

E. Schiavuta: LA SECONDA GENERAZIONE DI ESPERIMENTI CON ADONE: POSSIBILI CAMPI DI RICERCA PER UNO SPETTROMETRO MAGNETICO. -

("Invited paper" al 54<sup>o</sup> Congresso della S.I.F. Roma 1968).

SOMMARIO. -

Si dà un breve cenno delle estensioni di programmi di ricerca già previsti per la prima generazione di esperimenti con Adone, che saranno rese possibili dalla utilizzazione di uno spettrometro magnetico (§ 1). Successivamente si analizzano, a grandi linee, le possibilità di ricerca, per un tale argomento, in alcuni campi di rilevante interesse e attualità. In particolare, sono discussi: possibilità di verifica della conservazione di  $C_\gamma$  (§ 2), del modello a dominanza vettoriale, VDM, (§ 3); modi di decadimento di mesoni già noti o di eventuali nuovi mesoni vettori (§ 4), produzione di coppie di mesoni o barioni instabili (§ 5).

2.

PREMESSA. -

E' stato recentemente messo a punto, sulla base di numerosi studi preliminari<sup>(1)</sup> un progetto di spettrometro magnetico<sup>(2)</sup> per Adone.

Discuterò, in questa relazione, alcune linee di ricerca che questo strumento permetterà di sviluppare. La maggior parte delle idee esposte sono state elaborate da persone o gruppi interessati alla sperimentazione con Adone, e si sono venute concretando parallelamente allo sviluppo tecnico del progetto: era infatti essenziale ai fini di una razionale progettazione dello spettrometro, prevederne le modalità d'impiego.

In particolare, tenendo conto della quasi totale mancanza di informazione sperimentale sulla fisica delle interazioni  $e^+e^-$  nella regione energetica che interessa Adone, è importante non trascurare, a priori, nemmeno quei campi in cui è difficile poter fare previsioni quantitative.

Per questi motivi la discussione è in molti punti basata su considerazioni o modelli altamente speculativi.

Per gli stessi motivi, nella scelta dei modelli da utilizzare, ho dato importanza prevalente al valore euristico (da un punto di vista tecnico-sperimentale) dei modelli stessi: così, per esempio, ho fatto largo uso del modello a quarks, per il carattere molto specifico delle previsioni che da esso si possono ricavare.

## 1. - ESPERIMENTI CON ADONE: LA PRIMA E LA SECONDA GENERAZIONE. -

La Tabella I descrive i principali canali di reazione aperti nelle collisioni  $e^+e^-$  nella zona di energia  $W = E_{e^+} + E_{e^-} = 0,3 \text{ GeV}$ : in essa sono inclusi gli esperimenti fattibili con la luminosità prevista di Adone ( $L = 10^{33} \text{ ev./cm}^2$  alla massima energia).

Fra le ricerche elencate in Tab. I alcune si possono eseguire anche senza una accurata analisi di momento: sarà utile prima di tutto dare un cenno anche di queste per completezza e perchè in alcuni casi estensioni o progressi saranno resi possibili dall'uso della spettrometria magnetica<sup>(x)</sup>.

---

(x) - La descrizione che segue (dal punto a al punto g) è una breve rassegna di ricerche proposte dai gruppi impegnati nella preparazione degli esperimenti con Adone. Premesso che tutte le considerazioni ivi esposte sono ricavate dalle relative proposte di esperienza, rinvio ai riferimenti bibliografici per la individuazione delle singole fonti.

TABELLA Ia)

Campo di ricerca	Canale di reazione	Tecnica adatta (x)	Sezione d'urto (o)	Velocità di conteggio (+) (cont/ora)	Osservazioni
QED	$e^+e^-$	C. S. +B	fort. variab. con $\mathcal{P}$		
	$\gamma\gamma$	C. S. a sciami	$10^{-31}$ $10^{-32}$ (W = 3 GeV) Differenziale	10-100	Cont. per $\Omega \sim 1$ ster. fra $30^\circ$ e $90^\circ$
	$\mu^+\mu^-$	C. S. a range	$10^{-32}$ (W = 3 GeV)	10	Sez. d'urto integr.
VDM (S $M_V^2$ )	$[\rho] \rightarrow \pi^+\pi^-$	C. S. a range	$1.2 \times 10^{-30}$	300	
	$[\omega] \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	C. S. /C. S. +B	$1.5 \times 10^{-30}$	370	
	$[\varphi] \rightarrow K^+K^-$	Cont. /C. S. a range	$1.5 \times 10^{-30}$	500	
VDM (S $M_V^2$ )	$\rightarrow K_1K_2$	C. S. /C. S. +B	$10^{-30}$	330	
	$\pi^+\pi^-$	C. S. +B	$2.5 \times 10^{-34}$ (2 GeV)	0.2	Sez. d'urto secondo V. D. M. viene ridotta di un fattore 10 da un cutoff $(1+q^2/\Lambda^2)$ con $\Lambda \sim 1$ GeV
	$\pi^+\pi^-\pi^0$	C. S. +B	$7 \times 10^{-34}$ (2 GeV)	0.7	
Rapporti di decadimento dei mesoni vettori	a) adronici				
	$\varphi \rightarrow \rho^0\pi^0$	C. S. +B	$0.74 \times 10^{-30}$	250	E' vietato se $\mathcal{P}_{MIX} \approx \mathcal{P}_0$
	$\rightarrow \rho\eta$	C. S. +B	$0.74 \times 10^{-33}$ ARBITR.	0.25	Per una sensibilità $\eta/\pi^0 \sim 10^0/00$
	b) misti				
	$(\omega) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	C. S. +B	$\left\{ \begin{array}{l} \leq 7.4 \times 10^{-32} \\ \sim 1.5 \times 10^{-32} \end{array} \right.$	18 4	Sperimentale (B $\sim$ 5%) Teorico (B $\sim$ 1%)
	c) radiativi				
	$[\varphi] \rightarrow \rho^0\gamma$	C. S. +B	$0.74 \times 10^{-32}$ ARBITR.	7.4	Per una sensibilità dell'1%
	$\varphi \rightarrow \pi^0\gamma$	C. S. a sciami	$4 \times 10^{-32}$ (1 GeV)	13	Previsioni del mod. a quarks
	$\rightarrow \eta\gamma$		$8 \times 10^{-31}$ (1 GeV)	270	
	$\omega \rightarrow \pi^0\gamma$		$2 \times 10^{-31}$ (78 GeV)	50	
	$\rightarrow \eta\gamma$		$10^{-33}$ (78 GeV)	0.25	
	$\rho \rightarrow \pi^0\gamma$		$2 \times 10^{-33}$ (76 GeV)	0.5	
	$\rightarrow \eta\gamma$		$10^{-33}$ (76 GeV)	0.25	

(x) - C. S. = camere a scintilla; B = analisi in campo magnetico.

(o) - Valori puramente orientativi.

(+) - Valore limite raggiungibile con un dispositivo sperimentale medio e particolarmente buono.

TABELLA Ib)

Coppie bosoniche instabili	I) V + P	C. S. +B	$10^{-32} - 10^{-34}$	10 - 01
	II) Generale	C. S. +B	?	?
Coppie barioniche	I) $p\bar{p}$	C. S.	$2.3 \times 10^{-34}$ ( $k^2 \approx 6.8 \text{ GeV}^2$ )	
	II) $N^*\bar{N}$	C. S. a range (nei canali con 2 nucl. carichi) C. S. +B (nei ca nali $p^+ \pi^+$ )	$\sim 2.3 \times 10^{-32}$	?
	III) Generale B $\bar{B}$	C. S. +B	?	?
Nuovi mesoni vettori	V $\rightarrow \pi^+ \pi^-$ ecc. (I = 1)	Cont. o C. S. digitali	$10^{-30} - 10^{-33}$	?
	$\pi^+ \pi^- \pi^0$ ecc. (I = 0)	C. S. +B		
Quarks leptonici	$Q_1 \bar{Q}_1$	C. S. range + cont. dE/dx oppure C. S. +B	Dipende dalla massa	
Conservazione di $c_\gamma$	$\pi^+ + X^+$	C. S. +B	?	
	$\rho^0 \rho^0$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$	C. S. +B	?	
Produzione diretta di mesoni $2^+$	$f_0, f'_0$	C. S. +B	$d\mathcal{G}/d\Omega \sim$ $\sim 3 \times 10^{-33} \text{ cm}^2/\text{St}$	$\sim 1$
Decadimenti del $K_0$	$K_{0S} \rightarrow \pi^+ \pi^-$	C. S. +B	$\sim 10^{-30}$	$\sim 15$
	$K_{0L} \rightarrow \pi^+ e^+ \gamma$			
	$\pi^+ \pi^- \pi^0$			
	$\pi^+ \pi^-$ $\pi^0 \pi^0$			

TABELLA I - Principali canali di reazione delle interazioni  $e^+e^-$ . Sono indicati, per ciascun canale, dei valori orientati vi delle sezioni d'urto e le tecniche di rivelazione più idonee. I valori delle velocità di conteggio in penultima colonna, riferiti a una luminosità di  $10^{33} \text{ ev/cm}^2$  a  $W = 3 \text{ GeV}$ , si intendono valutati per una situazione sperimentale media, con un dispositivo a grande accettazione angolare.

