

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PAVIA

SCIENTIFICA ACTA

QUADERNI DEL DOTTORATO

VOLUME I

ANNO I

NUMERO 1

4 MARZO 1986



CENTRO STAMPA - DIPARTIMENTI FISICI
via Bassi, 6 27100 Pavia

4 MARZO 1986

**CINQUANTA ANNI DI INTERAZIONI DEBOLI:
DALLA TEORIA DI FERMI ALLA SCOPERTA
DEI BOSONI PESANTI**

M. Conversi

Dipartimento di Fisica, Università "La Sapienza", Roma

**CINQUANTA ANNI DI INTERAZIONI DEBOLI:
DALLA TEORIA DI FERMI ALLA SCOPERTA
DEI BOSONI PESANTI***

M. Conversi

Dipartimento di Fisica, Università "La Sapienza", Roma

1. - Introduzione -

La scoperta delle particelle W^\pm e Z^0 - "bosoni vettoriali intermedi" mediatori della "forza debole" - resterà nella storia della Scienza come una delle massime conquiste della fisica del nostro secolo. Annunciata all'inizio del 1983 al Centro Europeo per la Ricerca Nucleare (CERN, Ginevra), essa corona mezzo secolo di sforzi diretti a comprendere la natura dell'interazione debole, introdotta da Enrico Fermi alla fine del 1933 nella sua celebre teoria del decadimento beta nucleare.⁽¹⁾ Si tratta, soprattutto, di una conquista della fisica europea, ottenuta con il contributo di un grande numero di fisici, ingegneri e tecnici europei che hanno operato per anni con efficienza e in perfetta armonia. Ad essi è dovuta la realizzazione di un progetto di complessità tecnica estrema: il cosiddetto "progetto $p\bar{p}$ ". Ai circa 200 fisici europei coinvolti nelle collaborazioni UA1 e UA2 si deve poi in particolare lo sviluppo e l'utilizzazione dei grandi rivelatori (UA1 e UA2) con cui sono state osservate le particelle W^\pm e Z^0 , le più pesanti finora create dall'uomo. Ma come apparirà dal seguito di questa lezione storico-scientifica, è specialmente dalla Scuola di fisica italiana che sono scaturiti molti contributi di spicco sulla fisica dell'interazione debole, nell'intero arco di tempo che lega la scoperta di questa a quella dei suoi mediatori.

* Lezione tenuta il 10 febbraio 1984 per l'inaugurazione del "Dottorato di Ricerca in Fisica" all'Università degli Studi di Pavia.

Partendo dalla "preistoria" dell'interazione debole, cercherò di rievocare i passi principali compiuti sul cammino aperto dalla teoria di Fermi, fino alle recenti scoperte del CERN. Qualche cenno sarà dedicato alle cosiddette teorie di "gauge", che con "l'unificazione elettrodebole" hanno permesso di fare un passo analogo a quello compiuto unificando i fenomeni elettrici e magnetici nella sintesi maxwelliana. Dopo una concisa presentazione del "progetto $p\bar{p}$ " originato da un suggerimento di Carlo Rubbia⁽³⁾, darò una breve descrizione dei rivelatori UA1 e UA2, che sono stati realizzati con il contributo di due gruppi di fisici italiani: uno di Roma, per UA1, guidato da Giorgio Salvini, l'altro di Pavia, per UA2, guidato da Giorgio Goggi. Con questi rivelatori sono stati registrati i primi esemplari di decadimenti dei bosoni carichi⁽⁴⁾ e neutri⁽⁵⁾.

2. - La preistoria dell'interazione debole -

All'inizio del 1896 il fisico francese Henri Becquerel ricercava nei sali di Uranio un'ipotetica relazione, suggerita da Henri Poincaré, tra la fluorescenza ottica e i raggi X, allora da poco scoperti da W.C. Röntgen. È nel corso di questa ricerca che Becquerel scoprì, il pomeriggio di domenica 1 marzo 1896, che i minerali di uranio emettevano una radiazione penetrante simile alla radiazione X, capace di annerire delle lastre fotografiche avvolte in carta nera per protezione contro la luce.

La scoperta di questo nuovo fenomeno - cui due anni dopo Marie Curie diede il nome appropriato di "radioattività" - smantellò il credo dell'eterna immutabilità degli atomi; ma ciò avvenne molti anni dopo, quando si chiarì che il fenomeno stesso è dovuto al decadimento spontaneo del nucleo atomico in un altro nucleo atomico.

All'epoca della scoperta di Becquerel non si conosceva ancora nulla sulla struttura dell'atomo. I passi di cruciale importanza che permisero di capire il fenomeno sono rappresentati dagli eventi seguenti:

1897: Joseph J. Thomson prova l'esistenza dell'elettrone, il primo e più leggero membro - nel linguaggio di oggi - della famiglia dei leptoni dotati di carica elettrica.

1898 - 1902: Con ciò che è stato poi giudicato un esempio eccezionale di fede scientifica e di dedizione e perseveranza estreme, M.me Marie Curie, con la collaborazione del marito Pierre, riesce ad isolare un decigrammo di Radio dopo aver dimostrato che l'Uranio costituisce solo un esempio

di sostanza radioattiva. Nello stesso periodo viene dimostrato da vari autori che alcune sostanze radioattive emettono particelle cariche positivamente e particelle più penetranti cariche negativamente, chiamate da Ernest Rutherford “raggi α ” e “raggi β ”, successivamente identificate con nuclei di elio e con elettroni rispettivamente.

1911 – 1913: Rutherford propone il modello atomico oggi noto come “modello di Bohr-Rutherford” ed alla sua Scuola viene dimostrata sperimentalmente l’esistenza del nucleo atomico.

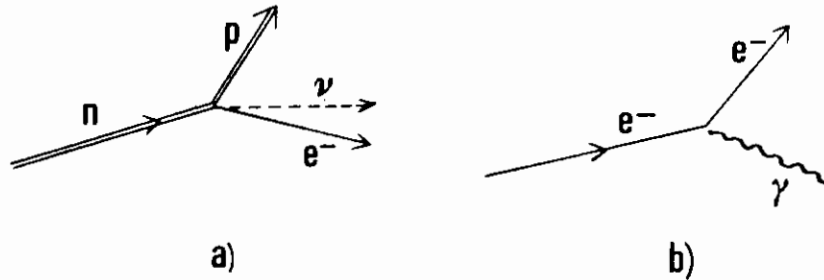
Da allora, per spiegare l’emissione di elettroni nella radioattività β si ritiene, per molti anni, che il nucleo atomico di carica Ze sia formato da Z elettroni e da $2Z$ protoni. Ma questa ipotesi è in contraddizione con alcuni fatti sperimentali. Per esempio l’azoto ${}^7N^{14}$, di numero di massa $A = 14$, sarebbe in quel caso costituito da $14 + 7 = 21$ fermioni; sarebbe cioè esso stesso un fermione, mentre lo studio delle sue proprietà mostra che esso sottostà alla statistica di Bose, ossia si comporta come un bosone.

1931: Per spiegare lo spettro continuo delle energie emesse nel decadimento β nucleare Wolfgang Pauli suggerisce che assieme all’elettrone sia emessa una particella neutra, di massa trascurabile - poi denominata “neutrino”: ν_e , il primo membro neutro della famiglia dei leptoni - con la quantità di moto richiesta per ristabilire il bilancio energetico.

1932: James Chadwick scopre il neutrone. Il nucleo di carica Ze e di numero di massa A viene da allora considerato come formato da Z protoni e da $N = A - Z$ neutroni. Il dilemma ${}^7N^{14}$ è allora risolto risultando esso composto da un numero pari di fermioni, in accordo con il suo comportamento bosonico.

1933: Enrico Fermi descrive quantitativamente il decadimento β in termini di “emissione di coppie $e^- \nu$ ”, in stretta analogia con l’emissione di un fotone (γ) da parte di un atomo eccitato (*Fig. 1*). L’interazione che induce il decadimento β appare però estremamente meno intensa di quella “elettromagnetica” (riconducibile alla carica elementare, e) e di quella “nucleare”, che alle piccole distanze corrispondenti alle dimensioni dei nuclei ($\sim 10^{-12}$ cm) tiene i protoni uniti a dispetto della repulsione coulombiana. Viene così introdotta nella Fisica una nuova interazione

apparentemente fondamentale: l'interazione debole o fermiana.*



(Fig. 1) - In analogia con l'emissione di un fotone in un processo elettromagnetico (b), il processo elementare $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}$ del decadimento β nucleare (a) viene concepito nella teoria di Fermi come una transizione neutrone-protone accompagnata dall'emissione di una coppia $e^- \bar{\nu}$.

3. - Dalla teoria del decadimento β all'“interazione universale di Fermi” -

Come ho appena detto, l'idea di partenza della teoria di Fermi è che il decadimento β sia dovuto alla trasformazione di un neutrone in un protone con la simultanea emissione di una coppia elettrone-neutrino, cioè al processo

$$n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e \quad (1)$$

dove $\bar{\nu}_e$ indica qui ciò che è stato successivamente identificato come un antineutrino di tipo elettronico. Il processo (1) è equivalente al processo

$$\bar{\nu}_e p \rightarrow ne^+ \quad (2)$$

*La genesi della teoria di Fermi del decadimento β ed il suo impatto sullo sviluppo della fisica delle interazioni deboli sono state illustrate magistralmente in una relazione su invito di Edoardo Amaldi al “Colloque International sur l'Histoire de la Physique des Particules” (Paris, Juillet 1982), pubblicata in Journal de Physique, supplement au n. 12, Tome 43, décembre 1982, p.C8-261-300.

a partire dal quale tale identificazione è stata ottenuta sperimentalmente (v. § 4).

Il termine perturbativo della densità hamiltoniana viene espresso da Fermi in termini delle matrici γ_α di Dirac ($\alpha = 1, 2, 3, 4$) in analogia con la teoria della radiazione basata sul metodo della seconda quantizzazione, cioè assumendo per l'elemento di matrice della transizione la forma*

$$(G/\sqrt{2}) \cdot (\bar{\psi}_p \gamma_\alpha \psi_n) \cdot (\bar{\psi}_\nu \gamma^\alpha \psi_e) \quad (3)$$

dove G è una nuova costante fondamentale legata all'intensità dell'interazione: la costante di Fermi, il cui valore numerico, oggi noto con precisione di ~ 20 p.p.m., è

$$G = 1.436 \cdot 10^{-49} \text{erg} \cdot \text{cm}^3 = 1.0258 \cdot 10^{-5} \hbar^3 / c M^2 \quad (4)$$

essendo M la massa del protone.

