

# B<sub>d</sub>- $\bar{B}_d$ 混合的物理意义

吴丹迪

(中国科学院高能物理研究所)

B<sub>d</sub>- $\bar{B}_d$  混合是继 K<sub>L</sub>-K<sub>s</sub> 以后又一个二级弱相互作用的表现。宇称破坏, CP (电荷共轭和宇称联合反变换)破坏及味道改变的中性流压低等重要物理概念都是首先在 K<sub>L</sub>-K<sub>s</sub> 系的研究中提出的。我们期望类似的 B<sub>d</sub>- $\bar{B}_d$  混合系统将会提供对弱电理论的新理解, 这包括尚未发现的 c 夸克的质量, 未知的 KM 矩阵的参数值, 新的 CP 破坏效应等等。

1987 年 7 月, 在联邦德国 DESY 的 e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> 对撞机上工作的 Argus 组宣布他们看到了明显的 B<sub>d</sub>- $\bar{B}_d$  混合的信号<sup>[1]</sup>。这件事引起了高能物理学界普遍的关注。Argus 组的结果后来被在同一机器上工作的 MAC 组所证实。为什么 B<sub>d</sub>- $\bar{B}_d$  混合会激起普遍的热情呢? 这是有深刻根源的。

为了说明这个根源, 让我们退回到 50 年代, 那个新粒子雨后春笋般在加速器上出现的时代。在所有新粒子中最令人迷惑的莫过于中性 K 介子 K<sup>0</sup> 和  $\bar{K}^0$ , 它们互为正反粒子。在当时的质子打靶实验中, K<sup>0</sup> 随同超子  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  等或者介子 K<sup>-</sup> 产生, 而  $\bar{K}^0$  伴随着 K<sup>+</sup>, 因此它们是可以互相区别的。按照 CPT 定理, K<sup>0</sup> 和  $\bar{K}^0$  应当有相同的质量和寿命。但是实验上无论 K<sup>0</sup> 还是  $\bar{K}^0$  在产生后都立即分成质量相等的两种成分: 一种成分寿命短, 约 10<sup>-10</sup>s, 主要衰变到 2 $\pi$ ; 另一种成分寿命长, 约 10<sup>-8</sup>s, 有显著衰变到 3 $\pi$  的分支比。由此提出两个问题: 其一, 为什么一种粒子可以有两种寿命相当悬殊的成分? 其二, 为什么 K<sup>0</sup> 与  $\bar{K}^0$  这些具有负宇称的粒子可以衰变到具有正宇称的末态, 例如 2 $\pi$ ? 这两个问题困扰了人们好几年, 被列为重大“疑难”。

解决第一个问题, 是在假定存在奇异数 S 改变两个单位的相互作用以后实现的。K<sup>0</sup> 和  $\bar{K}^0$  的奇异数分别被规定为 +1 和 -1。如果存在  $\Delta S = 2$  的相互作用, 那么 K<sup>0</sup> 和  $\bar{K}^0$  就可以互相跃迁, 从而形成一个类似复摆的系统。在图 1(a) 中, 我们画出了两个完全相同的刚性耗

散摆, 它们的频率  $\omega$  和衰减宽度  $\Gamma$  (它是衰减寿命的倒数) 完全一样。在图 1(b) 中, 我们在两个摆杆之间装上了带耗散的弹簧, 把两个独立的单摆复合成复摆系统。这个复摆系统的等效哈密顿量可以写成

$$H_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} \omega - \frac{i}{2} \Gamma & \omega_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \\ \omega_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} & \omega - \frac{i}{2} \Gamma \end{pmatrix}, \quad (1)$$

这里  $\omega_{12}$  和  $\Gamma_{12}$  分别是耦合弹簧的频率和宽度。这样的系统有两个本征振动, 相应地有两个本征质量和本征宽度。有趣的是, 如果我们先推一下第一个摆, 使其振动起来, 那么它会将运动传给第二个摆。逐渐地, 我们发现宽度(耗散)大的本征振动(相应于两个摆作相对摆动)先消失, 只剩下宽度小的共动模式, 直到整个系统完全静下来。振动传递的快慢, 是同两个本征频率之间的频率差(或者耦合弹簧的频率)成比例的。如果频率差太小, 而系统的衰减又太快, 即  $\Gamma$  太大, 那么我们就来不及看见前面描述的整个传递过程。复摆的这些性质与前面讲的 K<sup>0</sup>- $\bar{K}^0$  系统的性质非常相似。事实上, 把(1)式