## a) - QED. -

I canali più interessanti per la verifica di QED sono quelli a due corpi (3, 4):  $e^+e^- \rightarrow (\mu^+\mu^-), (\gamma\gamma), (e^+e^-)$ . La ricostruzione degli eventi si riduce ad una verifica della condizione di collinearità dei secondari. La distinzione  $(e/\pi)$  non può in nessun caso essere eseguita mediante misura di momento; una misura di carica elettrica è tuttavia necessaria nel canale  $e^+e^-$ , per definire l'angolo di scattering<sup>(5)</sup>: da un punto di vista sperimentale il problema è relativamente semplice e può essere risolto utilizzando campi magnetici con valori di  $BL^2$  molto minori di quelli necessari per l'analisi cinematica completa di eventi a più corpi: un magnete particolarmente semplice e adatto a questa misura è stato progettato da un gruppo Sanità-Princeton<sup>(5)</sup>.

b) - VDM ( $W \approx M_V$ ). -

La misura delle sezioni d'urto dei mesoni vettoriali si può eseguire in prossimità dell'energia di picco, attraverso le curve di eccitazione dei canali di decadimento dominanti;

- con C.S. a range nei casi<sup>(6, 7, 8)</sup>  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$   $\psi \rightarrow K^+K^-$
- con soli contatori nel canale<sup>(9)</sup>  $\psi \rightarrow K^+K^-$
- con sole misure di correlazione angolare nelle reazioni<sup>(4)</sup>  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  (per l'assenza di un fondo competitivo) e  $\psi \rightarrow K_{01}K_{02}$ .

L'analisi cinematica completa resa possibile dalla utilizzazione di uno spettrometro, sarà tuttavia molto utile per una misura accurata delle due ultime reazioni, in particolare della loro larghezza.

## c) - Decadimenti radiativi dei mesoni vettori. -

I rapporti di decadimento  $V^0 \rightarrow P^0 + \gamma$  ( $V$  = mesone vettore,  $P$  = mesone pseudoscalare) possono essere studiati nei canali più interessanti  $P^0 = \pi^0, \eta$  attraverso i decadimenti a due fotoni del  $\pi^0$  e dell' $\eta$ :

$$V^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma \rightarrow 3\gamma \qquad V^0 \rightarrow \eta + \gamma \rightarrow 3\gamma$$

Le sezioni d'urto di queste reazioni si determinano rivelando i tre  $\gamma$  dello stato finale in camere a scintilla a sciami<sup>(3)</sup>.

## d) - Ricerca di leptoni pesanti. -

E' stato osservato<sup>(10)</sup> che gli anelli  $(e^+e^-)$  sono macchine particolarmente adatte per scoprire l'eventuale esistenza di quarks leptonici: in particolare con Adone ( $W_{\max} = 3 \text{ GeV}$ ) quarks leptonici (o in genere leptoni pesanti) con masse fino a 1 GeV possono essere scoperti

6.

con misure di  $dE/dx$ ; naturalmente con uno spettrometro magnetico questa ricerca può essere estesa fino a masse di  $1.5 \text{ GeV}^{(10)}$ .

e) - Fattore di forma del pione. -

La sezione d'urto per produzione di due pioni si può misurare con un dispositivo a range fino a  $W \sim 1.5 \text{ GeV}^{(8)}$ . A energie più elevate, poichè il range dei pioni prodotti è molto maggiore del cammino di interazione nucleare esso non può essere misurato; in particolare per  $W = 1.5$  non è più possibile separare fra loro le reazioni  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  e  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  senza una accurata misura di momento.

f) - Fattore di forma del nucleone. -

Il canale di reazione  $p+p$  può essere identificato molto bene con solo misure di range, fino alla massima energia di Adone per il piccolo range e la elevata ionizzazione specifica dei due nucleoni<sup>(11)</sup>.

g) - Ricerca di nuovi mesoni vettori. -

L'esistenza di nuovi mesoni vettori, ( $J^{PC}=1^{--}$ ) accoppiati al fotone si manifesta nella presenza di picchi nella sezione d'urto totale adronica, e può esser messa in evidenza senza dover eseguire una analisi dello stato finale. Un dispositivo semplice e adatto allo scopo atto a eseguire misure di correlazione angolare e di molteplicità di prodotti carichi è stato progettato a Frascati<sup>(12)</sup> e dovrebbe esser sufficiente a determinare e a evidenziare l'eventuale esistenza e a misurare la massa dei nuovi mesoni vettori. Per misure di sezione d'urto, di larghezze e di rapporti di decadimento occorrerà invece separare i diversi canali: discuteremo più avanti, con maggiori dettagli, questo ultimo punto.

Le ricerche sin qui descritte saranno eseguite nella prima generazione di esperimenti con Adone. Sicuramente il passaggio a una seconda generazione richiederà l'introduzione della spettrometria magnetica. Si è già visto in alcuni casi che ciò sarà necessario per completare o per rifinire i risultati della prima generazione: osserviamo ora che vi sono inoltre campi di ricerca interamente nuovi che si potranno aprire utilizzando questa tecnica.

Vi sono almeno due classi di esperimenti nei quali è necessaria l'analisi di momento delle particelle nello stato finale.

- Esperimenti di verifica di regole di invarianza. Si consideri in generale l'invarianza rispetto a una trasformazione  $T$ . Un esperimento di verifica  $d_1 T$  viene eseguito dividendo in due classi le possibili configurazioni dello stato finale, trasformate l'una nell'altra da  $T$ , e confrontando le relative sezioni d'urto. In questo tipo di esperimenti la mi-

sura di momento è essenziale per definire quanto meglio possibile le particolari configurazioni prescelte per la verifica.

- Esperimenti in cui si richiede la ricostruzione cinematica completa dello stato finale. Si noti che nelle reazioni a due corpi, in genere, essendo nullo l'impulso totale, l'analisi di collinearità assieme alla identificazione dei prodotti di reazione è sufficiente per la completa definizione degli eventi [fa eccezione il caso dei canali  $\pi^+ \pi^-$  e  $K^+ K^-$  che ad alta energia non possono essere distinti se non mediante analisi di momento]. La misura di momento è invece richiesta in genere per reazioni a tre o più particelle; soltanto ad energie risonanti alcuni canali largamente favoriti possono essere riconosciuti e misurati da una semplice curva di eccitazione.