Il piccolo valore di G^{**} giustifica l'aggettivo "debole" poi adottato per descrivere la nuova categoria di interazioni di cui il decadimento β risulterà in seguito essere solo un esempio. Il valore (4) della costante di Fermi si ricava da misure precise della massa m_μ e della vita media τ_μ del muone utilizzando (con piccole correzioni teoriche, cinematiche e radiative, non incluse nella formula seguente) la relazione

$$G^2 = \frac{192\pi^3 \cdot \hbar^7}{c^4 \cdot m_\mu^5 \tau_\mu} \quad (5)$$

che si deduce applicando la cosiddetta "teoria V-A" delle interazioni deboli (v. § 4) al processo puramente leptónico $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$.

L'interazione (3) postulata da Fermi ha struttura "vettoriale" (V): è un'interazione "corrente - corrente" (corrente debole "adronica") x (corrente debole "leptonica"), analoga appunto all'interazione corrente-corrente dei processi elettromagnetici (e.m.). Ma viene dimostrato successivamente che la struttura dell'interazione tra quattro fermioni, costruita

* Il fattore $1/\sqrt{2}$ è qui introdotto per conservare lo stesso valore di G nei successivi sviluppi della teoria che tengono conto della non conservazione della parità nei processi deboli (v. § 4).

** Si noti che introducendo come opportuna lunghezza microscopica la lunghezza d'onda Compton del protone, si ottiene una costante adimensionale

$$" \alpha "_{deb} = \frac{[\sqrt{G}/(\hbar M_c)]^2}{\hbar c} \approx 10^{-5} \alpha_{e.m.} = \frac{e^2}{\hbar c} \sim 1/137$$

nel rispetto della cosiddetta “invarianza di Lorentz”, può ancora essere “scalare” (S), “assiale” (A), “tensoriale” (T) o “pseudoscalare” (P). A differenza dei processi e.m., che sono “mediati” da un fotone (quanto del campo e.m. sprovvisto di carica elettrica e di massa, di spin 1), l’interazione di Fermi è un’interazione di contatto, ossia la coppia $e^- \bar{\nu}_e$ viene emessa nel punto dello spazio-tempo in cui il neutrone si trasforma in un protone. Inoltre nei processi deboli descritti dalla teoria di Fermi cambia lo stato di carica delle particelle coinvolte. Per esempio nel processo (2) il protone e l’antineutrino si trasformano rispettivamente in un neutrone e in un positrone.

Nella dizione (non molto felice) invalsa nell’uso, un simile evento si chiama “di corrente carica”; mentre un processo elettromagnetico (ad esempio lo “scattering” elastico $ep \rightarrow ep$) rappresenta sempre un evento di “corrente neutra” (proprio perchè “mediato” da una particella neutra, il fotone).

La teoria di Fermi è ovviamente applicabile anche al processo della “cattura atomica K” ($e^- p \rightarrow \nu_e n$), così come alla radioattività β^+ ($p \rightarrow n e^+ \nu_e$), osservata dopo la scoperta del positrone ⁽⁶⁾ come radioattività artificiale ⁽⁷⁾.

Franco Rasetti ⁽⁸⁾ eseguì nel 1941 la prima misura diretta di τ_μ ottenendo però soltanto due punti della curva esponenziale di decadimento e ricavandone, dal decremento logaritmico, un valore di τ_μ un pò più piccolo di quello oggi noto con alta precisione. Curve esponenziali e più precise misure di τ_μ furono ottenute durante la seconda guerra mondiale da Bruno Rossi e Norris Nereson negli Stati Uniti ⁽⁹⁾, e indipendentemente da Oreste Piccioni e da me in Italia ⁽¹⁰⁾, in un’epoca in cui le comunicazioni erano interrotte dallo stato di guerra. Naturalmente nessuno poteva sapere in quell’epoca che tali misure costituivano una determinazione di G in base alla (5), non solo perchè questa formula era sconosciuta, ma anche perchè non si sapeva, allora, che il mesone dei raggi cosmici fosse un leptone. Era infatti universalmente accettata in quell’epoca l’identificazione del mesone dei raggi cosmici con la particella (un tipico “adrone”) postulata da Yukawa per spiegare le forze nucleari.

Che questa identificazione fosse errata fu dimostrato nel 1946, da Ettore Pancini, da Piccioni e da me, con un esperimento con cui, combinando due tecniche sviluppate a Roma durante gli anni della seconda guerra mondiale ^{(10) (11)}, noi trovammo ⁽¹²⁾, inaspettatamente, che i mesoni cosmici negativi frenati in uno spessore di materiale a basso numero atomico (Carbonio, $Z = 6$) disintegrano spontaneamente invece di essere catturati come previsto dai calcoli di Sin-itiro Tomonaga e Gentaro Araki ⁽¹³⁾ fondati sulla teoria di Yukawa. Pochi mesi dopo la nostra scoperta,

nel 1947, Cesare Lattes, Giuseppe Occhialini e Cecil F. Powell ⁽¹⁴⁾ scoprono a Bristol il pione carico (π), buon candidato per la particella di Yukawa, che decadendo in una coppia muone-neutrino, generava i raggi cosmici penetranti: muoni.

Un passo importante nella storia delle interazioni deboli fu compiuto in quello stesso anno sotto la spinta del sorprendente risultato dell'esperimento di Roma, da Bruno Pontecorvo, e, indipendentemente, da Giampietro Puppi e da altri fisici teorici ⁽¹⁵⁾, mostrando che il decadimento β , il decadimento del muone e la cattura dei nuovi muoni negativi studiata a Roma, potevano essere tutti interpretati come processi determinati da un'unica interazione debole. Veniva così introdotto il concetto di interazione universale di Fermi, rimasto inalterato per molti anni, fino alla scoperta dell'angolo di Cabibbo. ⁽¹⁶⁾

4. - Dalla non conservazione della parità all'angolo di Cabibbo

Nel successivo decennio i passi cruciali che hanno portato ad una più profonda comprensione dell'interazione debole sono legati agli eventi seguenti:

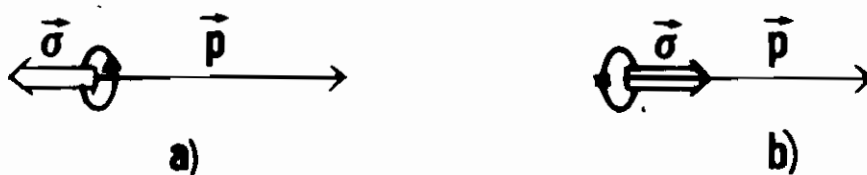
Nel 1956 Clyde Cowan, Frederick Reines e i loro collaboratori ⁽¹⁷⁾ danno la prova sperimentale diretta dell'esistenza del neutrino di Pauli con un esperimento eseguito esponendo un rivelatore di grande massa (~ 1400 litri di scintillatore liquido "arricchito" con Cadmio Cd, "visto" da centinaia di fotomoltiplicatori) agli antineutrini emessi con altissima intensità dal reattore di potenza al Savannah River Plant (USA). L'esperimento consente di identificare senza ambiguità alcuni eventi del tipo (2), $[\bar{\nu}p \rightarrow e^+n]$ nei quali all'annichilazione praticamente istantanea del positrone con un elettrone del mezzo ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) segue la cattura ritardata del neutrone da parte del Cd. L'anno 1956 segna perciò la dimostrazione sperimentale dell'esistenza del neutrino di Pauli: il primo leptone neutro, "inventato" circa 25 anni prima per render conto dello spettro continuo in energia degli elettroni emessi nel decadimento β nucleare.

Nello stesso anno Tsun Dao Lee e Chen Ning Yang ⁽¹⁸⁾, per spiegare il cosiddetto "dilemma $\theta\tau$ ", suggeriscono che la parità non si conservi nelle interazioni deboli. Questa ipotesi audace, che equivale ad affermare che nelle leggi della fisica non vi è simmetria tra destra e sinistra, viene subito posta al vaglio dell'esperienza. C.S.Wu e collaboratori ⁽¹⁹⁾ dimostrano

sperimentalmente che in effetti la parità non si conserva nel decadimento dei nuclei di Cobalto orientati in un campo magnetico esterno.

Segue la dimostrazione sperimentale della non conservazione della parità nella catena dei decadimenti $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ ottenuta da E.L. Garwin, L.Lederman e M.Weinrich⁽²⁰⁾ e, poco più tardi, la prova che anche nei processi deboli non leptonici, come $\Lambda \rightarrow p \pi^-$, la parità P non si conserva⁽²¹⁾. Dagli stessi esperimenti risulta che, contemporaneamente a P, viene anche violata la legge di conservazione rispetto all'operazione nota come "coniugazione di carica", C, che fa passare da un sistema di particelle al corrispondente sistema di antiparticelle. Si ritiene però che il prodotto CP si conservi, e ciò nel convincimento che le leggi della fisica microscopica siano invarianti rispetto al verso in cui fluisce il tempo t, dato che si dimostra - con il cosiddetto teorema CPT- che tali leggi sono necessariamente invarianti rispetto all'applicazione successiva (in un ordine arbitrario) delle operazioni P (inversione spaziale: $r \rightarrow -r$), C (coniugo di carica: particella \rightarrow antiparticella) e T (inversione temporale: $t \rightarrow -t$).

Nel 1957 L.D.Landau, Lee e Yang, A.Salam ed altri fisici teorici sviluppano la "Teoria a due componenti del neutrino" che attribuisce ai neutrini e agli antineutrini sprovvisti di massa una proprietà intrinseca, espressa adimensionalmente dalla cosiddetta "elicità" che ha per essi il valore +1 o -1. Solo l'esperienza può stabilire però se sono i neutrini o gli antineutrini ad avere elicità positiva (+1).