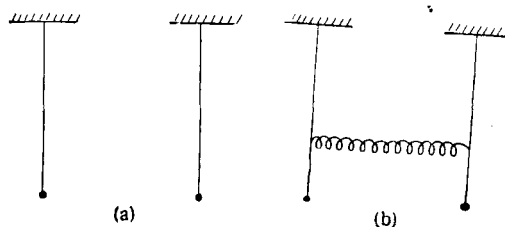


图 1

中的  $\omega$  和  $\omega_{12}$  换成相应的  $M$  和  $M_{12}$  以后, 此式就变成了描写  $K^0-\bar{K}^0$  系统的等效哈密顿量. 通常人们称  $M_{12}$  和  $\Gamma_{12}$  为混合质量和混合宽度,

$$H_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix}, \quad (2)$$

注意, 由于量子力学中某些量可以是复数, 所以我们考虑最一般的情形, 允许  $M_{12}$  和  $\Gamma_{12}$  为复数. 按照惯例, 具有长寿命和短寿命的两个本征态分别被记为  $K_L$  和  $K_S$ . 它们的本征质量和本征宽度相应地为  $m_L, m_S$  和  $\gamma_L, \gamma_S$ . 我们知道,  $K^0$  介子的质量是  $497\text{MeV}$ , 而  $m_L$  与  $m_S$  的差别 (其数值为混合质量数值的两倍), 在以后非常精巧的实验中测出仅为  $K$  介子质量的  $10^{-4}$  倍. 所以在一般的  $K^0$  介子实验中, 这个质量差往往被忽略.

三十多年过去了, 弱相互作用理论经历了四个费米子的  $V-A$  弱作用理论发展到弱电规范理论, 并出现了标准的 Kobayashi-Maskawa (KM) 理论. 尽管有这些发展, 有一点认识始终没有变, 这就是产生  $\Delta S=2$  跃迁的相互作用必须是二级四费米弱作用. 这是因为混合质量非常小. 所以,  $K^0-\bar{K}^0$  混合的实验结果是自然界第一次向我们表明, 尽管四费米作用很弱, 在有些情况下, 高级弱作用可以显出效果来, 所以是必须计算的. 这一点认识曾极大地推动了弱作用由  $V-A$  理论到规范理论的发展, 因为在  $V-A$  理论的框架下, 高级弱作用是无法计算的. 遗憾的是直到不久以前, 自然界还只向我们提供了一个  $K^0-\bar{K}^0$  系统作为高级弱作用的例证<sup>[1]</sup>.

第二个问题 (即为什么  $K^0$  与  $\bar{K}^0$  这些具有负宇称的粒子可以衰变到具有正宇称的末态) 的解决, 是在李-杨提出宇称可以不守恒以后<sup>[2]</sup>. 李-杨为此获得了诺贝尔奖金物理学奖. 这个工作已有大量文章介绍, 故在此不赘述.

然而,  $K^0-\bar{K}^0$  系统的重要性并非一个物理学奖所能概括. 1964年, Cronin 和 Fitch 发现了另一个意想不到的现象,  $K_L$  不仅可以衰

变到  $3\pi$ , 而且还有很小的分支比 (约  $10^{-4}$ ) 衰变到  $2\pi$ . 一度被认为是很好的守恒定律—— $C$  和  $P$  联合反演守恒在这里被破坏了, 因为  $2\pi$  和  $3\pi$  的  $C$  宇称相同而  $P$  宇称相反, 所以它们的  $CP$  宇称相反, 但是现在它们都可以是  $K_L$  衰变的产物<sup>[3]</sup>.

