

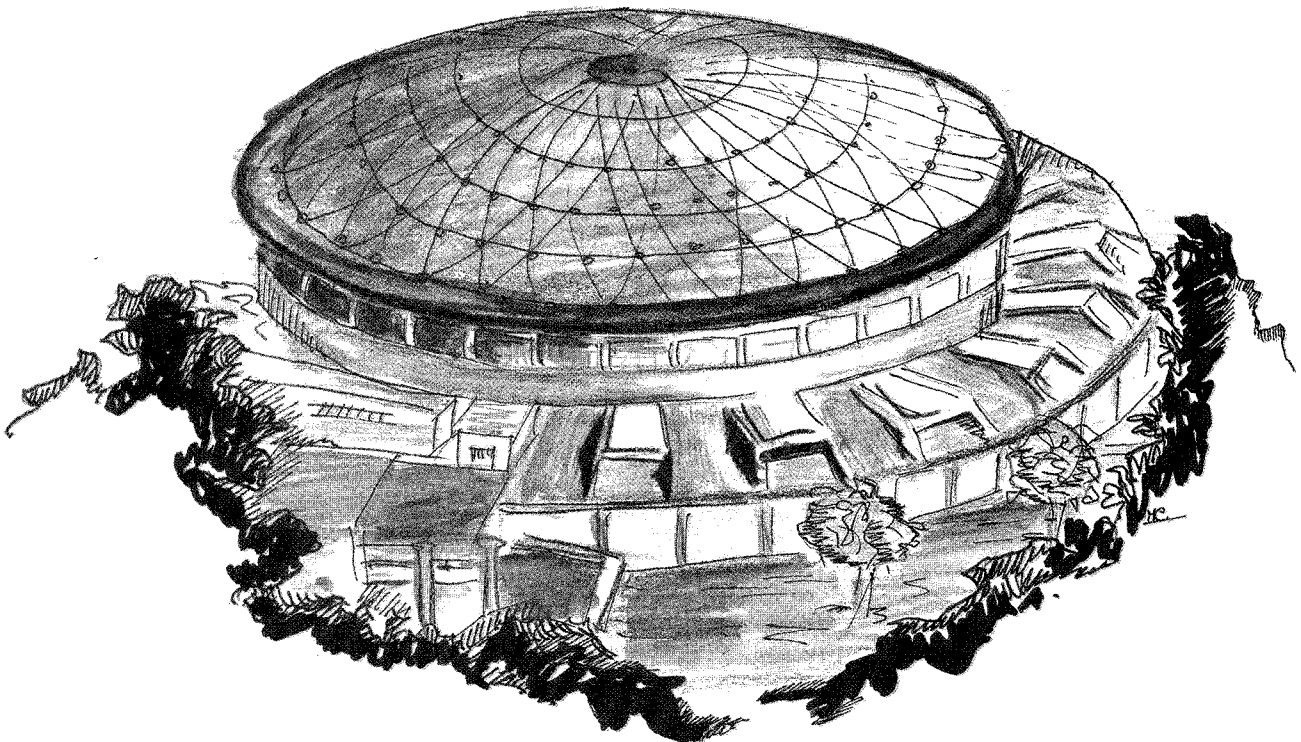


Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-90/041(R)
29 Maggio 1990

R. Barbieri, L. Maiani, G. Martinelli, L. Paoluzi, N. Paver, R. Petronzio, E. Remiddi:

RELAZIONE DEL GRUPPO DI STUDIO SULLA Φ FACTORY



Servizio Documentazione
dei Laboratori Nazionali di Frascati
P.O. Box, 13 - 00044 Frascati (Italy)

RELAZIONE DEL GRUPPO DI STUDIO SULLA Φ FACTORY

R. Barbieri
Dip. di Fisica, Università di Pisa;

L. Maiani, G. Martinelli
Dip. di Fisica, Università di Roma, La Sapienza;

L. Paoluzi
Dip. di Fisica, Università di Roma, Tor Vergata;

N. Paver
Dip. di Fisica, Università di Trieste;

R. Petronzio
Dip. di Fisica, Università di Roma, Tor Vergata;

E. Remiddi
Dip. di Fisica, Università di Bologna.

1. PREMESSA

E' stato preso in considerazione il progetto di una macchina e^+e^- di alta luminosità, da costruire a Frascati, nell' edificio di ADONE, con le seguenti specifiche di massima:

- energia nel c.d.m.: tra la soglia pione-pione e 1.4 GeV, estendibile a circa 2 GeV;
- luminosità tra $10^{30} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (alla soglia pione-pione) e $10^{32} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (a 1.4 GeV), con possibilità di un aumento di un ordine di grandezza.

La ϕ -factory è stata proposta avendo come scopo principale la determinazione del parametro ϵ'/ϵ , legato alla violazione di CP, dallo studio dei decadimenti del K_L . Questa possibilità è oggetto di studi di fattibilità dettagliati, in parte ancora in corso. E' chiaro a

tutti i componenti del gruppo che, ove possibile, la determinazione di ϵ'/ϵ sarebbe una giustificazione scientifica più che sufficiente per la costruzione della macchina stessa. Tuttavia, lo scopo del nostro gruppo di lavoro è di dare una valutazione della fisica che si può fare con questa macchina a prescindere dal problema di ϵ'/ϵ , che, quindi, ignoreremo del tutto nel seguito.