## 2. - CONSERVAZIONE DI C. -

Vi sono vari modi per verificare la conservazione di C nei canali adronici. Fra essi citerò soltanto alcuni dei più interessanti, senza alcuna pretesa di generalità.

a) - Seguendo la proposta di M. Bernardini et al.<sup>(13)</sup> si consideri la reazione:

$$(1) \quad e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + X^{\bar{+}}$$

dove si indica con X il sistema formato dall'insieme di particelle che non sono rivelate. Operando una trasformazione CP sugli stati iniziale e finale e assumendo la conservazione di CP [(CP)<sup>-1</sup> H (CP) = H] :

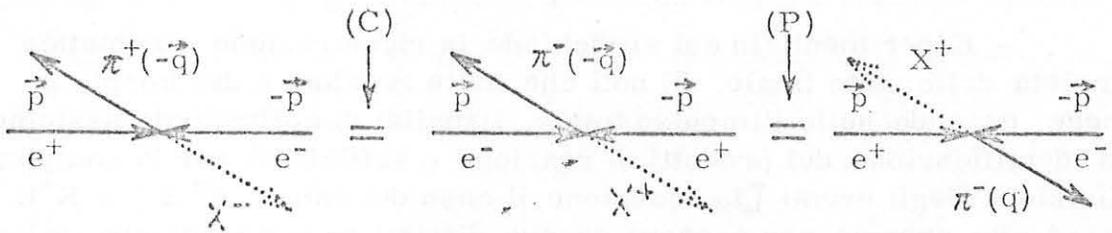
$$\begin{aligned} & |\langle \pi^-(-\vec{q}) X^+(+\vec{q}) | H | e^-(-\vec{p}) e^+(+\vec{p}) \rangle | = \\ (2)^{(x)} \quad & = |\langle \pi^+(\vec{q}) X^-(-\vec{q}) | P_C^{\dagger} H C P | e^+(\vec{p}) e^-(-\vec{p}) \rangle | = \\ & = |\langle \pi^+(\vec{q}) X^-(-\vec{q}) | H | e^+(\vec{p}) e^-(-\vec{p}) \rangle | \end{aligned}$$

---

(x) - Per brevità si trascurano gli spin elettronici nella (2). Si può vedere che le conclusioni di questa sezione sono comunque valide anche tenendone conto.

8.

Le trasformazioni effettuate si possono rappresentare graficamente:



Si noti che l'effetto di P è lo stesso di una rotazione di  $180^\circ$  con asse normale al piano di reazione: ciò dipende dal fatto che la (1), pensata come reazione a due corpi è una reazione piana.

Per la validità della (2) è quindi sufficiente assumere in realtà la conservazione di C (oltre ovviamente alla conservazione del momento angolare). Le distribuzioni angolari sono determinate essenzialmente dalla conservazione di J e P: per una verifica di C converrà pertanto integrare il numero di eventi appartenenti alle configurazioni (A) e (C) sulle variabili spaziali. Integrando, ad esempio nei semispazi inferiore e superiore si otterrà

$$(3) \quad N_{\text{sopra}}^+(p) \Delta p = N_{\text{sotto}}^-(p) \Delta p$$

e analogamente

$$(3') \quad N_{\text{sotto}}^+(p) \Delta p = N_{\text{sopra}}^-(p) \Delta p$$

Sommando queste due relazioni si ottiene in generale

$$(4) \quad N^+(p) \Delta p = N^-(p) \Delta p$$

La (4) implica l'identità degli spettri dei  $\pi^+$  e  $\pi^-$  emessi su tutto l'angolo solido, o, in virtù delle (3) su una ragione dello spazio dotata di un piano di simmetria contenente la direzione dei fasci. Si può quindi verificare C con misure di distribuzione di momento dei  $\pi^+$  e  $\pi^-$ <sup>(x)</sup>: questo

(x) - Si può verificare C anche confrontando il numero totale di  $\pi^+$  e  $\pi^-$  emesso sopra e sotto il piano di simmetria: integrando le (3) si ha infatti  $N_{\text{sopra}}^+ = N_{\text{sotto}}^-$ . E' facile tuttavia dimostrare che questa simmetria si può ottenere indipendentemente dalla conservazione di C per tutte le interazioni che avvengono nel canale a un fotone, e in assenza di polarizzazione dei fasci, cosicchè una verifica di questo tipo risulterebbe poco efficiente.

metodo è stato proposto, come già detto, da M. Bernardini et al. (13). Una verifica di questo tipo è tanto più discriminante quanto migliore è la risoluzione di momento con cui si ricostruiscono gli spettri. Un limite inferiore alla risoluzione è chiaramente posto dalla necessità di distinguere le cariche. Discutiamo brevemente il limite superiore.

Una eventuale violazione di  $C_{\gamma}$  si può osservare sia nella componente continua dello spettro di massa della X (e quindi del momento del  $\pi$ ), sia per valori discreti di  $M_X$ : è presumibile (ma non essenziale per le valutazioni che seguono) che ciò avvenga quando l'interazione che viola C interessa un canale a due corpi, sicchè  $M_X$  sarà in pratica la massa di qualche particella. La relazione fra  $M_X$  e p è:

$$(5) \quad E_{\pi} = \frac{p}{\beta} = \frac{W^2 + \mu^2 - M_X^2}{2W}; \quad p \sim \frac{W^2 - M_X^2}{2W}$$

da cui (per pioni relativistici,  $\beta \sim 1$ ):

$$M_X \sim (W^2 - 2pW)^{1/2}$$

$$(6) \quad (\Delta M_X)^2 \sim \frac{(W-p)^2}{W^2 - 2pW} (\Delta W)^2 + \frac{W^2}{W^2 - 2pW} (\Delta p)^2$$

L'errore su M è la somma di due contributi, uno  $(\Delta M_X)_p$  derivato dalla imprecisione di misura del momento, l'altro  $(\Delta M_X)_W$  dalla indefinizione di energia iniziale dovuta sostanzialmente agli effetti radiativi. Lo ideale è di disporre di una risoluzione di momento tale che:

$$(7) \quad (\Delta M_X)_p \leq (\Delta M_X)_W$$

Si verifica facilmente che la (7) è soddisfatta con  $\Delta p/p \leq \Delta W/W$ . Quando non sia possibile soddisfare a questa condizione e  $(\Delta M_X)_p \gg (\Delta M_X)_W$  si ha:

$$(8) \quad \Delta M_X \sim \frac{W \Delta p}{(W^2 - 2pW)^{1/2}} \sim \frac{W}{M_X} \Delta p \sim \frac{W^2 - M_X^2}{2M_X} \frac{\Delta p}{p}$$

I grafici di Fig. 1 mostrano come è possibile ottenere risoluzione di massa ragionevoli in una vasta zona energetica e di masse, con un  $\Delta p/p$  dell'ordine del 2%.

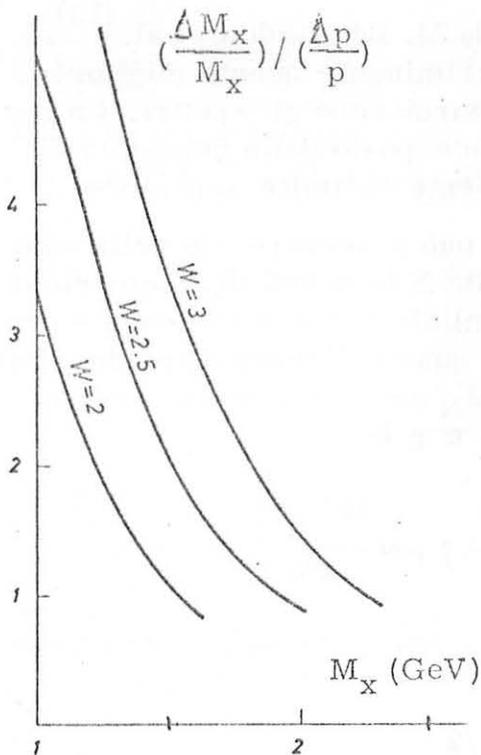
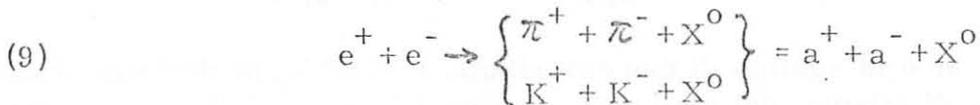


FIG. 1 - Andamento della massa mancante  $M_X/M_X$  in funzione di  $M_X$  e  $W$  per reazioni  $e^+e^- \rightarrow \pi^\pm + X^\pm$ . In ordinata è rappresentato il rapporto fra la precisione (relativa) di misura di  $M_X$  e il  $(\Delta p/p)$ .

