修士学位論文

B-physics 用電磁カロリーメータの設計

奈良女子大学理学研究科
物理学専攻
高エネルギー物理学講座
坂 井　英 子

目次

第 1 章

序論

自然界には、様々な保存則が存在している。その保存則のうち、あるものは厳密に成り立ち、又、あるものは近似的に成り立っていると考えられている。例えば、エネルギー、運動量、角運動量、電荷などの保存則は、厳密に成り立つ保存則で、パリティ（空間反転に対する対称性）の保存則は、強い相互作用と電磁相互作用では保存しているが、弱い相互作用では破れている近似的な保存則である。新しい保存則を探す事、既存の保存則の限界を示す事、そしてその意味を問う事は、物理の大きな課題の一つである。

例えば、パリティの保存則に関するこれまでの歴史はその非常に良い例である。この保存則が弱い相互作用において破れている事が ^{60}Co の実験で $T.D.Lee,\ C.N.Yang$ 達によって初めて発見されたのは、1955 年の事であった。それ以降弱い相互作用に対する理解は急速に進み、今では弱い相互作用と電磁相互作用を統一した弱電磁理論（ワインバーグ・サラム理論）として結実している。実験的にこの理論を検証する事は、現代の高エネルギー物理学の最も重要な課題の一つで、最近ではトリスタン実験（日本: 高エネルギー物理学研究所）や LEP （ヨーロッパ: スイスにある加速器）、SLC （アメリカ: スタンフォードにある加速器）で非常に精密な実験が行われたが、今の所、この理論からのズレは見つかっていない。パリティ (P) 非保存が発見されて 9 年後の 1964 年には、$K^0 - \overline{K^0}$ 系において CP （粒子 − 反粒子反転）に対する保存則が破れている事が発見された。

この発見から今日までほぼ 30 年の年月が経っているが、弱電磁理論に相当するよう

な、実験的に良く検証されたCP非保存を説明する理論は存在しない。ただ、現在最も有力なものとして小林－益川行列（後に述べる）に含まれる複素数の位相によってCP非保存則を説明する理論が上げられる。しかし、この理論の検証にはK^0系だけでなく、より重いB^0（bクォークを含む中間子）系で、CP非保存則を測定する事が、どうしても必要である。

トリスタン実験第3期計画「$B-Physics$」(B中間子の物理)は、B中間子によるCP非保存効果を測定することが主な目的である。我々奈良女子大学高エネルギー物理学講座は、このような$B-Physics$用測定器の中で、γや電子のエネルギーを測定する電磁カロリーメータ（以下カロリーメータと呼ぶ）の制作を担当する。この測定器は、B^0中間子から崩壊した電子(陽電子)を検出して親がB^0であったか、$\overline{B^0}$であったか識別する事や、B^0中間子から崩壊した粒子中に多量に含まれるπ^0中間子を$\pi^0 \to \gamma\gamma$モードから再構成するために必要な非常に大切な測定器の一つである。

このような物理からの要請を満たすために、カロリーメータがどのようなものでなければならないか、モンテカルロ法によるシミュレーションを行なって、調べる必要がある。本論文は、そのシミュレーションの結果について詳しく記述する。さらに、得られた結果を確認するためにビームテストも行なったのでその結果についても報告する。

第 2 章

$B - Physics$

2.1　トリスタン実験

茨城県つくば市にある文部省　高エネルギー物理学研究所 (KEK) では、e^+e^- 衝突実験（トリスタン実験）を行なっている。我々奈良女子大学高エネルギー物理学講座は、この実験に参加し協同実験を行なっている。

以下トリスタン実験について簡単に述べる。1987 年から始まった第 1 期は、高エネルギーに加速した電子 (e^-) 陽電子 (e^+) を衝突させ、世界最高のエネルギーで未知の現象を探す事が目的だった。重心系のエネルギーの最大値は 64GeV である。

第 2 期は、1989 年から始まった。第 1 期で達成された高エネルギー領域でさらに高い頻度で e^-e^+ を衝突させ、より高精度の実験を行う事が目的である。現在はこの第 2 期であり、連日データ収集が行われ、解析が進められている。

そして第 3 期に、B 中間子の物理「$B - Physics$」の計画が進められている。これは、B 中間子による CP 非保存効果を調べることが目的で、次のセクションではこの CP 非保存について説明する。