2. CONSIDERAZIONI GENERALI E CONCLUSIONI

La macchina proposta è una ottima ϕ -factory. In corrispondenza ai decadimenti:

$$\phi \rightarrow K \bar{K}$$

$$\phi \rightarrow \gamma \eta$$

$$\phi \rightarrow \gamma \eta'$$

è anche una notevole K-factory, una discreta η -factory e potrebbe essere una buona sorgente di η' .

Con la sezione d'urto al picco della ϕ :

$$\sigma_{\text{peak}} = \frac{12\pi}{M^2} \frac{\Gamma_e}{\Gamma} = 4.4 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$$

una luminosità di $2.5 \cdot 10^{32} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ed un tempo utile di 10^7 s/anno , si producono all'incirca:

$$1.1 \cdot 10^{10} \phi / \text{anno}$$

$$5.3 \cdot 10^9 \text{ K carichi/anno}$$

$$3.8 \cdot 10^9 \text{ K}_{S,L} / \text{anno}$$

$$1.7 \cdot 10^8 \eta / \text{anno}$$

In molti casi è necessario effettuare il tagging del K che si vuole studiare. Se assumiamo di usare, per i K carichi il decadimento $K \rightarrow \mu \nu$, per il K_L il decadimento del K_S in $\pi^+ \pi^-$ e per il K_S il decadimento del K_L in $\pi \mu \nu$, e nell'ipotesi che all'interno del detector decada il 65% dei K carichi, il 100% dei K_S ed il 25% dei K_L , le rate di cui sopra diventano:

$$2.8 \cdot 10^9 \text{ K carichi/anno}$$

$$2.6 \cdot 10^8 \text{ K}_S / \text{anno}$$

6.5 10^8 K_L /anno

Questi numeri si riferiscono ad una situazione ideale e non includono l'efficienza dei rivelatori.

I settori in cui ci sembra che questa macchina possa contribuire ad un progresso significativo sono quelli di una fisica di precisione delle interazioni adroniche di bassa energia. Più precisamente, ci riferiamo a:

- i. determinazione accurata delle caratteristiche dei decadimenti rari, ma non rarissimi, dei K (con rapporti di decadimento fino a qualche unità in 10^{-6}),
- ii. miglioramento di alcuni limiti sui rapporti di decadimento fino a sensibilità dell'ordine di 10^{-9} ,
- iii. misura di precisione della sezione d'urto di produzione adronica nella regione dalla soglia alla ϕ ed, eventualmente, fino a 2 GeV,
- iv. spettroscopia delle ricorrenze dei mesoni vettoriali, tra 1.4 e 2 GeV,
- v. decadimenti radiativi della ϕ in $\gamma + \eta$, $\gamma + \eta'$, $\gamma +$ mesoni scalari.

E' nostra opinione che la realizzazione del programma scientifico esposto ai punti i) e ii) costituisca un progresso significativo nella comprensione della fisica delle interazioni forti e deboli di bassa energia, e pertanto che questa sia la parte qualificante del progetto.

Il quadro di riferimento teorico in cui si inserisce il programma di cui ai punti i) e ii) è quello delle Lagrangiane chirali, che descrivono le interazioni a bassa energia dei mesoni pseudoscalari, π e K. Questa descrizione tiene conto in modo rigoroso della simmetria chirale approssimata delle interazioni forti, nella realizzazione alla Nambu-Jona Lasinio, secondo cui π e K sono dei quasi-bosoni di Goldstone.

Una esplorazione delle ampiezze di decadimento dei K dovrebbe permettere una verifica più accurata delle relazioni implicate da questa simmetria ed estendere il campo di predittività delle Lagrangiane effettive.

In aggiunta, i progressi della QCD su reticolo prevedibili nei prossimi anni dovrebbero condurre al calcolo di almeno alcune tra le diverse costanti di accoppiamento

che compaiono nella Lagrangiana effettiva, da confrontare con i valori ottenuti dai dati sperimentali, permettendo così una verifica della QCD a partire dai principi primi.

Un aspetto a parte nella fisica dei K è costituito dallo studio dell'asimmetria di CP nei decadimenti dei K carichi in tre pioni. Un miglioramento di un ordine di grandezza dei limiti attuali appare possibile e significativo. Le stime teoriche, tuttora incerte e basate sulla misura di ϵ'/ϵ riportata dalla collaborazione NA31, prevedono nel migliore dei casi un effetto al limite dell'errore statistico corrispondente ai tassi di produzione citati.

Riguardo al punto (iii), lo scopo principale è la riduzione dell'errore attuale nel contributo adronico di polarizzazione di vuoto al $g-2$ del muone, per mettere in evidenza il contributo elettrodebole a questa quantità. Questa riduzione appare del tutto possibile, alla luminosità prevista. Tuttavia, occorre tenere presente l'incertezza teorica dovuta al contributo adronico nei diagrammi di diffusione luce-luce, incertezza che, a nostro avviso, è stata alquanto sottostimata nella letteratura e che potrebbe essere confrontabile con il contributo elettrodebole.

Gli argomenti di cui ai punti (iv) e (v) costituiscono una integrazione interessante del programma, da inquadrare nella sistematica più generale della spettroscopia adronica, che non può essere completata dalla sola ϕ -factory. La ricerca sistematica di stati esotici, ad es. stati $qq\bar{q}\bar{q}$ (decadimento $\phi \rightarrow \gamma S$ a parte) o la ricerca di "glueball", non sembrano obiettivi realizzabili, data la limitazione in energia e sezione d'urto (se confrontata ad es. con la potenzialità di una J/ψ o charm factory).

