第21卷 第12期 物 理 学 报 Vol. 21, No. 12
1965年12月 ACTA PHYSICA SINICA Dec., 1965

矢量介子 φ 的动力学模型及耦合常数 $f^2_{\varphi K\bar{K}}$, $f^2_{\omega K\bar{K}}$ 与 $f^2_{\rho K\bar{K}}$ 的值*

陈 常 加

提 要

假设矢量介子 $\varphi(I=0,\ l=1,\ m_\varphi=7.30m_\pi)$ 是 $K\bar{K}$ 散射交换 ρ, ω 以及 φ 介子本身而形成的共振. 应用双色散关系中的 N/D 方法,并设 ρ, ω 以及交换的 φ 介子的质量为已知,近似求出 $K\bar{K}$ 的分波散射振幅. 当要求该振幅能重新给出正确的共振位置(φ 的质量)和宽度时,即可得出偶合常数 $f_{\rho K\bar{K}}$、$f_{\omega K\bar{K}}$ 与 $f_{\varphi K\bar{K}}$ 所必需满足的关系,从而给出它们可能取的数值.

一、引 言

对于一个強衰变的不稳定粒子,一种观点是将它解释为某两个粒子 A, B 通过交换某些粒子 x 而散射所形成的共振态. 此共振态反过来又可能在交换中出现,这时在粒子 x 中还应包含该共振态本身. 例如认为 ρ 介子是由 $\pi\pi$, $\pi\omega$ 散射交换 ρ 而形成的共振[1-3]; K^* 是 πK 散射交换 ρ, K^* 而形成的共振[4-6]; N^* 是 πN 散射交换 ρ, N 与 N^* 而形成的共振[7]; $\pi\omega$ 共振是 $\pi\omega$ 散射交换 ρ 而形成的共振[8,9],等等.

本文假设矢量介子 $\varphi(I=0,\ l=1,\ m_\varphi=7.3m_\pi)$ 是 $K\bar{K}$ 散射交换 ρ, ω 与 φ 本身而形成的共振. 令 ρ, ω 及交换的 φ 介子的质量为已知,应用双色散关系中的 N/D 方法,并对分子函数 N 与分母函数 D 的积分方程用一次迭代法近似求解,以得出 $K\bar{K}$ 散射的 $I=0$, $l=1$ 的分波振幅. 当要求该分波振幅在 m_φ 处重新给出共振而且具有正确的宽度时,即可得到耦合常数 $f_{\rho K\bar{K}}$, $f_{\omega K\bar{K}}$, $f_{\varphi K\bar{K}}$ 所需满足的两个方程,同样,将 ω 介子看作 $K\bar{K}$ 散射交换 ρ, ω, φ 所形成的束缚态,亦可得到上述耦合常数间的一个方程. 如果将这些方程联立起来求解,便可以求出耦合常数的值来.

第二节写出了 $K\bar{K}$ 散射交换 ρ、ω 与 φ 的分波振幅. 第三节求出了分子函数 N 与分母函数 D 的积分方程. 第四节求出了分波振幅所满足的共振条件. 第五节列出了所得结果.

二、交换图与 Born 振幅

$K\bar{K}$ 散射交换粒子 x 可用图1表示.

对于 t 道, $K\bar{K}$ 系的量子数是: 重子数 $B=0$, 奇异量子数 $S=0$, 总同位旋量子数 $I=0$ 或 1. 由于強相互作用满足重子数守恆定律与奇异量子数守恆定律,所以 x 粒子的

* 1964年9月8日收到; 1965年5月13日收到修改稿.

量子数应为 $B=0$, $S=0$, $I=0$ 或 1. 满足这些条件的粒子有 π, η, ρ, ω 与 φ 等.

此外，根据強相互作用还需满足宇称守恆定律与角动量守恆定律，以及 K, $\bar{K}$ 的自旋和宇称，x 粒子的內宇称 P 与自旋量子数 l 尙需满足下列条件：

$$P=(-1)^l. \tag{1}$$

π 与 η 不满足此条件，因此应该除去.