$CP$  破坏的发现向物理学家们提出了一个挑战. 发现  $CP$  破坏的当年就有人提出了所谓超弱作用模型. 尽管这个模型出发点很任意, 但它却很好地解释了当时测到的  $CP$  破坏现象的一切方面<sup>[4]</sup>. 1973年, Kobayashi 和 Maskawa 提出了一个在弱电规范理论中自然地引进  $CP$  破坏的模型 (KM 模型)<sup>[5]</sup>. 随着弱电规范理论被证实, KM 模型也就变成了“标准模型”的一部分. 我们将会看到, KM 模型有内在的合理性, 而且它的某些部分已被实验证实. 不过直至今, “超弱理论错了”这句话对某些人来说仍然难于启齿<sup>[6]</sup>. 更何况与标准模型竞争的还有两三个规范理论可以允许的别的模型. 要从实验上选出正确的  $CP$  破坏模型, 可能还需要几十年的时间.

随着人们对  $CP$  破坏的重要性的认识, Cronin 和 Fitch 在 1986 年荣获诺贝尔奖金物理学奖.

标准的 KM 模型的基础是所谓 GIM 机制, GIM 机制也是  $K^0-\bar{K}^0$  系统研究历史中的一个重要的里程碑. GIM 是指 Glashow, Iliopoulos 和 Maiani. 他们在 1970 年发现, 在弱电规范理论中, 如果不引进第四个夸克, 即 1974 年丁肇中和 Richter 发现的粲夸克  $c$ , 那么  $K^0-\bar{K}^0$  跃迁就有可能在一级四费米弱作用水平上通过传递中性矢量介子而发生, 致使跃迁质量比实验值大很多. 而引进  $c$  夸克以后, 一级弱作用就不可能提供  $K^0-\bar{K}^0$  跃迁<sup>[6]</sup>. 他们这个结果的数学根据十分简单, 假如自然界只

- 1)  $B_d-\bar{B}_d$  混合及双  $\beta$  衰变是去年发现的新例证.
- 2) 这些人对 1987 年在 CERN 的 NA31 组测到  $\sigma' \neq 0$  的实验持保留态度. 这是目前唯一可以否定超弱理论的实验. 1988 年 7 月, FNAL 宣布他们的实验结果与 NA31 一致.

有当时已知的  $u, d, s$  三种夸克, 那么按照 Weinbers 和 Salam 的弱电规范理论和 Cabibbo 的混合理论,  $u, d, s$  应按如下方式填充  $SU(2)$  的二重态:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \end{pmatrix}, \quad (3)$$

这里  $\theta_c$  是 Cabibbo 角,  $\sin \theta_c$  约为 0.22. 中性矢量介子  $Z^0$  可以与任何一个二重态的分量耦合, 例如与下面的分量耦合的形式为

$$\begin{aligned} & (\bar{d} \cos \theta_c + \bar{s} \sin \theta_c)(d \cos \theta_c + s \sin \theta_c) Z^0 \\ &= (\bar{d}s + \bar{s}d) Z^0 \cos \theta_c \sin \theta_c \\ &+ \dots, \end{aligned} \quad (4)$$

这里我们只明显写出  $\Delta S = \pm 1$  的流与  $Z^0$  的耦合项, 略去了  $\Delta S = 0$  的项. 两个(4)式类型的作用在把  $Z^0$  收缩掉以后, 就是一个四费米作用, 其中有我们不希望的  $\Delta S = \pm 2$  的项. 现在, 如果引进第四个  $c$  夸克, 我们就多了一个新的弱作用二重态:

$$\begin{pmatrix} c \\ s \cos \theta_c - d \sin \theta_c \end{pmatrix}, \quad (5)$$

(5)式中的下分量与(3)式中的下分量是互相正交的. (5)式中的下分量与  $Z^0$  的耦合为

$$\begin{aligned} & (\bar{s} \cos \theta_c - \bar{d} \sin \theta_c)(s \cos \theta_c - d \sin \theta_c) Z^0 \\ &= -(\bar{s}d + \bar{d}s) Z^0 + \dots, \end{aligned} \quad (6)$$

如果假定二重态(2)式与(5)式在弱作用方面没有区别(这个假定在规范理论中可以由规范不变性来保证), 那么这里的  $\Delta S = \pm 1$  的中性流耦合与(4)式中的大小相等, 符号相反, 恰好抵消. 后来的计算表明, 即使在二级弱作用的水平(见图2), 由于中间态  $u$  夸克和  $c$  夸克的贡献互相抵消, 使得箱图中的主要项消失, 剩下的是与  $c$  夸克和  $u$  夸克的质量平方差成比例的项. 这个计算预言了  $c$  夸克的质量为  $1.5\text{GeV}$ , 与后来测量的数值惊人地吻合.