I tassi di produzione dei K riportati in precedenza, escludono di poter dire qualcosa su decadimenti estremamente rari dei K, che potrebbero segnalare una nuova fisica al di là del Modello Standard, con rapporti di decadimento al di sotto di 10^{-10} . Infine, un aspetto non più rilevante è la ricerca di eventuali bosoni di Higgs leggeri, possibilità esclusa dai dati più recenti ottenuti con il LEP.

In conclusione, i decadimenti dei K sembrano offrire una finestra di fisica significativa per una ϕ -factory. La possibilità di identificare l'energia e la natura della particella che decade, in particolare i K_S , dovrebbe dare agli esperimenti su questa macchina un vantaggio apprezzabile rispetto ad altri tipi di K-factory in progetto, capaci di realizzare statistiche molto più elevate, ma con fasci di singoli K. I rivelatori necessari per raggiungere i livelli di precisione necessaria richiederanno una tecnologia molto avanzata.

Resta da verificare, con studi più dettagliati, la concreta fattibilità del programma delineato in questa relazione e la competitività degli esperimenti alla ϕ -factory con quelli possibili alle altre K-factory esistenti o in progetto.

3. FISICA DEI K E LAGRANGIANE CHIRALI

Gli esperimenti di alta energia indicano in modo convincente che le Interazioni forti sono descritte da una teoria di gauge esatta basata sulla simmetria del colore (QCD) e i cui gradi di libertà fondamentali sono i quark ed i gluoni. Tuttavia, nella regione delle basse energie, il regime non perturbativo della QCD impedisce a tutt'oggi di ricavare previsioni quantitative e dettagliate sulla dinamica adronica, a partire dalla Lagrangiana fondamentale. L'approccio teorico più promettente in questo settore, la simulazione numerica su reticolo, è ancora, per lo più, ad un livello semiquantitativo.

Un approccio, sviluppato negli anni '60 per effettuare test stringenti delle proprietà delle Interazioni Forti a bassa energia, è basato sulla invarianza approssimata della QCD per le trasformazioni chirali $SU(3)_L * SU(3)_R$ ^[1].

$SU(3)_L * SU(3)_R$ è una simmetria rotta spontaneamente dalle Interazioni Forti e, in modo soffice, dalla massa dei quark leggeri. In questa situazione, è possibile ottenere una descrizione rigorosa delle interazioni dei quasi bosoni di Goldstone, π , K ed η in termini delle cosiddette Lagrangiane chirali. Poichè i bosoni di Goldstone hanno una interazione che si annulla nel limite in cui la massa dei quark tende a zero e per zero energia, è possibile sviluppare le ampiezze in potenze crescenti dei momenti e delle masse. La simmetria $SU(3)_L * SU(3)_R$ implica delle notevoli restrizioni per i coefficienti di tale sviluppo ad un dato ordine.

La situazione è analoga a quella di una simmetria esatta, ad esempio la simmetria per rotazioni, in cui le ampiezze contengono una parte fissata dalla simmetria stessa, i coefficienti di Clebsch-Gordan, ed una parte dipendente dalla dinamica, le ampiezze ridotte. In effetti le Lagrangiane chirali non sono altro che l'estensione al caso di simmetria rotta in modo spontaneo del teorema di Wigner-Eckart.

All'ordine più basso, cioè all'ordine m^2 o p^2 , le ampiezze sono descritte da f_π e dalle masse dei quark. In termini di questi parametri, si ottengono numerose previsioni, ad es. la formula di Weinberg per le lunghezze di scattering pione-pione, o la relazione di Callan e Treiman, per il decadimento Kl_3 .

Recentemente diversi autori, Gasser e Leutwyler^[2], Donoghue e coll.^[3] etc., hanno esteso l'analisi teorica ai termini di ordine immediatamente superiore nella Lagrangiana chirale (m^4 , p^4 , m^2p^2). Questa estensione richiede l'introduzione di

numerosi nuovi parametri, da fissare mediante i dati sperimentali. Tuttavia, diverse ampiezze possono essere ancora predette univocamente, in termini di questi parametri.

Allo stadio attuale, molte previsioni teoriche non sono ancora state verificate sperimentalmente. In particolare, diverse ampiezze di decadimento dei K sono fissate teoricamente da parametri determinati nella fisica dei pioni, ma non ancora misurate. Una verifica sperimentale di queste previsioni costituisce pertanto un test preciso della QCD nel regime non perturbativo.

Le Lagrangiane effettive non sono in grado di fissare a priori i valori dei parametri. Una volta determinati dai dati sperimentali, i parametri stessi potranno essere confrontati con i valori ottenuti dalla simulazione numerica su reticolo, o da altri metodi non perturbativi che si rendessero disponibili, fornendo così un test decisivo della QCD come teoria delle Interazioni Forti, a partire dalla Lagrangiana fondamentale.

Nel seguito, discuteremo brevemente i decadimenti dei K per i quali la ϕ -factory può contribuire in modo significativo al programma sopra delineato^[4].

