

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-60/4 (1960)

G. Morpurgo: LE ESPERIENZE IN CORSO ED IN PROGETTO NEI
LABORATORI DI FRASCATI.

Estratto dal: Nuovo Cimento, Suppl. 16, 17 (1960)

Le esperienze in corso ed in progetto nei laboratori di Frascati

G. MORPURGO

Istituto di Fisica dell'Università - Firenze
Laboratori Nazionali di Frascati del C.N.R.N.

Introduzione.

Penso che il mio compito con questa relazione sia quello di inquadrare le esperienze in corso di esecuzione e quelle in progettazione a Frascati, sì da chiarire il loro rapporto con le questioni teoriche di interesse.

Per far questo ritengo sia meglio discutere le questioni generali alle quali le esperienze in questione si riferiscono, invece di descrivere le singole esperienze una per una; seguirò appunto questa via e, al momento opportuno, citerò l'esperienza che si riferisce alla questione in esame.

Penso che faccia anche parte del mio compito suggerire nuove cose da studiare; in quanto segue farò rilevare una o due cose che mi sembrano tali.

Dividerò questa relazione in due grandi parti: 1) Processi fotomesonici, 2) Fenomeni essenzialmente elettrodinamici. Nella Tabella I è descritta l'ulteriore suddivisione di queste due parti in argomenti più specifici. Come risulta dalla Tabella I comincerò con l'esaminare la fotoproduzione di un pione e dividerò ulteriormente questo esame in due parti: *a*) basse energie, cioè sotto la risonanza $\frac{3}{2}$, $\frac{3}{2}$ (diciamo $E_\gamma < 400$ MeV), *b*) alte energie, la regione rimanente.

1. - Fotoproduzione di un mesone a basse energie.

Le nostre conoscenze tanto teoriche quanto sperimentali sono andate gradatamente aumentando in questo campo; tuttavia questo capitolo è lontano, anzi assai lontano dall'essere chiuso. Lasciando da parte il campo delle energie

TABELLA I.

	E_γ (MeV)	
Processi foto-mesonici	250 ÷ 400	Fotoproduzione di un mesone a basse energie (confronto con teoria tipo Watson)
	250 ÷ 500	Determinazione costante di accoppiamento $\pi\mathcal{N}$ (metodo di Taylor, Moravcsik, Uretsky)
	500 ÷ 1000	Fotoproduzione di un mesone ad alte energie (2 ^a e 3 ^a risonanza di Wilson; polarizzazione del nucleone di rinculo)
	350 ÷ 1000	Fotoproduzione di coppie di pioni (effetto delle varie risonanze $\pi\mathcal{N}$; studio delle interazioni $\pi\pi$)
	> 750 (910)	Fotoproduzione di K^+
	> 400	Fotoproduzione di π^0 nel campo Coulombiano di un nucleo (determinazione della vita media del π^0)
	150 ÷ 1000	Effetto Compton sul nucleone
Processi elettrodinamici	—	Esperienze di elettrodinamica pura con alti trasferimenti di impulso ($E_{\text{lab}} = 10$ GeV oppure fasci incrociati)
	—	Esperienze di elettrodinamica meno pura con alti trasferimenti di impulso (es. creazione di coppie ad angoli forti nel campo del protone)
	—	Esperienze di elettrodinamica pura con trasferimenti di impulso relativamente bassi e alta precisione
	—	Creazione di coppie di μ^+ e μ^- } fattori di Scattering di elettroni e positroni da nuclei } forma nucl.

vicino alla soglia, per le quali rimando alla relazione di BERNARDINI a Kiev ⁽¹⁾ e dove una esperienza decisiva sarebbe lo studio della reazione

$$\pi^- + p \rightarrow n + \gamma,$$

si può dire che il lavoro sperimentale e teorico di questi ultimi dieci anni è servito esclusivamente a dire questo: grosso modo i risultati della fotoproduzione

⁽¹⁾ G. BERNARDINI: *Relazione al Congresso Internazionale di Kiev (1959)*; vedasi anche, riguardo ai problemi alle energie vicino alla soglia: M. CINI, R. GATTO, M. RUDERMAN e E. L. GOLDWASSER: *Nuovo Cimento*, **10**, 243 (1958).

singola di pioni a basse energie sono in accordo con un modello nel quale si tenga conto: *a*) del teorema di Kroll e Ruderman, cioè del fatto che l'ampiezza di fotoproduzione neutra alla soglia è piccola di fronte all'ampiezza di produzione dei mesoni carichi; *b*) di una grossa ampiezza di fotoproduzione dei mesoni carichi, comprendente un termine S ed un termine (diretto) implicante tutti i multipoli; *c*) di una grossa ampiezza di transizione allo stato P_{33} , prevalente rispetto a tutte le altre ampiezze P e corrispondente alla prima risonanza nello scattering πN . Onde superiori alla P sono presumibilmente assenti o poco importanti in questa regione di energia.

Come ho detto, questi punti si possono ritenere grosso modo stabiliti: ma che cosa significa grosso modo? Significa che vi sono in realtà parecchie cose che non si sanno. Per chiarire quali esse siano mi esprimerò in termini di una trattazione dovuta a WATSON⁽²⁾; questa trattazione, qualora fosse sistematicamente completata⁽³⁾ in modo da includere il termine (essenziale) di fotoproduzione carica diretta, rappresenterebbe a mio giudizio il modo più sensato, al momento attuale, per presentare i dati sulla fotoproduzione in questa regione di energia. Così com'è, cioè con il termine diretto mancante, è incompleta ed inesatta; ma ciononostante useremo qui il linguaggio di tale trattazione a titolo esemplificativo.

WATSON, sempre rimanendo nell'ambito dei punti *a*), *b*), *c*) detti precedentemente, distingue tre modelli corrispondenti a tre approssimazioni:

1) Il « magnetic dipole model » nel quale lo stato P_{33} è eccitato solo dal multipolo M_{33} e tutte le altre ampiezze P sono trascurate.

2) Il « simple enhancement model » nel quale lo stato P_{33} è eccitato tanto da M_{33} quanto da E_{33} e le altre ampiezze P sono trascurate.

3) Il « general enhancement model » nel quale oltre a tener conto dei termini provenienti da M_{33} e da E_{33} e dalla loro interferenza con l'onda S , si tiene anche conto della loro interferenza con gli altri stati P . Da notarsi che il « magnetic dipole model » è quello ricavabile dall'approssimazione statica di Chew e Low, per lo meno quando in tale trattazione si trascurino certi termini.

Ora ciò che non si sa è una questione quantitativa ed è: fino a che punto il « magnetic dipole model » è accettabile? Quali sono le correzioni dovute ad E_{33} e quali le correzioni dovute agli altri stati P ? Per essere più specifici consideriamo assieme la foto produzione di mesoni carichi e neutri; le formule di Watson⁽⁴⁾ esprimono i coefficienti della distribuzione angolare per i π^+ ed

(2) K. M. WATSON, J. C. KECK, A. V. TOLLESTRUP e R. L. WALKER: *Phys. Rev.*, **101**, 1159 (1956).

(3) Per i soli π^+ ciò è stato fatto da M. J. MORAVCSIK: *Phys. Rev.*, **104**, 1451 (1956).

(4) Occorre tuttavia ricordare che, per la mancanza del termine diretto, accennata più sopra, tali formule non vanno prese troppo alla lettera.

i π^0 (in tutto sei parametri) in termini di quattro parametri reali nel caso del « simple enhancement model », parametri che si riducono a tre se ci si mette ad un'energia alla quale $\cos \alpha_{33} = 0$. Fino a che punto siffatta rappresentazione dei dati è accettabile?