KM 理论(1973年)在 GIM 机制的基础上引进了第三个夸克二重态, 称为第三代夸克, 这样在 KM 理论中就有三代六个夸克<sup>[9]</sup>:

$$\begin{pmatrix} u \\ \bar{d} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ \bar{s} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ \bar{b} \end{pmatrix},$$

这里  $\bar{d}, \bar{s}$  和  $\bar{b}$  表示混合后的夸克, 称为弱作用

本征态, 它们与质量本征态夸克  $d, s, b$  的关系是

$$\begin{pmatrix} \bar{d} \\ \bar{s} \\ \bar{b} \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (7)$$

么正矩阵  $V$  称为 KM 矩阵.

$$V = \begin{pmatrix} C_1 & -S_1 C_3 & -S_1 S_3 \\ S_1 C_2 & C_1 C_2 C_3 - S_2 S_3 e^{i\delta} & C_1 S_2 S_3 + S_2 S_3 e^{i\delta} \\ S_1 S_2 & C_1 S_2 C_3 + C_2 S_3 e^{i\delta} & C_1 S_2 S_3 - C_2 C_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

这里  $S_i = \sin \theta_i$ ,  $C_i = \cos \theta_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), 其中  $\theta_i$  就是前面介绍的 Cabibbo 角.

Kobayashi 与 Maskawa 当时引进这第三代夸克的目的, 是要在弱电规范理论中引入  $CP$  破坏. 我们知道,  $CP$  破坏要求在理论的耦合常数中出现复数, 或者说耦合常数有相因子. 然而某些耦合常数的相因子可以通过重新规定夸克的相位而改变. 从量子力学来看, 夸克的相位可以任意规定而对物理效应不发生影响. 由(4)式与(6)式的和, 我们可以看到, 夸克之间的混合对中性流作用的形式没有影响. 然而夸克之间的混合却对带电流作用有重要的意义, 这里带电流作用的形式为

$$\begin{aligned} & (\bar{u}\bar{d} + \bar{c}\bar{s} + \bar{t}\bar{b}) W^+ + \text{H. c.} \\ &= (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) V \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} W^+ + \text{H. c.}, \end{aligned} \quad (9)$$

例如, 从(8), (9)两式读出的一个耦合项是  $C_1 \bar{u}d W^+$ , 其耦合系数  $C_1 = \cos \theta_1$  是实数. 我们也常把 KM 矩阵写成较抽象的形式:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

这里  $V_{ud}$  代表  $\bar{u}d$  夸克与  $W^+$  的耦合等等. 按照(8)式,  $V_{ud} = C_1$ . 但是,  $C_1 \bar{u}d W^+$  也可以写成  $C_1 e^{-i\alpha_d} \bar{u}d' W^+$ , 其中  $d' = e^{i\alpha_d} d$ , 于是我们有  $V_{ud} = C_1 e^{-i\alpha_d}$ . 现在, 同一个相互作用的耦合常数变成了复数. 显然  $CP$  破坏应当与这一类的相因子没有关系, 它只与在夸克相位变换下无法消除的相因子有关系. 事实上, 当