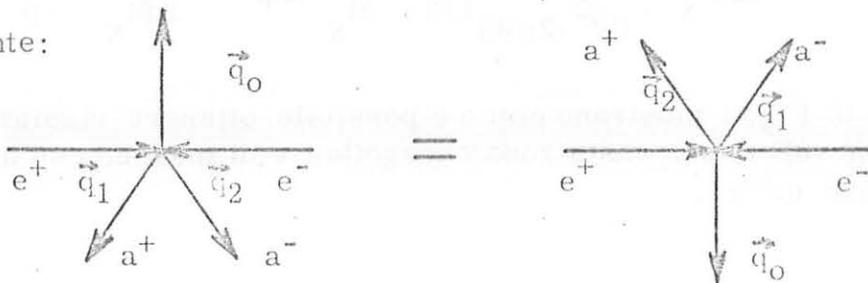
b) - Consideriamo ora una reazione:



Operando allo stesso modo del caso precedentemente discusso si ha:

$$(10) \quad \begin{aligned} & \left| \langle a^-(\vec{q}_1) a^+(\vec{q}_2) X^0(\vec{q}_0) | H | e^-(\vec{p}) e^+(\vec{p}) \rangle \right| = \\ & = \left| \langle a^+(-\vec{q}_1) a^-(-\vec{q}_2) X^0(-\vec{q}_0) | P^+ C^+ H C P | e^+(\vec{p}) e^-(-\vec{p}) \rangle \right| = \\ & = \left| \langle a^+(-\vec{q}_1) a(-\vec{q}_2) X^0(-\vec{q}_0) | H | e^+(\vec{p}) e^-(-\vec{p}) \rangle \right| \end{aligned}$$

Graficamente:



Distingueremo le terne prodotte in destrogire e levogire a seconda che la proiezione su di un piano (contenente l'asse  $z$ ) dei vettori  $p_+$   $p_-$   $p_0$  si seguono rispettivamente in senso destrogiro e levogiro; integrando opportunamente sulle variabili angolari, che come già rilevato nella discussione della reazione (a), non sono rilevanti per la conservazione di  $C$ , si trova

$$(11) \quad N_D^{\text{up}}(q_1^+ q_2^-) = N_L^{\text{down}}(q_1^- q_2^+)$$

$$N_L^{\text{up}}(q_1^- q_2^+) = N_D^{\text{down}}(q_1^+ q_2^-)$$

(si distinguono con la notazione up-down le direzioni del ramo neutro).

Si possono rappresentare gli eventi di diverso tipo (destro-sopra, destro-sotto ecc.) nel diagramma bidimensionale di Fig. 2; su questo grafico sono rappresentate le simmetrie espresse dalle relazioni (11). Queste simmetrie sono le sole valide rigorosamente poichè  $CP$  è l'unica trasformazione che lascia invariato lo stato iniziale.

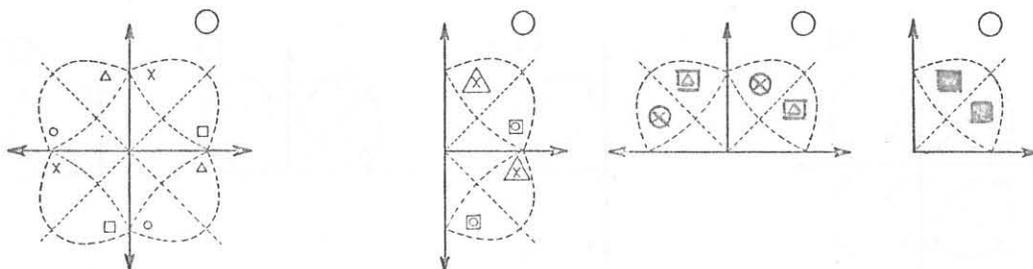


FIG. 2 - Simmetrie nelle distribuzioni bidimensionali  $N(p+p_-)$ , relative ad eventi  $e^+e^- \rightarrow a^+a^-X_0$ , nell'ipotesi di conservazione di  $CP$  e in assenza di polarizzazione dei fasci. Nei quadranti del diagramma a sono simbolicamente rappresentati i Dalitz-plot delle 4 classi di eventi (destro-alto), (destro-basso) ecc. Il diagramma b (c) è ottenuto sommando gli eventi dei semipiani superiore-inferiore (destro-sinistro). Il diagramma d si ottiene sommando le 4 classi di eventi. Una eventuale polarizzazione dei fasci rompe alcune di queste simmetrie, ma non quelle del diagramma a.

Se si vuol scegliere un parametro efficiente per verificare  $C$  occorre tuttavia tener conto dell'esistenza di simmetrie approssimate, che si sovrappongono a quelle prodotte da  $CP$ . Le più importanti si otten

gono trascurando l'eventuale polarizzazione dei fasci e considerando soltanto le annichilazioni  $e^+e^-$  nella stato  ${}^3S_1$  (l'unico permesso nei canali a un fotone); in queste ipotesi il solo vettore rilevante dello stato iniziale è la risultante  $S$  degli spin elettronici, con componenti  $S = \pm 1$  (x). In queste condizioni, l'elemento di matrice non varia per le seguenti trasformazioni dello stato finale:

- Rotazioni intorno a  $z$ .
- Rotazioni di  $180^\circ$  intorno ad un asse ortogonale a  $z$ .
- Riflessioni dell'asse  $z$ .

Le simmetrie generate da queste trasformazioni nel piano  $p^+p^-$  rappresentate in Fig. 3, coprono quasi tutte le simmetrie di Fig. 2; la sola dovuta a  $C$ , e non mascherata dagli effetti dinamici è la simmetria della distribuzione di momenti rispetto alla diagonale  $p^+ = p^-$ . Per una verifica di  $C$  si dovranno confrontare le quantità integrali

$$\int_{p_+ > p_-} dp_+ dp_- N(p_+ p_-) \quad \int_{p_- > p_+} dp_+ dp_- N(p_+ p_-)$$

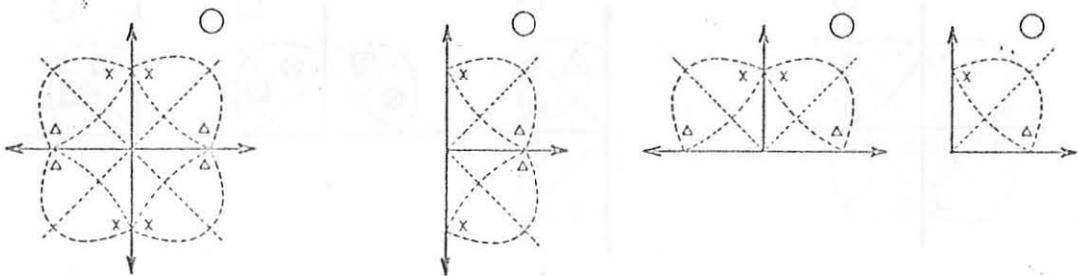


FIG. 3 - Simmetrie delle distribuzioni  $N(p^+p^-)$ , analoghe a quelle di Fig. 2, ma ottenute indipendentemente dalla conservazione di  $CP$ , per canali a un fotone e in assenza di polarizzazione dei fasci.

Naturalmente l'interazione può anche essere effettuata su porzioni limitate dei semipiani ( $p_+ > p_-$ ) e ( $p_- > p_+$ ), purchè simmetriche, se la dinamica delle interazioni che non conservano  $C$  è tale da generare marcate asimmetrie "locali"; in mancanza di un modello la scelta del metodo di

(x) - Cfr. per esempio: Gatto<sup>(14)</sup> pag. 123.

analisi va fatta a posteriori, sulla base dei risultati sperimentali.

c) - Tutte le reazioni <sup>(x)</sup> -

$$(12) \quad e^+ e^- \rightarrow X^0 X^0$$

sono proibite nel canale a un fotone, se C è conservata: il fotone infatti ha C=-1, mentre lo stato finale della (12) ha C=+1. I canali più interessanti sono quelli del tipo  $\rho^0 \rho^0, \phi \phi$  che danno luogo a stati finali con quattro corpi carichi. Chiaramente il limite di sensibilità a termini che violano C in una verifica eseguita attraverso la ricerca dei modi proibiti (12) è determinato dal contributo del termine a due fotoni: una discussione su questo punto è contenuta in bibl. (15).

