

СЗ46.6а
Г-371

ГЕРАСИМОВ С.Г., Хачатурян М.Н.

+

БЗ-2673.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

С. Герасимов, М. Н. Хачатурян.

БЗ - 2673

**О лептонных распадах векторных
мезонов.**

с. ф. 1358

Рукопись поступила
в издательский отдел
.. 7⁰⁰ - 14 - 1966 г.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

г. Дубна, январь, 1966 г.

За последнее время в печати появилось ряд теоретических [1-5] и экспериментальных [6-10] работ, посвященных вопросу обнаружения редких распадов векторных мезонов на лептонные пары e^+e^- , в частности, распадов типа (1) и (2):

$$\omega \rightarrow e^+ + e^- \quad (1)$$

$$\varphi \rightarrow e^+ + e^- \quad (2)$$

Большой интерес к этой проблеме связан с проверкой гипотезы ω - φ смешивания [11]. Указанная гипотеза была привлечена в связи с неудачей формулы расщепления масс Гелл-Манна-Окубо для объяснения разницы в массах октета векторных мезонов (I^-) в рамках $SU(3)$. Массовая формула Гелл-Манна-Окубо (далее ГМО) в первом порядке по нарушающему $SU(3)$ взаимодействию имеет вид:

$$M = a + bY + c\left(\frac{1}{4}Y^2 - I(I+1)\right) \quad (3)$$

Применим формулу (3) к октету векторных мезонов. Указанный октет содержит:

1. Изотопический триплет: $I=1; Y=0$.

2. Два изотопических дублета:

a) $I = \frac{1}{2} \quad ; \quad Y = +1$

b) $I = \frac{1}{2} \quad ; \quad Y = -1$

3. Изотопический синглет (но не унитарный): $I=Y=0$.

Соответствующими частицами являются:

1. Триплет: ρ^+, ρ^0, ρ^-

2. Дублеты: (K^{*+}, K^{*0}) и (K^{*-}, \bar{K}^{*0})

На роль изотопического синглета могут претендовать две частицы: φ ($m = 1020$ Мэв) и ω ($m = 783$ Мэв).

По формуле ГНО можно найти массу m_{φ_8} - члена унитарного октета φ_8

$$\varphi_8 = \frac{4}{3}K^* - \frac{1}{3}\rho = 925 \text{ Мэв} \quad (4)$$

Таким образом φ_8 нельзя отождествить ни с ω (785 Мэв) ни с φ (1020 Мэв).

Сакураи [11] было высказано предположение, что физические частицы $|\varphi\rangle$ и $|\omega\rangle$ являются смесью унитарного синглета $|\varphi_1\rangle$ и унитарного октета $|\varphi_8\rangle$, которые в отсутствие нарушения $SU(3)$ являются вырожденными (или почти вырожденными) по массе.

Волновые функции нулевого приближения

$$|\omega\rangle = \cos\theta |\varphi_1\rangle + \sin\theta |\varphi_8\rangle \quad (5)$$

$$|\varphi\rangle = -\sin\theta |\varphi_1\rangle + \cos\theta |\varphi_8\rangle \quad (6)$$

определяются вместе с поправками I-го порядка к энергии (к массам частиц в данном случае) путем решения секулярного уравнения т.е. диагонализации матрицы масс

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} m'_8 & h_{81} \\ h_{18} & m'_1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

где

$$m'_3 = m_3 + \langle \varphi_3 | H_{\text{болю}} | \varphi_3 \rangle \quad (9)$$

$$m'_2 = m_2 + \langle \varphi_2 | H_{\text{болю}} | \varphi_2 \rangle \quad (10)$$

$$h_{32} = h_{23} = \langle \varphi_2 | H_{\text{болю}} | \varphi_3 \rangle \quad (11)$$

$$m(\varphi) = \frac{1}{2}(m'_3 + m'_2) + \frac{1}{2}\sqrt{(m'_3 - m'_2)^2 + 4h_{32}^2} \quad (12)$$

$$m(\omega) = \frac{1}{2}(m'_3 + m'_2) - \frac{1}{2}\sqrt{(m'_3 - m'_2)^2 + 4h_{32}^2} \quad (13)$$

Значение m'_3 берется равным 925 Мэв согласно формуле Гелл-Манна-Окубо. Чтобы получить экспериментальные значения $m(\varphi) = 1020$ и $m(\omega) = 785$ нужно выбрать $m'_2 = 880$ Мэв и $h_{32} = 115$ Мэв [12].

