

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-62/103 (1962)

R. Gatto: POSSIBILITA' SPERIMENTALI CON FASCI INCROCIATI DI
ELETTRONI E POSITRONI.

Estratto dalla: Ricerca Scientifica, 32(I), 161 (1962).

Possibilità sperimentali con fasci incrociati di elettroni e positroni

RAFFAELE RAOUL GATTO

Professore straordinario di Fisica teorica - Università di Cagliari
Laboratori Nazionali del CNEN - Frascati (Roma)

1 - Premessa.

Da parecchio tempo presso l'Università di Stanford, in California, è in preparazione un esperimento con fasci incrociati di elettroni [1].

L'idea generale dell'esperimento è la seguente: vengono costruiti due *anelli di accumulazione* dove possono circolare gli elettroni estratti (ad una energia di 500 MeV) dall'acceleratore lineare di Stanford. I due anelli sono disposti in modo che le traiettorie degli elettroni nei due anelli abbiano in comune una certa regione. In questa regione avvengono le collisioni tra gli elettroni accumulati in un anello e quelli accumulati nell'altro anello.

Queste collisioni avvengono pertanto ad una energia totale di 1000 MeV nel baricentro.

Scopo dell'esperimento è quello di misurare la distribuzione angolare nella

diffusione elettrone-elettrone. Questa distribuzione è predetta con grande accuratezza dalla elettrodinamica quantistica. Il confronto con i risultati sperimentali (che si spera possano essere precisi entro il 3 %) permetterà quindi di saggiare con molta precisione la validità della elettrodinamica quantistica.

Un programma più ambizioso basato sulla costruzione di anelli di accumulazione è in corso di sviluppo a Frascati, presso i laboratori del Comitato Nazionale per l'Energia Nucleare.

Mentre il programma di Stanford è inteso a costruire fasci incrociati di elettroni, tutti i programmi e le esperienze in corso a Frascati sono intesi ad ottenere fasci incrociati di elettroni e positroni. Lo scopo quindi è di studiare le collisioni elettrone-positrone ad alta energia.

Come apparirà meglio sul seguito di questa esposizione le possibilità speri-

mentali con fasci incrociati di elettroni e positroni sono molto maggiori che non con fasci incrociati di elettroni.

Tanto gli elettroni quanto i positroni vengono accumulati in uno stesso *anello di accumulazione* dove avvengono le collisioni tra i due fasci.

Quale studio preliminare per anelli di accumulazione per elettroni e positroni, a Frascati è stato messo a punto un anello che funziona ad una energia di 250 MeV per ciascuno dei due fasci (progetto AdA), con cui si spera di essere presto in grado di compiere misure di sezioni d'urto [2].

Contemporaneamente alla costruzione di AdA furono esaminati a Frascati l'interesse e la possibilità di un anello di accumulazione di dimensioni maggiori, basato su principi leggermente diversi, capace di accumulare fino ad energie dell'ordine di $1 \div 1,5$ BeV [3] (progetto Adone).

La progettazione di Adone ad opera di un gruppo che lavora a Frascati è già ad uno stadio avanzato.

In questa esposizione non parleremo di nessuno dei problemi relativi alla costruzione ed al funzionamento degli anelli di accumulazione. In un articolo su questa stessa rivista scritto da BERNARDINI, BIZZARRI, CORAZZA, DI GIUGNO, GHIGO, TOUSCHEK è riassunto il lavoro compiuto con AdA [4]; in altro articolo di AMMAN, BASSETTI, BERNARDINI, CORAZZA, MASSAROTTI, MANGO, PELLEGRINI, PLACIDI, PUGLISI e TAZZIOLI viene descritto lo stadio dei lavori intorno ad Adone [5].

Rimandiamo pertanto il lettore a questi due articoli e ci limiteremo in questa Nota ad una breve descrizione delle possibilità sperimentali con fasci incrociati di elettroni e positroni.

Gli argomenti di cui ci occuperemo saranno i seguenti:

(1) Possibili prove della validità della elettrodinamica ad alte energie;

(2) Produzione di particelle che hanno interazioni forti e studio dei fattori di

forma elettromagnetici per trasferimenti di impulso temporali;

(3) Studio di risonanze;

(4) Verifica del ruolo di particelle con interazioni forti in elettrodinamica;

(5) Produzioni di eventuali mesoni vettoriali.

Alcuni dei concetti di cui dovremo fare uso sono probabilmente noti solo a fisici che lavorano nel campo delle alte energie. Cercheremo pertanto nel seguito di chiarire volta a volta tali concetti in modo da rendere la lettura di questa Nota accessibile anche ai non specialisti di questo campo di ricerche. Per una discussione più dettagliata, ma più tecnica delle questioni trattate in questa rassegna rimandiamo a due lavori già pubblicati sul *Physical Review* [6] e sui *Proceedings* della Conferenza di Aix-en-Provence [7].