(Fig. 2) - Rappresentazione di un neutrino (a) e di un antineutrino (b) di impulso \vec{p} e spin $\vec{\sigma}$. L'elicità è definita dall'espressione $\vec{\sigma} \cdot \vec{p} / \sigma p$

Nel 1958 Maurice Goldhaber e i suoi collaboratori⁽²²⁾ eseguono

l'esperimento che dimostra che l'elicità del neutrino è -1 (e quindi che quella dell'antineutrino è +1); per cui neutrino ed antineutrino si possono simbolicamente rappresentare come illustrato in Fig.2. Lo stesso anno Robert E.Marshak e E.Sudarshan ⁽²³⁾ e indipendentemente Richard P.Feynman e Murray Gell-Mann ⁽²⁴⁾, sviluppano la "teoria V-A" delle interazioni deboli, la quale implica che tutti i fermioni in moto con velocità v abbiano elicità $-v/c$ e tutti gli antifermioni elicità $+v/c$. È interessante ricordare che in questi lavori teorici si suggerì di rieseguire tre esperimenti che contraddicevano le previsioni della teoria, in quanto indicavano l'esistenza di interazioni deboli di tipo scalare (S) o tensoriale (T). Rieseguiti in modo corretto, questi esperimenti fornirono risultati in pieno accordo con la teoria V-A. Per esempio il "rapporto di diramazione" $(\pi^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e)/(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu)$, che la teoria prevede essere dato da $(m_e/m_\mu)^2/(1 - m_\mu^2/m_\pi^2)^2 = 1.27 \times 10^{-4}$, rimisurato al CERN ⁽²⁵⁾, fu trovato in perfetto accordo con il valore teorico.

Nella teoria V-A, che tiene conto naturalmente della non conservazione della parità già dimostrata sperimentalmente, la densità hamiltoniana relativa a quattro fermioni interagenti assume la forma

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \{[\psi_1 \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_2] \cdot [\psi_3 \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) \psi_4]\} + c.h. \quad (6)$$

che è identica alla (3), a parte la presenza dell'operatore $\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$ appunto introdotto per tener conto della non conservazione della parità.

Nel 1962 Leon Lederman, Melvin Schwartz, Jack Steinberger ed i loro collaboratori ⁽²⁶⁾, dimostrano che il neutrino associato all'elettrone e quello associato al muone sono due particelle distinte da un "numero quantico leptonico", che è uguale per l'elettrone e il neutrino ν_e e distinto da quello caratteristico del muone e del neutrino ν_μ . La famiglia dei leptoni appare così ora formata da quattro membri: $e^-, \mu^-, \nu_e, \nu_\mu$ con naturalmente altrettante antiparticelle $e^+, \mu^+, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$.

Nel 1963 Nicola Cabibbo introduce l'angolo di mescolamento θ_c ⁽¹⁶⁾ che interviene nella corrente debole adronica, la quale consta secondo la teoria di due termini: uno relativo ai processi deboli in cui non varia la "stranezza" S, di ampiezza proporzionale a $\cos\theta_c$, l'altro relativo ai processi deboli in cui varia la stranezza, $\Delta = 1$, di ampiezza proporzionale a $\sin\theta_c$. Nel primitivo modello a tre quarks, u, d, s, questi risultano "organizzati" in un doppietto, (u/d'), con $d' = d \cos\theta_c + s \sin\theta_c$, analogo ai doppietti $(e^-/\nu_e), (\mu^-/\nu_\mu)$, coinvolti nei processi deboli leptonici da "corrente carica" (i soli fino ad allora conosciuti). La necessità di altri quarks - tra cui il "charm" previsto dal cosiddetto "effetto GIM" ⁽²⁷⁾

diversi anni prima della sua scoperta ⁽²⁸⁾ - viene qui ricordata solo “en passant”.

5. - Una tappa intermedia ... con ramificazioni di interesse cosmologico -

Nel 1964 J.H.Cristenson et al. ⁽²⁹⁾ scoprono che il prodotto CP, la cui conservazione era ritenuta assoluta in base al “credo” nell’inviolabilità del teorema CPT e nella conservazione rigorosa di T (simmetria delle leggi della fisica microscopica rispetto al verso in cui fluisce il tempo), è in effetti lievemente violata. Infatti questi autori dimostrano che in circa l’1% dei casi il mesone strano neutro a lunga vita media, K_S^0 , che ha $CP = -1$, può disintegrare in un sistema di due pioni, che ha $CP = +1$.

Su scala cosmologica la scoperta di questa piccola violazione viene invocata, congiuntamente all’ipotetica violazione del numero barionico B che garantisce la stabilità della materia, per comprendere l’assimmetria presente nell’Universo osservabile tra materia e antimateria, nonché il valore del rapporto

$$r = N_{barioni}/N_{fotoni} = \sim 10^{-9 \pm 1} \quad (7)$$

dedotto dall’osservata distribuzione attuale nella materia del nostro Universo. Senza la violazione di CP e di B il valore calcolato di r è infatti $r = \sim 10^{-18}$, in netto contrasto con il “valore astrofisico”(7).

6. - Necessità di un bosone intermedio -

L’interazione di contatto postulata da Fermi cade certamente in difetto alle alte energie perchè prevede sezioni d’urto che divergono con l’energia, quali ad esempio

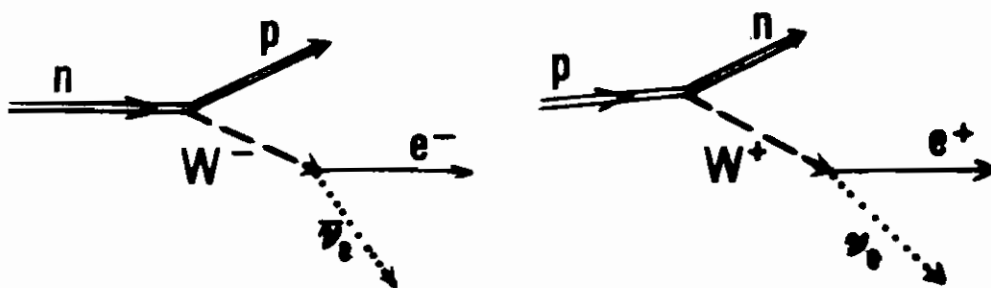
$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_e \mu^-) = 2(G^2/\pi)m_e E_\nu \quad (c = \hbar = 1) \quad (8)$$

che viola il cosiddetto “limite di unitarietà” per energie $E_\nu > \pi/G m_e$ (~ 740 GeV nel sistema del baricentro).

Occorre dunque ammettere che vi sia un mediatore pesante W, di spin 1, di carica elettrica $\pm e$ (per spiegare gli eventi deboli “da

corrente carica”) e dotato di una massa M_W convenientemente elevata, in modo da “localizzare” l’interazione debole ad una piccola regione di dimensioni lineari dell’ordine della lunghezza d’onda Compton del W.

La Fig. 3 illustra i processi $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$, $p \rightarrow n e^+ \nu_e$ mediati dal W^\pm .



(Fig. 3) - Diagrammi dei decadimenti β^- (a sinistra) e β^+ mediati dal bosone vettoriale carico W^\pm .

La prima proposta di un mediatore W^\pm tra correnti deboli cariche, analogo a quello recentemente scoperto al CERN ⁽⁴⁾, fu presentata nel 1938 da Oscar Kline ⁽³⁰⁾ in un congresso a Varsavia; ma, come si sa, già nel 1935 Yukawa aveva proposto l’esistenza di mediatori bosonici massivi, di massa m_y , scelta in modo che la lunghezza d’onda di Compton $h/m_y c$ riproducesse “grosso modo” il raggio delle forze nucleari osservato sperimentalmente.

7. - Verso l’unificazione elettrodebole -

Se esiste il mediatore W^\pm (ed oggi ben sappiamo che esiste) si può tentare di stimarne la massa M_W avanzando l’ipotesi che ad energie molto maggiori di $M_W c^2$ (e quindi a distanze $d \ll h/M_W c$) l’interazione debole “si unifichi” con quella elettromagnetica (em) nel senso di essere descritta dalla stessa ampiezza di probabilità ($A_{deb} = A_{em}$) e di avere in particolare la stessa “intensità”.

Tra le costanti G ed e che caratterizzano le due interazioni deve

allora esistere una relazione, che per ragioni dimensionali deve essere del tipo

$$G = (\lambda_W e)^2 = \left(\frac{a \hbar e}{M_W c} \right)^2 \quad (9)$$

dove $\lambda_W = a \hbar / M_W c = 2\pi a \hbar / M_W c$ è una lunghezza dell'ordine della lunghezza d'onda Compton del mediatore W ed a è perciò una quantità adimensionale, dell'ordine di 1, che solo una teoria rigorosa dell'unificazione può permettere di ricavare. Se si assume (arbitrariamente) $a = 1/2$ [quindi $(\pi \hbar e / M_W c)^2$] e si ricordano le relazioni

$$G \sim 10^{-5} (\hbar^3 / c) / M^2; \quad e^2 / \hbar c \sim 1/137 \quad (10)$$

si ottiene dalla (9)

$$M_W = \pi \hbar e / c \sqrt{G} = \pi \sqrt{10^5 \alpha} M \sim 80 \text{ GeV} \quad (11)$$

in accordo con l'esperienza (v. § 11).

Ad energie relativamente basse ($\ll M_W$ in unità $\hbar = c = 1$) ossia per quadrimpulsi trasferiti $q^2 \ll M_W^2$, l'ampiezza A_{deb} di un tipico processo debole [come $\nu_e p \rightarrow e^+ n$ che ha sezione d'urto $\sigma \sim (G/\pi) q^2$] è proporzionale a q :

$$A_{deb} \div G q, \quad (12)$$

L'ampiezza A_{em} di un tipico processo e.m. [come $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ che ha $\sigma = (4\pi/3) e^4 / q^2$] è invece inversamente proporzionale a q :

$$A_{em} \div e^2 / q \quad (13)$$

L'idea dell'unificazione elettrodebole è che la (12) sia valida solo per $q^2 \ll M_W^2$ e che essa debba essere "corretta" in modo che per $q^2 \gg M_W^2$, [$G \div e^2 / M_W^2$ per la (9)], risulti $A_{deb} = A_{em}$.

Con il fattore correttivo $M_W^2 / (M_W^2 + q^2)$, l'ampiezza debole diventa

$$A_{deb}^{(corr)} = \frac{M_W^2}{M_W^2 + q^2} \frac{e^2}{M_W^2} q = \frac{q^2}{q^2 + M_W^2} A_{em} \quad (14)$$

che appunto coincide con A_{em} per $q^2 \gg M_W^2$ e con A_{deb} per $q^2 \ll M_W^2$. Queste considerazioni semiquantitative hanno evidentemente solo valore orientativo, non possedendo come è ovvio un vero fondamento teorico (ad esempio non vi è alcuna giustificazione per avere assunto $a = 1/2$ nell'espressione (9) di G). La vera teoria dell'unificazione elettrodebole è stata sviluppata attraverso un potente sforzo di pensiero, cui hanno partecipato diversi teorici di spicco con speculazioni profonde ed idee audaci alle quali non posso che accennare fuggacemente partendo dal concetto di invarianza di "gauge".