2.2　CP 非保存

自然界では、CPT は保存していると考えられている。ここで言う C, P, T とは次のことを指している。

C　荷電共役変換（粒子と反粒子の交換）

P　空間反転（パリティ変換とも言われ、鏡に写すような変換）

T　時間反転（フィルムを逆回しにするような変換）

この変換は、C, P それぞれ 1 つづつの変換において破れている、つまり非保存であることが解っている。

この破れをニュートリノ (ν) の場合でみてみる。ニュートリノには左巻のニュートリノ (ν_L) と右巻の反ニュートリノ $(\overline{\nu_R})$ の 2 つしか存在しない。今、左巻のニュートリノ (ν_L) に C 変換をすると次のようになる。

$$C|\nu_L>=|\overline{\nu_L}>$$

$\overline{\nu_L}$　は存在しないので、「C は破れている（非保存である）。」

同様に P 変換すると

$$P|\nu_L>=|\nu_R>$$

となるが、やはり ν_R も存在しない。「P は破れている（非保存である）。」ところがここで面白いことに、左巻のニュートリノ (ν_L) に C 変換、P 変換を同時に行うと、

$$CP|\nu_L>=C|\nu_R>=|\overline{\nu_L}>$$

$\overline{\nu_L}$ は存在する。C 変換や P 変換だけでは破れていたものが、2 つの変換を同時に行うと保存していることになる。そこで、CP は保存しているのではないかと考えられていた。しかし、K 中間子に於て CP の破れが発見された。K 中間子には、寿命の短い K_S と寿命の長い K_L がある。2 つの K 中間子は、それぞれ次のように崩壊する。

$$K_S \longrightarrow \pi^+\pi^-$$

$$K_L \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$$

崩壊後の状態の CP の固有値は、

$$CP|\pi^+\pi^->=(+1)\times|\pi^+\pi^->$$

$$CP|\pi^+\pi^-\pi^0>=(-1)\times|\pi^+\pi^-\pi^0>$$

である。従って、K の CP の値は

$$CP|K_s>=+|K_s>$$

$$CP|K_L>=-|K_L>$$

であると考えられてきた。

ところが、K^0 の崩壊を詳しく調べてみたところ、22.700 個の K_L の中に 45 ± 10 個の $K_L\to\pi^+\pi^-$ という崩壊が見つかった。これが、CP 非保存の最初の発見である。K 中間子を使った CP 非保存の研究は現在も精力的に行われている。しかし、K 中間子以外で CP 非保存の見つかった例は無い。素粒子の標準模型の理論は、「**CP** 非保存効果は、**B** 中間子の崩壊に於て **K** 中間子の場合と比べて遥かに顕著に現れるはずである。」

と予想している。これは、特に **B** 中間子が、弱い相互作用の寄与のみで CP 非保存を明確に説明できるからである。このように **B** 中間子を用いて **CP** 非保存を検証することを **B** 中間子の物理「$B-Physics$」と一般に呼んでいる。

2.3 小林 – 益川行列

標準理論では、CP 非保存の現象は小林 – 益川行列で説明されている。ここでは、この行列の持つ意味について説明する。

素粒子の相互作用は **4** つありその強さの順に書くと

$$\begin{cases}\text{強い相互作用}\\ \text{電磁相互作用}\\ \text{弱い相互作用}\\ \text{重力}\end{cases}$$

となる。また、最も基本的なフェルミオンは、レプトンとクォークであり、現在、クォークには **6** つのフレーバーがあると考えられており、それぞれ上段は $+\mathbf{2/3}$、下段は $-\mathbf{1/3}$ の電荷を持つ。

電荷

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \begin{matrix} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{matrix}$$

左巻のクォークについては弱い相互作用により相互に変換できるものは限られており、それらは **3** 組の対を作る。つまり、$W^{\pm}$ を交換することによって上下のフレーバーが変わる。

更に、クォークのミキシングが起こる。これを、**u** クォークの立場からみてみる。**u** クォークは、W^{-} を放出して、**d** クォークに変わることが出来る。しかしわずかな割合で、**s** クォークや **b** クォークに変わることもある。これをミキシングと呼ぶ。このミキシングは、**c** クォークや **t** クォークについても同様に起こる。

クォークのミキシングは、小林 – 益川によると **3** 行 **3** 列の行列を使った式で現すことが出来る。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

この行列を小林 – 益川行列 $(\equiv V)$ と呼ぶ。この行列は、**4** つのパラメーを含んでおり、そのうち **3** つは実数で、最後の **1** つは虚数成分である。CP 非保存は、この虚数成分によって説明されている。