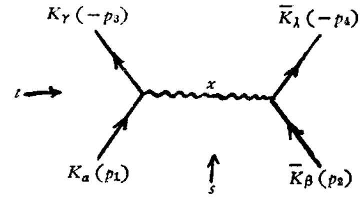

图 1

对于 u 道，$K\bar{K}$ 系的量子数是 $B=0$, $S=2$, $I=0$ 或 1. 现在尙未发现这样的粒子.

K 介子分别与 ρ, ω 及 φ 等介子相互作用的等效拉氏函数为

$$\left.\begin{aligned}
\mathscr{L}_\rho &= -if_{\rho K\bar{K}}\left(\frac{\partial K^+}{\partial x_\mu}\frac{\boldsymbol{\tau}}{2}K-K^+\frac{\boldsymbol{\tau}}{2}\frac{\partial K}{\partial x_\mu}\right)\cdot\boldsymbol{\rho}_\mu,\\
\mathscr{L}_\omega &= -if_{\omega K\bar{K}}\left(\frac{\partial K^+}{\partial x_\mu}K-K^+\frac{\partial K}{\partial x_\mu}\right)\omega_\mu,\\
\mathscr{L}_\varphi &= -if_{\varphi K\bar{K}}\left(\frac{\partial K^+}{\partial x_\mu}K-K^+\frac{\partial K}{\partial x_\mu}\right)\varphi_\mu.
\end{aligned}\right\} \tag{2}$$

由此，可写出 $K\bar{K}$ 散射分别交換 ρ, ω 与 φ 介子的 Born 振幅

$$\left.\begin{aligned}
F_\rho^{(B)}(s,t) &= f^2_{\rho K\bar{K}}\,\frac{\tau_{\gamma\alpha}\cdot\tau_{\lambda\beta}}{4}\,\frac{s-u}{m_\rho^2-t},\\
F_\omega^{(B)}(s,t) &= f^2_{\omega K\bar{K}}\,\delta_{\gamma\alpha}\delta_{\lambda\beta}\,\frac{s-u}{m_\omega^2-t},\\
F_\varphi^{(B)}(s,t) &= f^2_{\varphi K\bar{K}}\,\delta_{\gamma\alpha}\delta_{\lambda\beta}\,\frac{s-u}{m_\varphi^2-t}.
\end{aligned}\right\} \tag{3}$$

由于 φ 介子 $I=0$, $l=1$，所以我们只需考虑 s 道中同位旋 $I=0$, 角动量 $l=1$ 的 $K\bar{K}$ 散射的 Born 振幅.

我们先考虑同位旋投影. 将 Born 振幅 $F^{(B)}(s,t)$ 按同位旋本征态的投影算子展开

$$F^{(B)}(s,t)=\langle\gamma,\lambda|\mathbf{I}^0|\alpha,\beta\rangle F^{(B)I=0}(s,t)+\langle\gamma,\lambda|\mathbf{I}^1|\alpha,\beta\rangle F^{(B)I=1}(s,t), \tag{4}$$

其中 $\mathbf{I}^0$ 为同位旋 $I=0$ 的投影算子，$F^{(B)I=0}(s,t)$ 为同位旋 $I=0$ 的 Born 振幅，余类推.

根据

$$\frac{\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\tau}}{4}=-\frac{3}{4}\mathbf{I}^0+\frac{1}{4}\mathbf{I}^1, \tag{5}$$

及

$$\mathbf{1}=\mathbf{I}^0+\mathbf{I}^1, \tag{6}$$

可将 $F_\rho^{(B)}(s,t)$ 按同位旋本征态展开：

$$\begin{aligned}
F_\rho^{(B)}(s,t) &= f^2_{\rho K\bar{K}}\frac{\tau_{\gamma\alpha}\tau_{\lambda\beta}}{4}\frac{s-u}{m_\rho^2-t}=\left\langle\gamma,\lambda\left|\frac{\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\tau}}{4}\right|\alpha,\beta\right\rangle f^2_{\rho K\bar{K}}\frac{s-u}{m_\rho^2-t}\\
&= \langle\gamma,\lambda|\mathbf{I}^0|\alpha,\beta\rangle\left(-\frac{3}{4}\right)f^2_{\rho K\bar{K}}\frac{s-u}{m_\rho^2-t}+\langle\gamma,\lambda|\mathbf{I}^1|\alpha,\beta\rangle\frac{1}{4}\frac{s-u}{m_\rho^2-t}.
\end{aligned} \tag{7}$$