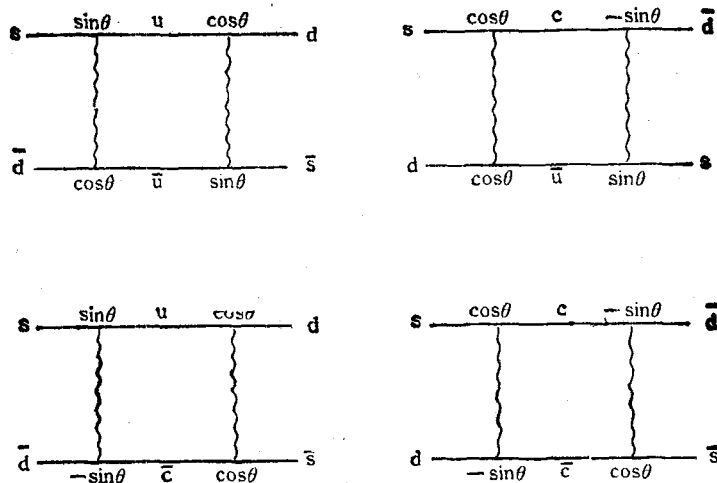


图 2

d 夸克改变相位时,  $V_{ud}$ ,  $V_{cd}$  和  $V_{td}$  都改变一个共同的相位; 当 u 夸克改变相位时,  $V_{ud}$ ,  $V_{us}$ ,  $V_{ub}$  都改变一个共同相位等等。所以,  $V$  矩阵的一个  $2 \times 2$  子矩阵中四个矩阵元的乘积<sup>[7]</sup>

$$V_{ud}V_{cs}V_{us}^*V_{cd}^*, \quad (11)$$

是在夸克相位改变时不变的。如果这个量是复数, 那么 KM 矩阵就一定有 CP 破坏。很容易证明在(11)式中当  $2 \times 2$  子矩阵是么正阵时一定是实的, 所以在 GIM 模型 (只有两代夸克) 中不能引入 CP 破坏。而在有三代夸克的 KM 模型中, (11)式一般地可以是复数。我们知道  $3 \times 3$  矩阵有九个  $2 \times 2$  子矩阵, 因此可以构成九个(11)式类型的量。利用  $3 \times 3$  矩阵的么正性不难证明, 这九个量的虚部的数值相等。

$$J = \text{Im}V_{ud}V_{cs}V_{us}^*V_{cd}^* = C_1C_2C_3S_1^2S_2S_3 \sin \delta, \quad (12)$$

KM 理论所预言的 b 夸克已在 1978 年发现, 而 t 夸克的发现则在人们的预料之中。Cabibbo 角的  $S_1 \simeq 0.223$ , 新混合角  $S_2$  与  $S_3$  的数值尚未精确测量, 后面我们还要进一步讨论这些参数测量的现状。

通过以上的回顾, 我们已经可以体会到研究  $B_d$ - $\bar{B}_d$  混合的重要性。按照 KM 理论, 在具有两种电荷的六个夸克中, 还可以找到五个类似  $K^0$ - $\bar{K}^0$  的系统(我们知道,  $K^0$  的夸克结构是  $d\bar{s}$ )。它们是  $D^0(c\bar{u})$ ,  $B_d(d\bar{b})$ ,  $B_s(s\bar{b})$ ,  $T_u(t\bar{u})$  和  $T_c(t\bar{c})$ 。计算表明, 只有  $B_d$  和  $B_s$  会有明

显的混合, 这是因为它们的混合质量与它们的宽度可以比较, 而另外三个系统的混合质量要比相应的宽度小得多。由于  $B_d$  和  $B_s$  寿命很短 (约  $10^{-12}$ s), 很难用飞行距离的方式来区分  $B_d$  和  $\bar{B}_d$ , 所以观察混合的方式要改变一下。Argus 组的实验原理是利用  $B_d$  与  $\bar{B}_d$  有不同的衰变方式, 例如

$$B_d \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \text{强子}, \quad (13)$$

$$\bar{B}_d \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \text{强子}, \quad (14)$$

在  $e^+e^-$  对撞时,  $B_d$  和  $\bar{B}_d$  通过电磁作用成对产生。如果没有  $B_d$ - $\bar{B}_d$  混合, 那么按照(13)和(14)式, 我们只能看见  $\mu^+\mu^-$  对。但是, 如果  $\bar{B}_d$  可以在衰变以前跃迁到  $B_d$ , 我们有时就会看到  $\mu^+\mu^+$  对; 相反, 如果  $B_d$  在跃迁以前跃迁到  $\bar{B}_d$ , 我们有时就会看到  $\mu^-\mu^-$  对。把看到  $\mu^+\mu^-$  对,  $\mu^+\mu^+$  对和  $\mu^-\mu^-$  对的计数分别写为  $N_{+-}$ ,  $N_{++}$  和  $N_{--}$ , 那么混合参量  $r$  就可定义为