2 - Esperimenti per saggiare la validità della elettrodinamica quantistica.

L'elettrodinamica quantistica è stata costruita introducendo nella elettrodinamica classica i postulati della meccanica quantistica.

La teoria così costruita ha dato luogo a predizioni in brillantissimo accordo con i risultati sperimentali.

In effetti l'interpretazione corretta di tale accordo va posta nei termini seguenti.

Un certo esperimento di elettrodinamica (citiamo per esempio: la misura della differenza tra le energie dei livelli $2s$ e $2p_{1/2}$ nell'atomo di idrogeno, nota come *lamb shift*; la misura del momento magnetico anomalo dell'elettrone; la misura che si farà a Stanford della diffusione elettrone-elettrone ad alta energia, etc.) permette di verificare la validità della elettrodinamica sino ad una certa lunghezza d'onda minima, che dipende dalla natura e dai parametri dell'esperimento.

Se l'elettrodinamica convenzionale non fosse valida per lunghezze d'onda più piccole molto probabilmente le conse-

guenze di questa rottura dell'elettrodinamica non sarebbero avvertite dal particolare esperimento.

Quindi ogni esperimento in effetti informa solo sulla validità della elettrodinamica fino ad una certa minima lunghezza d'onda. Per spingere a lunghezze d'onda sempre più piccole la nostra confidenza nell'elettrodinamica occorre fare esperimenti capaci di saggiare cosa avviene a distanze molto piccole.

In questo momento l'esperimento più spinto di elettrodinamica è la misura del momento magnetico anomalo del mesone μ , fatta recentemente al sincrociclotrone del CERN.

L'esperimento può venire interpretato come prova della validità della elettrodinamica fino a distanze dell'ordine di qualche decimo di unità fermi (1 fermi = 10^{-13} cm). Si ammette che il mesone μ interagisca col campo elettromagnetico allo stesso modo dell'elettrone, come d'altra parte consistente con il risultato dell'esperimento.

Le più semplici reazioni con fasce incrociate di elettroni e positroni che possono servire ad informare sulla validità dell'elettrodinamica sono:

- (1) $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$
- (2) $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$
- (3) $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$

Reazioni più complicate che si ottengono da (1), (2), (3) aggiungendo un altro fotone (o anche più fotoni) nello stato finale, quali:

- (1') $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$
- (2') $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$
- (3') $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$

sono molto più infrequenti e contribuiscono, insieme ad altre correzioni, a fornire quelle che si chiamano le *correzioni radiative* per le corrispondenti reazioni (1), (2) e (3).

Per esempio una misura della sezione d'urto di (1') includerà anche parte della sezione d'urto di (1) in quanto è difficile nei limiti di risoluzione dei rivelatori distinguere tutti gli eventi del tipo (1') da quelli del tipo (1).

Le correzioni radiative possono in genere venire valutate con precisioni di qualche per cento almeno per energie

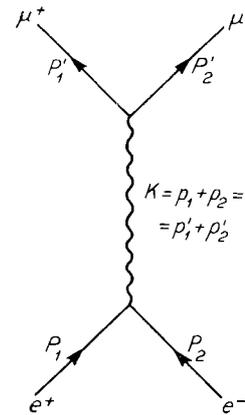


FIG. 1 - Grafico che descrive, all'ordine più basso, l'annichilamento in una coppia di muoni.

dell'ordine di qualche centinaio di MeV. Ad energie alte la valutazione delle correzioni radiative diventa molto complessa dovendosi tenere contributi di ordine superiore, ed inoltre interviene un nuovo tipo di fenomeno che rende per il momento impossibile la loro valutazione a priori e di cui ci occuperemo nel n° 5.

Sarà bene a questo punto studiare più da vicino come avvengono i processi di annichilamento su riportati nello schema della elettrodinamica quantistica. Non considereremo le correzioni radiative che però, come abbiamo già detto, possono venire calcolate, almeno fino ad energie non troppo alte, con precisione sufficiente.

Cominciamo dal processo (3), l'annichilamento in una coppia di muoni, che è più facile ad interpretare.

In elettrodinamica si dice che il processo (3), se si escludono correzioni radiative, avviene secondo il grafico in Fig. 1.

Secondo il grafico la coppia di e^+ ed e^- incidenti si annichila *virtualmente* in un fotone (indicato dalla linea ondulata) e questo fotone successivamente si materializza nella coppia di μ^+ e μ^- finali.