Si noti ancora che, come fatto rilevare già da WATSON, se si misura anche la polarizzazione del protone o neutrone di rinculo conseguente all'emissione del π , si hanno per lo meno altri due dati sperimentali da interpretare sempre mediante i sopradetti tre parametri; quindi in tutto otto quantità e tre parametri. E, riguardo alla polarizzazione occorre aggiungere in particolare che una misura della polarizzazione del neutrone di rinculo nella fotoproduzione di π^+ su p determinerebbe direttamente la quantità $M_{33} - \frac{1}{2}E_{33}$, in quanto la polarizzazione stessa è proporzionale al modulo della sopradetta quantità. Secondo WATSON questo modulo è piuttosto piccolo onde la polarizzazione dovrebbe risultare relativamente piccola, ($\sim 15\%$ per un fotone incidente di energia 350 MeV), ma non è affatto detto che $M_{33} - \frac{1}{2}E_{33}$ non possa essere il doppio (o la metà) del valore stimato da WATSON. Un'esperienza di questo tipo è stata proposta dal gruppo di Pisa.

Per concludere questa parte, farebbe veramente piacere avere dei buoni dati sperimentali per sistemare queste questioni; i buoni dati sperimentali mancano; non parlando dei π^0 per i quali solo abbastanza recentemente è venuto in luce il termine di interferenze S - P nella distribuzione angolare ⁽⁵⁾, anche per i π^+ la situazione non è felice: è ben noto che i dati di WALKER *et al.* e di TOLLESTRUP *et al.* ⁽⁶⁾ sulle distribuzioni angolari dei foto π^+ a energie da 230 a 450 MeV non sono in buon accordo tra di loro, nè sono in accordo con i recenti dati ⁽⁷⁾ di Berkeley a 260 e 290 MeV.

Sempre rimanendo nell'ambito della fotoproduzione a basse (o medie) energie vi è un altro scopo per misure di distribuzioni angolari molto accurate dei π : mi riferisco alla proposta di TAYLOR, MORAVSICK ed URETSKY ⁽⁸⁾, relativa alla determinazione della costante di accoppiamento pione nucleone. Non entrerò qui nei particolari teorici del metodo per effettuare questa determinazione; mi limiterò a dire che, con alcune ipotesi o congetture, si può mostrare che il valore della costante di accoppiamento pione nucleone può essere determinato qualora si conosca il valore della sezione d'urto per fotoproduzione all'angolo

⁽⁵⁾ GOLDANSKY *et al.* nella relazione di G. BERNARDINI a Kiev ⁽¹⁾; lavori precedenti in sostanziale accordo con questo ma più limitati e con errori più grossi sono quelli di McDONALD *et al.*: *Phys. Rev.*, **107**, 577 (1957) e di GOLDSCHMIDT-CLEERMONT *et al.*: *Phys. Rev.*, **97**, 188 (1955).

⁽⁶⁾ R. L. WALKER, J. G. TEASDALE, V. Z. PETERSON e J. L. VETTE: *Phys. Rev.*, **99**, 210 (1955); A. V. TOLLESTRUP, J. C. KECK e R. M. WORLOCK: *Phys. Rev.*, **99**, 220 (1955).

⁽⁷⁾ E. A. KNAPP, R. W. KENNEY e W. P. PEREZ-MENDEZ: *Phys. Rev.*, **114**, 605 (1959).

⁽⁸⁾ J. G. TAYLOR, M. J. MORAVSICK e J. L. URETSKY: *Phys. Rev.*, **113**, 689 (1959).

$\cos \theta = C/V$, dove C è la velocità della luce e V la velocità del pione foto-prodotto nel sistema del baricentro. Poichè l'angolo sopraddetto ha un coseno > 1 esso non è un angolo fisico, ma si può estrapolare la sezione d'urto dalla regione degli angoli fisici a quella degli angoli non fisici se le ipotesi sopra menzionate sono valide. Per far questo, tuttavia, occorre conoscere la sezione d'urto differenziale nella zona fisica a una data energia con notevole precisione, in modo da poter estrapolare senza troppe incertezze il suo andamento alla zona non fisica. È chiaro che le incertezze sulla estrapolazione dipenderanno da vari fattori ed in particolare: *a*) dalla differenza tra il valore $\cos \theta = C/V$ ed il valore $\cos \theta = 1$, l'ultimo punto fisico che si può raggiungere; *b*) dal valore della quantità $(d\sigma/d\Omega) (1 - (V/C) \cos \theta)^2$ nel punto $\cos \theta = C/V$: questa quantità serve infatti a determinare la costante di accoppiamento; *c*) dalla precisione con cui può essere condotta l'estrapolazione, che dipende in maniera molto critica dalla precisione delle misure.

Con i dati attualmente esistenti i valori di f^2 ottenuti dagli autori sopra citati presentano una dispersione assai notevole, come risulta dalla seguente Tabella:

E_ν	dati	f^2
230	tutti	0.042 ± 0.073
260	Berkeley	0.131 ± 0.037
260	tutti	0.108 ± 0.064
265	tutti	0.129 ± 0.168
290	Berkeley	0.016 ± 0.031
290	tutti	0.016 ± 0.064

La Tabella mostra quanto gravemente le incertezze sperimentali si ripercuotono su f^2 . Secondo gli autori sopra citati f^2 potrebbe essere ottenuto con un errore assoluto di ~ 0.006 se si effettuassero misure a 260 MeV con una precisione dell'1%; più precisamente se si misurasse la distribuzione angolare ogni 5° da 0° a 30° e ogni 10° da 30° a 180° , ciascun punto con un errore non superiore all'1%; mentre si potrebbe scendere ad un errore assoluto di 0.001 su f^2 con analoghe misure a 500 MeV. Per capire che cosa un errore dell'1% significhi basta dire che le distribuzioni angolari di Berkeley (7) a 260 e 290 MeV hanno punti dati con un errore agg'rantesi tra il 5 e il 10%.

Un gruppo dell'Università di Roma sta lavorando a Frascati sulla fotoproduzione dei π^+ ad energie tuttavia alquanto più alte (500 ÷ 1000) MeV) e con errori statistici progettati del 3%. Particolare attenzione viene rivolta in tale lavoro ai piccoli angoli con l'intento principale di mettere in evidenza il termine di fotoproduzione diretta e con quello collaterale di determinare f^2 col metodo ora accennato.

2. - Fotoproduzione di un pione ad alte energie.

Il fenomeno più interessante apparso nella fotoproduzione di pioni ad energie tra i 400 ed i 1000 MeV è forse l'esistenza di un massimo nella sezione d'urto per fotoproduzione di mesoni π^+ ; un simile massimo, poco evidente nella sezione d'urto totale, ma evidente a determinati angoli in quella differenziale, è presente nella sezione d'urto per fotoproduzione di π^0 ; tali massimi si trovano ad E_γ (lab.) tra 700 e 750 MeV, quello carico qualche diecina di MeV più in basso di quello neutro.