$$r = (N_{++} + N_{--})/N_{+-}, \quad (15)$$

计算表明,

$$r = (x^2 + y^2)/(2 + x^2 - y^2), \quad (16)$$

这里  $x = \Delta m/\Gamma$ ,  $y = \Delta\gamma/2\Gamma$ 。(16)式与前面讨论的复摆系统传递运动的快慢是一致的。对于  $B_d$  和  $B_s$  系统, 理论计算表明,  $\Delta\gamma \ll \Delta m$ , 所以对混合参数  $r$  的测量实质上就提供了  $\Delta m$  大小的信号。显然,  $e^+e^-$ ,  $e^+\mu^+$  和  $e^+e^+$ ,

$e^\pm \mu^\pm$  等末态也可以用来做  $N_{+-}$  和  $N_{++}$ ,  $N_{--}$  的计数。这个实验的背景,主要来自(13),(14)式中强子的次级衰变。(13)式中的强子通常含有反  $c$  夸克。 $\bar{c}$ ,  $\bar{c}$  的轻子衰变方式是

$$\bar{c} \rightarrow \bar{s} + \mu^+ + \nu, \quad (17)$$

因此有可能把这个  $\mu^+$  与(16)式中的  $\mu^+$  结合在一起,并归入  $N_{++}$  的计数。(16)式强子所包含的  $c$  夸克能衰变成  $\mu^-$ , 从而对  $N_{--}$  有所贡献。不过这些由  $c$  夸克衰变产生的次级轻子能量比较低,原因是  $c$  夸克比  $b$  夸克轻得多,所以如果不要低能的轻子对,就可以把这种背景基本上排除。对于  $N_{+-}$ , 除了  $B_d$  衰变外,  $B_u$  衰变也会有贡献 ( $B_u = u\bar{b}$ ), 因为  $B_u$  比  $B_d$  略轻一点点,产生的  $B_u$  要比  $B_d$  多一点<sup>1)</sup>。根据理论计算,  $N_{+-}(B_u\bar{B}_u)/N_{+-}(B_d\bar{B}_d) = 0.55/0.45$ , 因此由  $B_u\bar{B}_u$  来的背景是不难消除的。按照 Argus 组的报告,  $r_{B_d} = 0.20 \pm 0.09$ , 相应于  $\Delta m = 4.2 \times 10^{-4} \text{eV}$ , 约为  $B_d$  质量 ( $5.27 \text{GeV}$ ) 的  $10^{-13}$  倍。

$B_d-\bar{B}_d$  混合质量的计算方式与  $K^0-\bar{K}^0$  的计算相似(图 3),也是计算箱图。考虑到 GIM 的抵消机制,计算结果为

$$\Delta m = \frac{G_F^2 f_B^2 m_B}{6\pi^2} m_t^2 |V_{td}^* V_{tb}|^2, \quad (18)$$

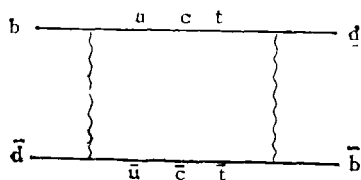


图 3

式中  $|V_{td}V_{tb}^*| \simeq S_1 S_2$ ,  $G_F$  是普适弱作用常数,  $f_B$  是  $B_d$  介子的结构常数, 约为  $160 \text{MeV}$ ,  $m_B$  是  $B_d$  的质量,  $m_t$  是尚未发现的  $t$  夸克的质量。由于测到了  $\Delta m$  的数值,通过(18)式,  $m_t$  和  $S_2$  之间的函数关系就确定了。我们将它画在图 4 上<sup>2)</sup>。在这个图中,我们还画出了从  $B_d$  的寿命测量而得到的  $S_2$  的上限(小于 0.1)以及根据中性和带电中间玻色子质量之比得到的  $t$  夸克质量的上限(小于  $180 \text{GeV}$ )。除了上限以外,对