Se i quadri-impulsi di e^+ ed e^- sono rispettivamente p_1 e p_2 , il quadri-impulso del fotone virtuale è:

$$K = p_1 + p_2$$

Quando il fotone si materializza questo impulso K viene ceduto alla coppia di μ^+ e μ^- e si ha:

$$K = p'_1 + p'_2$$

dove p'_1 e p'_2 sono gli impulsi finali.

In teoria della relatività i quadri-vettori si distinguono in maniera invariante (cioè indipendentemente dal sistema di riferimento) in quadri-vettori spaziali, nulli e temporali a seconda che abbiano quadrato positivo, nullo o negativo (il quadrato di un quadri-vettore $V = (V, V_0)$ è dato da $V^2 = V^2 - V_0^2$).

L'impulso trasferito K nel grafico 1 è un impulso temporale e precisamente il suo quadrato è dato, come si vede facilmente, da:

$$(4) \quad K^2 = -4E^2$$

dove E è l'energia degli elettroni (o dei positroni) nel sistema del baricentro della reazione (cioè in quel sistema di riferimento dove e^+ ed e^- hanno velocità uguali ed opposte).

L'importanza di poter disporre di trasferimenti d'impulso temporali è fondamentale ed è una ragione dell'interesse a produrre fasci di elettroni e positroni. Questo punto verrà illustrato nel seguito.

Tornando al problema di saggiare la validità della elettrodinamica ci limiteremo qui a dire che il valore di K^2 dato da (4), serve anche a dare una misura di quanto l'esperimento è efficace allo scopo di verificare l'elettrodinamica.

Più grande è K^2 , cioè più alta è la energia di cui si dispone, tanto più accurata è la verifica dell'elettrodinamica.

Naturalmente per essere più definiti occorre precisare, almeno in generale, il tipo di *rottura* della elettrodinamica che uno si aspetta.

Comunque, per il semplice processo di annichilamento in due muoni, succederà in generale che una *rottura* ad una distanza tipica Λ produrrà variazioni percentuali nella sezione d'urto (totale o differenziale) dell'ordine di

$$(5) \quad \pm \frac{K^2 \Lambda}{\hbar^2} = \pm \left(\frac{2E\Lambda}{\hbar} \right)^2$$

dove \hbar è la costante di Planck divisa per 2π .

Dalla (5) si vede che, per esempio, occorre una energia $E > 300$ MeV per scoprire una *rottura* della elettrodinamica caratterizzata da una distanza tipica dell'ordine di 0,1 fermi con uno esperimento preciso al 10 %.

Considerazioni analoghe a quelle che abbiamo ora svolte sulla annichilazione in muoni, valgono per l'annichilazione in due fotoni (1) e per la diffusione elastica (3).

All'annichilazione in due fotoni (processo 1), sempre escludendo correzioni radiative, contribuiscono i due grafici in Fig. 2.

Questa volta vi sono due trasferimenti d'impulso rilevanti nel processo.

Nel primo grafico il trasferimento di impulso è dato da $q_1 = p_1 - k_1$, sul secondo grafico da $q_2 = p_1 - k_2$.

Entrambi i trasferimenti d'impulso questa volta sono vettori spaziali e si trova facilmente

$$q_1^2 = 4E^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$q_2^2 = 4E^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}$$

dove E è ancora l'energia di una delle due particelle incidenti nel sistema del centro di massa e θ è l'angolo tra la linea di volo dei due fotoni e quello dei due elettroni sempre nel sistema del centro di massa.

Fissata l'energia E , q_1^2 e q_2^2 dipendono

namica sino a 0,2 fermi già per $E = 250$ MeV.

Infine il processo di diffusione elastica (processo 2) ha contribuito dai due grafici in Fig. 3.

Nel primo grafico viene trasferito l'im-

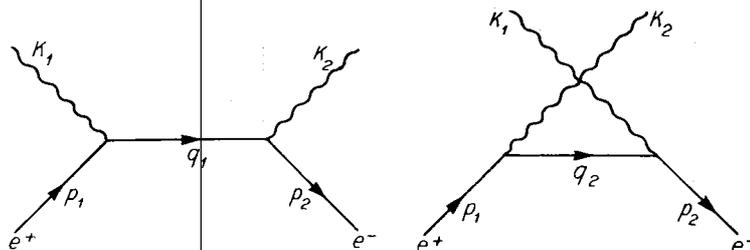


FIG. 2 - Grafici che descrivono, all'ordine più basso, l'annichilamento in due fotoni.