V は、ユニタリィ行列なので、その性質を利用すると次のように書ける。

$$V^{\dagger}V = 1 \tag{2.2}$$

$$\begin{pmatrix} V^*_{ud} & V^*_{cd} & V^*_{td} \\ V^*_{us} & V^*_{cs} & V^*_{ts} \\ V^*_{ub} & V^*_{cb} & V^*_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = 1 \tag{2.3}$$

例えば **1** 成分を抜き出すと、

$$\mathrm{V_{ud}V^*_{ub} + V_{cd}V^*_{cb} + V_{td}V^*_{tb} = 0} \tag{2.4}$$

前述のように各成分は一般に複素数なので、複素平面で式 **(2.4)** を現すと次のような三角形が出来る。

図 **2.1**　ユニタリティ三角形

各々の角を ϕ_1，ϕ_2，ϕ_3 と定義する。小林 − 益川行列の成分の複素数部分が角度に対応する事から角度 ϕ を直接測定することが $B-Physics$ の目的である。この三角形はユニタリティ三角形と呼ばれ、小林 − 益川理論が正しければ、この三角形は閉じていなければならない。

この三角形を決める方法は一般的に二つある。一つはそれぞれの辺の長さを決める事で、もう一つは直接角度を測定する事である。辺の長さを決めるには **B** 中間子の崩壊幅 $\langle\Gamma(B\to\rho\ell\nu)\rangle$ や $B^0\overline{B^0}$ のミキシングの大きさを精度良く測定すれば良い。しかし、角度を測定するには後に述べるように、崩壊幅の時間依存性を測定する事が必要である。

「三つの辺の測定及び三つの角度の測定全てを行って、全ての値が矛盾無く一つの閉じた三角形で説明できるか」

つまり、このようにして小林 − 益川理論を実験的に検証する事が、予定している $B-Physics$ の最も大きな目的である。もし、三つの角度 ϕ_1,ϕ_2,ϕ_3 をそれぞれ独立に測定して、$\phi_1+\phi_2+\phi_3\neq\pi$ であれば、小林 − 益川理論に含まれていない何か新しい別の理論が必要と考えられる。

このようにユニタリティ三角形の各角度や辺を測定することは非常に意味のあることである。**table(2.1)** は、ϕ_1，ϕ_2，ϕ_3、そして各辺を測定するためのモードを表にしたものである。$V_{cd}V_{cb}^*$ については $\simeq 1$ であることが測定されている。たくさんのモードがあるが、各々の崩壊の割合は $10^{-4}\sim 10^{-5}$ と非常に小さいので、高いビーム強度の実験が必要である。[?] æ

2.4　角度 ϕ の測定方法

ここでは、**CP** が保存していない場合について **B** 中間子崩壊巾の時間依存性を与える一般的な形式について簡単にまとめる。

B^0 中間子及び $\overline{B^0}$ 中間子はフレーバーで識別される状態で、

$$B^0=(\overline{b}q)$$

	測定モード
ϕ_1	$\eta_c K_s \quad \psi K_s \quad \psi' K_s \quad \psi'' K_s \quad \chi K_s \quad \eta_c K^* \quad \eta_c K_s\pi^0 \quad D_{1,2}\pi^0 \quad D_{1,2}\omega$ $D_{1,2}\rho^0 \quad \psi K^* \quad \psi' K^* \quad \psi'' K^* \quad \psi K_s\pi^0 \quad \psi' K_s\pi^0 \quad \psi'' K_s\pi^0$ $D^0\bar{D}^0 \quad D^+D^- \quad D^*D \quad D^0K_s \quad D^0K_s\pi^0 \quad \eta_c\pi^+\pi^- \quad D^0\bar{D}^0\pi^0$ $D^+D^-\pi^0 \quad \psi\pi^+\pi^- \quad \psi'\pi^+\pi^- \quad \psi''\pi^+\pi^- \quad D^*D\pi^0$
ϕ_2	$\pi^+\pi^- \quad \pi^0\pi^0 \quad \rho^0\pi^0 \quad \omega\pi^0 \quad \eta\pi^0 \quad \pi^+\pi^-\pi^0 \quad \eta\pi^+\pi^- \quad \eta\pi^0\pi^0 \quad a_1^\pm\pi^\pm$ $\rho^\pm\pi^\mp \quad \rho^+\rho^- \quad \rho^0\rho^0 \quad \rho^0\omega \quad \omega\omega \quad \rho^0\pi^0\pi^0 \quad \rho^0\pi^+\pi^- \quad \omega\pi^+\pi^- \quad K^\pm\pi^-$
ϕ_3	$B_s \longrightarrow \rho K_s \quad B_s \longrightarrow \phi K_s \quad B^0 \longrightarrow K_s D^0 \quad B^0 \longrightarrow D^0 K_s\pi^0$ $B^\pm \longrightarrow D^0K^\pm \quad B^\pm \longrightarrow D^0K^\pm\pi^0 \quad B^\pm \longrightarrow D^0K_s\pi^0$
$\lvert V_{ud}V_{ub}^*\rvert$	$B \longrightarrow \rho\ell\nu \quad B \longrightarrow \pi\ell\nu$
$\lvert V_{td}V_{tb}^*\rvert$	B_d や B_s のミキシング