物理

每个确定的  $S_2$  的值,  $S_1$  和  $\delta$  可以在一定范围内变化,以保证给出同一个  $B_d$  介子的寿命值。图 4 中  $S_2$  变化的下限由另一条曲线表示。另外,  $S_2$  不可能太大,否则就应当看到  $B_d$  到末态没有粲粒子的衰变模式。关于这种模式是否已经看到,至今仍无定论<sup>2)</sup>。这一点可用图 4 中的一条水平线表示。把  $B_d-\bar{B}_d$  混合实验与其他方面的实验相联系,人们更进一步限制了未知 KM 参数数值的范围,例如,有的文章认为  $\delta$  可能在  $150^\circ$  左右。利用这些新的知识,人们也对许多可能的稀有过程的分支比重新作了估计,为实验上寻找它们指出了更明确的方向。总之,由于  $B_d-\bar{B}_d$  混合的发现,高能物理的理论和实验都再度活跃起来。

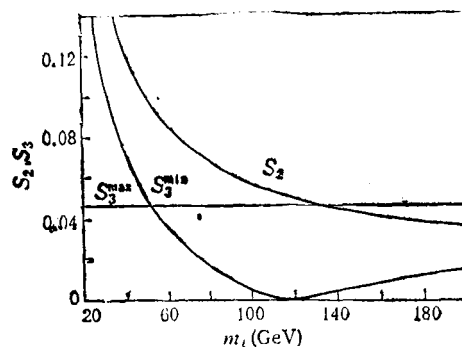


图 4

具有三代夸克的 KM 模型,为在规范的弱电作用理论中引入  $CP$  破坏提供了一个自然的途径。我们预期,很可能将来会发现 KM 模型所预言的  $t$  夸克,还能证实 KM 矩阵的确是复数性的,是  $CP$  破坏的一个来源。然而 KM 矩阵的复数性又是出自何种原因呢? 物理学家们已经成功地找到了自发破坏连续对称性(例如同位旋守恒)和宇称守恒的方法,然而 KM 矩阵中的复数性却是作为假定直接引入的。即使另外两三个与之竞争的  $CP$  破坏模型,也都程度不同地具有这种人为的性质。 $CP$  破坏理论的现状与其实验现状一样显得相当落后。那么

- 1) 实验是在  $B_d \bar{B}_d$  产生阈附近的一个共振峰上做的,这个共振峰的名字是  $Y(4S)$ 。
- 2) Argus 组去年报道了肯定的结果,但 CLEO 组(在美国 Cornell)今年更精确的报道说没有。

较大的  $B_d-\bar{B}_d$  混合的存在对于发现新的  $CP$  破坏效应有什么意义呢? 计算表明,许多(虽然不是全部)  $1CP$  破坏效应是同  $\Delta m/T$  成比例的。特别是那些与时间有关的  $CP$  破坏效应,只有当  $\Delta m/T$  足够大时才可能被观察到。如果提高探测器测量小距离的能力,那么  $B_d-\bar{B}_d$  或者  $B_s-\bar{B}_s$  衰变的时间依赖性就会在空间中显示出来,就象我们前面介绍的复摆系统一样。由  $B_d-\bar{B}_d$  系统  $\Delta m$  的大小,可以直接计算  $B_s-\bar{B}_s$  系统  $\Delta m$  的大小,发现对这个系统  $\Delta m/T > 5$ 。很可能是自然界在给了我们一个  $K^0-\bar{K}^0$  系统之后,又送给我们  $B_d-\bar{B}_d$  和  $B_s-\bar{B}_s$  这两份礼物,使我们有机会再次深入研究混合系统中的微妙的物理现象。值得一提的是,由于  $B_d$  (或  $B_s$ ) 有

很多衰变方式,所以它的  $CP$  破坏现象要比  $K^0$  丰富得多。虽然这个研究将会是非常困难的。但是科学的历史一向是由易到难。所以我们相信,在十年至二十年内,我们一定会在  $B_d-\bar{B}_d$  或  $B_s-\bar{B}_s$  系统中发现新的  $CP$  破坏现象。

[1] C. Albrecht et al., *Phys. Lett.*, 192B(1987), 245.  
 [2] T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.*, 104(1956), 254.  
 [3] H. Christenson et al., *Phys. Rev. Lett.*, 13(1964), 138.  
 [4] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.*, 13(1964), 562.  
 [5] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theo. Phys.*, 49(1973), 652.  
 [6] S. L. Glashow et al., *Phys. Rev. D*, 2(1970), 542.  
 [7] D. D. Wu, *Phys. Rev. D*, 33(1986), 860.  
 [8] J. Ellis et al., *Nucl. Phys.*, B304(1988), 206.