ancora da θ : quindi la sensibilità dello esperimento ad una rottura della elettrodinamica dipenderà anche dall'angolo a cui viene fatta la misura. La determinazione di questa dipendenza da θ dipende dal modello particolare di rottura della elettrodinamica che si assume. In ipotesi semplici è da attendersi che l'esperi-

pulso q_1 nel secondo l'impulso K . Si trova facilmente

$$q_1^2 = 4 E^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$K^2 = -4 E^2$$

dove E e θ sono definite come per i casi

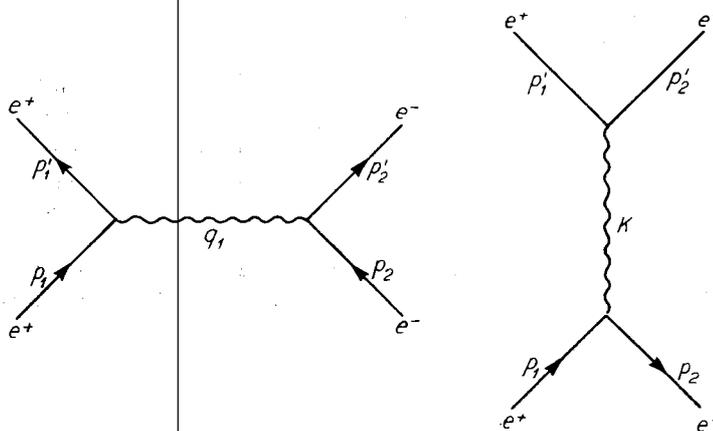


FIG. 3 - Grafici che descrivono, all'ordine più basso, la diffusione elastica elettrone-positrone.

mento sia più sensibile a deviazione dalla elettrodinamica per $\theta = 90^\circ$. Come ordine di grandezza tipico un esperimento a $60^\circ - 90^\circ$ accurato al 10%, dovrebbe essere in grado di verificare l'elettrodi-

precedenti. Notare che q_1 è un quadri-vettore spaziale, mentre K è temporale.

Ci si aspetta che l'esperimento sia specialmente sensibile ad una rottura dell'elettrodinamica per gli angoli intorno

a 90° . Come ordine di grandezza, un esperimento accurato al 10 % dovrebbe poter rivelare deviazioni dall'elettrodinamica, dovute ad una eventuale rottura a distanze 0,1 fermi, già per $E > 300$ MeV.

3 - Annichilamento in particelle con interazioni forti.

Le particelle note con interazioni forti sono i mesoni (π e K) ed i barioni (nu-

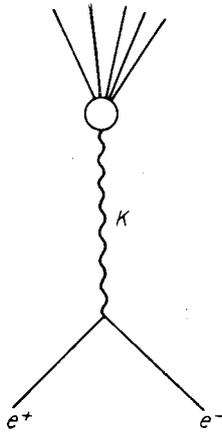


FIG. 4 - Grafico per l'annichilamento in particelle con interazioni forti.

cleoni, iperoni). L'annichilamento del sistema $e^+ - e^-$ in queste particelle è descritto, a parte sempre correzioni radiative, da grafici del tipo in Fig. 4.

In Fig. 4 K è il trasferimento d'impulso ed è un vettore temporale con

$$K^2 = -4E^2$$

Inoltre si può dimostrare che le particelle finali devono essere prodotte in uno stato con un momento angolare totale definito, uguale ad una unità \hbar (\hbar è la costante di Planck divisa per 2π), con parità negativa, con numero di coniugazione di carica negativo, e con spin isotopico zero o uno. Parità, coniugazione di carica e spin isotopico sono concetti quantistici che non hanno analogo classico e che si sono rivelati di estrema utilità per classi-

ficare gli stati di sistemi di particelle elementari.

Questa circostanza, che lo stato finale è uno stato con numeri quantici ben definiti, è di estrema importanza dal punto di vista della interpretazione degli esperimenti con fasci incrociati di elettroni e positroni.

Abbiamo molto insistito sulla circostanza che il trasferimento d'impulso in questi esperimenti è un vettore tempora-

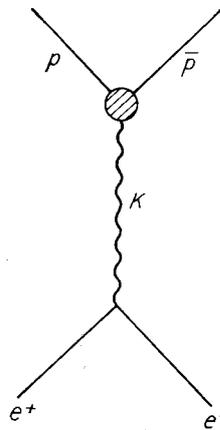
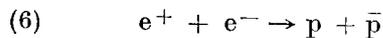


FIG. 5 - Grafico per l'annichilamento in una coppia protone-antiprotone.

le. Adesso proveremo ad illustrare l'interesse di misure fatte per valori temporali del trasferimento d'impulso.

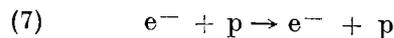
Consideriamo un caso particolare dei processi descritti dal grafico in Fig. 4.