WILSON⁽⁹⁾ ha suggerito che a tali massimi corrispondano delle risonanze nello scattering pione nucleone. Chiaramente, se questo è il caso si deve avere un simile massimo nello scattering pione nucleone in corrispondenza alla stessa energia nel sistema del baricentro alla quale corrisponde il massimo nella fotoproduzione; energia che, come abbiamo visto è tra i 700 e i 750 MeV nel laboratorio, ossia (550 ÷ 600) MeV nel baricentro. Come risulta dal rapporto di PONTECORVO a Kiev⁽¹⁰⁾, questo è effettivamente il caso; nello scattering π^-p quello che fino a poco tempo fa era il secondo massimo, piuttosto largo, risulta in effetti, in seguito a misure più accurate, diviso in due massimi, uno dei quali è a (580 ± 15) MeV nel baricentro, l'altro a (740 ± 20) MeV, sempre nel baricentro. Il primo di questi massimi è chiaramente il corrispondente del massimo sopra descritto della fotoproduzione. La sezione d'urto π^+p non presenta invece, nell'intervallo di energia in questione, alcun massimo.

Il fatto che il massimo si abbia nello scattering π^-p ma non in quello π^+p mostra che lo spin isotopico dello stato risonante è $\frac{1}{2}$ come già suggerito da WILSON in base ai dati sulla fotoproduzione.

Sorgono adesso varie questioni: a) qual'è il momento angolare e la parità dello stato risonante? b) quale è l'importanza di questa risonanza nei vari processi implicanti pioni e nucleoni attorno all'energia sopraddetta? Ha lo stato risonante a 580 MeV un'importanza analoga a quella che per energie attorno a 180 MeV ha la prima risonanza? O, in altre parole, in che intervallo di energia l'ampiezza di scattering risonante predomina sul « potential scattering »? c) qual'è l'importanza della terza risonanza, quella corrispondente al massimo a 740 MeV baric. nello scattering π^-p , per la fotoproduzione?

È troppo presto per rispondere alle questioni b) e c). Ci limiteremo qui a discutere il punto a) riguardo al quale la situazione è attualmente la seguente:

Per quanto riguarda il momento angolare dello stato risonante WILSON suggerisce che esso sia $\frac{3}{2}$, ricavando questo dalla distribuzione angolare dei π^0 ; questa distribuzione è consistente con la espressione $5 - 3 \cos^2 \theta$ che appunto

(9) R. WILSON: *Phys. Rev.*, **110**, 1212 (1958).

(10) B. PONTECORVO: *Relazione al Congresso di Kiev* (1959), p. 41.

ci si aspetta nel caso di uno stato risonante con $J = \frac{3}{2}$; c'è da dire che la distribuzione angolare dei π^+ ed in particolare la dipendenza dall'energia di questa distribuzione attraverso la risonanza è più complicata di quella che uno si aspetta per un puro stato $J = \frac{3}{2}$; secondo WILSON tuttavia questo è dovuto all'interferenza con l'onda S e con il termine diretto. A giudizio di chi scrive l'evidenza per $J = \frac{3}{2}$ che risulta da quanto sopra non è forte e sembra al momento attuale difficile escludere che la distribuzione dei π^0 , la quale è nota con errori relativamente grossi, non possa essere prodotta dall'interferenza di uno stato $P_{\frac{1}{2}}$ con la grossa risonanza $P_{\frac{3}{2}}$ e/o con qualche altro stato. Questa possibilità è stata suggerita da CLEGG⁽¹¹⁾.

Una misura accurata della distribuzione angolare dei π^0 , qual'è quella progettata ed in esecuzione a Frascati da un gruppo dell'Istituto Superiore di Sanità a varie energie tra 500 e 1000 MeV potrà essere utile per questa questione.

Ammettendo per il momento trattarsi, come suggerito da WILSON, di uno stato $J = \frac{3}{2}$, ci si può chiedere se esso abbia parità $-O+$, se cioè l'onda mesonica predominante fotoprodotta sia $D_{\frac{3}{2}}^-$ o $P_{\frac{3}{2}}^+$. R. PEIERLS⁽¹²⁾ suggerisce che l'assegnamento corretto sia $D_{\frac{3}{2}}^+$; precisamente, assumendo che all'energia della seconda risonanza siano sensibili oltre il multipolo $E_1(D_{\frac{3}{2}})$, quelli $E_1(S_{\frac{3}{2}})$ e $M_1(P_{\frac{3}{2}})$ PEIERLS spiega l'andamento della distribuzione angolare dei π^+ attraverso la risonanza; tuttavia PEIERLS ottiene in questo modo nella distribuzione dei π^0 un termine proporzionale a $\cos \theta$ che non ci dovrebbe essere: un termine precisamente dato da $\text{Re } M_1^*(P_{\frac{3}{2}}) E_1(D_{\frac{3}{2}}) \cos \theta$. PEIERLS dà un argomento per mostrare che questo termine dovrebbe essere trascurabile, cioè che il coefficiente $\text{Re } M_1^*(P_{\frac{3}{2}}) E_1(D_{\frac{3}{2}})$ dovrebbe essere piccolo; ed a questo punto SAKURAI⁽¹³⁾ fa notare che se questo sia o non sia il caso si deve poter decidere studiando la polarizzazione dei protoni di rinculo nella reazione

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

Infatti se la parte reale sopradetta è zero, la parte immaginaria è massima; questa parte immaginaria è proporzionale alla polarizzazione del protone e si dovrebbero pertanto, come osserva SAKURAI, ottenere polarizzazioni assai forti ($\sim 90\%$) in un largo intervallo di energie del γ ed in un largo intervallo di angoli del protone. Tale polarizzazione è stata misurata da STEIN⁽¹⁴⁾ ed in effetti è risultata elevata. Ciò è in accordo con la spiegazione di PEIERLS, ma non è ancora tuttavia una dimostrazione del carattere $D_{\frac{3}{2}}$ dello stato ri-

(11) H. H. BINGHAM e A. B. CLEGG: *Phys. Rev.*, **112**, 2053 (1959).

(12) R. F. PEIERLS: *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 174 (1958).

(13) J. SAKURAI: *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 258 (1958).

(14) P. STEIN: *Phys. Rev. Lett.*, **2**, 473 (1959).

sonante. La nostra ignoranza dei multipoli che intervengono ad energie elevate è infatti tale che si possono costruire diversi modelli soddisfacenti, anche assumendo che la seconda risonanza sia $P_{\frac{3}{2}}^+$; modelli cioè che danno luogo a forti polarizzazioni, ad una distribuzione π^0 essenzialmente simmetrica alla risonanza e probabilmente a distribuzioni π^+ non irragionevoli. Uno di questi modelli è quello proposto da PELLEGRINI e STOPPINI ⁽¹⁾ i quali assumono che lo stato risonante sia $P_{\frac{3}{2}}^+$ e che la polarizzazione sia dovuta all'interferenza tra l'onda $S_{\frac{1}{2}}$ e l'onda P_{13} . Occorrerebbe esaminare che cosa succede in questo modello per la distribuzione π^+ . E, sempre in questo ordine di idee, un'altra cosa che occorrerebbe fare sarebbe di esaminare la polarizzazione nel modello di Clegg sopra citato. Ed infine occorre considerare la possibilità che la polarizzazione sia dovuta a un'interferenza tra la seconda e la terza risonanza. Dal punto di vista strettamente teorico una risonanza in uno stato di parità +, sarebbe assai più in linea con quanto si sa di una risonanza in uno stato dispari.