8. - Teorie di "gauge" -

Il concetto di invarianza di "gauge", originato nello studio dell'elettromagnetismo, è divenuto di importanza vitale nella formulazione delle teorie dei campi fondamentali, che sono teorie "rinormalizzabili", invarianti rispetto a trasformazioni di gauge.

Il nome "gauge", introdotto da Hermann Weyl in un contesto poi riconosciuto inesatto, è rimasto per designare trasformazioni caratterizzate da funzioni arbitrarie, da contrapporre ad altre trasformazioni (come ad esempio le rotazioni) che dipendono da un numero finito di parametri (tre angoli nell'esempio).

È bene sottolineare l'importanza dell'invarianza delle leggi fisiche rispetto a trasformazioni sia di tipo ordinario (coinvolgenti cioè un numero finito di parametri) sia di gauge: è da tale invarianza che è in generale possibile derivare molte proprietà delle soluzioni delle equazioni del campo, senza necessariamente trovare queste soluzioni.

Nel caso dell'elettromagnetismo classico l'invarianza di gauge riflette il fatto ben noto che i potenziali - il potenziale scalare ϕ e quello vettore \vec{A} - non sono direttamente osservabili; le sole quantità osservabili sono infatti le differenze di potenziale. Le equazioni di Maxwell, che sintetizzano l'elettrodinamica classica, risultano invarianti sotto le trasformazioni di gauge

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \qquad A \rightarrow A' = A + \text{grad} \varphi$$

nelle quali φ è appunto una funzione arbitraria delle coordinate spazio-temporali. Questa invarianza di gauge sussiste anche nell'elettrodinamica quantistica: la teoria rinormalizzabile che permette di

descrivere in ogni dettaglio i fenomeni elettromagnetici su scala microscopica (basti ricordare, a titolo di esempio, che nel caso del rapporto giromagnetico del muone le misure sperimentali ⁽³¹⁾ si accordano con il calcolo al livello di una parte su 10^8).

Le proprietà matematiche di un campo quantistico sono diverse a seconda del fatto che i suoi “mediatori” agiscano o meno come sorgenti del campo. Il campo elettromagnetico, mediato dal fotone che è sprovvisto di carica elettrica, è - come si dice - un campo “abeliano”. Per contro il campo “gluonico” delle interazioni forti tra “quark colorati”, così come inquadrato nella cromodinamica quantistica, ha una struttura matematica più complessa, non abeliana, perchè i mediatori del campo - i gluoni - possiedono essi stessi la carica di colore. Lo stesso vale fisicamente per il campo gravitazionale il cui mediatore, il gravitone, agisce come sorgente del campo in quanto trasporta energia e quantità di moto.

Nel 1954 C.N.Yang e R.Mills, e indipendentemente R.Schw ⁽³²⁾, hanno sviluppato i metodi per generalizzare ai campi di gauge non abeliani le trasformazioni di gauge del campo elettromagnetico (abeliano). Questi lavori, come ho accennato, sono spesso considerati come il punto di partenza delle speculazioni teoriche che successivamente hanno condotto alla formulazione della teoria che ha unificato le interazioni elettromagnetiche e deboli.

9. - La teoria dell'unificazione elettrodebole -

Ma l'unificazione elettrodebole è stata raggiunta, partendo dall'invarianza di gauge generalizzata ai campi non abeliani appena accennata, al termine di un lungo cammino, con importanti contributi di numerosi autori che hanno introdotto idee e concetti avanzati, quali ad esempio l'isopin e l'iper carica debole di Sheldon Glashow ⁽³³⁾, e la cosiddetta rottura spontanea di simmetria mediante il “meccanismo di Higgs” ⁽³⁴⁾.

Questi concetti sono stati utilizzati nel “modello standard” di Steven Weinberg e Abdus Salam ⁽²⁾ che ha condotto ad una vera teoria dell'unificazione elettrodebole, la cui rinormalizzabilità è stata dimostrata pochi anni dopo da t'Hooft ⁽³⁵⁾. Tra le principali previsioni di tale modello sono l'esistenza delle “correnti deboli neutre” (scoperte al CERN nel 1973 ⁽³⁶⁾, e dei bosoni pesanti W^\pm e Z^0 (scoperti ancora al CERN dieci anni dopo ^(4,5), che mediano i processi deboli da corrente carica e rispettivamente da corrente neutra.

Nella teoria intervengono due costanti, g e g' , legate alla carica

elementare e dalle relazioni

$$g = e/\sin\theta_W \quad g' = e/\cos\theta_W \quad (15)$$

e il cui rapporto $g'/g = \tan\theta_W$ definisce l'“angolo di Weinberg Glashow e Salam”, θ_W . Questo è un nuovo parametro fondamentale che si può misurare sperimentalmente confrontando in particolare le sezioni d'urto di processi deboli da corrente carica a da corrente neutra. Essi interviene inoltre nella relazione

$$G = \frac{\pi}{\sqrt{2}\sin^2\theta_W} \left(\frac{\hbar e}{M_W c}\right)^2 \quad (16)$$

che lega la costante di Fermi G alla carica elementare e (cfr. la (9)), dalla quale si trae la

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sin\theta_W} \frac{\hbar e}{c\sqrt{G}}} = \left(\frac{\pi}{\sqrt{2}}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\sin\theta_W} \cdot M_p \sqrt{10^5 \alpha} \quad (17)$$

che sostituisce la (11). Poichè sperimentalmente risulta $\sin^2\theta_W = \sim 0.23$ si ritrova $M_W = \sim 80$ GeV, in accordo con gli esperimenti del CERN. Questi ultimi (v. § 12) hanno anche portato alla scoperta del bosone neutro Z^0 e alla determinazione della sua massa che è risultata di nuovo in accordo con l'espressione

$$M_Z = M_W/\cos\theta_W \quad (18)$$

fornita dal modello standard.

La teoria prevede ancora l'esistenza di almeno una “particella di Higgs”, di spin 0, ma di massa sconosciuta. La ricerca della o delle particelle di Higgs è uno degli obiettivi su cui sono maggiormente concentrati gli sforzi degli esperimenti futuri di fisica delle alte energie.

10. - Il progetto $p\bar{p}$ -

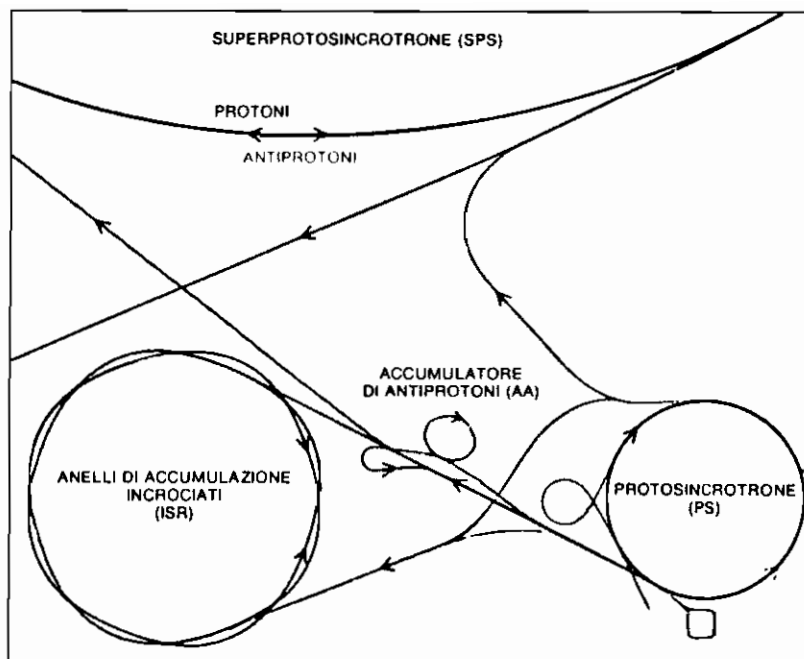
Nel 1976 Rubbia suggerì di utilizzare i preesistenti acceleratori del CERN per portare protoni (p) ed antiprotoni (\bar{p}) a collidere frontalmente ad energie ed intensità sufficienti per produrre particelle W^\pm e Z^0 in quantità misurabili, stando alle previsioni del modello “standard”. La proposta ⁽³⁾ che seguì questo primo suggerimento

condusse ad un radicale cambiamento nei programmi di ricerca del CERN attraverso l'approvazione e lo sviluppo del cosiddetto "progetto $p\bar{p}$ "⁽³⁷⁾, schematicamente illustrato nella Fig. 4. Giova qui ricordare che il primo esemplare di anello di collisione per particelle ed antiparticelle fu l'anello di accumulazione "ADA", realizzato nei Laboratori Nazionali dell'INFN a Frascati nel 1962⁽³⁸⁾, in seguito ad un suggerimento di Bruno Touschek. ADA è da riguardare come il capostipite di una nuova famiglia di acceleratori di particelle che hanno prodotto risultati di eccezionale rilievo per la fisica delle alte energie.

La produzione e l'accumulo degli antiprotoni \bar{p} al livello richiesto dal progetto $p\bar{p}$ ha comportato la soluzione di problemi tecnologici estremamente complessi. Qui mi limiterò a pochi cenni. Gli antiprotoni sono prodotti negli urti di protoni da 26 GeV (estratti dal protosincrotrone di 28 GeV del CERN (PS)) contro un bersaglio fisso. Essi vengono prima "separati" dalle altre particelle prodotte negli urti, mediante un sistema focalizzante che seleziona \bar{p} da 3.5 GeV, e successivamente "accumulati" nell'"Accumulatore per Antiprotoni", AA. (Fig. 4). Infatti non è possibile accumulare direttamente gli antiprotoni nell'"anello finale" (cioè nel superprotosincrotrone da 400 GeV del CERN (SPS)) dato il piccolo rendimento di produzione (qualche 10^{-6} \bar{p}/p). Per raggiungere il livello di intensità richiesto dagli esperimenti occorre accumulare gli antiprotoni in AA per lunghi periodi di tempo, dell'ordine di un giorno. Ma l'accumulatore AA - che è stato da qualcuno chiamato il cuore del progetto - ha un'altra funzione fondamentale che può essere chiarita in base alle seguenti considerazioni.