I tre tipi di esperimenti precedentemente citati, essenzialmente per il loro valore euristico, forniscono una base di classificazione abbastanza completa da un punto di vista sperimentale; esse ci permettono quindi di trarre conclusioni assai utili sulle caratteristiche di massima da dare ad uno spettrometro magnetico adatto a misure di verifiche di CP. I requisiti imposti dai tre tipi di esperimenti sono rispettivamente:

- per quelli del tipo (1): buona risoluzione in momento; ottime caratteristiche di simmetria.
- per quelli del tipo (9): possibilità di ricostruzione più ampia possibile del Dalitz-Plot di reazioni a tre corpi; ottime caratteristiche di simmetria.
- per quelli del tipo (12): possibilità di ricostruzione cinematica completa di reazioni del tipo

$$e^+ e^- \rightarrow a^0 a^0 \rightarrow 2b^+ + 2b^- \quad (a \rightarrow b^+ + b^-)$$

Si può facilmente rendersi conto che questi requisiti si traducono in pratica nella richiesta di: grande angolo solido, simmetria geometrica, piccolo  $\Delta p/p$ , disposizione opportuna (rispetto ai fasci) della zona utile dello spettrometro. Il problema di progettazione, poichè nessuno di questi requisiti può ritenersi più importante degli altri, è come si vede essenzialmente quello della ricerca del miglior compromesso.

3. - VDM ( $W \gg M_V$ ). -

Per una verifica di VDM in funzione dell'energia converrà studiare le reazioni

---

(x) - Questa possibilità è stata suggerita e discussa da C. Bernardini nella relazione da lui presentata a questo stesso Congresso.

14.

$$(13) \quad e^+ e^- \rightarrow \gamma \rightarrow (\pi^+ \pi^-), (\pi^+ \pi^- \pi^0)$$

fino alla massima energia di Adone.

La prima consente una verifica di VDM sulla componente isovettoriale della corrente elettromagnetica, la seconda sulla componente isoscalare.

Prescindendo dalla eventuale presenza di altre risonanze  $1^-$  (che ovviamente modificherebbe grandemente tutta la discussione attuale) i canali (13) sono più adatti per la semplicità sia del meccanismo di produzione, secondo VDM, sia dell'analisi sperimentale degli eventi.

Le sezioni d'urto per  $\pi^+ \pi^-$  variano da  $\sim 10^{-30}$  ( $W=M_\rho$ ) a  $0.25 \times 10^{-33}$  ( $M=2 \text{ GeV}$ ) secondo VDM con ( $g_{\rho\pi\pi} = \text{cost.}$ ); per discutere eventuali variazioni si può considerare per esempio una dipendenza di  $g_{\rho\pi\pi}$  da  $K^2$  del tipo introdotto da Massam Zichichi<sup>(16)</sup> nel fit del fattore di forma del nucleone:

$$F_\pi(K^2) \sim F_\pi^{\text{VDM}}(K^2) \frac{1}{1-K^2/\Lambda^2} \quad \Lambda \sim 1 \text{ GeV}$$

per

$$K^2 \approx 4 \text{ GeV}^2 \quad F_\pi \sim \frac{1}{3} F_\pi^{\text{VDM}}$$

$$\sigma \sim \frac{1}{g} \sigma^{\text{VDM}}$$

L'effetto di un cutoff  $\Lambda \sim 1 \text{ GeV}$ , nel vertice  $\rho\pi\pi$  è di circa un fattore 10 a  $W=2 \text{ GeV}$  e pertanto facilmente rilevabile. Effetti analoghi si possono riscontrare nel canale  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ .

#### 4. - PRODUZIONE SINGOLA DI BOSONI. -

a) - Mesoni vettori già conosciuti. -

Secondo la discussione di A. Ash et al.<sup>(17)</sup>, la particolare purezza con cui i mesoni vettori  $1^{--}$  sono prodotti in interazione  $e^+e^-$  permette la misura di modi anche rari e di difficile identificazione. Con Adone ( $L \sim 3 \times 10^{32}$  a  $W=1 \text{ GeV}$ ) un limite di rivelabilità ragionevole è di  $B=10^{-3}$ : fra i modi adronici o misti non ancora ben noti che si potranno misurare citerò:

$\phi \rightarrow \rho^0 \pi^0$  vietato da  $SU(6)_W$  se  $v_{\text{mix}} = 1/\sqrt{2}$

$\rho^0 \eta$  vietato da I

$\rho^0 \gamma$  vietato da C

$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  calcolato con VDM: B = 1%

Questi modi sono riconoscibili se si dispone di una buona risoluzione di momento dei prodotti carichi ( $\Delta p/p \sim 2.5\%$  per distinguere i canali  $\rho^0 \pi^0$  e  $\rho^0 \gamma$  fra di loro) e della possibilità di rivelare almeno uno dei dello stato finale.

b) - Nuovi mesoni vettori. -

Le masse del nonetto  ${}^3D_1$  di mesoni  $1^{--}$  previste dal modello a quarks dovrebbero essere contenute nell'intervallo di energia 1.5-2 GeV, e comunque sopra quelle del nonetto  ${}^3S_1$ . Si può quindi prevedere che gli eventuali nuovi mesoni vettori che chiamerò  $\rho', \omega', \phi'$  avranno aperti numerosi canali di decadimento, negli stati finali:

$V_1 = 1^{--}(1^+) \quad 2\pi, 4\pi, \text{ ecc. per } I_V = 1 \text{ (mesone } \rho')$

$V_0 = 1^{--}(1^-) \quad 3\pi, 5\pi, \text{ ecc. per } I_V = 0 \text{ (mesoni } \omega' \text{ e } \phi')$

E' difficile poter fare previsioni allo stato attuale, sul valore della costante d'accoppiamento  $\gamma-V$ : è soltanto possibile dire che nello spirito del modello a quarks ci si deve aspettare  $\gamma_V({}^3D_1) < \gamma_V({}^3S_1)$ . Osserviamo anche che il modello prevede anche nuove serie di stati eccitati corrispondenti ai livelli  $n=2, n=3, \text{ ecc.}$  del numero quantico principale del potenziale  $q\bar{q}$  questi stati potrebbero essere non visibili in reazioni adroniche, in cui per la loro bassa sezione d'urto sarebbero coperti dal fondo (la probabilità di eccitazione dei livelli principali decresce come  $n^{-3}$ ), mentre nelle interazioni  $e^+e^-$  sarebbero ancora ben visibili.

Per il momento comunque ci limiteremo a considerare il livello  ${}^3D_1$  della serie orbitale. Per avere indicazioni sulle possibili caratteristiche dei modi di decadimento di questi mesoni, non ancora individuati con sicurezza, useremo ancora la guida del modello a quarks. La nostra giustificazione per questo è che le ipotesi di lavoro formulate sulla base di questo modello hanno dato finora frutti eccellenti, e non vi sono sinora indizi che debbano smettere di darne. Decadimenti mesonici in cascata: Consideriamo<sup>(18)</sup> il seguente schema di decadimento

$$\alpha_{L_J} \rightarrow \alpha'_{L'_J} + \pi' \rightarrow \alpha''_{L''_J} + \pi'' + \pi' \rightarrow \dots \quad \text{stato finale}$$

sotto le ipotesi: 1) la separazione dei livelli dovuta all'interazione spin-spin e spin-orbita è piccola 2) Generalmente i livelli crescono con  $J$ , a parità di altre condizioni. Sono allora proibite le transizioni di spin orbita  ${}^3D_1 \rightarrow {}^3D_{2,3}$  e quella di spin-spin  ${}^3D_1 \rightarrow {}^1D_1$ .

Applicando a ciascuna transizione

$$\alpha' L' J' \rightarrow \alpha'' L'' J'' + \pi$$

le regole di selezione

$$G'' = -G'; \quad P'' = P'(-1)^{C\pi+1}$$

$$|\Delta I| = 1; \quad \text{se } C'' = C'; \quad I'' = I' = 1; \quad \text{se } C'' = C'$$

si ottiene la tabella di decadimenti (v. Tab. II)<sup>(x)</sup>.

E' anche interessante analizzare i possibili modi di decadimento radiativi

$${}^3D_1 \rightarrow S_{L_J} + \gamma$$

Le regole di selezione per emissione di radiazione di  $(2^1)$  polo sono:

$$P_f = (-1)^L P_i = (-1)^{l+1} \quad \text{per i multipoli elettrici}$$

$$P_f = (-1)^{l+1} P_i = (-1)^l \quad \text{per i multipoli magnetici}$$

$$C_f = -C_i + 1$$

$$|J_i - 1| < J_f < J_i + 1$$

$$\Delta I = 1, 0$$

Con queste regole si ottiene la tabella dei decadimenti permessi (v. Tabella III).