3.1. Decadimenti Leptonici, semileptonici e processi collegati^[3]

a) K_{13} . All'ordine più basso della teoria chirale la relazione di Callan e Treiman (CT) permette di prevedere il valore del raggio del fattore di forma scalare. I dati esistenti mostrano una discrepanza tra il valore del raggio derivato dal K^+ , che è in disaccordo con la previsione di CT, e quello derivato dal K_L . Inoltre, i dati sul K_L degli esperimenti più recenti non sono compatibili tra loro, ed alcuni indicano una deviazione significativa dalla relazione di CT.

b) K_{14} . Una misura precisa dei fattori di forma relativi consentirebbe di fissare alcuni dei parametri della Lagrangiana chirale, che sono mal determinati dalla fisica dei pioni.

c) $K_{12+\gamma}$, $K_{12 e+e-}$, $K_{13+\gamma}$. A parte il termine di bremsstrahlung, le ampiezze dipendenti dalla struttura nei primi due processi sono descritte dal raggio di carica del K, ben conosciuto, e da altri tre parametri (h_V , h_A , r_A). I rapporti r_A/h_V e h_A/h_V sono fissati dalla fisica dei pioni. I dati attuali sul $K_{12+\gamma}$ danno una determinazione di $|h_V+h_A|$, in accordo con la teoria, mentre $|h_V-h_A|$ è praticamente non misurato. Il processo $K_{12 e+e-}$ è molto mal determinato e quindi non si hanno informazioni su r_A . Anche il processo $K_{13+\gamma}$, per la parte che dipende dalla struttura interna (non di bremsstrahlung) non è stato osservato, e quindi è oggi impossibile controllare la predizione teorica, che dipende dagli stessi parametri degli altri e dal rapporto f_K/f_π .

Un chiarimento sperimentale sul punto a) è di importanza fondamentale, così come la determinazione dei parametri relativi ai processi in b) e c).

3.2 Decadimenti che coinvolgono l'Hamiltoniana non leptonica, con emissione di fotoni o coppie di leptoni^[4]

a) $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma\gamma$. Le lagrangiane chirali danno una predizione univoca della rate e della distribuzione della massa invariante dei due fotoni. L'osservazione sperimentale permetterebbe inoltre di chiarire il ruolo dei mesoni vettoriali nelle Lagrangiane chirali. Con un migliaio di eventi, dovrebbe essere possibile ricostruire questa distribuzione alla ϕ -factory.

b) $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$. Per la rate e la distribuzione in massa invariante dei due fotoni valgono le stesse considerazioni del punto a). Inoltre, a partire da questo processo si può stimare il contributo dello scambio di due fotoni (che conserva CP) al decadimento $K_L \rightarrow \pi^0 e^+e^-$. Sarà quindi possibile identificare la parte che non conserva CP (scambio di un fotone) in quest'ultimo processo, quando esso verrà misurato (il decadimento $K_L \rightarrow \pi^0 e^+e^-$ non è osservabile, alla ϕ -factory, per motivi di luminosità).

c) $K \rightarrow \pi\pi \gamma$. Lo studio del contributo non di bremsstrahlung permette di controllare la validità della regola $\Delta I=1/2$ al di fuori dei processi deboli puramente adronici.

d) $K_L \rightarrow \gamma e^+e^- (\mu^+\mu^-)$. L'elevata statistica ottenibile, vedi Tab.1, permette uno studio del Dalitz plot di questo processo, che ha un certo interesse per distinguere predizioni teoriche che differiscono per il ruolo attribuito ai diversi mesoni pseudoscalari scambiati (π, η). Un limite sperimentale per l'analogo processo $K_S \rightarrow \gamma e^+e^-$ (determinato dai loop chirali) che è marginale, data la luminosità della macchina, può tuttavia essere interessante.

Nella Tab.1 riportiamo, per i processi a)-d) ed altri collegati, le previsioni teoriche per il rapporto di decadimento, il numero di eventi attesi/anno a partire dalla previsione teorica e dai tassi di produzione di mesoni identificati (Sez.2), nonchè gli attuali valori o limiti sperimentali.

Tab. 1

	Teoria	Eventi/anno attesi	Esperimento
$K_S \rightarrow \gamma\gamma$	$2 \cdot 10^{-6}$	(520)	$(2.4 \pm 1.2) \cdot 10^{-6}$
$K_S \rightarrow \gamma e^+ e^-$	$3.2 \cdot 10^{-8}$	(8)	---
$K_S \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$	$7.5 \cdot 10^{-10}$	-	---
$K_L \rightarrow \gamma\gamma$	[10^{-4}]	$(6 \cdot 10^4)$	$(4.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$
$K_L \rightarrow \gamma e^+ e^-$	$9.1 \cdot 10^{-6}$	$(6 \cdot 10^3)$	$(1.7 \pm 0.9) \cdot 10^{-5}$
$K_L \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$	$2.3 \cdot 10^{-7}$	(150)	$(2.8 \pm 2.8) \cdot 10^{-7}$
$K_L \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$	$6.8 \cdot 10^{-7}$	(440)	$< 2.7 \cdot 10^{-6}$
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma\gamma$	$5.8 \cdot 10^{-7}$	$(1.6 \cdot 10^3)$	$< 1.0 \cdot 10^{-6}$
$K_S \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$	$3.3 \cdot 10^{-8}$	(8)	---
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$	10^{-7} (input teorico)	(700, no tag)	$(2.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-7}$
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu^+ \mu^-$	$6.1 \cdot 10^{-8}$	(170)	$< 2.3 \cdot 10^{-7}$
$K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	$5 \cdot 10^{-9} - 5 \cdot 10^{-10}$	(≤ 1)	$< 4.5 \cdot 10^{-5}$
$K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	$10^{-9} - 10^{-10}$	(≤ 0.2)	---
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma _{IB}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$	$(8 \cdot 10^5)$	$(2.75 \pm 0.16) \cdot 10^{-4}$
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma _{DE}$	$1.05 \cdot 10^{-5}$	$(1.4 \cdot 10^4)$	$(1.56 \pm 0.35) \cdot 10^{-5}$ $(2.05 \pm 0.46) \cdot 10^{-5}$ $(2.3 \pm 3.2) \cdot 10^{-5}$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma _{IB}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$(9 \cdot 10^3)$	$(1.52 \pm 0.16) \cdot 10^{-5}$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma _{DE}$	$(1-8) \cdot 10^{-5}$	$(2 \cdot 10^4)$	$(2.89 \pm 0.28) \cdot 10^{-5}$
$K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma _{IB}$	$2.4 \cdot 10^{-3}$	$(6 \cdot 10^5)$	$(1.82 \pm 0.10) \cdot 10^{-3}$
$K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma _{DE}$	$(2-20) \cdot 10^{-8}$	(5)	$< 6 \cdot 10^{-5}$