由此可得同位旋 $I=0$ 的 $K\bar{K}$ 散射交換 ρ 介子的 Born 振幅为

$$F_{\rho}^{(B)I=0}(s,t)=-\frac{3}{4}f_{\rho K\bar{K}}^{2}\frac{s-u}{m_{\rho}^{2}-t}.$$

类似地可求得

$$\left.\begin{aligned}F_{\omega}^{(B)I=0}(s,t)&=f_{\omega K\bar{K}}^{2}\frac{s-u}{m_{\omega}^{2}-t},\\F_{\varphi}^{(B)I=0}(s,t)&=f_{\varphi K\bar{K}}^{2}\frac{s-u}{m_{\varphi}^{2}-t}.\end{aligned}\right\}\tag{8}$$

在质心系内上式可化为

$$\left.\begin{aligned}F_{\rho}^{(B)I=0}(s,\cos\theta)&=-\frac{3}{4}f_{\rho K\bar{K}}^{2}\frac{a+\cos\theta}{b-\cos\theta},\\F_{\omega}^{(B)I=0}(s,\cos\theta)&=f_{\omega K\bar{K}}^{2}\frac{a+\cos\theta}{c-\cos\theta},\\F_{\varphi}^{(B)I=0}(s,\cos\theta)&=f_{\varphi K\bar{K}}^{2}\frac{a+\cos\theta}{d-\cos\theta},\end{aligned}\right\}\tag{9}$$

其中

$$\left.\begin{aligned}a&=1+\frac{s}{2q^{2}},\\b&=1+\frac{m_{\rho}^{2}}{2q^{2}},\\c&=1+\frac{m_{\omega}^{2}}{2q^{2}},\\d&=1+\frac{m_{\varphi}^{2}}{2q^{2}}.\end{aligned}\right\}\tag{10}$$

下面,我们再进行角动量投影. 根据

$$F^{(B)I=0}_{\ l=1}(s)=\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1}F^{(B)\,I=0}(s,\cos\theta)P_{1}(\cos\theta)d\cos\theta,\tag{11}$$

可得同位旋 $I=0$,角动量 $l=1$ 的 $K\bar{K}$ 散射分别交换 ρ, ω 与 φ 介子的 Born 振幅为

$$\left.\begin{aligned}B_{\rho}^{(s)}&\equiv F_{\rho}^{(B)I=0}{}_{l=1}(s)=-\frac{3}{4}f_{\rho K\bar{K}}^{2}C_{\rho}(s),\\B_{\omega}^{(s)}&\equiv F_{\omega}^{(B)I=0}{}_{l=1}(s)=f_{\omega K\bar{K}}^{2}C_{\omega}(s),\\B_{\varphi}^{(s)}&\equiv F_{\varphi}^{(B)I=0}{}_{l=1}(s)=f_{\varphi K\bar{K}}^{2}C_{\varphi}(s),\end{aligned}\right\}\tag{12}$$

其中

$$\left.\begin{aligned}C_{\rho}^{(s)}&=(a+b)\left[b\log\frac{1+b}{1-b}-2\right],\\C_{\omega}^{(s)}&=(a+c)\left[c\log\frac{1+c}{1-c}-2\right],\\C_{\varphi}^{(s)}&=(a+d)\left[d\log\frac{1+d}{1-d}-2\right].\end{aligned}\right\}\tag{13}$$

三、弹性幺正性与 N/D 方程

对于 $K\bar{K}$ 散射振幅，在右割线第一次近似时，为了简化起见，我们只考虑弹性中间态的贡献，因而可写出弹性幺正条件

$$\mathrm{Im}\, F_l^{-1}(s) = -\frac{1}{16\pi}\sqrt{\frac{s-4m_K^2}{s}}; \tag{14}$$

F 为不变振幅，F_l 是它的分波振幅.

