定値と予測値を理論的な不定性なしに比較できる、

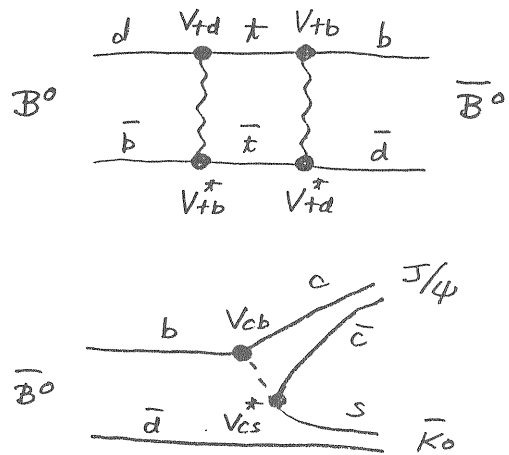


図 15: $B^0\bar{B}^0$ 振動と $J/\Psi K_S^0$ 崩壊の図形

という利点がある。実験的にも割合に崩壊の確率が大きく、終状態の同定も確実にできるので、B の CP 非保存における Golden Event と考えられている。(実際に測るまでは分からないから、普通は遠慮して Gold Plated Event と呼ばれている。)

14 開いた三角形?

ユニタリティー三角形の3つの内角のうち、 ϕ_1 以外の角度も異なった崩壊過程での CP 非対称度を測定することによって測定することができる。

$$\phi_2 : B^0, \bar{B}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \rho^\pm\pi^\mp$$

$$\phi_3 : B^0 \rightarrow D^0K_S^0, \bar{D}^0K_S^0$$

$$D^0, \bar{D}^0 \rightarrow K_S^0\pi^0, K_S^0\phi, K^+K^- \text{ etc.}$$

などがその例であるが、詳しくは BELLE 実験の提案書 (KEK Report 94-2) を参照していただきたい。

B 中間子の CP 非保存は測定されていないから、当然 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 のどれも直接に測定されていない。しかし、B 中間子を使った以下の3つの測定によって、おおまかには三角形の各辺の大きさが判っている。

- 底辺の V_{cb} は B 中間子の寿命 τ_B の測定から求められる。($\tau_B \propto |V_{cb}|^{-2}$)
- 右上の辺である V_{td} の大きさは $B^0\bar{B}^0$ 振動の

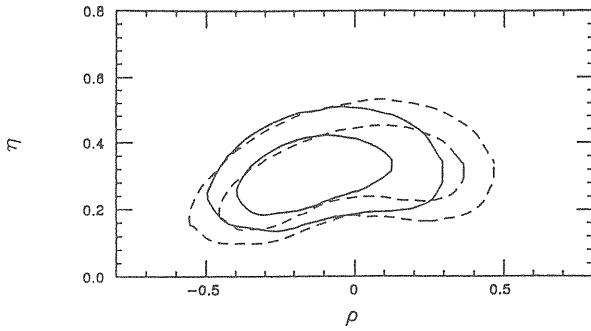


図 16: パラメーター (ρ, η) の存在領域

強さから求められる。(振動の速さ $\propto |V_{td}|^2$)

- 左上の辺である V_{ub} は、 b クォークの u クォークへの直接崩壊 $b \rightarrow u \ell \nu$ の割合から求められる。($R(b \rightarrow u \ell \nu) \propto |V_{ub}|^2$)

ここで、実験データを分かりやすくまとめる為に Wolfenstein によるパラメトリゼーションをとると、CKM 行列は次のように表現できる。

$$\begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix}, \quad (23)$$

λ の値は、これまでに K 中間子の崩壊から精度良く測定されていて、

$$\lambda = 0.221 \pm 0.002$$

である。 $\lambda = \sin\theta_c$ で、 θ_c は Cabibbo angle である。 A は、上で述べた B 中間子の寿命 τ_B から求められ、

$$A = 0.85 \pm 0.09$$

である。

ユニタリティー三角形を描くのに必要な ρ と η の値は、上で述べた 3 つの測定、および K_L^0 の CP 非保存パラメーター ϵ (式 15) から求められて、図 16 のようになる。ここで、内側の実線は 1σ の信頼度で、外側の実線は 90% の信頼度で (ρ, η) が存在するべき領域である。図 16 で、原点 $(0,0)$ 、 $(0,1)$ 、 (ρ, η) を頂点とする三角形は、図 14 のユニタリティー三角形を $A\lambda^3$ に縮小したものである。

だから、この図が「 B 中間子でこれまでにない大きな CP 非保存が測定されるべきだ」とする根拠である。ご覧のように、 $\eta > 0$ は明らかであるが、 (ρ, η) の領域はあまり正確に決まっていない。そして、三角形の辺長を決めるのは絶対値の測定であるから、精度の多くの部分は実験誤差ではなく、理論的な不定性から来ている。また、この (ρ, η) 三角形が描けるのは、行列 V がユニタリーであるという強い条件を付けているからである。これは、まさに我々が B の CP 非保存で測ろうとしている量であるのを忘れる訳にはいかない。

ともあれ、ユニタリティー三角形の 3 つの辺、3 つの内角のすべてが、 B 中間子の測定によって得られることに注目していただきたい。KEKB 加速器と BELLE 検出器が設計性能を達成し、ファクトリーの名にふさわしい高品質なデータを大量に集めることが出来れば、ユニタリティー三角形の精密な測定は夢でなくなる。高品質なデータの集積と共に実験を三角形に焼き直すのに必要な理論的な理解も急速に進むだろう。そして、小林と益川による CP 非保存の標準理論が正しく、クォークが 3 世代だけであれば、我々はユニタリティー三角形がきちんと閉じるのを見ることになる。

もしも標準理論で説明のできない新しい現象があれば、三角形は閉じずに開いたままになったり、ひしゃげて一直線になったりするかもしれない。3 つの辺と 3 つの内角が矛盾して三角形が描けなくなることも考えられる。標準理論は簡明で美しく、自然の正しい反映であるように見えるけれども、まだ三角形をはっきりと見た人はいないのだから、これはあり得ない事ではない。その場合には、KEKB ファクトリーは当初の目標を上回る、大きな成果を挙げた、ということができよう。

15 おわりに

というわけで、「KEK B ファクトリーは実験家にも、加速器家にも、理論家にも、同じように Challenging かつ Exciting だ」、というのが結論

です。

なお、時間に追われて書きましたので、誤りや不正確な所も多いと思います。実際の講義の時に、できるだけ改めますので、悪しからず。また、参考文献としては、KEK Report 94-2, “Letter of Intent for A Study of CP Violation in B Meson Decays”, The BELLE Collaboration. のみを挙げます。BのCP非保存関係の文献は、このLoIの文献リストに網羅されています。

最後に、一向に出て来ない原稿に、絶望もせず、怒りもせず、ひたすら（そして不屈の意志で）励まして下さった、セミナー担当の飯田さんに感謝します。