Vari gruppi stanno svolgendo al sincrotrone esperienze sulla polarizzazione dei protoni nella reazione $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ allo scopo di chiarire le questioni ora discusse: un gruppo di Frascati ha ormai iniziato misure nell'intervallo di energia dei fotoni tra 500 e 1000 MeV rivelando con contatori protoni tra ~ 120 e 250 MeV. Analoghe ricerche sono in corso da parte della Università di Pisa con una camera a bolle e da parte dell'Università di Padova con rivelazione in lastre.

3. - Fotoproduzione di coppie di pioni.

La sezione d'urto per doppia fotoproduzione è, ad energie superiori ai 500 MeV, dell'ordine di $5 \cdot 10^{-29}$ cm² dello stesso ordine di grandezza cioè della sezione d'urto per fotoproduzione singola. La soglia per il processo è 320 MeV e la sezione d'urto sembra restare assai piccola fino a 150 MeV sopra la soglia per crescere poi rapidamente al valore sopradetto ⁽¹⁾.

I processi di fotoproduzione doppia, siano essi da parte di pioni o di fotoni possono essere analizzati essenzialmente in due modi: *a*) in maniera da cercare di mettere in evidenza l'effetto della nota risonanza $\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$ del sistema pione nucleone; *b*) in maniera da cercare di mettere in evidenza eventuali forti interazioni pione-pione.

Un modo semplicistico, ma sufficiente per una prima orientazione, di analizzare i dati sperimentali secondo il criterio *a*) è il seguente: se la risonanza $\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$ avesse una larghezza piccola essa potrebbe essere riguardata come una vera

⁽¹⁵⁾ C. PELLEGRINI e G. STOPPINI: Laboratori di Frascati (rapporto interno).

⁽¹⁶⁾ J. M. SELLEN, G. COCCONI, V. T. COCCONI e E. M. HARTH: *Phys. Rev.*, **113**, 1323 (1959).

e propria particella; chiamiamola \mathcal{N}^* ; una parte delle reazioni di doppia fotoproduzione potrebbe perciò essere pensata come avente luogo attraverso lo schema:

$$(a) \quad \begin{cases} \gamma + \mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N}^* + \pi_1, \\ \mathcal{N}^* \rightarrow \mathcal{N} + \pi_2. \end{cases}$$

Sebbene la larghezza della risonanza $\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$ non sia piccola, o, equivalentemente la indeterminazione della massa di \mathcal{N}^* sia grande, si può, ciononostante, tentare di analizzare gli eventi di doppia produzione in modo da vedere qual'è l'evidenza per lo schema (a). Si può, ad esempio, studiare la distribuzione della somma delle energie di \mathcal{N} e π_2 nel sistema di riposo di \mathcal{N}^* ; tale somma dovrebbe essere costante per tutti gli eventi se \mathcal{N}^* avesse una massa definita; questo naturalmente non è, ma i risultati di SELLEN ed altri ⁽¹⁶⁾ mostrano effettivamente che la somma dell'energia di \mathcal{N} e dell'energia di uno dei pioni ha preferenzialmente un valore, nel sistema di riposo di \mathcal{N}^* , di (185 ± 30) MeV; qui « preferenzialmente » si intende rispetto alla distribuzione statistica. È da aggiungere che oltre a questo Q -test altri tests sono possibili ⁽¹⁷⁾ riguardo alle distribuzioni angolari, intesi a determinare lo « spin » della « particella » \mathcal{N}^* . Infine notiamo che la rapida salita della sezione d'urto nei pressi di $E_\gamma \cong 500$ MeV, cioè ~ 150 MeV dopo la soglia costituisce, almeno apparentemente, un'evidenza relativamente forte per l'importanza dello stato $\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$; infatti la soglia « effettiva » della reazione $\gamma + \mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N}^* + \pi$ dovrebbe essere spostata di 150 MeV rispetto alla soglia della reazione $\gamma + \mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N} + \pi$. Tuttavia se tale rapida crescita sia effettivamente dovuta all'influenza della risonanza $\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$ o sia invece un qualche effetto di una eventuale forte interazione pione-pione non è del tutto chiaro.

Per terminare questa parte della discussione notiamo infine che particolari distribuzioni angolari e, soprattutto, particolari relazioni tra le intensità dei vari canali di carica dovute alla conservazione dello spin isotopico dovrebbero sussistere se la risonanza di Wilson (\mathcal{N}^{**}) ha importanza dominante nella fotoproduzione doppia, se cioè la reazione avviene predominantemente attraverso di essa secondo le reazioni:

$$\gamma + \mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N}^{**} \quad \begin{cases} \rightarrow \mathcal{N}^* + \pi_1 & \mathcal{N}^* \rightarrow \mathcal{N} + \pi_2 \\ \rightarrow \mathcal{N} + \pi. \end{cases}$$

L'evidenza attuale esistente su questo punto è ancora troppo scarsa. Per quanto riguarda l'evidenza sull'importanza della prima risonanza discussa poco fa essa non è molto forte nella fotoproduzione doppia sebbene le indicazioni

⁽¹⁷⁾ G. MORPURGO: *Nuovo Cimento*, **9**, 564 (1958).

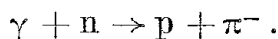
siano favorevoli. Più forte è nella doppia produzione di pioni da π^- di 960 MeV (risultati di Bologna). Occorre tuttavia migliorare la statistica.

b) Come ho già detto la fotoproduzione doppia di pioni, così come l'analoga reazione $\pi + \mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N} + 2\pi$, può essere usata ⁽¹⁷⁾ per mettere in evidenza una eventuale interazione $\pi\pi$. Che una interazione tra queste particelle esista non c'è nessuna ragione di dubitare; ma sul suo ammontare, sulla sua dipendenza dall'energia, dal momento angolare e dallo spin isotopico, nulla, al momento è noto. Le piccole deviazioni ⁽¹⁸⁾ dello spettro dei π di decadimento del $K_{3\pi}^+$ dalla sua forma ideale, se reali e non dovute a bias di qualche sorta, possono costituire in linea di principio evidenza per la suddetta interazione; ma non dicono molto di più in quanto tutto si riferisce ad un'energia fissa.

Nella fotoproduzione doppia si può invece variare l'energia relativa dei pioni; si può allora tentare, anzitutto, un'analisi simile a quella fatta per mettere in evidenza la risonanza $\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$. Ad esempio, se uno stato, diciamo B , fortemente risonante di due pioni esistesse, si dovrebbero avere nel sistema del baricentro, per una data energia del fotone, nucleoni emessi di energia piuttosto determinata; è da dubitarsi tuttavia che un metodo di questo tipo riesca in quanto, in una notevole regione di energia vi sono già le risonanze del sistema pione nucleone.

Occorre invece procedere ad una analisi dettagliata dell'ampiezza di produzione in termini dei vari stati di momento angolare, spin isotopico, ecc., facendo intervenire le varie « final state interactions » ed utilizzando la conoscenza delle fasi $\pi\mathcal{N}$ per avere come unica incognita le fasi $\pi\pi$; è chiaro che questa analisi sarà meno ambigua laddove il numero degli stati di momento angolare è minimo, cioè vicino alla soglia; e si potrà così ricavare, presumibilmente, la fase S dello scattering $\pi\pi$.