在左割线，我们只考虑了 ρ, ω 与 φ 介子等中间态的贡献. 因此，分波振幅 $F_l(s)$ 越过左割线的间断量可由 $K\bar{K}$ 散射交换 ρ, ω 与 φ 介子的 Born 振幅的间断量近似地给出：

$$\mathrm{Im}\, F_l(s) \approx \mathrm{Im}\, B_l(s) = \mathrm{Im}\, B_\rho + \mathrm{Im}\, B_\omega + \mathrm{Im}\, B_\varphi. \tag{15}$$

应用 N/D 方法[10]，我们可将分波振幅 $F_l(s)$ 表示为

$$F_l(s) = \frac{N(s)}{D(s)}; \tag{16}$$

其中分子函数 $N(s)$ 只在越过左割线时具有间断量，分母函数 $D(s)$ 只在越过右割线时具有间断量：

$$\mathrm{Im}\, N(s) = D(s)\,\mathrm{Im}\, F_l(s), \qquad s < s_L; \tag{17}$$

$$\mathrm{Im}\, D(s) = N(s)\,\mathrm{Im}\, F_l^{-1}(s), \qquad s > s_R; \tag{18}$$

s_L, s_R 分别为左、右割线的分支点.

根据分波振幅 $F_l(s)$ 的解析性，可写出 $N(s)$ 与 $D(s)$ 的色散关系. 又根据 $N(s)$ 与 $D(s)$ 的渐近性，我们假设 $N(s)$ 满足无减出的色散关系，$D(s)$ 满足一次减出的色散关系：

$$N(s) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{s_L} \frac{\mathrm{Im}\, N(s')}{s'-s}\, ds', \tag{19}$$

$$D(s) = 1 + \frac{s-s_0}{\pi}\int_{s_R}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, D(s')}{(s'-s)(s'-s_0)}\, ds'. \tag{20}$$

由于在左割线上，$\mathrm{Im}\, F_l(s) \approx \mathrm{Im}\, B_l(s)$，并在一次迭代时设 $D(s) = 1$，故由(17)式可得

$$\mathrm{Im}\, N(s) = D(s)\,\mathrm{Im}\, F_l(s) \approx \mathrm{Im}\, B_l(s), \quad s < s_L; \tag{21}$$

代入(19)式得

$$N(s) = \int_{-\infty}^{s_L} \frac{\mathrm{Im}\, B_l(s')}{s'-s}\, ds' = B_l(s). \tag{22}$$

由上式、(18)式及(14)式可得

$$\mathrm{Im}\, D(s) = N(s)\,\mathrm{Im}\, F_l^{-1}(s) \approx -\frac{1}{16\pi}\sqrt{\frac{s-4m_K^2}{s}}\, B_l(s), \quad s > s_R; \tag{23}$$

代入(20)式得

$$D(s) = 1 - \frac{s-s_0}{16\pi^2}\int_{4m_K^2}^{\infty} \sqrt{\frac{s'-4m_K^2}{s'}}\, \frac{B_l(s')}{(s'-s)(s'-s_0)}\, ds'. \tag{24}$$

四、共振条件

我们要求分波振幅 $F_l(s)$ 在 $s = s_r \equiv m_\varphi^2$ 处出现共振，并具有正确的宽度．在 $s = s_r$ 出现共振的条件是

$$\mathrm{Re}\, D(s_r) = 0. \tag{25}$$

在共振位置 $s = s_r$ 附近，将 $\mathrm{Re}\, D(s)$ 按泰勒级数展开，取头两项近似得

$$\mathrm{Re}\, D(s)|_{s\approx s_r} = \mathrm{Re}\, D'(s_r)(s - s_r), \tag{26}$$

将其代入分波振幅 $F_l(s)$ 的表示式(16)中得

$$F_l(s)|_{s\approx s_r} = \frac{N(s)}{\mathrm{Re}\, D'(s_r)(s - s_r) + i\,\mathrm{Im} D(s)}. \tag{27}$$