В этом случае для углов смешивания φ - ω получаем:

$$\begin{aligned} \cos \theta &= 0,77; & \text{tg } \theta &= 0,83 \\ \sin \theta &= 0,64 & \theta &\approx 40^\circ \end{aligned} \quad (14)$$

Можно рассмотреть и другую возможность введения углов смешивания, которое на языке модели кварков формулируется следующим образом. Пусть $|\omega\rangle$ состоит только из нестранных кварков

$$|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{p}p + \bar{n}n) \quad (15)$$

и

$$|\varphi\rangle = \bar{\Lambda}\Lambda$$

где $|\omega\rangle$ и $|\varphi\rangle$ соответственно волновые функции ω и φ в унитарном пространстве.

Это требование однозначно фиксирует углы смешивания

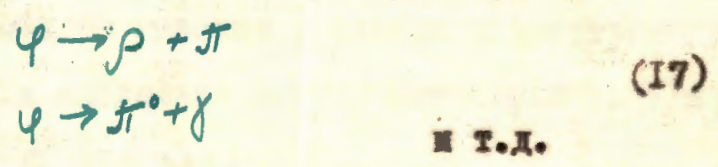
$$\begin{aligned} \cos \theta &= \sqrt{\frac{2}{3}} & \text{tg } \theta &= \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \sin \theta &= \sqrt{\frac{1}{3}} & \theta &\approx 35^\circ \end{aligned} \quad (16)$$

Однако при этом получается несколько худшее согласие для масс:

$$m(\omega) = m(\rho) = 762 \text{ Мэв} \text{ вместо } 785 \text{ Мэв}$$

$$m(\varphi) = 1002 \text{ Мэв} \text{ вместо } 1020 \text{ Мэв.}$$

Таким образом, из массовых формул трудно сделать однозначные заключения о величине смешивания ω и φ . Между тем даже небольшое изменение углов смешивания может привести к качественным эффектам. Например, при "идеальном" угле смешивания $\text{tg } \theta = \frac{1}{\sqrt{2}}$ строго запрещены реакции:



Для однозначного определения угла смешивания необходимо измерить отношение:

$$\frac{\Gamma(\varphi \rightarrow e^+ + e^-)}{\Gamma(\omega \rightarrow e^+ + e^-)} \approx \text{ctg } \theta \tag{18}$$

$$\begin{aligned} \varphi \rightarrow \gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad \langle \varphi | \gamma \rangle &= \cos \theta \langle \varphi_3 | \gamma \rangle \\ \omega \rightarrow \gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad \langle \omega | \gamma \rangle &= \sin \theta \langle \varphi_3 | \gamma \rangle \end{aligned} \tag{19}$$

т.к. $\langle \varphi_1 | \gamma \rangle = 0$

В унитарной симметрии переход унитарного синглета ρ γ - квант запрещен.