Supponiamo che le particelle finali siano una coppia protone-antiprotone. Cioè consideriamo il processo



rappresentato dal grafico in Fig. 5.

Già da parecchi anni viene studiato a Stanford, e ultimamente anche a Cornell, il processo



cioè la diffrazione elastica di elettroni su protoni.

Questi esperimenti sono tra i più importanti esperimenti sulle particelle elementari.

Infatti attraverso lo studio della diffusione di elettroni su protoni viene studiata la struttura elettromagnetica del protone. Il processo (7) è rappresentato dal grafico in Fig. 6.

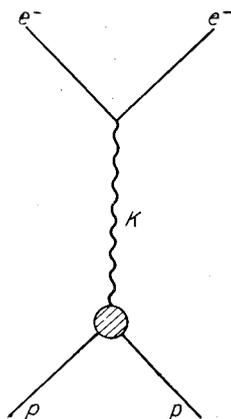


Fig. 6 - Grafico per la diffusione elastica elettrone-protone.

La struttura elettromagnetica del protone si manifesta attraverso l'interazione del fotone virtuale in Fig. 6 (linea ondulata) con il protone.

Questa interazione è complicata. È infatti da aspettarsi (e viene del resto sperimentalmente verificato) che l'interazione sia diversa da quella di una carica puntiforme. Infatti il protone interagisce fortemente con i mesoni π e con altre particelle. Queste interazioni fanno sì che l'interazione del protone coi fotoni sia più complicata di quella di una semplice carica puntiforme.

Il grafico in Fig. 5 non è molto diverso da quello in Fig. 6. Mentre nel grafico in Fig. 6 viene scambiato un fotone tra l'elettrone ed il protone, nel grafico in Fig. 5 la coppia di elettrone-positrone si annichila in un fotone che quindi si materializza nella coppia protone-antiprotone.

Come il processo (6) anche il processo (7) serve a studiare la struttura elettromagnetica del protone. L'unica differenza

è che, mentre nel grafico in Fig. 6 tale struttura viene studiata per valori spaziali del trasferimento di impulso, nel grafico in Fig. 5, essa viene studiata per valori temporali del trasferimento d'impulso.

Si può mostrare che per K spaziali e, nel limite non-relativistico, è possibile descrivere la struttura del protone in termini di una distribuzione spaziale di carica e di una distribuzione spaziale di magnetizzazione.

Una tale interpretazione intuitiva non si applica nel caso di K temporali ed è difficile dare in questo caso una immagine intuitiva per la struttura elettromagnetica di una particella.

Quanto abbiamo detto per la produzione di coppie di protoni, si applica anche per la produzione di coppie di altre particelle. Ad energie basse (come per esempio per AdA) gli unici processi permessi con particelle forti saranno quelli di annichilazione in pioni

$$(8) \quad e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

$$(9) \quad e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0, \text{ etc.}$$

$$(10) \quad e^+ + e^- \rightarrow \pi^0 + \gamma$$

Il processo (8) servirà a misurare la struttura elettromagnetica del pione per trasferimenti d'impulso temporali.

Il processo (9) analogamente misurerà la struttura della interazione di tre pioni con un fotone.

Il processo (10) servirà ad esplorare la struttura della interazione responsabile per il decadimento del π^0 , che avviene secondo

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

Ad energie più elevate si avranno processi del tipo

$$(11) \quad e^+ + e^- \rightarrow K^+ + K^-$$

$$(12) \quad \rightarrow K^0 + \bar{K}^0$$

e processi di produzione di coppie barione antibarione

$$(13) \quad e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}, n + \bar{n}$$

$$(14) \quad \begin{aligned} &\rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda} \\ &\rightarrow \Sigma + \bar{\Lambda} \\ &\rightarrow \Lambda + \bar{\Sigma} \\ &\rightarrow \Sigma + \bar{\Sigma} \\ &\rightarrow \Xi + \bar{\Xi} \end{aligned}$$

La possibilità che questi processi offrono di misurare la struttura elettromagnetica delle particelle prodotte per valori temporali dei trasferimenti d'impulso è pressoché unica.

Fanno eccezione i processi (13). Infatti disponendo di un fascio molto intenso di antiprotoni si può studiare l'annichilamento

$$(17) \quad p + \bar{p} \rightarrow e^+ + e^-$$

La reazione (17) è l'inversa della prima delle reazioni (13) ed ha una sezione d'urto direttamente ricavabile dalla sua inversa.

Quindi la reazione (17) e la prima delle (13) danno precisamente le stesse informazioni. È attualmente in corso al CERN il tentativo di osservare la reazione (17).

4 - Studio di risonanze.