由于在 s_r 附近，$N(s)$ 与 $\mathrm{Im}\, D(s)$ 可分别以它们在该点的值 $N(s_r)$ 与 $\mathrm{Im}\, D(s_r)$ 来近似代替，由此可得

$$F_l(s)|_{s\approx s_r} = \frac{\dfrac{N(s_r)}{\mathrm{Re}\, D'(s_r)}}{s - s_r + i\dfrac{\mathrm{Im}\, D(s_r)}{\mathrm{Re}\, D'(s_r)}}; \tag{28}$$

故宽度可表为

$$\frac{1}{2}\sqrt{s_r}\,\Gamma = \frac{\mathrm{Im}\, D(s_r)}{\mathrm{Re}\, D'(s_r)}. \tag{29}$$

(25),(29)两式就是我们要求的共振条件.

根据

$$\frac{1}{s' - s \pm i\varepsilon} = P\frac{1}{s' - s} \mp i\pi\,\delta(s' - s), \tag{30}$$

可得

$$\mathrm{Re}\, D(s) = 1 - \frac{s - s_0}{16\pi^2} P\int_{4m_K^2}^{\infty}\sqrt{\frac{s' - 4m_K^2}{s'}}\frac{B_l(s')}{(s' - s)(s' - s_0)}ds'. \tag{31}$$

考虑到(12)式，有

$$\mathrm{Re}\, D(s) = 1 + \frac{3}{4}\frac{f_{\rho K\bar{K}}^2}{4\pi}I_\rho(s) - \frac{f_{\omega K\bar{K}}^2}{4\pi}I_\omega(s) - \frac{f_{\varphi K\bar{K}}^2}{4\pi}I_\varphi(s) \tag{32}$$

及

$$\mathrm{Re}\, D'(s) = \frac{3}{4}\frac{f_{\rho K\bar{K}}^2}{4\pi}I'_\rho(s) - \frac{f_{\omega K\bar{K}}^2}{4\pi}I'_\omega(s) - \frac{f_{\varphi K\bar{K}}^2}{4\pi}I'_\varphi(s), \tag{33}$$

其中

$$I_\rho(s) = \frac{s - s_0}{4\pi} P\int_{4m_K^2}^{\infty}\sqrt{\frac{s' - 4m_K^2}{s'}}\frac{C_\rho(s')}{(s' - s)(s' - s_0)}; \tag{34}$$

I_ω, I_φ 分别以 $C_\omega(s)$, $C_\varphi(s)$ 代 $C_\rho(s)$ 即得.

又由(18)、(22)、(15)、(14)与(12)式，可得

$$\mathrm{Im}\, D(s) = -\frac{1}{16\pi}\sqrt{\frac{s - 4m_K^2}{s}}\left[-\frac{3}{4}f_{\rho K\bar{K}}^2 C_\rho(s) + f_{\omega K\bar{K}}^2 C_\omega(s) + f_{\varphi K\bar{K}}^2 C_\varphi(s)\right]. \tag{35}$$

将(32),(33)与(35)式代入(25)和(29)式,并将 $s_r = m^2_\varphi$ 的实验值代入，立即得到耦合常数 $f^2_{\rho K\bar{K}}$, $f^2_{\omega K\bar{K}}$ 与 $f^2_{\varphi K\bar{K}}$ 所必须满足的两个方程:

$$-\frac{3}{4}\frac{f^2_{\rho K\bar{K}}}{4\pi}I_\rho(m^2_\varphi)+\frac{f^2_{\omega K\bar{K}}}{4\pi}I_\omega(m^2_\varphi)+\frac{f^2_{\varphi K\bar{K}}}{4\pi}I_\varphi(m^2_\varphi)=1, \tag{36}$$

$$\frac{1}{2}m_\varphi\Gamma\left[\frac{3}{4}\frac{f^2_{\rho K\bar{K}}}{4\pi}I_\rho(m^2_\varphi)-\frac{f^2_{\omega K\bar{K}}}{4\pi}I_\omega(m^2_\varphi)-\frac{f^2_{\varphi K\bar{K}}}{4\pi}I_\varphi(m^2_\varphi)\right]=$$

$$=\frac{1}{4}\sqrt{\frac{m^2_\varphi-4m^2_K}{m^2_\varphi}}\left[\frac{3}{4}\frac{f^2_{\rho K\bar{K}}}{4\pi}C_\rho(m^2_\varphi)-\frac{f^2_{\omega K\bar{K}}}{4\pi}C_\omega(m^2_\varphi)-\frac{f^2_{\varphi K\bar{K}}}{4\pi}C_\varphi(m^2_\varphi)\right]. \tag{37}$$