(x) - Per semplicità includiamo solo i canali con  $l = 0, 1$ . Si indica con  $B^{I=0}$ , il membro I-scalare del nonetto cui appartiene B.

TABELLA II - Valori delle ampiezze di decadimento ( $V \rightarrow P + \gamma$ ) secondo il modello a quarks (calcolo di Dalitz(21)).

$\rho_\pi$	I - spin	Stato		Stato finale
		iniz.	interm.	
$e_\pi = 0$	$\Delta I = \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 1$	$\rho' \rightarrow$	$B^{I=0} + \pi$ $\searrow$ $\rho + \pi$	$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$
	$I = 1 \rightarrow 1$	$\rho' \rightarrow$	$A_1 + \pi^{01}$ $\searrow$ $\rho + \pi^{01}$	$\begin{cases} \pi^+ \pi^- 2\pi^0 \\ 2\pi^+ 2\pi^- \end{cases}$
$e_\pi = 1$	$\Delta I = \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 1$	$\rho' \rightarrow$	$\omega + \pi^0$	$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$
	$I = 1 \rightarrow 1$	$\rho' \rightarrow$	$\pi^+ + \pi^-$	$\pi^+ \pi^-$
$\rho_\pi = 0$	$\Delta I = \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 1$	$\omega' \rightarrow$	$B^{I=1} + \pi^{02}$ $\searrow$ $\omega + \pi^{02}$	$\begin{cases} \pi^+ \pi^- 3\pi^0 \\ 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0 \end{cases}$
$\rho_\pi = 1$	$\Delta I = \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 1$	$\omega' \rightarrow$	$2\pi$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$

TABELLA III - Valori delle sezioni d'urto di alcune reazioni  $e^+e^- \rightarrow (V, P) + (V, P)$ . I rapporti di decadimento (IV^a colonna) sono stati calcolati con SU(2) da Ash et al. (17).

Stato iniziale	Stato finale del sistema qq	Compon. di multip. emessa	Stato finale
${}^3D_1 = [\rho'] \rightarrow$	${}^1S_0 = 0^{-+}$	$M_1$	$[\pi]\gamma \rightarrow \begin{matrix} \pi\gamma \\ \eta\gamma \\ ? \end{matrix}$
	${}^3P_0 = 0^{++}$	$E_1$	$[\delta]\gamma \rightarrow \begin{matrix} \eta_V \gamma \rightarrow \begin{matrix} \pi\pi\gamma \\ KK\gamma \end{matrix} \\ ? \end{matrix}$
	${}^3P_1 = 1^{++}$	$E_1 M_2$	$[A_1]\gamma \rightarrow \begin{matrix} A_1\gamma \rightarrow \rho\pi\gamma \\ ? \end{matrix}$
	${}^3P_2 = 2^{++}$	$E_1 M_2 E_3$	$[A_2]\gamma \rightarrow \begin{matrix} A_2\gamma \rightarrow \rho\pi\gamma \\ f_0\gamma \rightarrow \pi\pi\gamma \end{matrix}$

18.

Le transizioni  $L=2 \rightarrow L=2$  sono trascurate in tabella perchè si suppone che lo stato  ${}^3D_1$  sia quello di massa più piccola. Qualora però risultasse

$$M({}^1D_2) < M({}^3D_1)$$

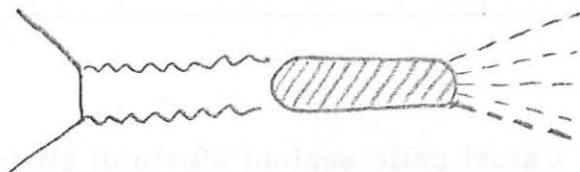
per effetto di una interazione di spin-spin più forte dell'interazione di spin-orbita, sarebbe aperta anche la transizione

${}^3D_1 = [S^1] \rightarrow$	${}^1D_2 = 2^{-+}$	$M_1 E_2 M_3$	?
-------------------------------	--------------------	---------------	---

Lo studio comparato dei modi di decadimento radiativi da noi considerati permetterebbe di determinare le componenti di multipolo della sorgente elettromagnetica costituita dal sistema  $q\bar{q}$ .

c) - Produzione diretta di mesoni  $2^+$  .-

Un mesone  $2^+$  può essere prodotto attraverso un canale a due fotoni



con sezione d'urto apprezzabile per la forte interferenza dello stato  $2^+$  con i diagrammi a un fotone. Il calcolo, eseguito da Gatto<sup>(14)</sup> per il caso della  $f_0$ , porta ad una sezione d'urto differenziale

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (A + B \cos \theta + C \cos^2 \theta) \sin^2 \theta$$

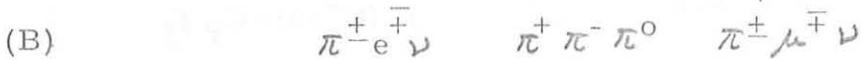
Il termine B può essere messo in evidenza (nel canale  $f_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ) con misure di  $d\sigma/d\Omega$  simmetriche intorno a  $90^\circ$ ; naturalmente è necessario disporre di un campo magnetico per la identificazione della carica dei pioni. Il rapporto delle ampiezze A e B è, secondo Gatto,  $A/B=3/1$ , con  $A \sim 3 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2/\text{ster}$ . Calcoli preliminari per un progetto d'esperienza sono stati eseguiti da M. Grilli et al.<sup>(19)</sup>.

d) - Modi di decadimento del  $K^0$  .-

E' stato osservato da G.K. O'Neill<sup>(20)</sup>, che la particolare purezza e il grado di monocromaticità con cui sono prodotti i  $K_0$  nella reazione

(A)  $e^+ e^- \rightarrow \phi \rightarrow K_{oL}^+ K_{oS}^-$

permetterà di studiare abbastanza accuratamente i modi di decadimento del  $K_{OL}$ :



Disponendo di un analizzatore magnetico oltre ai rapporti di decadimento, si possono anche misurare gli spettri di momento dei prodotti di decadimento. Un calcolo effettuato per un analizzatore magnetico del tipo descritto in bibl.(2) mostra che un ragionevole tempo macchina si riesce a migliorare sostanzialmente la conoscenza degli spettri dei modi (B).

## 5. - PRODUZIONE DI COPPIE BOSONICHE. -

### a) - Reazioni V+P. -

Consideriamo dapprima reazioni del tipo:



La sezione d'urto della (14) si può mettere nella forma

$$(15) \quad \sigma(VP) = \frac{\alpha^2 \pi}{12 m_\pi^2} \left| F(K^2) \right|^2 \frac{K^3}{E^3} \frac{2 m_\pi^2}{m^2}$$

In particolare, secondo VDM

$$(16) \quad \begin{aligned} F^{I=0}(K^2) &= C_\omega \gamma_\omega \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 - K^2} + C_\psi \gamma_\psi \frac{m_\psi^2}{m_\psi^2 - K^2} \\ F^{I=1}(K^2) &= C_\rho \gamma_\rho \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - K^2} \end{aligned}$$

L'ampiezza  $F(K^2)$  del vertice ( $\gamma VP$ ) è legata a quella del decadimento radiativo  $V \rightarrow P + \gamma$ . Scrivendo

$$(17) \quad \Gamma(V \rightarrow P + \gamma) = \frac{1}{24} \frac{g_{VP\gamma}^2}{4\pi} m_\rho^2 \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2}\right)^3$$

si trova:

$$(18) \quad F_{0,1}(K^2=0) = \lambda_{0,1} F_{0,1}(V \rightarrow P + \gamma) \quad \begin{aligned} F_0(K^2=0) &= C_\omega \gamma_\omega + C_\rho \gamma_\rho \\ F_1(K^2=0) &= C_\rho \gamma_\rho \end{aligned}$$

Le  $\Gamma(V \rightarrow P + \gamma)$  sono state calcolate da Dalitz (21) con il modello a quarks (v. Tab. IV): utilizzando questi risultati si può calcolare la sezione d'urto della (14) nei diversi canali.