Se σ è la sezione d'urto di un dato processo, la frequenza n' dei corrispondenti eventi prodotti in un anello di collisione è notoriamente data da $L\sigma$, dove la "luminosità" L è un parametro caratteristico della macchina che cresce con l'intensità dei fasci collidenti e con il diminuire delle loro dimensioni trasversali. All'energia di 2×270 GEV con cui collidono p ed \bar{p} nel progetto $p\bar{p}$, le sezioni d'urto per produzione di W e Z^0 sono dell'ordine di 10^{-33}cm^2 .

Si riconosce allora che per produrre qualche bosone W e Z^0 al giorno occorre una luminosità non inferiore a $10^{29}/\text{cm}^2\text{s}$. Questo valore di luminosità non si può raggiungere semplicemente accumulando un grande numero di P in AA: per raggiungerlo è essenziale ridurre drasticamente la dispersione degli impulsi degli antiprotoni accumulati; ciò che è stato ottenuto al CERN, con un processo cosiddetto di "raffreddamento" basato sul metodo "stocastico" ideato da van der Meer e sviluppato nei laboratori del CERN intorno al 1978.



(Fig. 4) - Schema del "collider" protoni-antiprotoni ($p\bar{p}$). Antiprotoni di 3.5 GeV, generati con l'aiuto del PS, vengono accumulati e "raffreddati" in AA poi trasportati nel PS per essere accelerati a 26 GeV e infine trasferiti nell'SPS dove la loro energia viene aumentata fino a 270 GeV. Gli antiprotoni, raggruppati in "pacchetti" di circa 60 cm di lunghezza, viaggiano nell'SPS in verso opposto a quello dei pacchetti di protoni della stessa energia. I rivelatori UA1 e UA2 vengono installati in due delle "regioni di collisione" in cui protoni e antiprotoni collidono con un'energia totale di 2×270 GeV.

Il metodo stocastico riduce il moto casuale delle particelle del fascio che risulta così - come si dice in gergo - "raffreddato". Il raffreddamento è ottenuto gradualmente prelevando, mediante un elettrodo a induzione posto in un punto P dell'anello, il segnale elettrico indotto dal passaggio di una porzione del fascio. Tale segnale, che dipende dal "centro di gravità" della distribuzione delle cariche inducenti, viene trasmesso in un altro punto P' (per esempio dimetralmente opposto) dell'anello ed applicato in modo da "correggere" la distribuzione della suddetta

porzione del fascio quando essa giunge nel punto P'. L'accennato procedimento correttivo va ripetuto milioni di volte. In tal modo è stato possibile accumulare in AA fino a $6 \times 10^{11} \bar{p}$, ossia un numero di antiprotoni circa 10^4 volte maggiore di quello dei fasci più intensi ottenuti in precedenza.

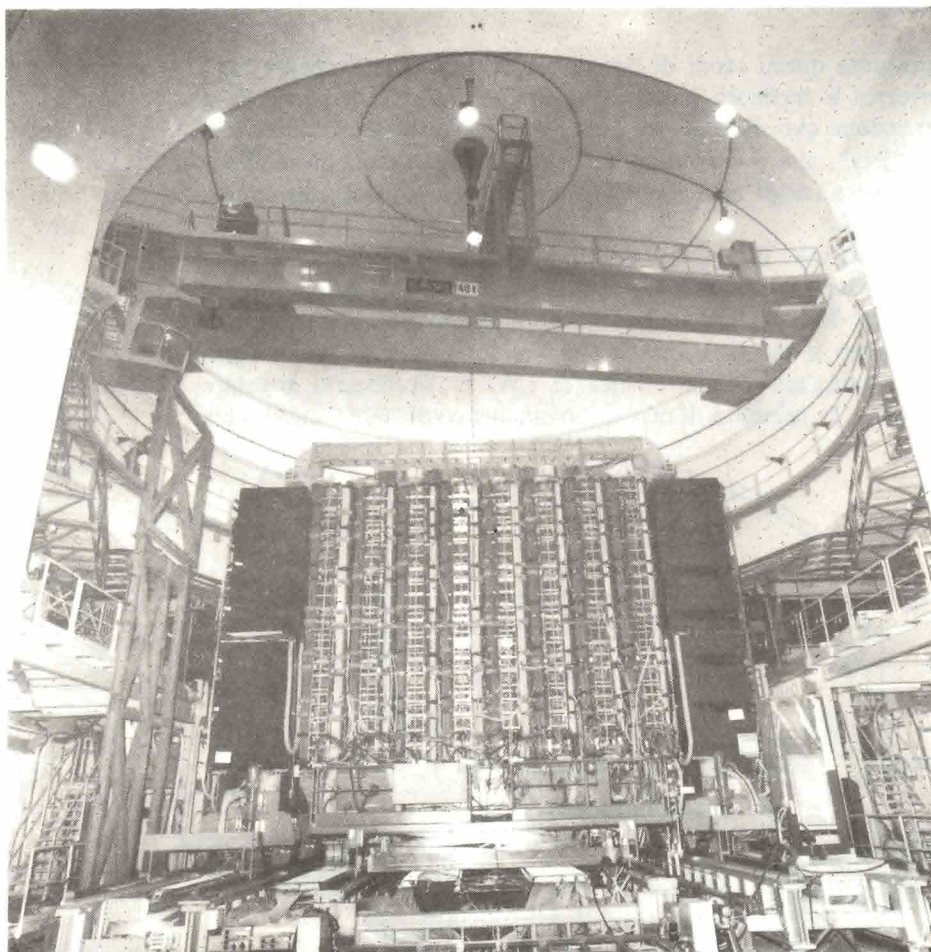
Dato il carattere storico di questa presentazione, giova qui ricordare che fin dal 1966 il fisico sovietico Gersh I. Budker aveva proposto di "raffreddare" un fascio di particelle pesanti (p o \bar{p}) con il metodo del "raffreddamento elettronico", metodo che è stato poi realizzato a Novosibirsk nel 1976. Ma il raffreddamento elettronico, che ben si presta a raffreddare fasci di energia relativamente bassa e con modesta dispersione degli impulsi delle particelle, è risultato meno efficiente del metodo stocastico nel raffreddare fasci di alta energia e di elevata dispersione, del tipo di quelli utilizzati nel progetto pp̄.

Gli antiprotoni accumulati in AA vengono immessi nel PS per essere accelerati fino ad un'energia di 26 GeV e poi trasferiti ed iniettati nell'SPS, dove la loro energia viene portata a 270 GeV. Nell'anello dell'SPS, lungo circa 7 km, protoni ed antiprotoni di 270 GeV, raggruppati in "pacchetti" di circa 60 cm di lunghezza, viaggiano in verso opposto e collidono in determinati punti dell'anello (le cosiddette "regioni di interazione") intorno ai quali sono installati gli apparati sperimentali. Dato che l'anello dell'SPS è installato sotto terra ad una profondità oscillante tra circa 20 e 50 m, è stato necessario scavare, intorno alle regioni di interazione, delle cavità larghe e profonde per ottenere le aree sperimentali. Per limitare i costi, solo due regioni di interazione sono state attrezzate con le necessarie aree sperimentali e i cinque esperimenti approvati (UA1,...UA5) si alternano nelle due aree dette.

11. - I rivelatori UA1 e UA2 -

I primi due esperimenti approvati, UA1 e UA2 ("U" sta per Underground ed "A" per Area), avevano come principale obiettivo quello di rivelare i primi esemplari di bosoni W e Z.

La produzione di tali bosoni nell'urto pp̄ è in realtà il risultato di collisioni quark-antiquark che all'energia prescelta di $2 \times 270 \text{ GeV} = 540 \text{ GeV}$, sono caratterizzate, come già detto, da sezioni d'urto dell'ordine del nanobarn. Gli apparati UA1 e UA2 sono particolarmente adatti ad



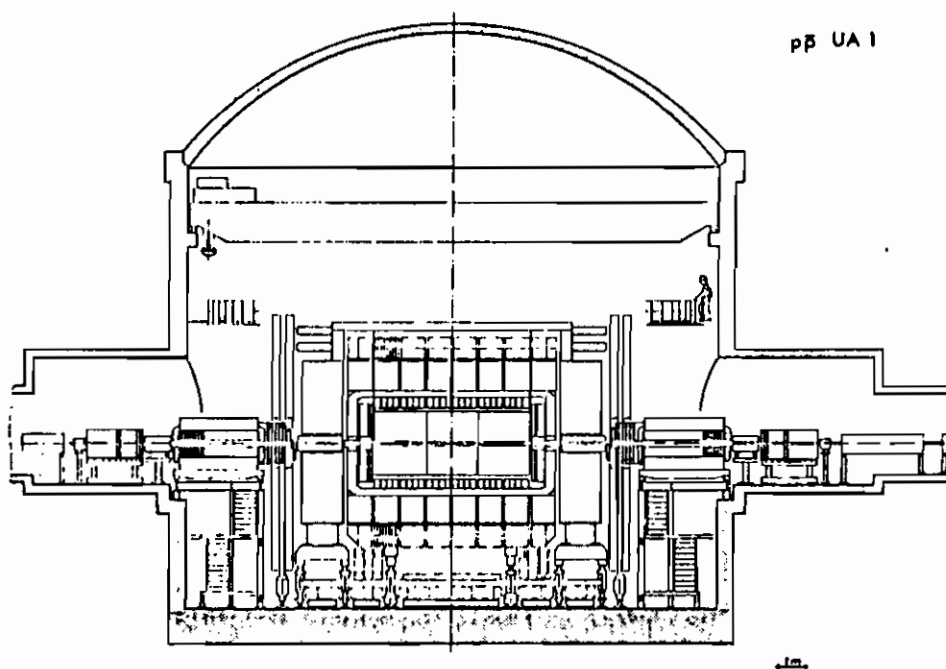
(Fig. 5) - Vista d'insieme dell'apparato UAI

osservare i decadimenti leptonici dei bosoni prodotti:

$$W^+ \rightarrow e^+ \nu_e, \mu^+ \nu_\mu; W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e, \mu^- \bar{\nu}_\mu; Z^0 \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^-$$

Nonostante questi modi di decadimento siano relativamente rari, la loro ricerca è facilitata dalla bassa contaminazione di particelle a forte interazione che sono invece presenti (attraverso la produzione di coppie di "jets", che si osservano così come previsto dalla cromodinamica quantistica) negli altri modi di decadimento coinvolgenti coppie quark-antiquark.