При "идеальном" угле смешивания в рамках унитарной симметрии имеют место соотношения:

$$\frac{w(\rho \rightarrow e^+ e^-)}{w(\omega \rightarrow e^+ e^-)} = g; \quad \frac{w(\rho \rightarrow e^+ e^-)}{w(\varphi \rightarrow e^+ e^-)} = \frac{g}{2} \tag{20}$$

Эти соотношения получены без учёта разницы масс ρ , ω и φ - мезонов. Если предположить, что нарушение симметрии снимает вырождение масс мезонов, но не меняет соотношения между константами связи, то, при учёте разницы фазовых объёмов, можно получить:

$$\frac{W(\rho \rightarrow e^+e^-)}{W(\omega \rightarrow e^+e^-)} \approx 8; \quad \frac{W(\rho \rightarrow e^+e^-)}{W(\varphi \rightarrow e^+e^-)} \approx 1$$

В работе [5] получены соотношения между матричными элементами лептонных распадов мезонов в слабых и электромагнитных взаимодействиях как следствия высших симметрий $SL(6)$ и $\tilde{U}(12)$.

$$\frac{W(\rho \rightarrow e^+e^-)}{W(\pi \rightarrow \mu\nu)} = \frac{4}{3} \cdot 10^{10}$$

откуда

$$W(\rho \rightarrow e^+e^-) \approx 5,3 \cdot 10^{17} \text{ сек}^{-1} = W(\varphi \rightarrow e^+e^-)$$
$$W(\omega \rightarrow e^+e^-) \approx 6,6 \cdot 10^{16} \text{ сек}^{-1}$$

Отсюда легко получить:

$$\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-) = \Gamma(\varphi \rightarrow e^+e^-) \approx 350 e\tau$$
$$\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) \approx 44 e\tau$$

Если принять $\Gamma_{tot}(\rho) = 124 \text{ Мэв}$; $\Gamma_{tot}(\omega) = 12 \text{ Мэв}$

$\Gamma_{tot}(\varphi) = 3,3 \text{ Мэв}$, то получим:

$$\frac{\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma_{tot}(\rho)} \approx \frac{350}{124 \cdot 10^6} = 2,8 \cdot 10^{-6}$$

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma_{tot}(\omega)} = \frac{44}{12 \cdot 10^6} = 3,7 \cdot 10^{-6}$$

$$\frac{\Gamma(\varphi \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma_{tot}(\varphi)} = \frac{350}{3,3 \cdot 10^6} = 106 \cdot 10^{-6} = 1,06 \cdot 10^{-4}$$

В работе Гелл-Манна и др. [1] для ширины $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)$ получена величина равная:

$$\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) = 2,3 \text{ КэВ}$$

при $\Gamma_{\text{tot}}(\omega) = 12 \text{ МэВ}$ получаем

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma_{\text{tot}}(\omega)} = 2 \cdot 10^{-4}$$

По оценкам Намбу и Сакураи [2] $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ}$

и

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma_{\text{tot}}(\omega)} \approx 0,4 \cdot 10^{-4}$$

Дашен и Шарп [3] получили следующие значения для ширины Γ лептонных распадов ω и φ - мезонов:

$$\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) = 0,89 \text{ КэВ}$$

$$\Gamma(\varphi \rightarrow e^+e^-) \approx 1,8 \text{ КэВ}$$

и соответственно для вероятностей

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma_{\text{tot}}(\omega)} = 0,7 \cdot 10^{-4}$$

$$\frac{\Gamma(\varphi \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma_{\text{tot}}(\varphi)} = 0,5 \cdot 10^{-3}$$

Сводка экспериментальных работ приводится в таблице I.

Таблица I

Тип распада	Реакция	$\frac{\chi \rightarrow e^+e^-}{\chi_{tot}}$	Методика	Ссылка
$\omega \rightarrow e^+e^-$	$K^-p \rightarrow \Lambda e^+e^-$	$< 0,003$	H_2 -камера	UCRL-11428 (1964)
$\psi \rightarrow e^+e^-$	$p=2,4$ и $2,7 \frac{\text{БэВ}}{c}$	$< 0,013$		
$\omega \rightarrow e^+e^-$	$\pi^+p \rightarrow n + \nu^0$ $\nu^0 \rightarrow e^+e^-$ $p=3 \text{ БэВ}/c$	$(1,0^{+1,8}_{-0,8}) \cdot 10^{-4}$	сцинт. счетчики искровые камеры	Phys. Rev. Lett 14(1965) 721
$\psi \rightarrow e^+e^-$	(Branching ratio \times cross section) = $= (2,9 \pm 1,5) \cdot 10^{-4} \text{ мб}$			
$\omega \rightarrow e^+e^-$	$\pi^+p \rightarrow n + \omega^0$ $\bar{\gamma}$ порога	$2 \cdot 10^{-4}$	сц.счётчики искровые камеры	Phys. Lett. 18(1965) 348
$\psi \rightarrow e^+e^-$		$\sim 1 \cdot 10^{-3}$		косвенная оценка