3.3 Violazione di CP nei K carichi

L'evidenza per una asimmetria di carica nei decadimenti dei K^\pm costituisce una prova diretta dell'esistenza di una violazione di CP nell'Hamiltoniana debole con $\Delta S=1$. I decadimenti in tre pioni:

$$\begin{aligned} K^\pm &\rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp && \text{(modo } \tau) \\ K^\pm &\rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0 && \text{(modo } \tau') \end{aligned}$$

sono particolarmente interessanti. Le asimmetrie nelle relative larghezze di decadimento (differenziali o integrate) rappresentano una violazione di CP proporzionale ad ϵ' , e sono assenti in una teoria "superdebole".

Volendo stimare gli effetti di tipo ϵ' in $K^0 \rightarrow 2\pi$, è importante tenere presente che solo due stati finali, con isospin $I=0,2$, sono possibili per i pioni. Al contrario, in $K^\pm \rightarrow 3\pi$ contribuiscono, oltre all'ampiezza $I=2$, anche due ampiezze $I=1$ con diversa simmetria. La soppressione dell'ampiezza $I=2$, dovuta alla regola $\Delta I=1/2$, deprime l'effetto di violazione di CP in $K^0 \rightarrow 2\pi$, mentre la possibile interferenza fra le due ampiezze $I=1$ consente un effetto non soppresso in $K^\pm \rightarrow 3\pi$.

Nella letteratura esistono due tipi di stime delle asimmetrie in $K \rightarrow 3\pi$.

Le prime in ordine di tempo [5,6] connettono l'ampiezza $K \rightarrow 3\pi$ a quella $K \rightarrow 2\pi$ mediante l'ipotesi di PCAC ovvero l'uso delle Lagrangiane chirali all'ordine più basso. In questa approssimazione si perde il contributo di una delle due ampiezze con $I=1$ e la soppressione dovuta alla regola $\Delta I=1/2$ vale anche per il $K \rightarrow 3\pi$. Per l'asimmetria nelle larghezze del modo τ [6] si ottiene, in questo modo:

$$\Delta\Gamma(\tau) = \frac{\Gamma(\tau^+) - \Gamma(\tau^-)}{\Gamma(\tau^+) + \Gamma(\tau^-)} \leq 0.1 \epsilon' \quad \text{(ordine più basso)}$$

E' concepibile però che l'effetto dell'interferenza fra le ampiezze $I=1$ possa aumentare anche di un ordine di grandezza le stime delle asimmetrie[7]. Lo studio quantitativo di questi effetti richiede l'introduzione di termini fino a p^4 nelle Lagrangiane chirali. Questi termini dipendono a loro volta da molti parametri ignoti. Lungo questa linea, ma riducendo in modo alquanto arbitrario il numero dei termini a priori rilevanti, Belkov et al.[8] ottengono le seguenti predizioni per le asimmetrie delle larghezze, $\Delta\Gamma$, e delle "slopes" del Dalitz-plot, Δg :

$$\Delta\Gamma(\tau) = 5 \epsilon' \approx 3.9 \cdot 10^{-5} \quad \Delta\Gamma(\tau') \approx 1.1 \cdot 10^{-4}$$

$$\Delta g(\tau) \approx 1.4 \cdot 10^{-3}$$

$$\Delta g(\tau') \approx 1.4 \cdot 10^{-3}$$

basate sulla misura di ϵ'/ϵ riportata da NA31.

Queste ultime stime sono sicuramente incerte, per la riduzione dei parametri cui abbiamo accennato. Sono inoltre probabilmente ottimistiche: l'assenza della soppressione $\Delta I=3/2$, per giunta in parte bilanciata dal parametro di espansione chirale $(m_K/4\pi f_\pi)^2$, non sembra infatti giustificare il guadagno di 2 ordini di grandezza.

Gli effetti previsti nel rif.(8) sono al limite dell'errore statistico corrispondente ai tassi di produzione citati. Quindi una violazione di CP nei decadimenti dei K carichi non appare facilmente evidenziabile. L'importanza di un eventuale effetto rivelato e la possibilità di migliorare apprezzabilmente i limiti attuali rendono tuttavia lo studio di $K \rightarrow 3\pi$ degno di attenta considerazione.

Riferimenti

- [1] vedi, ad es., S.Weinberg, *Physica* 96A, 327 (1979);
S.Coleman in *Aspects of Symmetry*.
- [2] J.Gasser, H.Leutwyler, *Ann. Phys. (NY)* 158 (2984) 142; *Nucl. Phys.* B250 (1985) 465.
- [3] J.F.Donoghue, B.Holstein, preprint UMHEP - 329, 1989, allegato.
- [4] Una rassegna più dettagliata è contenuta in R.Battiston, D.Cocolicchio, G.L.Fogli, N.Paver, CERN - TH 5664/90, 1990, in corso di pubblicazione sui resoconti del Workshop: Physics Program at a Φ Factory, edito da M.Giorgi, M.Greco, M.Piccolo.
- [5] C.Avilez, *Phys. Rev.* D30 (1981) 587
- [6] B.Grinstein, S.Rey and M.Wise, *Phys. Rev.* D34 (1986) 1495
- [7] J.Donoghue, B.Holstein and G.Valencia, *IntJourModPhys* 2A (1987) 319
- [8] A.Belkov, G.Bohm, D.Ebert and A.Lanjov, *Phys. Lett.* 232B (1989) 118.