Le questioni discusse in questo paragrafo sono oggetto a Frascati di due esperienze: una in progetto da parte del gruppo di Genova, con una camera a diffusione in campo magnetico con idrogeno o deuterio a 20 atmosfere; con lo scopo, naturalmente, di esaminare tutti i processi che hanno luogo, ed in particolare di ricavare informazioni, dal deuterio, sulla reazione



L'altra esperienza è di un gruppo di Frascati e i primi risultati di questa sono in corso di pubblicazione ⁽¹⁹⁾ sul *Nuovo Cimento*. In vista di questo ed in vista del fatto che l'esperienza è stata descritta da G. BERNARDINI ⁽¹⁾ a Kiev e da PANOVSKY a Ginevra dirò soltanto:

⁽¹⁸⁾ C. FRANZINETTI e G. MORPURGO: *Suppl. Nuovo Cimento*, **6**, 469 (1957).

⁽¹⁹⁾ C. BERNARDINI, R. QUERZOLI, G. SALVINI, A. SILVERMAN e G. STOPPINI: *Search for new neutral mesons*, in *Nuovo Cimento* (in corso di pubblicazione).

1) che l'esperienza è stata progettata per scoprire l'eventuale esistenza di particelle (ρ_0) di massa compresa tra una e tre masse pioniche ⁽²⁰⁾;

2) che la sezione d'urto per produzione di ρ_0 per unità di angolo solido per un'energia ed un angolo di emissione del protone di rinculo rispettivamente di 150 MeV e 42° nel laboratorio è risultata $< 3 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2$;

3) che il metodo può utilmente essere usato per misurare la funzione di eccitazione per un qualsiasi processo in cui nello stato finale vi siano anche più di due corpi, ma una forte correlazione esista tra due di essi (ad esempio, fotoproduzione doppia se lo stato $\frac{3}{2} \frac{3}{2}$ ha forte importanza).

Infine notiamo che è pure in progetto un'esperienza del gruppo di Bologna per studiare la fotoproduzione doppia con l'intento di esaminare se, con esperienze ad alte energie, si possa mettere in luce una eventuale non conservazione della parità nelle interazioni forti ⁽²¹⁾. Sebbene non vi sia attualmente evidenza di non conservazione nè dalla fisica nucleare, nè nella produzione da K^- di iperoni, è sempre utile aumentare la precisione ed esplorare ulteriormente questo campo; la fotoproduzione doppia, così come ogni processo a tre corpi, si presta in quanto uno pseudoscalare può essere costruito coi tre impulsi finali. Le difficoltà maggiori in questa esperienza consistono nel fondo e nel fatto che bisogna essere sicuri che il dispositivo sperimentale sia esente da asimmetrie.

4. - Fotoproduzione di particelle nuove.

L'attività in questo campo è ancora agli inizi; a Cornell e a Caltech ⁽²²⁾, sono state fatte varie esperienze di fotoproduzione di K^+ su idrogeno stabilendo la sezione d'urto ad alcune energie e a vari angoli vicino alla soglia. A 100 MeV sopra la soglia (910 MeV) la sezione d'urto totale è dell'ordine di 10^{-30} cm^2 . Ogni ulteriore misura in questo campo costituirebbe un progresso. Un'esperienza in lastre da parte di un gruppo di Roma è in preparazione.

5. - Fotoproduzione di π^0 nel campo coulombiano del nucleo.

Prima di finire questa discussione della situazione attuale delle esperienze di fotoproduzione di pioni vogliamo esaminare brevemente la possibilità di fotoprodurre mesoni neutri nel campo coulombiano di un nucleo; tale possi-

⁽²⁰⁾ Y. NAMBU: *Phys. Rev.*, **106**, 1366 (1957); S. GUPTA: *Phys. Rev.*, **111**, 1436 (1958).

⁽²¹⁾ Si veda il lavoro citato in ⁽¹⁷⁾ e il lavoro di G. MORPURGO e B. F. TOUSCHEK: *Non conservation of parity in strong interactions* (preprint, 1957).

⁽²²⁾ B. D. MCDANIEL, A. SILVERMAN, R. R. WILSON e G. CORTELLESA: *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 109 (1958); H. M. BRODY, A. M. WETHERELL e R. L. WALKER: *Phys. Rev.*, **110**, 1213 (1958).

bilità fu suggerita da PRIMAKOFF⁽²³⁾, ma non fu mai esaminata in gran dettaglio, e sarebbe di utilità per determinare la vita media del π^0 , uno dei parametri importanti sul quale abbiamo attualmente scarse conoscenze.

L'idea è essenzialmente quella di costruire un mesone π^0 a partire da due fotoni, secondo la reazione $\gamma + \gamma \rightarrow \pi^0$, che è poi la reazione inversa a quella di decadimento; uno dei fotoni, nel caso specifico, è fornito dal fascio di fotoni della macchina, l'altro è un « fotone » presente nel campo coulombiano del nucleo; il nucleo fa sì che l'impulso totale sia conservato, ma non acquista apprezzabilmente energia, onde l'energia del π^0 è quella stessa del fotone incidente.

L'interazione che produce il π^0 può essere scritta fenomenologicamente $\sim \gamma_i \Phi(\mathbf{E} \cdot \mathbf{H})$, nel caso di pioni pseudo-scalari, dove Φ è l'operatore di campo del π^0 ed η una costante legata alla vita media del π^0 ; risulta allora chiaro che il campo elettrico, che nella interazione scritta sopra da luogo alla produzione, è quello del nucleo, il campo magnetico è invece quello del fotone incidente.

Per formarsi un'idea della probabilità di questo processo scriviamo la sezione d'urto differenziale, nell'approssimazione in cui il nucleo è considerato puntiforme; essa è

$$d\sigma(\theta) = \frac{1}{8\pi} \eta^2 \frac{Z^2 e^2}{4\pi\hbar c} \left(\frac{\hbar}{m_{\pi^0} c} \right)^2 \frac{v^3 \sin^2 \theta}{[1 + v^2 - 2v \cos \theta]^2} d\Omega,$$

dove θ è l'angolo del π^0 rispetto al fotone incidente, v la velocità del pione prodotto ed η^2 un parametro legato alla vita media del π^0 come abbiamo detto prima; η^2 vale 10^{-4} se $\tau = 10^{-17}$ s ed è inversamente proporzionale a τ ; è chiaro dalla precedente relazione che la sezione d'urto aumenta con l'energia del γ incidente, ma molto lentamente. Il massimo della sezione d'urto si ha per $\cos \theta^* = 2v/(1+v^2)$, cioè molto in avanti ed è un massimo molto acuto; per $E_\gamma = 1000$ MeV si ha

$$\theta^* \simeq 10^{-2} \text{ rad}, \quad \frac{d\sigma(\theta^*)}{d\sigma(90^\circ)} \simeq 10^{-4},$$

per $E_\gamma = 400$ MeV si ha $\theta^* \simeq 6 \cdot 10^{-2}$ rad e

$$\frac{d\sigma(\theta^*)}{d\sigma(90^\circ)} \simeq 400.$$

(23) H. PRIMAKOFF: *Phys. Rev.*, **81**, 899 (1951). Soltanto la sezione d'urto totale vien data in questo lavoro: l'espressione di tale sezione d'urto contiene un errore. La espressione della sezione d'urto differenziale da noi data è in accordo con quella ricavata indipendentemente da OSBORNE *et al.*, nel lavoro di cui alla nota⁽²⁴⁾ seguente.

La sezione d'urto totale è notevolmente grande. Essa è data da

$$\sigma_t = \frac{1}{8} \eta^2 \frac{Z^2 e^2}{4\pi\hbar c} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \left[(1 + v^2) \log \frac{1+v}{1-v} - 2v \right].$$

Se la vita media del π^0 è 10^{-17} s, se $E_\gamma = 1000$ MeV, per $Z = 70$ la sezione d'urto totale è $\sim 10^{-28}$ cm²; a 400 MeV è $\sim 0.6 \cdot 10^{-28}$ cm².