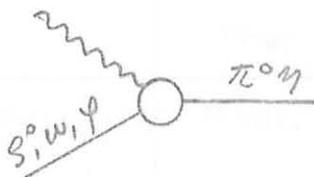
Decay Mode	M1 Amplitude (unit $\mu_p$ )	Predicted Width
$\phi \rightarrow \pi^0 \gamma$	$(\sqrt{\frac{1}{3}} \cos \theta_v - \sqrt{\frac{2}{3}} \sin \theta_v)$	15 keV
$\phi \rightarrow \eta \gamma$	$(-\frac{1}{3} \cos \theta_v \cos \theta_p + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin(\theta_v + \theta_p))$	240 keV
$\phi \rightarrow X \gamma$	$(-\frac{1}{3} \cos \theta_v \sin \theta_p + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos(\theta_v + \theta_p))$	1.0 keV
$X \rightarrow \rho \gamma$	$\sqrt{\frac{2}{3}} \cos \theta_p + \sqrt{\frac{1}{3}} \sin \theta_p$	155 keV
$X \rightarrow \omega \gamma$	$(\frac{1}{3} \sin \theta_v \sin \theta_p + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin(\theta_v + \theta_p))$	18 keV
$\rho \rightarrow \pi \gamma$	$\frac{1}{3}$	120 keV
$\rho^0 \rightarrow \eta \gamma$	$(\sqrt{\frac{1}{3}} \cos \theta_p - \sqrt{\frac{2}{3}} \sin \theta_p)$	70 keV
$K^{*+} \rightarrow K^+ \gamma$	$\frac{1}{3}$	70 keV
$K^{*0} \rightarrow K^0 \gamma$	$\frac{2}{3}$	270 keV
$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$	$(\sqrt{\frac{2}{3}} \cos \theta_v + \sqrt{\frac{1}{3}} \sin \theta_v)$	1.18 keV
$\omega \rightarrow \eta \gamma$	$(\frac{\sqrt{2}}{3} \cos(\theta_v + \theta_p) - \frac{1}{3} \cos \theta_p \sin \theta_v)$	7 keV

TABELLA IV

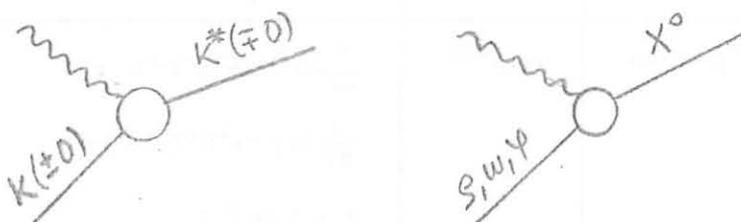
L'ampiezza  $\Gamma(V \rightarrow P + \gamma)$  è proporzionale al momento statico di transizione  $V \rightarrow P + \gamma$  che nel modello a quarks è una transizione di spin-flip, e quindi di puro dipolo magnetico. La (18) dice allora che dallo studio della (14) si ricava l'andamento del momento magnetico di transizione di spin-flip del sistema qq nella regione di momenti trasferiti di tipo temporale. Si noti che il modello VDM è stato qui usato a puro titolo esemplificativo: una relazione funzionale del tipo della (18) si può sempre stabilire a patto soltanto di ammettere la analiticità della ampiezza di produzione.

Dal punto di vista esposto, lo studio della (14) si può considerare come la logica continuazione dello studio delle reazioni di decadimento  $V \rightarrow P + \gamma$ . Oltre al fatto che nella (14) si determina il momento

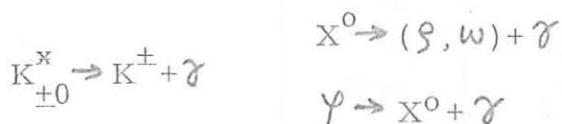
magnetico di transizione per  $K^2=0$ , rileviamo che in questo canale si possono studiare oltre agli accoppiamenti



accessibili anche attraverso i canali di decadimento, anche gli accoppiamenti:



Le corrispondenti reazioni inverse



non si possono invece studiare con macchine  $e^+e^-$ .

Abbiamo sin qui usato la terminologia del modello a quarks che ci permette di attribuire un significato fisico specifico alle ampiezze ( $\gamma VP$ ). E' peraltro possibile calcolare queste ampiezze utilizzando opportunamente le sole proprietà di simmetria interna delle particelle interessate. Ad esempio Shuy-in-lo<sup>(22)</sup> ha utilizzato  $SU(6)_W$  combinato con VDM; alcuni valori indicativi ottenuti da questo autore sono mostrati in Tab. V. Sostanzialmente queste previsioni differiscono da quelle del modello: quarks + VDM, descritto prima per due motivi: 1) L'uso di  $SU(6)_W$  al posto di  $SU(6)$  (la simmetria dei quarks); 2) la normalizzazione alla carica elettrica del pione delle ampiezze di produzione, anziché al momento magnetico dei quarks.

b) - Il caso generale. -

Le transizioni  $V \rightarrow P + \gamma$  discusse precedentemente presentano speciale interesse poichè, trattandosi di transizioni  $0 \rightarrow 0$  del sistema  $q\bar{q}$ , esse sono generate esclusivamente dal momento magnetico dei quarks. Quando invece si ha a che fare con transizioni con  $L \neq 0$  si deve necessariamente tener conto del contributo di momento orbitale all'ampiezza di transizione; lo studio delle reazioni:

TABELLA V

	Reazione	(cm <sup>2</sup> )	Canali di decadimento e loro frequenza
$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow V+V$	$\rho^+\rho^-$	$10^{-33}$	
	$K^{*+}K^{*-}$	$5 \times 10^{-33}$	$\frac{16}{81}$ in $K^0(\pi^+\pi^-)\pi^+\bar{K}^0(\pi^+\pi^-)\pi^-$ $\frac{4}{27}$ in $K^0(\pi^+\pi^-)\pi^+K^-\pi^0$ $\frac{4}{27}$ in $K^+\pi^0\bar{K}^0(\pi^+\pi^-)\pi^-$
	$K^{*0}\bar{K}^{*0}$	$3 \times 10^{-34}$	$\frac{4}{27}$ in $\bar{K}^0(\pi^+\pi^-)\pi^0K^+\pi^-$ $\frac{4}{27}$ in $K^-\pi^+K^0(\pi^+\pi^-)\pi^0$ $\frac{4}{9}$ $K^-\pi^+K^+\pi^-$
$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow P+P$	$\pi^+\pi^-$	$10^{-34}$	
	$K^+K^-$	$10^{-34}$	
	$K_1K_2$	$10^{-35}$	
$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow V+P$	$\rho^0\pi^0$	$8 \times 10^{-34}$	
	$\rho^0\eta$	$10^{-33}$	
	$\omega\eta$	$10^{-34}$	
	$K^{*+}K^-$	$10^{-36}$	$\frac{1}{3} K^+\pi^0K^-$ , $\frac{1}{9}$ in $K^0(\pi^+\pi^-)\pi^+K^-$
	$\omega\pi^0$	$6 \times 10^{-33}$	
	$\bar{K}^{*0}K^0$	$3 \times 10^{-33}$	$\frac{4}{27}$ in $\bar{K}^0(\pi^+\pi^-)\pi^0K^0(\pi^+\pi^-)$ $\frac{4}{9}$ in $K^-\pi^+K^0(\pi^+\pi^-)$
	$\rho^0\eta'$	$6 \times 10^{-34}$	
	$\phi\eta'$	$10^{-34}$	
	$\omega\eta'$	$8 \times 10^{-35}$	
$\phi\eta^-$	$2 \times 10^{-33}$		
$\phi\pi^0$	0	per opportuna scelta dell'angolo dimixing $\omega-\phi^-$	

$$\alpha_{X\beta} \rightarrow \alpha'_{X'\beta} + \gamma$$

e quindi anche delle loro reciproche

$$\gamma \rightarrow \alpha_{X\beta} + \alpha'_{X'\beta}$$

dovrebbe dare utili informazioni sui vari momenti di multipolo delle distribuzioni di cariche e di correnti dei quarks generati dall'interazione spin orbita o da eventuali potenziali tensoriati. Una relazione fra le ampiezze delle reazioni (14) e (15) si può stabilire allo stesso modo di quella stabilita precedentemente fra le ampiezze ( $V \rightarrow P + \gamma$ ) e ( $\gamma \rightarrow V + P$ ).