L'apparato UA1 (Fig. 5 e 6) è stato progettato mirando ad ottenere la massima informazione possibile sui prodotti dell'interazione $p\bar{p}$, in modo da poter fronteggiare anche situazioni impreviste nella regione di energie, intorno a 540 GeV, che è stata esplorata per la prima volta in questi esperimenti. Caratteristica di UA1 è l'accettazione angolare prossima a 4π , la presenza di un campo magnetico di 7000 Gauss su un



(Fig. 6) - Vista in sezione del rivelatore UA1. Non sono inclusi nel disegno, perchè installati a ~ 20 m dalla regione di collisione $p\bar{p}$, i rivelatori delle particelle emesse a piccolissimo angolo, costruiti a Roma.

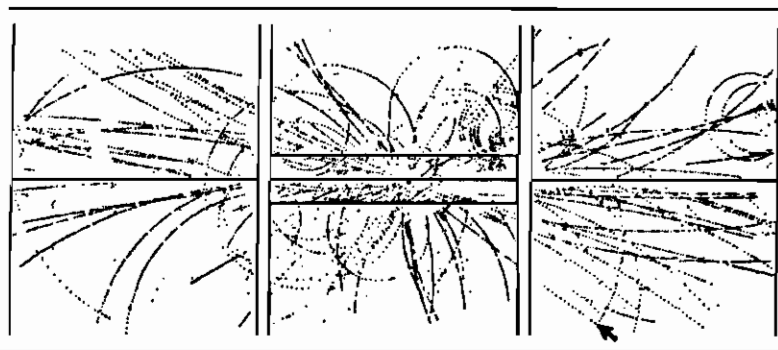
volume di circa $20 m^3$, la possibilità di “visualizzare” i complessi eventi a molte tracce prodotti nelle collisioni $p\bar{p}$. Questi vengono registrati dal “rivelatore centrale” formato da camere a deriva con risoluzione spaziale dell’ordine del mm, e ricostruiti nello spazio mediante calcolatore.

La Fig. 7 riproduce un evento a molte tracce (ottenuto nell’autunno 1982), che contiene un elettrone (indicato con freccia) avente un’elevata energia trasversa ed emesso in direzione pressochè opposta a quella di un neutrino, presumibilmente identificato dalla “energia mancante” nei calorimetri appresso descritti.

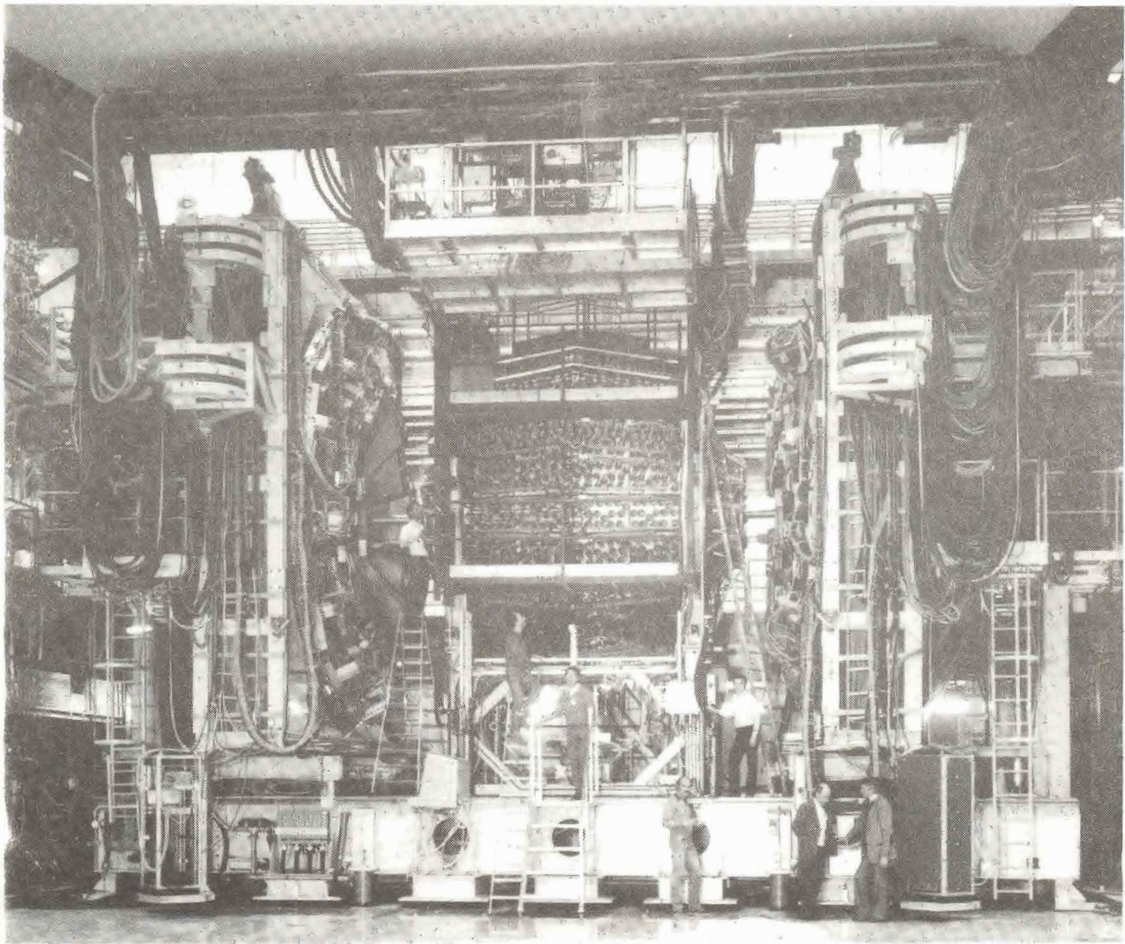
Infatti, dopo aver attraversato il rivelatore centrale, le particelle emesse nell’interazione $p\bar{p}$ attraversano successivamente dei “calorimetri elettromagnetici” (formati da lastre alternate di scintillatori plastici e di piombo), dei “calorimetri adronici” (formati ancora da lastre di scintillatore plastico alternate però con spessori di ferro) ed un rivelatore di muoni (formato da ulteriori spessori di materia inerte circondata da un grande numero di contatori tubolari a gas). In tal modo, data la quasi completa accettazione angolare dell’apparato, è ben difficile che le particelle emesse nell’interazione $p\bar{p}$ non vengano registrate, a meno che esse non siano dei neutrini, i quali possono perciò venire riconosciuti appunto come “energia mancante” nei calorimetri.

Il rivelatore UA2, illustrato dalla foto di Fig. 8 e dallo schema di Fig. 9, è stato specificamente progettato per rivelare i decadimenti leptonici dei bosoni W e Z^0 e, più in generale, per investigare le collisioni $p\bar{p}$ accompagnate da valori elevati dell’impulso trasverso.

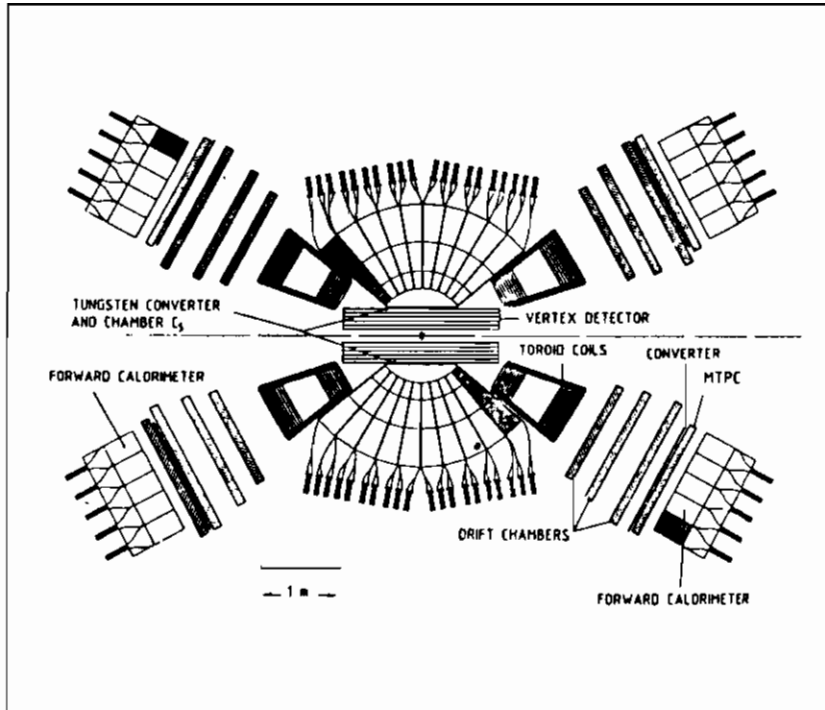
La parte centrale del rivelatore funge da rivelatore di vertice.



(Fig. 7) - Uno dei primi eventi a molte tracce ottenuto da UA1, con un elettrone isolato (indicato dalla freccia) di alta energia ed alto impulso trasverso, “candidato” per la produzione di un bosone W con successivo decadimento $W \rightarrow e\nu_e$.



(Fig. 8) - Vista d'insieme dell'apparato UA2.



(Fig. 9) - Vista in sezione del rivelatore UA2.

Essa è costituita da camere proporzionali a molti fili e da camere a deriva ed è circondata da calorimetri elettromagnetici e da calorimetri adronici suddivisi in 240 "celle" che sono orientate verso la regione d'interazione. La risoluzione nella misura dell'energia, simile a quella dei calorimetri di UA1, migliora come al solito al crescere dell'energia, dipendendo approssimativamente dall'inverso della radice quadrata di questa. Il rivelatore UA2 permette anche di localizzare con notevole accuratezza il punto di emissione dei fotoni di alta energia.

Inoltre vi è in esso un campo magnetico toroidale di 5000 Gauss che permette l'analisi in impulso per le particelle cariche emesse con piccolo angolo polare in una regione anulare intorno alla parte centrale del rivelatore. Sono anche qui possibili misure "calorimetriche" dell'energia della cascata elettromagnetica, mentre gli elettroni vengono localizzati con l'aiuto di camere a deriva ed a tubi proporzionali. Diversamente dal caso di UA1 qui l'accettanza angolare non è molto prossima a 4π , non essendo registrate dall'apparato le particelle emesse con angoli polari minori di 15° .