4. SEZIONE D'URTO TOTALE E CONTRIBUTO ADRONICO AL $g-2$ DEL MUONE.

I valori sperimentali attuali dell'anomalia del μ sono (Bayley et al., 1977):

$$B(4.1) \ a(\mu^-, \text{exp}) = (116593700 \pm 1200) \cdot 10^{-11},$$

$$a(\mu^+, \text{exp}) = (116591100 \pm 1100) \cdot 10^{-11}.$$

Il contributo debole (loop con bosoni intermedi) vale

$$(4.2) \quad a(\mu, \text{weak}) = (195 \pm 1) \cdot 10^{-11};$$

per controllare questa predizione della teoria elettrodebole occorre ovviamente ridurre l'errore della misura sperimentale e quello della predizione teorica del valore di $a(\mu)$, portandoli entrambi al di sotto del contributo debole.

I contributi teorici sono: a) di origine puramente elettromagnetica, quindi con errore virtualmente nullo^[1] e b) di origine adronica. La stima più completa dei contributi adronici è data in ref.(2):

$$(4.3) \quad a(\mu, \text{hadr}) = (7030 \pm 190) \cdot 10^{-11};$$

Il grosso del contributo adronico e del relativo errore nella Eq.(4.3) proviene da:

$$(4.4) \quad a(\mu, \text{h vac.pol}) = \frac{1}{4\pi^3} \int ds K(s) \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}; s),$$

dove $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}; s)$ è la sezione d'urto totale per l'annichilazione $e^+e^- \rightarrow$ adroni all'energia \sqrt{s} , che caratterizza la parte immaginaria della polarizzazione di vuoto adronica. Data la forma della funzione $K(s)$, il contributo della regione di bassa energia predomina e fornisce pure la maggior parte dell'errore, perchè notoriamente non esistono buoni dati a bassa energia.

Una stima ^[3] basata sostanzialmente sugli stessi dati sperimentali, ma con un modello teorico sui fattori di forma dei mesoni π e K , conferma il risultato precedente.

L'errore 190 nella (4.3), tavola III del rif.(2), corrisponde alla quadratura di un errore statistico 59 e di un errore sistematico 164. Il 59 può essere considerato la somma in quadratura di 21.5, 47.5, 18 e 21, corrispondenti agli errori statistici dalle regioni della ρ , della ω , della ϕ , e di tutto il resto rispettivamente. Se quindi gli errori dovuti ai primi tre contributi diventassero trascurabili, l'errore statistico complessivo scenderebbe da 59 a 21.

Similmente, l'errore sistematico 164 viene da 150, 14.9, 12.9 e 63; se i primi tre errori sistematici diventassero trascurabili, l'errore sistematico complessivo scenderebbe a 63, e l'errore totale a 67 (principalmente dovuto ai canali con energie superiori a 1.4 GeV), ben inferiore al contributo (4.2).

Una buona misura della sezione d'urto adronica nella regione della phi-factory può quindi ridurre l'errore nella eq.(4.4) ben al di sotto del contributo elettrodebole.

Un altro contributo adronico ad $a(\mu)$ proviene dai grafici di scattering luce-luce, in cui un fotone è assorbito dal campo esterno, e gli altri tre sono emessi da una linea muonica.

Il contributo dei grafici luce-luce mediato da stati adronici è stimato essere $(49 \pm 5) 10^{-11}$ nel rif.(2). A differenza del caso della polarizzazione di vuoto, basato su dati sperimentali, il calcolo dei contributi di luce-luce adronica si basa solo su modelli puramente teorici.

Secondo il rif.(2):

i) approssimando gli stati intermedi adronici con loops di quarks di massa $m_u = m_d = 0.3$ GeV, $m_s = 0.5$ GeV, $m_c = 1.5$ GeV, si ottiene;

$$(4.5) \quad a(\mu, h \text{ luce-luce})_{\text{quark}} = (60 \pm 4) 10^{-11}$$

ii) saturando gli stati adronici con mesoni, si ottiene:

$$(4.6) \quad a(\mu, h \text{ luce-luce})_{\text{mesoni}} = (49 \pm 5) \times 10^{-11}$$

consistente con il precedente e tenuto come miglior risultato.

Per valutare l'effetto della scelta delle masse dei quark, possiamo riconsiderare i contributi di polarizzazione di vuoto all'ordine più basso. Il contributo ad $a(\mu)$ dalla polarizzazione del vuoto dovuta ad un quark di massa m , molto maggiore della massa del μ , e carica Q , è:

$$a(\mu, \text{vac.pol})_{\text{quark}} = (3Q^2) \frac{1}{45} \frac{m_\mu^2}{m^2} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 = 11990 (3Q^2) \frac{m_\mu^2}{m^2} 10^{-11}.$$

Se vogliamo riprodurre il contributo adronico sperimentale, usando la formula precedente per un loop di quark u e d , la massa m deve essere tale che:

$$a(\mu; u+d) \sim 12.000 \left(\frac{m_\mu}{m}\right)^2 \frac{5}{3} 10^{-11} = 7000 \times 10^{-11}$$

e quindi $m \sim 0.18$ GeV.