Tutto quanto sopra vale se non si ha interferenza con la normale produzione nucleare di π^0 da parte di fotoni. A prima vista sembra che non vi dovrebbe essere interferenza in quanto nella normale produzione il nucleo di solito si eccita; tuttavia vi è certamente una parte di produzione normale che avviene « elasticamente » cioè col nucleo che rimane nello stato fondamentale; il processo qui considerato interferisce con questa parte del normale processo fotomesonico. Quanto questo termine di interferenza sia grande non è facile dire teoricamente e questo crea naturalmente grosse difficoltà nell'interpretazione.

Inoltre anche se questa interferenza non ci fosse e se quindi l'interpretazione teorica del risultato della proposta esperienza fosse chiara, è da vedere se le difficoltà sperimentali siano superabili; se cioè si possa, nonostante il fatto che i π^0 prodotti coulombianamente siano molto concentrati nella direzione dei γ incidenti, distinguerli, approfittando della loro energia, della loro distribuzione angolare e della loro dipendenza da Z dai π^0 prodotti nuclearmente. Tutte queste questioni restano aperte per un più approfondito esame; ho voluto tuttavia discutere brevemente questa esperienza, perchè penso che in ogni caso possa essere interessante ⁽²⁴⁾.

Termino così la prima parte di questo rapido esame; essa è affetta da varie lacune; la più grave, rimanendo sempre nell'ambito delle esperienze effettuate con fotoni incidenti, è probabilmente quella di non avere neppure accennato all'effetto Compton; rimando, per una documentazione sullo stato attuale della situazione in questo campo alla rassegna di G. BERNARDINI ⁽¹⁾ e di CHEW ⁽²⁵⁾ al congresso di Kiev; fino a questo momento nessun progetto di esperienze in questo senso è stato presentato a Frascati.

⁽²⁴⁾ Devo aggiungere che dopo aver preparato questo rapporto, il Dr. OSBORNE del M.I.T. mi ha comunicato che egli, in collaborazione con DAVIDSON e LUCKEY, ha svolto l'esperienza ora discussa con $E_{\gamma\max} = 280$ MeV (un'edizione provvisoria di questo lavoro è costituita dalla tesi di G. DAVIDSON: M.I.T., 24 Agosto 1959).

Il lavoro mostra l'esistenza di una forte produzione coerente di π^0 . L'effetto della vita media si manifesta a piccoli angoli e fornisce un'indicazione per $\tau > 5 \cdot 10^{-18}$ s. Risulta da questo lavoro che la fotoproduzione nucleare coerente costituisce in effetti una forte difficoltà per ricavare la vita media.

Tuttavia è probabilmente utile insistere su questa linea. Il Dr. OSBORNE mi ha comunicato che a Cal-Tech un'esperienza dello stesso genere è in progetto a più alte energie. Desidero ringraziare il Dr. OSBORNE per le utili conversazioni.

⁽²⁵⁾ G. CHEW: *Relazione al Congresso di Kiev* (1959).

6. - Esperienze di elettrodinamica.

La seconda parte di questa relazione riguarda principalmente la discussione di esperienze atte a controllare i limiti di validità dell'elettrodinamica; occorre fin d'ora avvertire che si tratta di esperienze assai difficili e per la maggior parte fuori o al limite delle presenti possibilità.

Vogliamo anzitutto dire qua che cosa significa cercare di determinare i limiti di validità dell'elettrodinamica. Per chiarire questo fissiamo anzitutto l'attenzione a titolo di esempio su un processo di scattering di due elettroni (potrei egualmente bene considerare un effetto Compton), cioè di due particelle le quali, direttamente, interagiscono soltanto col campo elettromagnetico. In linea di principio allora la sezione d'urto per scattering di questi due elettroni può essere calcolata con l'elettrodinamica ad un ordine alto quanto si vuole in serie di $e^2/\hbar c = 1/137$ ossia con tutta la precisione voluta. Ci si chiede anzitutto: sarà il risultato sperimentale in accordo con questo calcolo? Ad energie basse si sa che questo è il caso, come è dimostrato (entro gli errori) dall'accordo delle formule relative, ad esempio, al «Lamb shift» o al momento magnetico con i risultati sperimentali. Ma sarà vera la cosa anche ad alte energie?

Per essere più precisi supponiamo che una discrepanza con l'elettrodinamica pura esista; e supponiamo che si possa interpretare questa discrepanza introducendo nelle formule dell'elettrodinamica pura che è una teoria locale, una piccola non località, o, detto altrimenti, una lunghezza minima Λ ; ci si chiede: quanto grande deve essere assunta questa lunghezza minima per spiegare la discrepanza in questione? O ci si può porre la domanda anche all'inverso: assunto che la lunghezza minima sia, per esempio, $0.5 \cdot 10^{-13}$ cm (²⁶), tanto per dire una cifra, in che modo dobbiamo fare un'esperienza di scattering, sì da poter mettere in rilievo discrepanze con l'elettrodinamica pura dovute alla esistenza della lunghezza minima sopraddetta?

Per rispondere a queste domande notiamo in primo luogo che una teoria con una lunghezza minima, una teoria non locale, non si sa attualmente costruire in maniera soddisfacente; si può tuttavia schematizzare una teoria del genere modificando i propagatori dei fotoni e degli elettroni, sì da introdurre in essi la detta lunghezza minima (²⁷).

Precisamente il propagatore dei fotoni $-1/K^2$ può essere, ad esempio,

(²⁶) Questo valore è quello che risulta dal Lamb shift; come notato da DRELL: *Ann. Phys.*, 4, 75 (1958), tale esperienza già esclude un Λ_γ maggiore del sopra detto valore. È da aggiungere anche che le esperienze di HOFSTADTER di scattering elettrone-protone già escludono valori di Λ_γ superiori a $0.3 \cdot 10^{-13}$ cm.

(²⁷) Un modo di far questo è quello discusso da R. P. FEYNMAN: *Phys. Rev.*, 74, 939 (1948).

modificato in $-1/K^2 + (1/(K^2 - (\hbar/\Lambda_\gamma)^2))$, dove Λ_γ è la lunghezza minima in questione; questa modificazione corrisponde ad una sostituzione del potenziale coulombiano con $(1/r)(1 - \exp[-\Lambda_\gamma r])$. Ed il propagatore degli elettroni può similmente essere modificato in

$$-\frac{1}{p^2 - m^2} + \frac{1}{p^2 - m^2 - (\hbar/\Lambda_e)^2},$$

introducendo un'altra lunghezza Λ_e , non necessariamente uguale alla precedente Λ_γ . È da notarsi che le precedenti modificazioni sono costruite in modo da fare sentire i loro effetti soltanto quando $|K|$ o $|p|$ arriva ad essere dell'ordine di \hbar/Λ_γ o rispettivamente \hbar/Λ_e . In altre parole è chiaro che se $|K|$ o $|p|$ sono molto minori rispettivamente di \hbar/Λ_γ o \hbar/Λ_e , l'effetto della lunghezza di taglio Λ_γ o Λ_e sarà molto piccolo; viceversa sarà apprezzabile. Per poter quindi scoprire la eventuale influenza di Λ_γ o Λ_e occorre effettuare delle esperienze di altissima precisione o trovare dei processi nei quali compaia un propagatore con un K^2 o un p^2 forte, ossia con un forte trasferimento di impulso. Sarà compito dei paragrafi 7 e 8 discutere brevemente tali processi.