表 2.1: $\phi_1, \phi_2, \phi_3, V_{ud}V_{ub}^*, V_{td}V_{tb}^*$ の測定モード

$$\overline{B^0} = (b\overline{q})$$

である。ここで q は、u クォーク或いは s クォークである。この二つの状態は量子力学のシュレーディンガー方程式に従って、時間的に $B^0 \leftrightarrow \overline{B^0}$ へ変化する。式（**2.5**）。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} B^0 \\ \overline{B^0} \end{pmatrix} = \mathbf{H}\begin{pmatrix} B^0 \\ \overline{B^0} \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

このハミルトニアンは、一般的に

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} m_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1 & m_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ m_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & m_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2 \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

と書ける。ここで m, Γ は全て実数である。今、質量（寿命）の固有状態を B_1, B_2 とすると、この状態は次の固有値方程式を満たす。

$$\mathbf{M}B_1 = m_1 B_1 \tag{2.7}$$

$$\mathbf{M}B_2 = m_2 B_2 \tag{2.8}$$

また、重ね合わせの原理より B_1, B_2 は B^0, $\overline{B^0}$ によって

$$|B_1>\equiv \frac{1}{\sqrt{p^2+q^2}}(p|B^0>+q|\overline{B^0}>)$$

$$|B_2>\equiv \frac{1}{\sqrt{p^2+q^2}}(p|B^0>-q|\overline{B^0}>)$$

$$\begin{cases} p=(m_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12})^{\frac{1}{2}} \\ q=(m_{12}^*-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

と書ける。ここで **(2.7)(2.8)** 式を解くと、結局、式（**2.9**）（**2.10**）が与えられる。

$$|B^0(t)>=\frac{1}{2}(e^{-i(m_1-\frac{i}{2}\Gamma_1)t}+e^{-i(m_2-\frac{i}{2}\Gamma_2)t})|B^0>+\frac{q}{2p}(e^{-i(m_1-\frac{i}{2}\Gamma_1)t}-e^{-i(m_2-\frac{i}{2}\Gamma_2)t})|\overline{B^0}> \tag{2.9}$$

$$|\overline{B^0}(t)>=\frac{1}{2}(e^{-i(m_1-\frac{i}{2}\Gamma_1)t}+e^{-i(m_2-\frac{i}{2}\Gamma_2)t})|\overline{B^0}>+\frac{q}{2p}(e^{-i(m_1-\frac{i}{2}\Gamma_1)t}-e^{-i(m_2-\frac{i}{2}\Gamma_2)t})|B^0> \tag{2.10}$$

ここで $B^0(t)$ は **t=0** の時 B^0 であったもの、 $\overline{B^0}(t)$ は **t=0** の時 $\overline{B^0}$ であったものを示す。式 **(2.9)(2.10)** は、時間の関数なので時間つまり時刻 t_1 を知る必要がある。

今、時刻 $t=0$ の時 B^0 であった粒子が **t** 秒後に崩壊して状態 $|f>$ に移ったとする。ここで f は、**table(2.1)** に示したどれかの状態である。この割合を **Rate**$(B^0(t)\rightarrow f)$ と表す事にする。$|\overline{f}>=CP|f>$ のような **CP** 対称な崩壊についても、時刻 $t=0$ の時 $\overline{B^0}$ であった粒子が **t** 秒後に崩壊して状態 $|\overline{f}>$ になるような割合を **Rate**$(\overline{B^0}(t)\rightarrow \overline{f})$ で表す。このような崩壊を起こす力を L で表すと

$$Rate(B^0(t)\longrightarrow f)=|<f|L|B^0(t)>|^2 \tag{2.11}$$

$$Rate(\overline{B^0}(t)\longrightarrow \overline{f})=|<\overline{f}|L|\overline{B^0}(t)>|^2 \tag{2.12}$$