Questo risultato è un pò inquietante, perchè usando $m = 0.18$ GeV nel grafico luce-luce, che anche decresce come m^{-2} , rif.(2), si trova un risultato circa 3 volte più grande di quello nella (4.5) e confrontabile con il contributo elettrodebole. L'argomento indica chiaramente che l'errore teorico sui contributi luce-luce adronici è stato sottostimato nel rif. (2), dove non si è tenuto conto dell'incertezza associata al valore di m .

Un'analisi più approfondita su questo punto è necessaria. Al momento, non ci è affatto chiaro che una determinazione più precisa della polarizzazione del vuoto adronica conduca realmente ad una predizione di $a(\mu)$ con errore inferiore al contributo debole previsto.

Riferimenti

- [1] T.Kinoshita, B.Nizic and Y.Okamoto, Phys.Rev. D41 (1990), 593.
- [2] T.Kinoshita, B.Nizic and Y.Okamoto, Phys.Rev. D31 (1985) 2108.
- [2] L.Martinovic and S.Dubnicka, preprint Dubna E2-89-144, 1989.

5. SPETTROSCOPIA

Contributi interessanti alla spettroscopia mesonica per masse inferiori a 2 GeV possono essere ottenuti nei seguenti canali

- 1) Produzione diretta e studio di stati 1^- nell'intervallo 1.0+ 2.0 GeV (prime ricorrenze dei mesoni vettoriali)
- 2) Studio di stati ottenibili tramite decadimento della ϕ
- 3) Produzione diretta e studio di stati prodotti nella interazione $\gamma\gamma$

La produzione diretta di stati 1^- nell'intervallo 1.0+ 2.0 GeV è stata studiata principalmente ad ADONE (negli anni settanta) e al DCI con luminosità a 2 GeV rispettivamente di $3 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ e $2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ [1].

I dati disponibili sulle sezioni d'urto esclusive vengono principalmente da DCI e si riferiscono a sezioni d'urto dell'ordine di 30-40 nb ($\sigma_{4\pi}$) e 1+ 5 nb (tutte le altre). A titolo di esempio riportiamo $\sigma_{4\pi}$ e $\sigma_{\pi\pi\eta}$ nelle figure 1 e 2.

Sussistono numerosi problemi di interpretazione dei dati; in particolare è ancora molto dubbia l'interpretazione del bump nell'intervallo 1500-1600 MeV per la sezione d'urto in 4π (una o due risonanze) e dei dati relativi ai canali con numero dispari di π dove la statistica è assai scadente. La possibilità di disporre di una luminosità dell'ordine di $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ permetterebbe, con un tasso di produzione di più di 100 eventi/h, per sezioni d'urto di 1 nb, di migliorare sensibilmente la qualità dei dati sperimentali fra 1.0 e 2.0 GeV con una campagna dell'ordine del mese. Si otterrebbe parallelamente una misura accurata dei fattori di forma del π e del K.