Nel paragrafo 10 accenneremo invece alla possibilità di esperienze di altissima precisione.

7. - Esperienze con soli fotoni ed elettroni ed alti trasferimenti di impulso.

Consideriamo adesso lo scattering elettrone-elettrone più da vicino; esso è rappresentato all'ordine più basso della teoria delle perturbazioni del grafico:

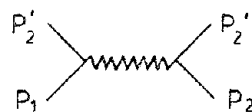


Fig. 1.

con

$$K^2 = (p_2 - p_2')^2 - (E_2 - E_2')^2.$$

Nel sistema del baricentro si ha:

$$p_1 = -p_2, \quad p_1' = -p_2', \quad E_2 - E_2' = 0$$

e quindi $K^2 = p^2(1 - \cos \theta)^2$, dove θ è l'angolo di scattering e p il modulo dell'impulso (nel sistema del baricentro). Per un angolo di scattering di 180° occorre che cp sia ~ 50 (MeV) se si vuole che K sia dell'ordine di grandezza di Λ_γ assumendo che quest'ultimo sia $\sim 10^{-13}$ cm

Ma ad un valore di cp pari a 50 (MeV) nel sistema del baricentro corrispon-

de un'energia E_i degli elettroni incidenti nel sistema del laboratorio data da:

$$2mE_i = 4(50)^2 \text{ MeV}^2,$$

ossia

$$E_i = 10 \text{ GeV}.$$

Perciò, se si vuole studiare con uno scattering e-e od e- γ i limiti dell'elettrodinamica con esperienze di precisione non troppo spinta occorre arrivare ad energie degli elettroni nel sistema del laboratorio estremamente alte per poter trovare un eventuale effetto; oppure fare una esperienza a fasci incrociati del tipo di quella in allestimento da parte di PANOVSKY⁽²⁸⁾.

8. - Esperienze con baricentro fissato.

Esistono tuttavia altri metodi⁽²⁹⁾ per studiare il problema dei limiti dell'elettrodinamica; essi sono concettualmente meno soddisfacenti di quello descritto più sopra, consistente nel misurare lo scattering di due elettroni, in altre parole sono meno puliti, ma sono forse, attualmente più abordabili.

Si tratta di studiare, ad esempio, la creazione di coppie di elettroni su protoni⁽³⁰⁾, a particolari angoli. Un'esperienza di questo tipo ha, rispetto a quella precedentemente descritta uno svantaggio, quello di non essere un'esperienza di elettrodinamica « pura » (cioè implicante solo elettroni e fotoni); ha però il vantaggio di richiedere energie nel laboratorio assai minori; in quanto il sistema del baricentro praticamente coincide con quello del laboratorio a basse energie e non se ne discosta molto anche a 1000 MeV. Una tipica esperienza di questo genere è, come dicevamo, la creazione di coppie su protone da parte di un fotone; essa è rappresentata da uno dei grafici seguenti, dove le linee grosse sono protoniche, quelle tratteggiate elettroniche e quelle ondulate fotoniche:

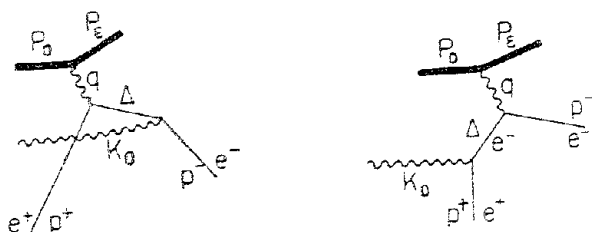


Fig. 2.

(28) B. PANOVSKY: *Relazione alla Conferenza di Kiev* (1959).

(29) B. PANOVSKY: *Proc. of the Geneva Conference on High Energy Physics* (1958).

(30) J. D. BJORKEN, S. D. DRELL e S. X. FRAUTSCHI: *Phys. Rev.*, **112**, 1409 (1958); esperienze concettualmente simili sono possibili nella bremsstrahlung, come suggerito precedentemente da BUDINI *et al.*: *Congresso di Padova-Venezia* (1957).

Da notarsi che questa esperienza serve per determinare le eventuali correzioni al propagatore elettronico anzichè a quello fotonico come l'esperienza precedente, ma, naturalmente, la cosa è egualmente interessante. L'esperienza è essenzialmente basata sui punti seguenti:

1) Scegliendo un grande angolo di emissione del positrone rispetto alla direzione del fotone incidente Δ è, per il grafico *a*), pure grande, anche ad energie relativamente basse del fotone nel sistema del laboratorio.

2) Il fattore di forma del protone ricavato nelle esperienze di Hofstadter viene utilizzato nell'interpretazione teorica dell'esperienza, il che permette, in linea di principio, di ottenere informazioni sull'elettrodinamica indipendenti da incertezze teoriche derivanti dalla struttura del protone.

3) L'esperienza si può fare in due modi: *a*) prendendo coincidenze tra e^+ a 90° ed e^- a 0° ; *b*) prendendo coincidenze tra e^+ ed e^- ad angoli simmetrici rispetto alla direzione del fotone, anche se non tanto grandi ($\sim 25^\circ$). Il primo metodo è più facile; l'esperienza in questo modo è stata fatta con γ di $E_{\max} = 140$ MeV ed energia dei positroni 70 MeV ⁽³¹⁾. Si è ottenuto un limite superiore per la lunghezza Λ_e pari a $0.9 \cdot 10^{-13}$ cm. La difficoltà dell'esperienza è naturalmente rappresentata dal fondo, dato che le sezioni d'urto con cui si ha a che fare sono dell'ordine di 10^{-38} cm² MeV⁻¹ sr⁻¹.

9. - Fotoproduzione di coppie di μ .

Altre reazioni (discusse specialmente da BJORKEN e DRELL ⁽³²⁾) si prestano a determinare lo stesso tipo di cose. Vogliamo qui citare solo la reazione

$$\gamma + p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + p,$$

la quale permetterebbe di determinare eventuali deviazioni del propagatore muonico dal propagatore normale di un fermione. Un confronto tra le eventuali lunghezze di taglio del muone e dell'elettrone sarebbe, com'è ovvio, estremamente interessante in quanto ci fornirebbe indicazioni se, ad alte energie ci si può aspettare qualche diversità nel comportamento tra μ ed elettroni, diversità che non si verifica a basse energie, nei limiti degli attuali errori.

In linea di principio la reazione $\gamma + p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + p$ ad $E_\gamma = 1$ GeV con rivelazione del μ^+ e μ^- di ~ 500 MeV ciascuno a 10° permette, se fatta con un errore del 10%, di determinare la lunghezza di taglio se questa è superiore

⁽³¹⁾ B. RICHTER: *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 114 (1958).

⁽³²⁾ Vedasi il rif. ⁽³⁰⁾ ed anche J. D. BJORKEN e S. D. DRELL: *Phys. Rev.*, **114**, 1368 (1959).

a $0.3 \cdot 10^{-13}$ cm. Non vi è dubbio che questa sarebbe l'esperienza ideale di fotoproduzione dei μ ; ma, quasi sicuramente, essa non è attualmente fattibile. Dato lo stato estremamente preliminare delle nostre conoscenze sulla produzione di coppie di μ è chiaramente conveniente iniziare lo studio di questo tipo di reazioni con intenti più modesti; l'intento, ad esempio, di verificare semplicemente la formula per la sezione d'urto totale di fotoproduzione di coppie di μ su nuclei pesanti al 10%, pur essendo chiaro che difficilmente tale esperienza darà informazioni su eventuali anomalie di comportamento del μ . Questa esperienza è in progetto da parte di un gruppo di Frascati ed è già un'esperienza difficile.