この遷移確率は一般に次のように書ける。

$$|<f|L|B^0(t)>|=g_+(t)<f|L|B^0>+\frac{q}{p}g_-(t)<f|L|\overline{B^0}> \tag{2.13}$$

$$|<\overline{f}|L|\overline{B^0}(t)>|=g_+(t)<f|L|\overline{B^0}>+\frac{p}{q}g_-(t)<\overline{f}|L|B^0> \tag{2.14}$$

ここで $g_{\pm}(t)$ は

$$g_{\pm}(t) = \frac{1}{2}e^{-im_1 t}e^{-\frac{1}{2}\Gamma_1(t)}(1 \pm e^{i\Delta m t}e^{-\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}) \tag{2.15}$$

$$\begin{cases} \Delta m = m_1 - m_2 \\ \Delta\Gamma = \Gamma_1 - \Gamma_2 \end{cases}$$

これは B^0 から $\overline{B^0}$ へ移る確率の大きさを表している。式 **(2.15)** より式 **(2.11)(2.12)** は、$e^{-im_1 t}e^{-\frac{1}{2}\Gamma_1(t)}$ でくくり出せるので

$$Rate(B^0(t) \longrightarrow f) \propto \frac{1}{2}e^{-\Gamma_1 t}G \tag{2.16}$$

$$Rate(\overline{B^0}(t) \longrightarrow \overline{f}) \propto \frac{1}{2}e^{-\Gamma_1 t}\overline{G} \tag{2.17}$$

と書ける。もし $G \neq \overline{G}$ であれば **CP** 非保存である。

ここで $G, \overline{G}$ は

$$G = a + be^{-\Delta\Gamma t} + ce^{-\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}cos\Delta m t + de^{-\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}sin\Delta m t \tag{2.18}$$

$$\overline{G} = \overline{a} + \overline{b}e^{-\Delta\Gamma t} + \overline{c}e^{-\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}cos\Delta m t + \overline{d}e^{-\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}sin\Delta m t \tag{2.19}$$

$$\begin{cases} a = |A(f)|^2\{\frac{1}{2}[1 + |\frac{p}{q}\overline{\rho}(f)|^2] + Re[\frac{p}{q}\overline{\rho}(f)]\} \\ b = |A(f)|^2\{\frac{1}{2}[1 + |\frac{p}{q}\overline{\rho}(f)|^2] - Re[\frac{p}{q}\overline{\rho}(f)]\} \\ c = |A(f)|^2\{1 - |\frac{q}{p}|^2|\overline{\rho}(f)|^2\} \\ d = 2|A(f)|^2 Im[\frac{q}{p}\overline{\rho}(f)] \end{cases}$$

$$\begin{cases} \overline{a} = |\overline{A}(\overline{f})|^2\{\frac{1}{2}[1 + |\frac{p}{q}\rho(\overline{f})|^2] + Re[\frac{p}{q}\rho(\overline{f})]\} \\ \overline{b} = |\overline{A}(\overline{f})|^2\{\frac{1}{2}[1 + |\frac{p}{q}\rho(\overline{f})|^2] - Re[\frac{p}{q}\rho(\overline{f})]\} \\ \overline{c} = |\overline{A}(\overline{f})|^2\{1 - |\frac{q}{p}|^2|\rho(\overline{f})|^2\} \\ \overline{d} = 2|\overline{A}(\overline{f})|^2 Im[\frac{q}{p}\rho(\overline{f})] \end{cases}$$

但し

$$\overline{\rho}(f) = \frac{< f|L|\overline{B^0} >}{< f|L|B^0 >}$$

$$\rho(\overline{f}) = \frac{< \overline{f}|L|B^0 >}{< \overline{f}|L|\overline{B^0} >}$$

æ

2.5 ϕ_1 の測定方法

ここでは B^0 中間子が ψK_s に崩壊する例（f が ψK_s の場合）を使って ϕ_1 の測定方法を説明する。これは「**Gold plated event**（金看板）」と呼ばれる代表的な崩壊で、終状態が CP の固有状態 $(f = \overline{f})$ なので最も CP 非保存が大きな事が予想され、また検出が容易な崩壊モードである。この場合非常によい近似で

$$|\frac{p}{q}| \simeq 1$$

$$|\overline{\rho}| = 1 \longrightarrow \frac{q}{p}\overline{\rho} \equiv e^{i\Phi_1}$$

$$\Delta\Gamma \ll \Gamma = \frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2) \longrightarrow e^{-\Delta\Gamma t} \sim 1$$