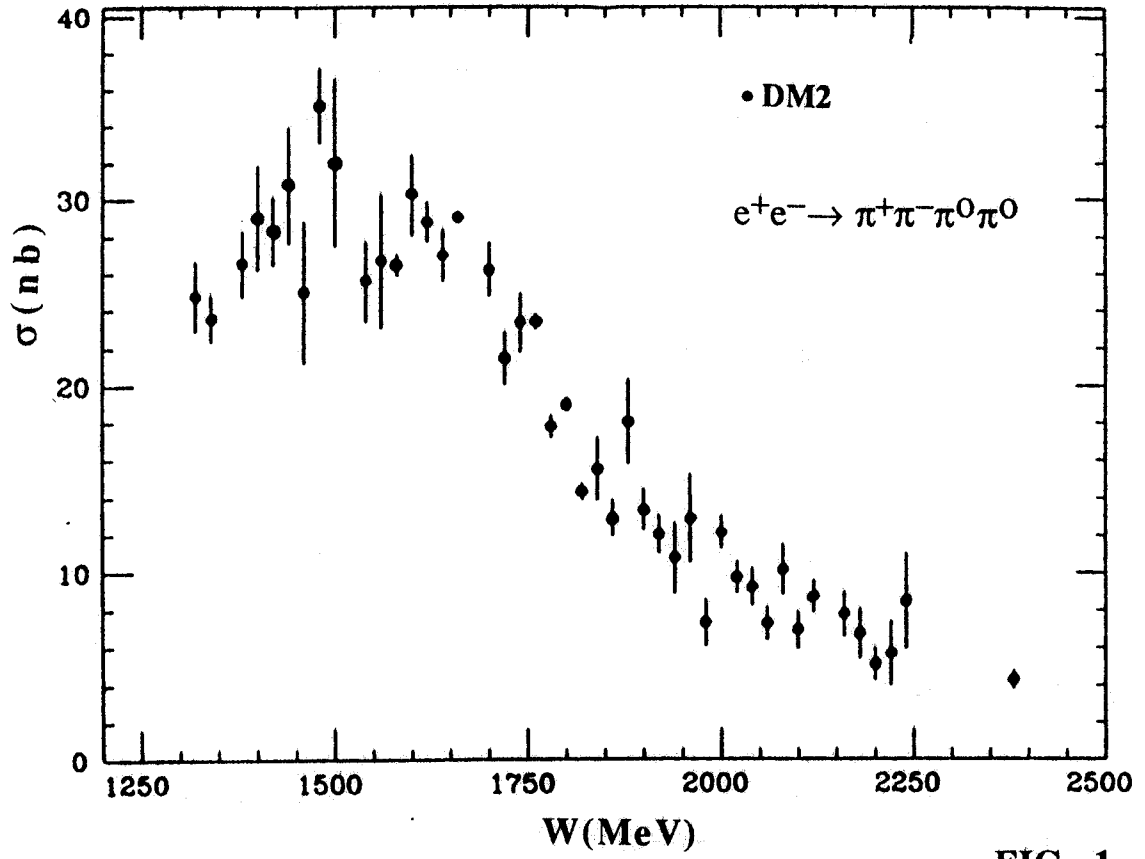


FIG. 1

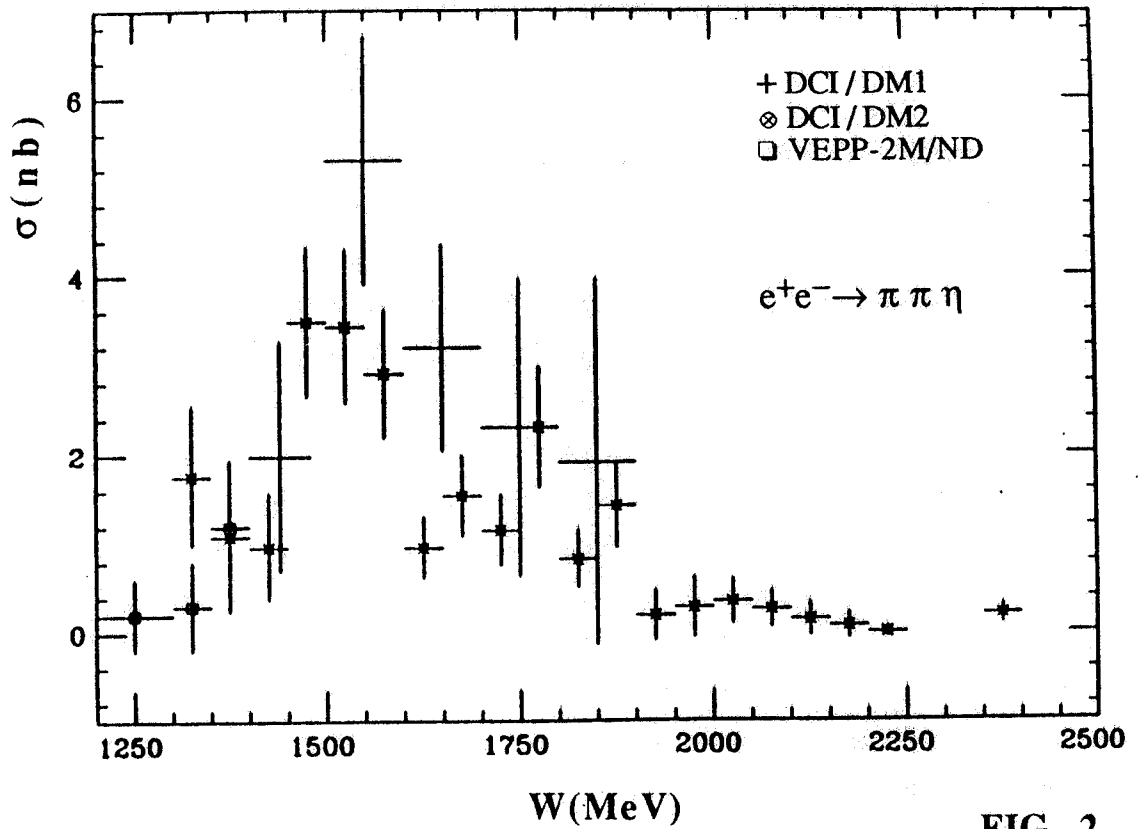


FIG. 2

Particolare interesse presenta la ricerca di stati $I=0 J^{PC} = 0^{++}$ ottenibili tramite decadimenti radiativi della ϕ . La interpretazione di questi stati come quarkonio, Glueball o molecola $K\bar{K}$ potrebbe essere chiarita, come suggerito recentemente in ref.[2] misurando il branching ratio previsto dall'ordine di 10^{-4} + 10^{-6} e confrontandolo con le stime teoriche che differiscono di circa un ordine di grandezza nelle differenti ipotesi.

La disponibilità di una ϕ -factory permette inoltre di spingere sensibilmente i limiti sui decadimenti cosiddetti rari della ϕ , misurati sperimentalmente a VKPP-2M^[3] a un livello di 10^{-3} + 10^{-4} e di ottenere significativi risultati sul mixing η - η' .

La tematica degli stati scalari e tensoriali può essere affrontata tramite lo studio diretto del canale $\gamma\gamma$ nella annichilazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma$.

La sezione di energia fra 0.5 e 1.5 GeV è stata studiata a PEP e a DORIS, ma nei prossimi anni non saranno in esercizio macchine con energie inferiori ai 5-6 GeV. La disponibilità di una luminosità dell'ordine di 10^{32} cm⁻²sec⁻¹ con energia nel centro di massa di circa 2 GeV può perciò rendere questa ricerca interessante

Riferimenti

- [1] v.p.es. Baldini in Fenice Workshop, ottobre 1988.
- [2] F.Close e N.Isgur, Nov.89, unpublished; N.N.Achasov, V.N.Ivanchenko, Nucl. Phys. B315 (1989) 465; J.Weinstein and N.Isgur, Phys.Rev. D41 (1990) 2336.
- [3] Druzhinin et al. Z.Phys. C 37 (1987) 1.