Le reazioni (8) e (9) oltre al loro interesse intrinseco hanno una notevole importanza teorica. Si può mostrare infatti che le informazioni che si ricavano dalla conoscenza delle sezioni d'urto di (8) e (9) sono fondamentali per la teoria della struttura elettromagnetica del nucleone ed in generale per la teoria della struttura elettromagnetica di tutti i mesoni e barioni.

In mancanza di informazioni su (8) e (9) si è finora seguito un cammino, per così dire, inverso. Dalla conoscenza della

struttura elettromagnetica dei nucleoni (per valori spaziali del trasferimento d'impulso), ricavata dalle misure di Stanford e Cornell, si è cercato di inventare delle strutture elettromagnetiche dei pioni che permettessero una interpretazione teorica dei risultati delle esperienze su nucleone.

I modelli proposti per le strutture elettromagnetiche dei pioni inevitabilmente fanno uso di forti interazioni tra pioni, anzi, generalmente, introducono stati risonanti di pioni.

L'esistenza di queste *risonanze* tra due o più pioni, o, comunque, di questi stati con forte interazione in certi intervalli molto stretti di energia, è stata di recente verificata direttamente in vari laboratori. Questo campo di ricerche è attualmente in pieno sviluppo e ci limitiamo qui ad accennare alle *risonanze* finora trovate, avvertendo peraltro che la lista che faremo potrà benissimo risultare incompleta ed inesatta.

A 550 MeV sembra stabilita l'esistenza di una *risonanza*, designata η , molto stretta (larghezza della linea < 15 MeV) di spin isotopico zero e di cui sono ignoti finora spin e parità; a 770 MeV è indicata una *risonanza*, designata ρ , molto larga (~ 110 MeV) di spin isotopico uno, spin uno e parità negativa; ad energia non molto diversa, a 780 MeV, è indicata una altra *risonanza*, questa volta stretta (larghezza della linea < 20 MeV) con spin isotopico zero, spin uno e parità negativa.

Le assegnazioni di numeri quantici a queste *risonanze* non sono peraltro da considerare definitive.

Esistono indicazioni per altre *risonanze* che non riportiamo essendo insicure.

Nel caso di risonanze strette abbiamo riportato dei limiti superiori per le larghezze. Questi limiti sono dovuti alla limitata risoluzione in energia nell'esperimento.

Con fasci incrociati di elettroni e positroni l'esistenza di uno stato risonante neutrale con spin isotopico uno o zero,

spin uno, parità negativa, e numero di coniugazione di carica negativo, si manifesta attraverso un grafico del tipo in Fig. 7.

Nel grafico in Fig. 7 abbiamo indicato con R lo stato risonante. Il fotone si trasforma direttamente nello stato risonante R che poi decade nelle particelle finali. La sezione d'urto ha un picco per una energia totale intorno alla massa di R . La larghezza di questo picco è collegata alla vita media di R .

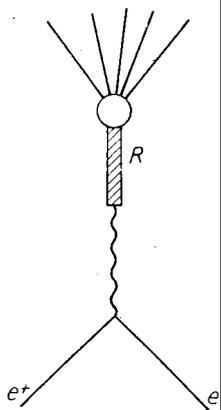


FIG. 7 - Annichilamento attraverso uno stato risonante bosonico.

Se la vita media di R è molto grande il picco risulta molto stretto. Con macchine a fasce incrociate è ragionevole pensare ad esperienze intorno alle risonanze che permettono una risoluzione in energia dell'ordine al più di qualche MeV, e probabilmente anche inferiore al MeV.

In questo senso fasce incrociate offrono una possibilità senz'altro eccezionale di misurare le larghezze delle risonanze con precisione notevole o comunque di stabilire dei limiti superiori per tali larghezze, difficili da ottenere con esperienze convenzionali.

Quanto abbiamo detto sopra vale per risonanze che abbiano gli stessi numeri quantici del fotone virtuale cioè in pratica per risonanze di spin isotopico uno o zero, spin uno, parità negativa e numero di coniugazione di carica negativo. Riso-

nanze con numeri quantici diversi, in particolare con carica totale diversa da zero, possono ancora venire studiate con fasce incrociate di elettroni e positroni in processi di produzione di molti pioni.

Per esempio uno stato risonante a tre pioni potrà venire messo in evidenza, anche se i suoi numeri quantici sono tali da escludere contributi da grafici del tipo in Fig. 7, studiando processi di annichilamento in più di tre pioni ed esaminando la distribuzione della massa totale invariante dei gruppi di tre pioni. Intorno alla massa risonante tale distribuzione presenterà un massimo.

5 - Verifica del ruolo di particelle con interazioni forti in elettrodinamica.