が成立するので、式 **(2.18)(2.19)** は

$$G = 2|A(\psi K_s)|^2(1 + AS\sin\Delta mt) \tag{2.20}$$

$$\overline{G} = 2|A(\psi K_s)|^2(1 - AS\sin\Delta mt) \tag{2.21}$$

の様に簡単な式になる。ここで **AS** は、**CP** 非対称を表す係数で次のように与えられる。

$$\begin{aligned} AS &= Im\left[\frac{q}{p}\overline{\rho}(\psi K_s)\right] \\ &= Im(e^{i\Phi_1}) \\ &= \sin\Phi_1 \end{aligned} \tag{2.22}$$

それでは次に、$\sin\Phi_1$ が何に対応するかみていく。クォークのダイアグラムで $B^0 \to \psi K_s$ $\overline{B^0} \to \psi K_s$ の崩壊の **CP** 非保存は図 **2.2** のように書ける。従って **CP** 非保存は、次のように計算できる。

$$\begin{aligned} AS &= Im\left[\left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{|V_{td}V_{tb}^*|}\right)^2\left(\frac{V_{cb}^*V_{cs}}{|V_{cb}V_{cs}^*|}\right)^2\right] \\ &= Im[e^{i(\pi-\phi_1)\times 2} \times 1] \\ &= Im[-e^{i2\phi_1}] \\ &= -\sin 2\phi_1 \end{aligned} \tag{2.23}$$

図 **2.2**　$\overline{B^0} \to \psi K_s$ のクォークダイアグラム

ϕ_1 を測定する事が直接 **CP** 非保存を測定する事に対応するのがわかる。$G \neq \overline{G}$ の時 **CP** 非保存なので差をとると、

$$\frac{Rate(B^0(t) \longrightarrow \psi K_s) - Rate(\overline{B^0}(t) \longrightarrow \psi K_s)}{Rate(B^0(t) \longrightarrow \psi K_s) + Rate(\overline{B^0}(t) \longrightarrow \psi K_s)} = \sin\Phi_1 \cdot \sin\Delta mt \qquad (2.24)$$

となる。この式の意味は、「$B^0 \to \psi K_s$ の崩壊の割合から $\overline{B^0} \to \psi K_s$ の崩壊の割合を引いたものの時間分布をとる。その時の係数が $\sin\Phi_1$ にあたる」ということである。従って B^0 と $\overline{B^0}$ の崩壊率を時刻 t の関数として測定し、その差を見れば ϕ_1 を測定できる。ここで Δm は B_1 と B_2 の質量の差で $B^0 - \overline{B^0}$ ミキシング現象より測定されている。$x = \frac{\Delta m}{\Gamma}$ と B の寿命 $\tau = \frac{1}{\Gamma}$ から次のような値である事がすでに解っている。

$$\Delta m = (4.3 \pm 1.2) \times 10^{-10} MeV$$

æ

2.6　B 中間子の崩壊率の時間依存性の測定と実験に要求される事

B^0 と $\overline{B^0}$ 中間子の崩壊率を時間の関数として測定するには、以下に述べるような非常に特殊な条件を満足する必要がある。

我々は、$\Upsilon(4s)$(質量 **10.573 MeV**) 粒子が $B^0\overline{B^0}$ のみに崩壊することを知っている。そこで e^- と e^+ を $\Upsilon(4s)$ 中間子がたくさん出来るようなエネルギーに加速して衝突させる。図 **2.3** は、$\Upsilon(4s)$ 中間子が e^- と e^+ との衝突の共鳴状態によってたくさん得られることを示している。[?] このように大量に **B** 中間子を製造する加速器のことを「$B-Factory$」と呼ぶ。

図 **2.3**　$\Upsilon(4s)$ 領域における $e^+e^-\rightarrow$ ハドロン断面積のエネルギー

この加速器から得られる $B^0\overline{B^0}$ 粒子は、図 **2.4** のように $W^{\pm}$ を交換することによってお互いに B^0 になったり $\overline{B^0}$ になったりする。

図 **2.4**　**W** 粒子交換の図

B^0 と $\overline{B^0}$ の識別は、**B** 中間子から崩壊するレプトン $(e,\ \mu)$ を使う事によって行える。$e^+,\ \mu^+$ 等正の電荷を持ったレプトンが捕まれば B^0、反対に $e^-,\ \mu^-$ 等負の電荷を持ったレプトンが捕まれば $\overline{B^0}$ である。

図 **2.5**　B^0 と $\overline{B^0}$ の識別