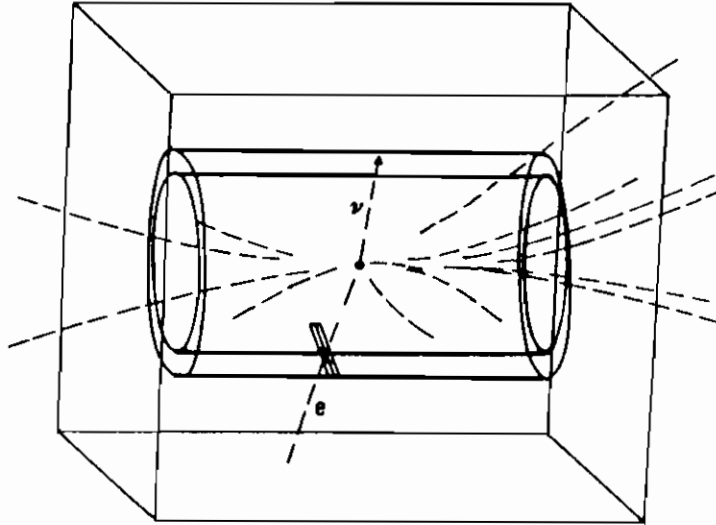
12. - La scoperta dei bosoni vettoriali W e Z

Nell'ottobre del 1982 l'SPS del CERN fu fatto funzionare come anello di collisione per p o \bar{p} con una luminosità sufficientemente elevata da aspettarsi, in base alle previsioni della teoria, che qualche esemplare di bosone W fosse stato prodotto al termine delle misure. In accordo con tali previsioni, l'analisi "off-line" dei risultati raccolti nel corso delle misure da UA1 e da UA2, condusse all'identificazione dei primi esempi di eventi caratterizzati dalla presenza di un elettrone di alta energia, isolato ed emesso a grande angolo rispetto alla direzione dei fasci, mentre in direzione "grosso modo" opposta a quella di emissione di tale elettrone i calorimetri indicavano "energia mancante", interpretabile come dovuta all'emissione di un neutrino. La situazione è illustrata dagli esempi di eventi riprodotti nelle figure 10 e 11. La Fig. 12 illustra la rivelazione con UA2 di un bosone W prodotto nell'urto $p\bar{p}$, che presumibilmente disintegra in un elettrone di alta energia e di elevato impulso trasverso (la "torre" nel deserto di Fig. 10), e in un neutrino che attraversa l'apparato senza lasciare altra traccia che "assenza di energia".

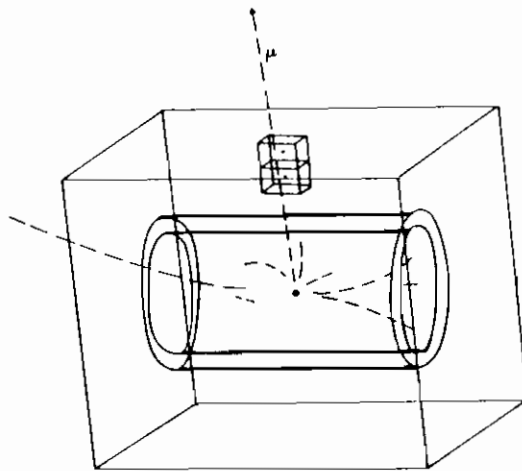
Vale la pena di sottolineare che questi primi eventi (6 provenienti da UA1 e 4 da UA2), presentati e discussi per la prima volta al "Workshop" di Roma ⁽³⁹⁾ nel Gennaio 1983, furono ottenuti da diversi miliardi di collisioni $p\bar{p}$ avvenute nel corso delle misure. La loro rapida selezione testimonia l'eccezionale livello di efficienza nell'analisi dei dati e la padronanza con cui i fisici coinvolti nella scoperta hanno dominato le complesse apparecchiature sopra accennate.

L'annuncio della scoperta del bosone W fu dato formalmente al CERN da UA1 il 25 gennaio 1984 e confermato poco dopo da UA2. In accordo con le previsioni teoriche (v. la formula (17)) la massa trovata per il W risultò prossima a $80 \text{ GeV}/c^2$.

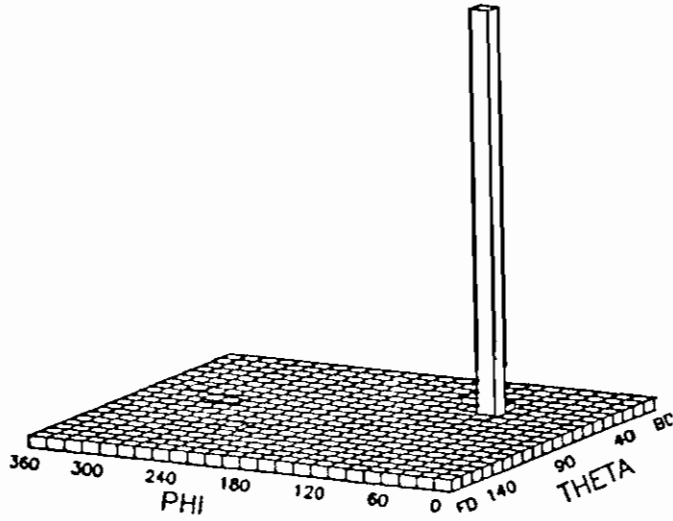
Una nuova serie di misure fu iniziata nell'aprile del 1983 con l'anello $p\bar{p}$ operante (sempre all'energia totale di 540 GeV) con una luminosità sufficientemente elevata (intorno a $10^{29}/cm^2s$) da permettere di rilevare, in base alle previsioni teoriche, qualche esemplare di bosone neutro Z^0 , tenuto conto della durata delle nuove misure.



(Fig. 10) - Altro esempio di produzione di un bosone W che decade in una coppia $e^+ \nu_e$, come osservato nel rivelatore UA1. Del neutrino, riconosciuto come "energia mancante", è indicato l'impulso trasverso. Il rettangolo visto in prospettiva (in basso) indica il particolare calorimetro e.m. attraversato dall' e^+ .

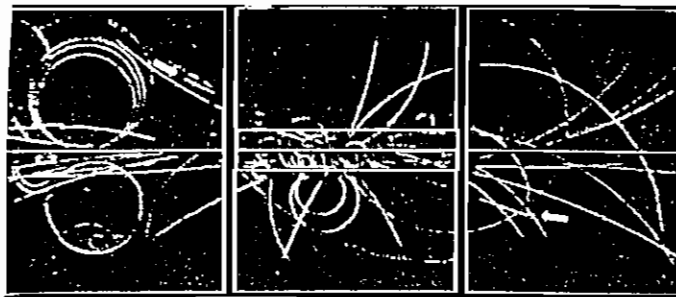


(Fig. 11) - Esempio di decadimento $W \rightarrow \mu \nu$, come osservato in UA1. I parallelepipedi indicano i particolari calorimetri adronici attraversati dal μ .

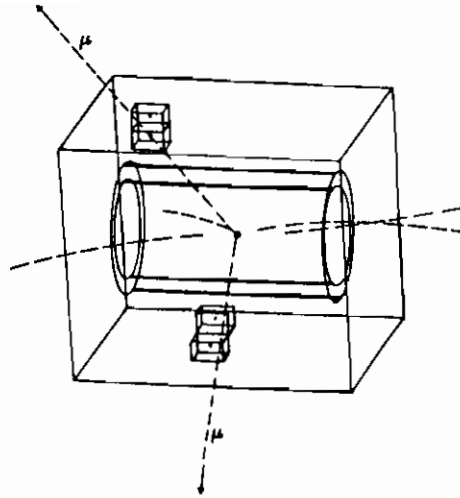


(Fig. 12) - Il segnale rappresentato dalla "torre solitaria" nel piano degli angoli θ, φ , è identificato dal rivelatore UA2 come dovuto ad un elettrone di elevato impulso trasverso. L'"energia mancante", in direzione "grosso modo" opposta a quella di emissione dell'elettrone, suggerisce l'emissione di un neutrino. L'evento è perciò interpretabile come il decadimento $W \rightarrow e\nu$ di un W prodotto nell'urto di $p\bar{p}$.

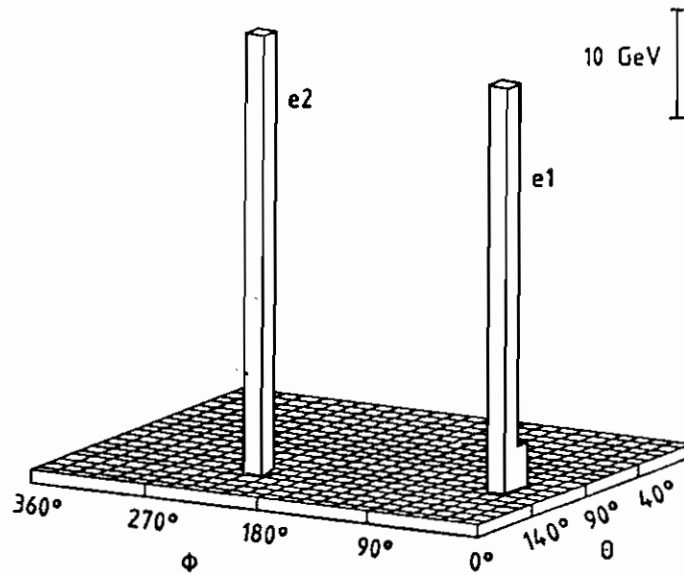
Anche se la velocità di produzione del bosone Z è di quasi un ordine di grandezza minore di quella dei bosoni W^\pm , il suo decadimento in coppie di leptoni è di immediata identificazione. Il primo esemplare di $Z \rightarrow e^+e^-$ fu trovato dalla collaborazione UA1 all'inizio del maggio 1983 analizzando i dati raccolti pochi giorni prima. Esempi ancora più convincenti di $Z \rightarrow e^+e^-$ e $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ furono ottenuti nelle settimane



(Fig. 13) - Il primo esempio di decadimento $Z \rightarrow e^+e^-$ di un bosone Z prodotto nell'interazione $p\bar{p}$, come osservato dal rivelatore UA1.