In termini più astratti la possibilità di estendere alla regione time-like le relazioni ricavabili da SU(6) per le ampiezze dei processi (14) dipende dalla possibilità di trovare una accettabile estensione relativistica di SU(6).

Considerando soltanto i nonetti attualmente stabiliti

$$\begin{array}{cccccc} {}^3S_1 & {}^1S_0 & {}^1P_1 & {}^3P_0 & {}^3P_1 & {}^3P_2 \\ \rho & \pi & B & \mathcal{S}(!) & A_1 & A_2 \end{array}$$

sono ad esempio interessanti i canali del tipo

$$\gamma \rightarrow A_1 + \rho$$

in cui gli stati prodotti differiscono soltanto per lo stato orbitale; quelli

$$\gamma \rightarrow A_1 + A_2$$

che differiscono soltanto per il valore di J, e così via.

Dal punto di vista sperimentale in tutte le reazioni descritte in questo e nel precedente paragrafo (con l'unica eccezione dei casi P+P) gli stati finali contengono più di due particelle e non possono essere riconosciuti senza la ricostruzione cinematica in campo magnetico.

L'angolo solido utile per l'analisi di momento deve essere molto grande data la molteplicità, generalmente elevata, dei canali interessanti e la eseguità delle sezioni d'urto.

c) - Coppie barioniche. -

Discuterò brevemente soltanto il caso  $N + \bar{N}^x$ : è infatti interessante osservare l'analogia esistente, nell'ambito del modello a quark,

con le reazioni  $V+P$ . Si considerino per semplicità le reazioni reciproche  $V \rightarrow P+\gamma$  e  $N^x \rightarrow N+\gamma$ ; entrambe sono generate da una transizione di spin flip di uno dei quark. Come nel caso  $V+P$ , anche nel caso  $n+n$  è possibile tentare una estensione relativistica di  $SU(6)$  cioè è stato fatto ad esempio da Salam et al. In particolare, un interessante risultato del modello elaborato da questi autori è che il rapporto dei fattori di forma dei vertici  $N\bar{N}$  e  $NN^x$  è costante al variare di  $K^2$ . Poichè il fattore di forma  $NN^x$  nella regione space-like è molto maggiore del fattore di forma del nucleone, il Modello di Salam et al, porta a prevedere nella regione time like una sezione d'urto piuttosto elevata per le coppie  $N\bar{N}^x$ .

Gli stati finali possibili in questo canale sono:

$$\begin{aligned} \text{A: } & (P \pi^0)P \quad (P \pi^0)P \\ \text{B: } & (N \pi^+)P \quad (N \pi^-)P \quad (P \pi^+)N \quad (P \pi^-)N \\ \text{C: } & (N \pi^0)N \quad (N \pi^0)N \quad (N \pi^0)N \end{aligned}$$

Gli stati A possono essere analizzati con un dispositivo a range, gli stati B si possono identificare soltanto misurando in campo magnetico il momento dei pioni carichi.

#### RINGRAZIAMENTI. -

Ringrazio il Prof. R. Querzoli, che mi ha aiutato con utili suggerimenti nella preparazione di questa relazione; ringrazio inoltre W. Ash, M. Nigro e R. Santangelo per le discussioni e per i suggerimenti che mi hanno dato.

## BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - U. Amaldi et al., Relazione del gruppo di studio per la sperimentazione con un campo magnetico presso Adone, LNF-67/3 (1967); In questa relazione si trova una bibliografia completa degli studi elaborati precedentemente.
- (2) - W. Ash et al., A magnetic analyzer to be used for Adone colliding beam experiments, LNF-69/2 (1969).
- (3) - R. Baldini-Celio et al., Experimental proposal for the measurements of the processes  $e^+e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ ;  $e^+e^- \rightarrow \pi^0 + \gamma$ ;  $e^+e^- \rightarrow \eta + \gamma$ , LNF-67/73 (1967); C. Bacci et al., Projet d'une experience  $e^+e^- \rightarrow \gamma + \gamma$  ou  $\pi^0 + \gamma$  avec Adone, Symp. Intern. sur les Anneaux de Collision a Electrons et Positrons, Saclay (1966).
- (4) - G. Barbiellini et al., Projet d'une experience sur la production de paires de muons avec Adone, Symp. Intern. sur les Anneaux de Collision a Electrons et Positrons, Saclay (1966); G. Barbiellini et al., Proposta di esperienza con l'anello di accumulazione Adone di Frascati, Istituto di Fisica dell'Università di Roma, Nota Interna n. 89.
- (5) - V. Amaldi et al., Preliminary study of an elastic scattering experiment to be performed at Adone, Istituto Superiore di Sanità ISS-66/2 (1966); V. Amaldi et al., Proposal for an  $e^+e^-$  elastic experiment with charge recognition to be performed at Adone, Istituto Superiore di Sanità ISS-68/20 (1968).
- (6) - Augustin et al., Phys. Rev. Letters 20, 126 (1968).
- (7) - Auslander et al., Phys. Letters 25B, 433 (1967).
- (8) - M. Grilli et al., Projet d'une experience d'annihilation de  $e^+e^-$  en deux bosons, Symp. Intern. sur les Anneaux de Collision a Electrons et Positrons, Saclay (1966).
- (9) - V. Amaldi et al., A proposal for the investigation of the  $\phi$  resonance using Adone, Istituto Superiore di Sanità ISS-65/48 (1965); Etude avec Adone de la resonance de  $\phi$  par ses desintegrations en  $K^+K^-$  en  $\mu^+\mu^-$  et en particules neutres, Symp. Intern. sur les Anneaux de Collision a Electrons et Positrons, Saclay (1966).
- (10) - M. Bernardini et al., A proposal to search for leptonic quarks and heavy leptons produced by Adone. INFN/AE-67/3 (1967); M. Bernardini et al., Experimental investigation proposed for Adone, Presentato al Congressino sulla sperimentazione con anelli di accumulazione, Frascati (1966); T. Massam and A. Zichichi, Nuovo Cimento 43, 227 (1966).
- (11) - B. Bartoli et al., Proposition concernant une experience  $e^+e^- \rightarrow p + \bar{p}$  devant etre effectuee avec Adone, Symp. Intern. sur les Anneaux de Collision a Electrons et Positrons, Saclay (1966).

- (12) - C. Bernardini, Vector boson hunting with Adone, LNF-65/47 (1965);  
B. Bartoli et al., Reaction dans Adone produisant un seul boson,  
Symp. Intern. sur les Anneaux de Collision a Electrons et Posi-  
trons, Saclay (1966).
- (13) - M. Bernardini et al., Experimental investigation proposed for Ado-  
ne, Presentato al Congressino sulla sperimentazione con anelli di  
accumulazione, Frascati (1966); Dal Piaz et al., Compte rendu  
de progrès recents concernant la physique des collision de fai-  
sceaux ( $e^+e^-$ ) etc..., Symp. Intern. sur les Anneaux de Collision  
a Electrons et Positrons, Saclay (1966).
- (14) - R. Gatto, Theoretical aspects of colliding beam experiments, Pro-  
ceedings del Symposio Internazionale di Amburgo, (1965).
- (15) - C. Bernardini, Fisica con gli anelli di accumulazione, Congresso  
SIF, Roma (1968).
- (16) - T. Massam and A. Zichichi, Nuovo Cimento 43A, 1137 (1966).
- (17) - W. Ash et al., Proposal for a study of boson production at Adone  
using magnetic analysis, LNF-69/6 (1969).
- (18) - G. Goldhaber, Quantum Numbers of boson resonances, Proceedings  
della Scuola di Fisica del CERN, CERN 67-24 (1967).
- (19) - M. Grilli et al., Comunicazione privata.
- (20) - G.K. O'Neill, The study of  $K^0$  meson decays by colliding beams,  
LNF-68/43 (1968).
- (21) - Dalitz, Quarks models for the elementary particles, High Energy  
Physics, Les Houches (1965).
- (22) - Lo Shui-in, Phys. Rev. 148, 1431 (1966).