(上接第 672 页)

值表征。把这些结果用于 Cu-O 型超导体,由于高  $T_c$  起源于电子与准玻色子激发之间的高频自旋交换和强耦合,则可得出,对于氧呼吸模声子、激子激发和等离子元等三种玻色子,  $T_c$  值分别可达 100K, 300K 和 400K。

## 2. 超导弦孤子模型

本文作者基于超导宇宙弦理论和孤子理论,从非线性场论的角度,提出了高温超导体的超导弦孤子模型。用  $\tilde{U}(1) \times U(1)$  规范  $\varphi^4$  理论得到玻色子  $U(1)$  场由扭结型孤子解描述,  $U(1)$  场由波包型孤子解描述。揭示了  $U(1)$  场具有非零期望值并自发破缺电磁性,从而通过玻色凝聚以发生超导电性。对于零模费米子超导弦和用赛因-高登型孤子解描述的费米子-玻色子相互作用的超导弦均产生超导电性。本理论解释了磁穿透深度、临界电流密度和能隙等随温度变化的行为。理论预言的  $T_c$  值与镧系和钇系超导体的实验值相符合。虽然制备 10 层超导体可使  $T_c$  值达室温,但是理论上最佳为 5—6 层。把此理论与量子固体理论、现有超导理论和数学孤子理论结合起来,有望建立起高温超导理论。

[1] J. G. Behnroz and K. A. Müller, *Z. Phys. B*, 64

(1986), 189.

[2] I. M. Tang, *Phys. Rev. B*, 35(1987), 4787.  
 [3] D. Belitz, *Phys. Rev. B*, 35(1987), 1636.  
 [4] J. Appel and P. Hertel, *Phys. Rev. B*, 35(1987), 155.  
 [5] H. Takagi et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, 26(1987), 1123.  
 [6] R. J. Cava et al., *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 408; J. M. Tarascon et al., *Science*, 235(1987), 1373.  
 [7] J. D. Jorgensen et al., *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 1024; R. J. Cava et al., *Phys. Rev. B*, 35(1987), 6716.  
 [8] J. Yu et al., *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 1035.  
 [9] L. F. Mattheiss, *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 1028.  
 [10] W. Weber, *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 1371.  
 [11] P. W. Anderson et al., *Nature*, 327(1987), 363.  
 [12] V. J. Emery, *Nature*, 328(1987), 756.  
 [13] P. A. Lee and N. Reed, *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 269.  
 [14] A. Khurana *Physics Today*, No.4(1987), 17.  
 [15] P. W. Anderson, *Science*, 235(1987), 1196; P. W. Anderson et al., *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 2790.  
 [16] M. K. Wu et al., *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 908.  
 [17] R. J. Cava et al., *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 1676; W. I. F. David et al., *Nature*, 327(1987), 310.  
 [18] W. Y. Ching et al., *Phys. Rev. Lett.*, 59(1987), 1333.  
 [19] C. E. Gough et al., *Nature*, 326(1987), 855; D. Caplin, *Nature*, 326(1987), 827.  
 [20] B. Batlogg et al., *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 2333; L. C. Bourne et al., *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 2337.  
 [21] V. J. Emery, *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 2794; J. E. Hirsch, *Phys. Rev. Lett.*, 59(1987), 228.  
 [22] R. H. Parmenter, *Phys. Rev. Lett.*, 59(1987), 923; A. E. Ruckenstein et al., *Phys. Rev. B*, 36(1987), 857.  
 [23] K. Nasu, *Phys. Rev. B*, 35(1987), 1748; 37(1988), 5075.