在我们所取的单道近似中,Γ 与 $f^2_{\varphi K\bar{K}}$ 有一定的关系,即

$$\Gamma=\frac{(m^2_\varphi-4m^2_K)^{\frac{3}{2}}}{3m^2_\varphi}\frac{f^2_{\varphi K\bar{K}}}{8\pi}. \tag{38}$$

另外,由于 ω 介子与 φ 介子的量子数相同,因此，还可假设 ω 介子是 $I=0$, $l=1$ 的 $K\bar{K}$ 散射的束缚态. 在束缚态位置 $s=m^2_\omega$ 处有

$$D(m^2_\omega)=0. \tag{39}$$

由此式可得到耦合常数间的第三个方程

$$-\frac{3}{4}\frac{f^2_{\rho K\bar{K}}}{4\pi}I_\rho(m^2_\omega)+\frac{f^2_{\omega K\bar{K}}}{4\pi}I_\omega(m^2_\omega)+\frac{f^2_{\varphi K\bar{K}}}{4\pi}I_\varphi(m^2_\varphi)=1. \tag{40}$$

这样我们对于三个耦合常数得到了三个方程.

五、結果与討論

已知实验值 $m_\rho=5.4m_\pi$, $m_\omega=5.6m_\pi$, $m_\varphi=7.3m_\pi$. 取交换 ρ, ω 与 φ 介子时左边分支点的平均值为减出点:

$$s_0=4m^2_K-\frac{1}{3}(m^2_\rho+m^2_\omega+m^2_\varphi).$$

对(36),(37)与(40)三个方程联立求解,得到耦合常数的数值见表 1.

表　1

$\frac{f^2_{\varphi K\bar{K}}}{4\pi}$	$\frac{f^2_{\omega K\bar{K}}}{4\pi}$	$\frac{f^2_{\rho K\bar{K}}}{4\pi}$
1.5	5.0	9.0

由(38)式,还可进一步求出 φ 介子的宽度为

Γ 的理论值	Γ 的实验值
$0.023m_\pi$	$0.022m_\pi$

在目前已发现的強衰变的不稳定粒子中,φ 介子与 ω 介子的宽度特别小. 本文在较粗略的近似下,所求得 φ 介子的宽度,看来还是与实验比较接近的.

另外,如果假定三个耦合常数满足一定的关系,亦可对(36),(37)与(40)分别求解,结果见表 2.

表 2

根 据	假 设	$\frac{f^2_{\varphi K\bar{K}}}{4\pi}$	$\frac{f^2_{\omega K\bar{K}}}{4\pi}$	$\frac{f^2_{\rho K\bar{K}}}{4\pi}$
(36),(37)	$f_{\varphi K\bar{K}}=f_{\omega K\bar{K}}$	2.2	2.2	6.0
(36)	$f_{\varphi K\bar{K}}=f_{\omega K\bar{K}}=f_{\varphi K\bar{K}}$	1.25	1.25	1.25
(36)	$\frac{f^2_{\varphi K\bar{K}}}{4\pi}=\frac{f^2_{\omega K\bar{K}}}{4\pi}=\frac{1}{3}\frac{f^2_{\varphi K\bar{K}}}{4\pi}$	1.1	1.1	0.4
(40)	$f_{\varphi K\bar{K}}=f_{\omega K\bar{K}}=f_{\varphi K\bar{K}}$	0.57	0.57	0.57
(40)	$\frac{f^2_{\varphi K\bar{K}}}{4\pi}=\frac{f^2_{\omega K\bar{K}}}{4\pi}=\frac{1}{3}\frac{f^2_{\varphi K\bar{K}}}{4\pi}$	0.8	0.8	0.27