Как видно из таблицы I немногочисленные экспериментальные работы, имеющиеся в настоящее время, дают только оценку верхней границы распадов $\omega \rightarrow e^+e^-$ и $\gamma \rightarrow e^+e^-$

Большое расхождение имеется также между теоретическими данными. Экспериментальная трудность обнаружения распадов (1) и (2) связана с тем, что эти распады чрезвычайно редки (по крайней мере порядка 10^{-4}). Другая трудность заключается в том, что до сих пор применялись "глобальные" методы. Последнее приводит к необходимости выделять эффект на фоне большого количества других, имитирующих, процессов. Проиллюстрируем это на примере. В одной из последних работ [10] для выделения распадов (1) использовалась методика искровых камер и сцинтилляционных счётчиков. В реакции $\pi^+ + p \rightarrow n + \omega^0$ нейтроны спектрометрировались по времени пролета. Система искровых камер запускалась только в том случае, если энергия нейтронов удовлетворяла условиям рождения ω - мезона. Такая "привязка" приведена к тому, что система запускалась от всех ω независимо от моды распада. При вероятности $W(\omega \rightarrow e^+e^-) \approx 10^{-4}$ по крайней мере только один запуск из 10^4 запусков системы искровых камер мог быть обусловлен распадом $\omega \rightarrow e^+e^-$. Если учесть то обстоятельство, что только один из пяти запусков был связан с ω^0 и эффективность регистрации распадов $\omega \rightarrow e^+e^-$ составляла около 22%, то получим одно событие $\omega \rightarrow e^+e^-$ на $2,5 \cdot 10^5$ запусков.

В предлагаемом нами методе 13 задача решается несколько иначе. Здесь система искровых камер запускается непосредственно от распадов $\omega \rightarrow e^+e^-$, причем эффективная масса ω^0 измеряется не косвенно, по времени пролета нейтрона, а непосредственно, измерением энергии электронов и угла между ними в л.б.с.к.

В этих условиях система искровых камер запускается не от всех возможных распадов ω , а только от избранных, а именно:

$\omega \rightarrow e^+e^-$. Это обстоятельство позволяет по крайней мере в 10^4 раз уменьшить число фоновых запусков системы.

Здесь необходимо отметить и другое энергетический и угловой анализ электронов, наличие определенных энергетических соотношений между распадными частицами [13] позволяет эффективно использовать определенные критерии отбора событий и, следовательно, более однозначно идентифицировать данный распад. Метод исследования редких радиационных распадов резонансов с использованием искровых камер для измерения угловых соотношений и черенковских гамма-спектрометров для измерения энергии продуктов распада резонанса позволяет строить распределение по эффективным массам $M(e^+e^-)$ и весь анализ проводить с помощью указанного распределения. Для надежной идентификации распада $\omega \rightarrow e^+e^-$ было бы достаточно набрать примерно

100-200 событий. Оценим необходимое машинное время. При интенсивности π -мезонного пучка $\sim 5 \cdot 10^4$ в цикле, длина жидководородной мишени 50 см, сечении генерации $\sigma(\omega) \approx 0,5$ мб, $R = \frac{\omega \rightarrow e^+e^-}{\omega \rightarrow 3\pi} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ и эффективности детекции $\omega \rightarrow e^+e^-$ порядка

5% приведенное выше число распадов $\omega \rightarrow e^+e^-$ можно получить примерно за 200-400 часов работы ускорителя. При $\frac{\Delta M}{M} \approx 5-7\%$ (по расчетам) и $M_\omega = 783$ Мэв получаем $\Delta M = 40-55$ Мэв, что позволяет положение максимума распределения определить с точностью $\delta M \approx 4-6$ Мэв.