Nella discussione al n° 2 sugli esperimenti per saggiare la validità della elettrodinamica accennammo ad un nuovo genere di difficoltà che interviene allorché si voglia spingere a lunghezze d'onda molto piccole il limite sperimentale sulla validità della teoria. Possiamo ora discutere brevemente questa difficoltà e mostrare come misure di sezioni d'urto con fasce incrociate di elettroni e positroni aiutano a superarla.

La difficoltà è collegata alla esistenza di particelle con interazioni forti quali i mesoni ed i barioni. Queste particelle interagiscono col campo elettromagnetico ed è anzi in virtù di questa interazione che vengono prodotte in collisione elettrone-positrone.

Tuttavia, anche in un esperimento in cui non intervengono, nello stato iniziale o nello stato finale, particelle aventi interazioni forti come per esempio in

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma, \quad e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-, \\ e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$$

la presenza *virtuale* di queste particelle darà luogo a deviazioni dalle formule ottenute usando la pura elettrodinamica quantistica.

Il fenomeno si può facilmente capire in termini di grafici.

Consideriamo per esempio il grafico in Fig. 1, che descrive l'annichilamento in due muoni. Il fotone virtuale che si propaga tra la coppia di elettroni e la coppia di mu può emettere e riassorbire particelle con interazioni forti, per esempio coppie di pioni, etc.

Cioè, se si vuole predire accuratamente la sezione d'urto per $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ ad energie molto elevate sarà necessario

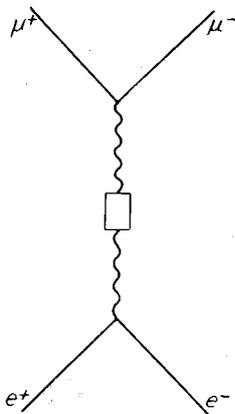


FIG. 8 - Correzioni radiative mesoniche per annichilamento in due μ .

aggiungere al contributo del grafico, in Fig. 1 ed al contributo delle correzioni radiative elettrodinamiche anche in contributo di correzioni radiative mesoniche, che qui rappresentiamo col grafico in Fig. 8.

In Fig. 8 abbiamo indicato con un rettangolino l'insieme delle possibili inserzioni, corrispondenti ad emissione e riassorbimento di particelle con interazioni forti, che si possono avere lungo la linea fotonica.

Il risultato di queste possibili inserzioni non è facile a valutarsi. Manca finora una teoria delle interazioni forti su cui fare affidamento per valutare il contributo di grafici quale quello in Fig. 8.

Gli esperimenti con fasci incrociati offrono però un modo sistematico per risolvere questa difficoltà. Esiste infatti

un risultato generale che dice sostanzialmente questo: se si conosce la sezione d'urto sperimentale per i processi del tipo $e^+ + e^- \rightarrow$ (particelle con interazioni forti) si può da questa sezione d'urto direttamente ottenere il contributo del grafico in Fig. 8 e degli altri simili grafici, evitando di usare una particolare teoria.

Questo risultato è basato su semplici argomenti di *teoria di dispersione* e non entreremo qui nei dettagli relativi. Il risultato si enuncia anche dicendo che è possibile, mediante esperimenti con fasci incrociati, conoscere le correzioni al propagatore del fotone dovute alla interazione del fotone con particelle aventi interazioni forti.

Una volta conosciute queste correzioni se ne potrà fare uso anche in altri esperimenti per saggiare i limiti dell'elettrodinamica, come ad esempio esperimenti di collisione elettrone-elettrone del tipo di quelle di Stanford, etc.

6 - Mesoni vettoriali delle interazioni deboli.

Come è noto un vasto gruppo di reazioni, ivi incluso il decadimento p ,

$$(18) \quad n \rightarrow p + e + \nu$$

si pensa come dovuto primariamente ad una classe di interazioni, che sono dette deboli, perché danno luogo a sezioni d'urto piccolissime (rispetto a quelle geometriche) ed a vite medie lunghissime (rispetto ai tempi nucleari).

Risale ad YUKAWA l'idea che un decadimento come (18) sia riconducibile ad una successione di due processi virtuali.

$$(19) \quad n \rightarrow p + X \quad \text{ed} \quad X \rightarrow e + \nu$$

dove il mesone X interagisce con la coppia neutrone-protone e la coppia elettrone-neutrino in maniera tale che ne risulti l'interazione debole effettiva (18).

Gli sviluppi recenti nella teoria delle

interazioni deboli hanno portato, tra l'altro, alla conclusione che se il mesone X esiste deve essere un mesone vettoriale, cioè un mesone di spin uno.