10. - Fattori di forma di nuclei complessi.

Occorre aggiungere per completezza, sebbene questo esuli dall'argomento che stiamo trattando, che, tanto questa esperienza (produzione di coppie di μ su un nucleo pesante) quanto alcune esperienze in progetto relative allo scattering di elettroni e positroni da nuclei proposte dalle Università di Padova e Trieste, potranno dare informazioni sui fattori di forma dei nuclei complessi, informazioni del tipo di quelle ottenute da HOFSTADTER con scattering di elettroni.

Nel caso dello scattering di positroni è possibile in linea di principio, dato che la differenza tra la sezione d'urto per scattering di elettroni e di positroni da un nucleo pesante è diversa da zero solo nella seconda approssimazione di Born, ottenere informazioni sulle modificazioni al fattore di forma di un nucleo dovute a transizioni virtuali a stati eccitati del nucleo stesso⁽³³⁾.

È opportuno tuttavia dire che l'utilità di queste informazioni sui fattori di forma nucleari dipende in *maniera essenziale* dagli errori con cui questi possono essere determinati; e che, nel caso delle esperienze con elettroni e positroni, una delle difficoltà consiste ovviamente nell'ottenere fasci sufficientemente intensi con sufficiente definizione angolare ed energetica. È chiaro che esperienze di fisica nucleare con elettroni (—) potrebbero essere effettuate molto più semplicemente di quanto non possa essere il caso adesso, se si otterrà il fascio esterno di elettroni; fra queste esperienze cito, come particolarmente interessanti, quelle relative all'eccitazione di livelli nucleari da parte di elettroni con misura simultanea del fotone di diseccitazione.

Non si potranno, presumibilmente, invece effettuare, col fascio esterno, per ragioni d'intensità⁽³⁴⁾ esperienze di scattering di elettroni da protoni con una

⁽³³⁾ P. BUDINI e G. FURLAN: *Nuovo Cimento*, **13**, 790 (1959).

⁽³⁴⁾ E. AMALDI, G. C. MONETTI e G. MORPURGO: *Esperienze con l'elettrosincrotrone* (Roma, Ottobre 1956 e Gennaio 1957).

precisione paragonabile a quella di HOFSTADTER; se queste siano possibili con il fascio interno, come ha fatto recentemente WILSON, è da discutere; in linea generale ritengo tuttavia che sia difficile utilmente competere in questo campo con le misure di HOFSTADTER.

11. - Osservazioni conclusive sulle esperienze di elettrodinamica.

Come abbiamo detto precedentemente (paragrafo 6) vi sono due metodi per cercare di determinare i limiti dell'elettrodinamica: o fare esperienze di non eccessiva precisione con trasferimenti di impulso sempre più alti, o fare esperienze a bassi trasferimenti di impulso con precisione sempre più alta.

Abbiamo già discusso le esperienze del primo tipo; vogliamo adesso considerare brevemente quelle del secondo tipo. In certo senso il Lambshift e la determinazione del momento magnetico anomalo dell'elettrone possono essere riguardate come esperienze di questo genere: energie basse ed altissima precisione; ed infatti il Lambshift ci dice già, ad esempio, che la lunghezza di taglio fotonica non può essere maggiore di $0.5 \cdot 10^{-13}$ cm.

Data la impossibilità delle esperienze discusse nel paragrafo 7 e la difficoltà di quelle discusse nel paragrafo 8 si tratta di decidere se non sia meglio, per il programma di Frascati, fare esperienze di elettrodinamica pura ad energie più basse ma con gran precisione; io penso che la risposta debba essere affermativa e vorrei aggiungere che anche ove non potesse essere raggiunta una precisione sufficiente per abbassare i limiti della elettrodinamica, tali esperienze non sarebbero superflue: la ragione è che non esistono attualmente misure accurate di correzioni radiative a processi elettrodinamici, se si eccettuino i già citati casi del Lambshift, momento magnetico e pochi altri; e potrebbe essere ragionevole controllare tali correzioni in vari casi (ad esempio, effetto Compton, creazione di coppie nel campo di un elettrone, annichilazione elettrone positrone). Un controllo di queste correzioni radiative a trasferimenti di impulso relativamente bassi non è inutile anche nei riguardi delle esperienze ad altissima energia; è chiaro infatti che quando si faranno esperienze di tal tipo per poter determinare i limiti dell'elettrodinamica si dovranno prima conoscere quali sono le normali correzioni radiative; e l'avere preventivamente verificato le correzioni radiative a basse energie accrescerà la nostra fiducia negli eventuali limiti trovati.

Per questa ragione, e quindi anche indipendentemente dalla possibilità di abbassare significativamente i limiti dell'elettrodinamica, esperienze del tipo ora detto sarebbero augurabili anche a (200 ÷ 1000) MeV; che se poi, come dicevamo, spingendo molto l'accuratezza si potranno determinare i limiti di validità dell'elettrodinamica tanto meglio; a questo riguardo citerò qua solo

che, secondo ANDREASSI, BUDINI e REINA ⁽⁵⁾, nell'annichilazione di positroni di 1000 MeV contro elettroni si ha una correzione del 2% sulla sezione d'urto totale se la lunghezza di taglio Λ_γ è $0.3 \cdot 10^{-13}$ cm.

Un gruppo delle Università di Padova, Pisa e Trieste sta progettando un'esperienza in questo senso.

Secondo PETUKHOV e coll. ⁽⁶⁾ nell'effetto Compton a 600 MeV si ha una correzione del 0.2%, sulla sezione d'urto differenziale a certi angoli, sempre con la sopraddetta lunghezza di taglio. Lascio aperta la questione se accuratezze di questo tipo siano effettivamente raggiungibili.

Prima di terminare devo ancora accennare ad una esperienza che, pur essendo di elettrodinamica, ha un carattere a sè stante: si tratta della fotoproduzione di coppie in un monocristallo, fatta in modo da mettere in luce un effetto di coerenza previsto e studiato teoricamente da FERRETTI ⁽⁷⁾, da ÜBERALL ⁽⁸⁾ e da altri. Quest'esperienza è stata eseguita con risultati diversi a Stanford ed a Cornell ed è attualmente in preparazione da parte di un gruppo di Frascati. Non posso entrare, per mancanza di tempo, in maggiori dettagli.

* * *

Vorrei, per finire, prendere questa occasione per ringraziare i ricercatori di Frascati delle informazioni che mi hanno fornito e delle discussioni avute: ringrazio in particolare il Prof. G. SALVINI, per avere letto il manoscritto di questa relazione e contribuito ad essa con utili suggerimenti.

⁽⁵⁾ G. ANDREASSI, P. BUDINI e I. REINA: *Nuovo Cimento*, **12**, 488 (1959).

⁽⁶⁾ PETUKHOV *et al.*: nella relazione di B. PANOVSKY a Kiev (1959).

⁽⁷⁾ B. FERRETTI: *Nuovo Cimento*, **7**, 118 (1950); H. ÜBERALL: *Phys. Rev.*, **103**, 1055 (1956); **107**, 223 (1957).