由表 1 和表 2 可以看到,对于$\frac{f^2_{\varphi K\bar{K}}}{4\pi}$,两个表中所有的值彼此相差都不大,因此,所得结果可能较好;对于$\frac{f^2_{\omega K\bar{K}}}{4\pi}$,表 2 中的各个值彼此相差不大,但与表 1 中的值相差则较大;对于$\frac{f^2_{\rho K\bar{K}}}{4\pi}$,两个表中的诸值彼此相差均较大,因此,所得结果可能较差.

进一步的工作有: 1) 在右割线考虑非弹性中间态的贡献,比 $m_{K\bar{K}}=7.11m_\pi$ 小的如 $\pi\rho(m_{\pi\rho}=6.4m_\pi)$,比 $m_{K\bar{K}}$ 大的如重子反重子对 $B\bar{B}$ 的贡献. 由于 φ 的宽度很小,比 $m_{K\bar{K}}$ 大的高质量中间态的贡献是值得注意的[6]. 2) 由于 φ 介子通过強相互作用主要衰变为 $K\bar{K}$,分支比为 90%,因此在第一次近似下,我们只考虑了 $K\bar{K}$ 道,这是单道近似. 由于 φ 介子还可強衰变为 $\pi\rho$ 道,分支比为 10%,故进一步还可与 $K\bar{K}$ 道一起考虑 $\pi\rho$ 道,这时则是双道近似. 普遍说来,这是一多道问题.

本文寄出后,见到 Barbour 与 Nishimura 的一篇短文[11],与本文有所类似,但中间态沒有考虑 ω 的贡献,也沒有对 φ 共振与 ω 束缚态联立求解. 此外,在 Nishimura 另一篇短文[12]中还考虑过 $K\bar{K}$ 共振的作用.

参 考 文 献

[1] Zachariasen, F., *Phys. Rev. Letters,* **7** (1961), 112.
[2] Zachariasen, F. and Zemach, C., *Phys. Rev.,* **128** (1962), 849.
[3] Diu, B., Gervais, J. L. and Rubinstein, H. R., *Nuovo Cimento,* **31** (1964), 341.
[4] Bender, I. and Müller, V. F., *Zeit. Fys.,* **176** (1963), 277.
[5] Kanazawa, A. and Tokuda, N., *Prog. Theor. Phys.,* **30** (1963), 142.
[6] Capps, R. H. *Phys. Rev.,* **131** (1963), 1307.
[7] Abers, E. and Zemach, C., *Phys. Rev.,* **131** (1963), 2305.
[8] Abers, E., *Phys. Rev. Letters,* **12** (1964), 55.
[9] Kuo, J. K., *Phys. Rev. Letters,* **12** (1964), 465.
[10] Chew, G. F. and Mandelstam, S., *Phys. Rev.,* **119** (1960), 467.
[11] Barbour, I. M. and Nishimura, K., *Nuovo Cimento,* **29** (1963), 288.
[12] Nishimura, K., *Nuovo Cimento,* **32** (1964), 779.

THE DYNAMICAL MODEL OF THE VECTOR MESON φ AND THE VALUES OF THE COUPLING CONSTANTS $f^2_{\varphi K\bar{K}}$, $f^2_{\omega K\bar{K}}$ AND $f^2_{\rho K\bar{K}}$

CHEN CHANG-CHIA

ABSTRACT

It is assumed that the vector meson φ is a resonance which is formed of the $K\bar{K}$ scattering by exchange of ρ, ω and φ itself. The method of N/D of the double dispersion relation is used and the experimental values of the masses are known for the ρ, ω and exchanged φ. The partial wave amplitude of the $K\bar{K}$ scattering is given approximately. When it is required for the partial wave amplitude to give in turn the correct position and width of the resonance, the relations for the coupling constants $f^2_{\varphi K\bar{K}}$, $f^2_{\omega K\bar{K}}$, and $f^2_{\rho K\bar{K}}$ are found and the values available for them are determined.