Naturalmente questo mesone deve essere carico come si vede da ciascuna delle (19). Quindi oltre ad avere interazioni quali quelle che danno origine alle transi-

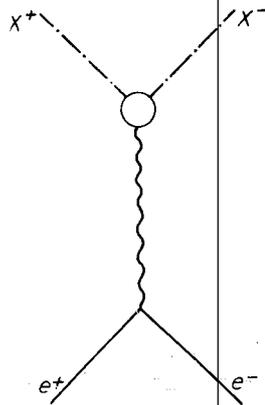
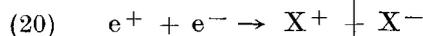


FIG. 9 - Annichilamento in una coppia di mesoni vettoriali.

zioni (19) (che sono dette semi-deboli, perché, al secondo ordine, devono riprodurre una interazione debole quale (18)) devono interagire col campo elettromagnetico.

Ne segue che un meccanismo di produzione di X, se X esiste, è dato dalla reazione



Infatti basta pensare al grafico in Fig. 9 dove e^+ , e^- si annichilano in un fotone che si materializza nella coppia $X^+ X^-$.

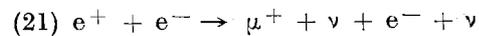
In effetti, se X esiste (20) è probabilmente il processo più conveniente per dimostrarne l'esistenza. La sezione d'urto per (20) è completamente predicibile se si ammette che X abbia proprietà elettromagnetiche normali, cioè abbia una carica $\pm e$ e che possa considerarsi puntiforme, e non abbia momento magnetico ano-

malo né momento elettrico di quadrupolo.

Quindi, se il mesone X non viene prodotto nell'abbondanza prevista, o non esiste, o ha proprietà elettromagnetiche non semplici.

Si sa che se il mesone X esiste deve avere una vita media molto breve e sarà solo possibile vedere i suoi prodotti di decadimento. Il mesone X può decadere in due pioni, in $\mu + \nu$, in $e + \nu$, etc.

Per esempio il processo (20) seguito di un decadimento di X^+ in $\mu^+ + \nu$ e di X^- in $e^- + \nu$ apparirebbe come



Si può mostrare come qualsiasi altro processo che a partire da $e^+ + e^-$ porti ad uno stato finale contenente tra le altre particelle, un mesone mu ed un elettrone, ha generalmente, una probabilità trascurabile rispetto a quella prevedibile per (20) se il mesone X esiste. In questo modo si potrà pertanto accertare se X esiste o meno.

7 - Conclusione.

Abbiamo cercato in questo articolo di illustrare le possibilità sperimentali con fasci incrociati di elettroni e positroni. Calcoli dettagliati delle predizioni teoriche sono stati eseguiti a Frascati e sono state anche discusse in dettaglio le disposizioni sperimentali per i primi, più semplici, esperimenti. È nostra opinione che la realizzazione di fasci incrociati di elettroni e positroni e la possibilità di misurare i vari processi di annichilamento a diverse energie aprirà un nuovo campo nella fisica di alta energia e permetterà di rispondere nella maniera più diretta a fondamentali quesiti relativi alla nostra conoscenza del mondo subatomico su cui finora è possibile soltanto dare risposte indirette e parziali.

RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI

- [1] W. C. BARBER *et al.*: « An experiment on the limits of quantum electrodynamics », in *Stanford University, Report HELLP*, n. 170 (1959).
- [2] C. BERNARDINI *et al.*: « The Frascati storage ring », in *Nuovo Cimento*, **18**, 1293 (1960).
- [3] C. BERNARDINI *et al.*: « Progress report on AdA (Frascati storage ring) », in *Nuovo Cimento*, **23**, 202 (1962).
- [4] F. AMMAN *et al.*: « Anello di accumulazione per elettroni. Adone », in *Laboratori Nazionali di Frascati « LNF »*, n. 61/5 (1961).
- [5] C. BERNARDINI *et al.*: « L'anello di accumulazione AdA per elettroni e positroni da 250 meV », in *Ric. sci.*, **32 (I)**, 137-142 (1962).
- [6] F. AMMAN *et al.*: « Gli anelli di accumulazione per elettroni e positroni ad alta energia in progetto presso i Laboratori Nazionali di Frascati », in *Ric. sci.*, **32 (I)**, (1962), in corso di stampa.
- [7] N. CABIBBO & R. R. GATTO: « Electron-positron colliding beam experiments », in *Phys. Rev.*, **124**, 1577 (1961).
- [8] R. R. GATTO: « On the experimental possibilities with colliding beams of electrons and positrons » in *Proceedings of the Aix-en-Provence International Conference on Elementary Particles*, vol. 1, p. 487 (Saclay, C.E.N., 1961).