Оценка статистики для распадов $\psi \rightarrow e^+e^-$ затруднительна из-за отсутствия достоверных данных по сечениям рождения ψ

в реакции $\pi^- p$. Существует мнение [9], что это сечение порядка $\sigma(\pi^- p \rightarrow \varphi) \approx 0,05$ мб т.е. в десять раз меньше, чем в случае рождения ω - резонанса. Однако по теоретическим оценкам, относительная частота распадов $\varphi \rightarrow e^+ e^-$ примерно в десять раз больше, чем для $\omega \rightarrow e^+ e^-$

Рассмотрим теперь процессы, имитирующие распады $\omega \rightarrow e^+ e^-$ и $\varphi \rightarrow e^+ e^-$. К их числу можно отнести, например, распады ρ - мезона:

1. $\rho \rightarrow e^+ + e^-$
2. $\rho \rightarrow \pi^+ + \pi^-$

Из данных [9] известно, что отношение $\frac{\rho \rightarrow e^+ e^-}{\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-}$ меньше $1 \cdot 10^{-4}$. Следовательно, число запусков установки от распадов $\omega \rightarrow e^+ e^-$ и $\rho \rightarrow e^+ e^-$ имеет один и тот же порядок величины.

Регистрация распадов $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$ будет сильно подавлена благодаря энергетическому анализу событий. По полученным нами экспериментальным данным [14] только один из 10^4 ρ -мезонов попадает в область энергии, соответствующий максимальному энерговыделению в черенковском χ - спектрометре (при $\frac{\Delta E}{E} = \pm 5\%$). Следовательно, в случае двухканальной системы, только один из 10^8 распадов может дать ложный отсчёт. Этот вопрос можно исследовать дополнительно с помощью свинцовых конверторов, которые позволят эффективно "очистить" пучок ρ -мезонов от электронов и, таким образом, определить вклад $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$ распадов.

Наконец, возможна имитация $\omega \rightarrow e^+e^-$ распадов нерезонансным процессом:



Этот процесс был рассмотрен в работе [15]. Авторами было показано, что масса (e^+e^-) системы как правило очень мала, а вероятность генерации такой пары с массой равной $M(\omega) = 780$ Мэв имеет пренебрежимо малую величину.

Харламов

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. M. Gell-Mann, D. Sharp and W. G. Wagner, Phys. Rev. Lett 8(1962)261
2. Y. Nambu and I. I. Sakurai Phys. Rev. Lett. 8(1962) 79
3. R. F. Dashen and D. H. Sharp, Phys. Rev. 133(1964) B1585.
4. Zhizhin E. D. and Soloviev V. V., ДФР, 43, 268(1962)
5. Нгуен Ван Хьеу и Фам Кун Ты, Препринт ОИЯИ Р-2338(1965)
6. Бармин В. В. и др. ЖЭТФ 45(1963) 2082
7. Murray I. I. et. al. Physics Letters ,7(1963) 358
8. Benagnet A. et. al. Physics Letters 12 (1964) 70
9. Zdanis R. A. et. al. Phys. Rev. Lett. 14(1965) 721
10. Binnie D. M. et. al. Phys. Lett. 18(1965) 348
11. I. I. Sakurai. Phys. Rev. Lett. 9(1962) 472
12. Okubo. Phys. Lett. 5 (1962) 165
13. Азимов М. и др. Отчет ОИЯИ Б-7-2070 (1965)
14. В. С. Пантуев, М. Н. Хачатурян ПТЭ 3(1965) 51.