(Fig. 14) - Esempio di decadimento $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ osservato da UA1. Di nuovo sono indicati con dei parallelepipedi i particolari calorimetri attraversati da due muoni.



(Fig. 15) - Esempio di decadimento $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ osservato da UA2 come due "torri elettroniche" nel piano $\theta \phi$.

Fig. 16) -

- a) illustra che, a causa dell'“accoppiamento V-A” tra W e quark, i bosoni W sono prodotti con lo spin diretto nel verso del moto degli antiprotoni.
- b) mostra che, a causa della elicità richiesta nella teoria V-A per i fermioni e gli antifermioni, i leptoni e i quark sono emessi preferenzialmente come indicato.

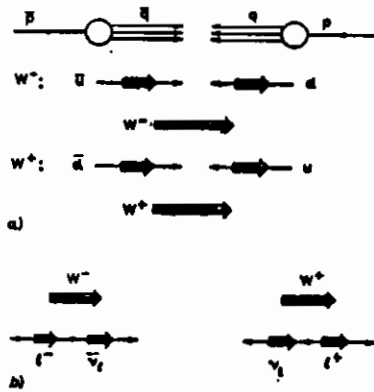
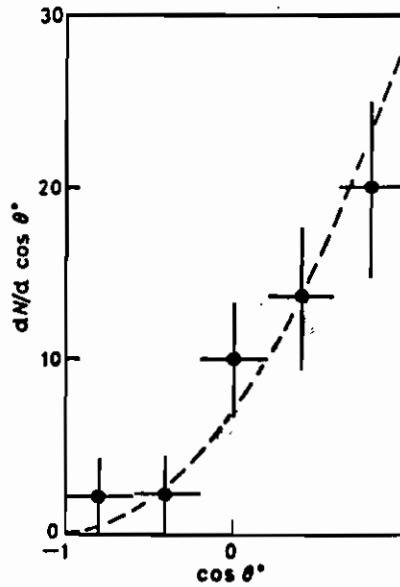


Fig. 17) - Distribuzione angolare prevista (curva tratteggiata) per gli elettroni emessi nel decadimento dei bosoni W prodotti nell'interazione p-p̄. I punti sperimentali, corretti per l'accettazione di UA1, si accordano con la distribuzione $(1 + \cos \theta^*)^2$, dove θ^* è l'angolo di emissione nel sistema di riposo del bosone W, confermando così l'effetto dovuto alla non conservazione della parità nel decadimento debole del W polarizzato.



successive e l'annuncio della scoperta fu dato al CERN il 1° giugno. Esempi di decadimenti di Z^0 in coppie di leptoni, così come ottenuti dalle due Collaborazioni, sono riportati nelle Fig. 13, 14, 15.

Un ulteriore risultato di grande interesse riguarda la determinazione dello spin dei bosoni vettoriali ed il fatto che la loro produzione ed il loro decadimento avvengono nelle condizioni di massima elicità previste dalla "teoria V-A" che, come si sa, attribuisce ai fermioni elicità negativa e agli antifermioni elicità positiva. L'analisi è stata finora limitata al caso del bosone W dove il numero degli eventi è statisticamente significativo.

Trascurandone il contenuto gluonico, il protone e l'antiprotone che collidono possono immaginarsi formati soltanto da tre quarks: uud e $\bar{u}\bar{u}\bar{d}$ rispettivamente. Poichè nella teoria V-A solo antifermioni destrorsi e fermioni sinistrorsi contribuiscono alla formazione della particella W, quest'ultima, come illustrato nella Fig. 16, sarà prodotta con lo spin allineato nel verso del moto dell'antiprotone incidente. Conseguentemente, nel decadimento debole, che non conserva la parità, la distribuzione angolare con cui sono emessi gli elettroni ad esempio nel processo $W^- \rightarrow e^- \nu_e$ deve essere della forma $(1 + \cos\theta^*)^2$, essendo θ^* l'angolo di emissione dell'elettrone nel sistema di quiete della particella W. Come si vede dalla Fig. 17 vi è ottimo accordo tra aspettazione e risultati sperimentali, quando questi vengano riportati, come nella figura, dopo aver introdotto le dovute correzioni per l'accettazione dell'apparato ⁽⁴⁰⁾.

Combinando i risultati di UA1 e di UA2 aggiornati all'aprile 1983, sono stati riportati i seguenti risultati

$$M_W = (80.9 \pm 2.0) GeV/c^2; M_{Z^0} = (93.0 \pm 2.0) GeV/c^2$$

e quindi

$$M_Z - M_W = (12.1 \pm 1.5) GeV/c^2$$

rispettivamente per le masse delle particelle W e Z^0 e per la loro differenza di massa. Corrispondentemente, sulla base delle formule (17) e (18) si ottiene il valore

$$\sin^2\theta_W = 0.226 \pm 0.010$$

per l'angolo θ_W , il parametro fondamentale della teoria elettrodebole.

- Richiami bibliografici -

- 1 F. Fermi, *Ric. Scient.* 4 (1933) 491; *Nuovo Cimento* 11 (1934) 1; *Zeit. f. Physik*, 88 (1934), 161.
- 2 S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1947) 1264; A. Salam, *Proc. 8th Nobel Symposium (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968)* p. 367.
- 3 C. Rubbia, P. Mc Intyre e D. Cline, *Proc. of Internat. Neutrino Conference Aachen, 1976 Vierweg, Braunschweig, 1977* p. 683; C. Rubbia, *Proc. of I PS Internat. Conference on High Energy Physics, Geneva, 1979 (CERN, 1980)*.
- 4 UA1 Collab., G. Arnison et al., *Phys. Lett.* 122B (1983) 103; UA2 Collab., G. Banner et al., *Phys. Lett.* 122B (1983) 476.
- 5 UA1 Collab., G. Arnison et al., *Phys. Lett.* 126B (1983) 398; UA2 Collab., P. Bagnaia et al., *Phys. Lett.* 129B (1983) 130. *Proc. Europhysics Conference (Brighton, U.K., July 1983)*.
- 6 C. D. Anderson, *Phys. Rev.* 43 (1933) 491.
- 7 I. Curie e F. Joliot, *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris* 198 (1934) 254.
- 8 F. Rasetti, *Phys. Rev.* 59 (1941) 613; 60 (1941) 198.
- 9 B. Rossi e N. Nereson, *Phys. Rev.* 62 (1942) 417; 64 (1943) 199.
- 10 M. Conversi e O. Piccioni, *Nuovo Cimento* 2 (1944) 2, anche per riferimenti a precedenti lavori sullo sviluppo della tecnica delle "coincidenze ritardate".
- 11 G. Bernardini e M. Conversi, *La Ric. Scient.* 11 (1940) 858. La tecnica delle "lenti magnetiche", qui per la prima volta utilizzata con successo per deflettere le particelle della radiazione cosmica, era stata introdotta da Bruno Rossi nel 1931 seguendo "un suggerimento del Prof. L. Puccianti" B. Rossi, *Nature* 128 (1931) 300).
- 12 M. Conversi, E. Pancini e O. Piccioni, *Phys. Rev.* 71 (1947) 209.
- 13 S. Tomonaga e G. Araki, *Phys. Rev.* 58 (1940) 90.
- 14 G. M. Lattes, G. P. S. Occhialini e C. F. Powell, *Nature* 160 (1947) 453 e 486.
- 15 B. Pontecorvo, *Phys. Rev.* 72 (1947) 246; G. Puppi, *Nuovo Cimento* 5 (1948) 587; O. Klein, *Nature* 161 (1948) 897; J. Tiomno e J. A. Wheeler, *Revs. Mod. Phys.* 21 (1949) 144.
- 16 N. Cabibbo, *Phys. Rev Lett.* 10 (1963) 531.

- 17 C.L.Cowan, F.Reines, F.B.Harrison, H.W.Kruse e A.D.Mc Guire, *Science* 124 (1956) 103; F.Reines e C.L.Cowan, *Phys. Rev.* 113 (1959) 273.
- 18 T.D.Lee e C.N.Yang, *Phys. Rev.* 104 (1956) 254.
- 19 C.S.Wu, E.Ambler, R.W.Hayward, D.D.Hoppes e R.P.Hudson, *Phys. Rev.* 105 (1957) 1413.
- 20 R.L.Garwin, L.M.Lederman e M.Weinrich, *Phys. Rev.* 105 (1957) 1415.
- 21 F.Eisler et al., *Phys. Rev.* 108 (1957) 1353.
- 22 M.Goldhaber, L.Grodzins e A.Sunyar, *Phys. Rev.* 109 (1958) 1015.
- 23 E.G.C.Sudarshan e R.E.Marshak, *Phys. Rev.* 109 (1958) 1860.
- 24 R.P.Feynman e M.Gell-Mann, *Phys. Rev.* 109 (1958) 193.
- 25 T.Fazzini G.Fidecaro, A.W.Merrison, H.Paul e A.V.Tollestrup, *Phys. Rev. Lett.* 1 (1958) 247.
- 26 G.Danby et al., *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962) 36.
- 27 S.L.Glashow, J.Iliopoulos e L.Maiani, *Phys. Rev.* 2D (1970) 1285.
- 28 J.J.Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974) 1404; J.E.Augustin et al., p. 1406; C.Bacci et al., p.1408; E.G.Cazzoli et al., *Phys. Rev. Lett.* 34 (1975) 1125; G.Goldhaber et al., *Phys. Rev. Lett.* 37 (1975) 225.
- 29 J.H.Christenson Y.Cronin, V.Fitch e R.Turlay, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 138.
- 30 O.Klein, in *Les Nouvelles Théories de la Physique: Proc. of 1938 Warsaw Conference (Paris, 1939) p.6.*
- 31 F.J.M.Farley e E.Picasso, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 29 (1979) 243.
- 32 C.N.Yang e R.L.Mills, *Phys. Rev.* 96 (1954) 191; R.Schaw, *Ph.D. Thesis, University of Cambridge (1955).*
- 33 S.L.Glashow, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579.
- 34 P.W.Higgs, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 508 *Phys. Rev.* 145 (1966) 1156.
- 35 G. t'Hooft, *Phys. Lett.* 37B (1971) 195.

questo libro è stato realizzato con \TeX
presso il CILEA

\TeX è Trade Mark dell'American Mathematical Society
parte degli esempi di sorgenti \TeX è derivata dal package \TeX 1100
sviluppato al MACC dell'Università del Wisconsin

