

Capitolo 6

Particelle

6.1 I raggi cosmici

Fino all'avvento delle macchine acceleratrici, l'unica fonte di particelle di alta energia era costituita dalle particelle che arrivano sulla superficie terrestre dallo spazio e che prendono il nome di *raggi cosmici*. I raggi cosmici furono scoperti da Hess nel 1912 con elettrometri montati su palloni aereostatici. Hess stabilì che la ionizzazione cresce in funzione della altitudine, raddoppiando dai 1000 ai 4000 m. Oggi sappiamo che quelli osservati da Hess costituiscono la componente secondaria dei raggi cosmici, ossia quella generata negli alti strati dell'atmosfera dai raggi cosmici primari che provengono per lo più dall'esterno del sistema solare e sono costituiti per l'80% circa da protoni e per il resto da nuclei di elio ed altri nuclei pesanti, con una piccola componente di elettroni (circa l'1%). L'interazione con nuclei dell'atmosfera genera una cascata adronica, all'interno della quale sono presenti vari tipi di particelle. Tenendo conto dei decadimenti, sulla superficie terrestre arrivano per il 75% muoni (*componente dura*) e per il resto elettroni e fotoni (*componente molle*). A questi vanno aggiunti i neutrini, sia di origine primaria (i neutrini sono prodotti copiosamente nei processi nucleari che tengono accese le stelle) che secondaria (come prodotti dei decadimenti di pioni e muoni).

6.2 La scoperta del positrone

Come abbiamo già ricordato, quando un fotone di energia superiore a $2m_e c^2$ interagisce col campo elettromagnetico del nucleo, può produrre una coppia

elettrone-positrone in accordo con la teoria di Dirac. La prima osservazione dell'antiparticella dell'elettrone è dovuta ad Anderson (1933). Anderson utilizzava una camera a nebbia costruita insieme a Millikan, immersa in un campo magnetico di 15 kG ed esposta ai raggi cosmici. Un piatto orizzontale di 6 mm di piombo divideva in due il volume della camera.

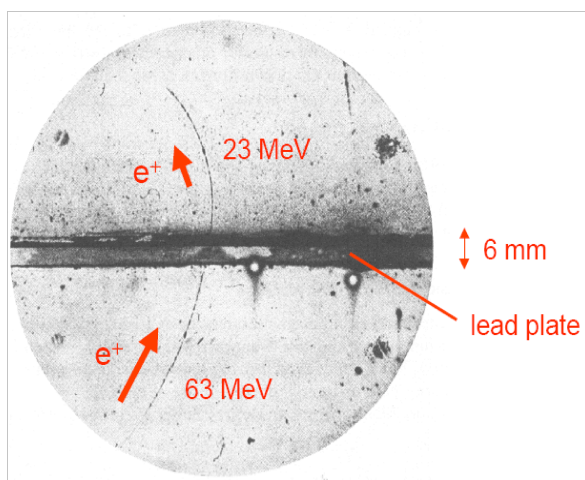


Figura 6.1: Prima osservazione di un positrone; la particella entra dal basso e perde parte della sua energia attraversando la lastra di piombo.

L'evento attribuito al positrone era costituito da una traccia entrante dal basso, come si deduce dal fatto che nell'attraversare la lastra di piombo la traccia diminuisce la propria curvatura. La traccia non poteva essere un protone, perché un protone di energia corrispondente alla curvatura osservata doveva avere un range in aria di circa 5 mm, mentre la traccia percorre almeno 6 cm nella camera, di cui una parte in piombo. La probabilità che le due tracce siano dovute a due elettroni entranti dall'alto e sovrapposti casualmente nella foto è trascurabile. L'ipotesi che un fotone incidente abbia colpito la lastra di piombo, generando due particelle che procedono nel vapore con curvatura opposta, comporta comunque che una delle due particelle leggere abbia una carica positiva. Benchè non fosse possibile una misura precisa della ionizzazione specifica, si poteva nondimeno affermare che la carica doveva essere meno del doppio di quella dell'elettrone. Facendo l'ipotesi dunque di una particella di carica positiva pari ad e , dalla curvatura si deriva

un impulso di $63 \text{ MeV}/c$ per la traccia inferiore e di $23 \text{ MeV}/c$ per la traccia superiore, con una perdita nei 6 mm di piombo molto vicina alla perdita media misurata da Anderson per elettroni di quell'impulso. Da queste considerazioni si poteva stimare che la massa della particella osservata non doveva superare di 20 volte la massa dell'elettrone (si veda il par. 4.2). Nello stesso articolo si riportano almeno 15 tracce positive osservate, nessuna delle quali compatibile con la massa di un protone.

Al tempo della scoperta, non era affatto chiaro però quale potesse essere il meccanismo per la produzione dei positroni: Dirac infatti aveva stabilito che per la produzione della coppia erano necessari due fotoni, circostanza che sembrava irrealizzabile in laboratorio. L'ipotesi corretta dell'interazione del fotone di alta energia con un fotone virtuale associato al campo elettromagnetico del nucleo è dovuta a Blackett e Occhialini. Questi ultimi avevano in effetti anche osservato delle tracce simili a quelle di Anderson, ma non pubblicarono i loro risultati prima di aver saputo della scoperta di Anderson.

6.3 Il mesotrone

Anderson continuò per qualche tempo a fare esperimenti con la camera a nebbia. Nel 1937, insieme a Neddermeyer, fece delle misure di perdita di energia in una lastra di 1 cm di platino, sempre col metodo del confronto della curvatura della traccia prima e dopo l'attraversamento della lastra. Trovarono una serie di eventi con particelle di impulso compreso tra 100 e 500 MeV/c . Nell'ipotesi che si trattasse di elettroni, questi dovevano essere relativistici per cui, in accordo con la (4.24), l'energia persa nella lastra doveva essere proporzionale all'energia incidente. Inoltre, particelle di questa energia avrebbero dovuto essere associate a sciami elettromagnetici, ed alcune dovevano generare sciami elettromagnetici nella lastra. Tra gli eventi osservati, un certo numero aveva effettivamente le caratteristiche attese per gli elettroni (bisogna notare che queste osservazioni costituivano anche la prima verifica sperimentale della validità della teoria di Bethe-Heitler). Ma era presente anche una seconda categoria di tracce che perdevano poca energia e non erano associate a sciami elettromagnetici. Queste particelle penetranti, di cariche in egual misura positive e negative, dovevano quindi essere più pesanti degli elettroni, per cui non erano soggette a perdite radiative, ma molto più leggere dei protoni, perché protoni di quell'impulso avrebbero avuto un β

piccolo e quindi (si veda la (4.14)) una ionizzazione specifica molto maggiore di quella osservata, che era invece simile a quella degli elettroni.

Una stima della massa del nuovo tipo di particella fu data da Street e Stevenson, che misuravano contemporaneamente l'impulso e la velocità delle tracce. Per stimare la velocità a partire dalla ionizzazione è necessario misurare tracce con velocità piccole, per le quali la dipendenza della ionizzazione da β è molto significativa (si veda ancora la (4.14)). E' quindi necessario osservare tracce a fine percorso, e a questo scopo Street e Stevenson utilizzarono il metodo dell'anticoincidenza, sviluppato da Blackett e Occhialini: la camera a nebbia veniva fatta espandere solo quando una serie di tubi elettronici in coincidenza rivelavano l'ingresso di una traccia nella camera con una certa direzione, ma al tempo stesso altri tubi posti lungo la direzione d'uscita non rivelavano alcun segnale. Su 1000 tracce registrate, due avevano densità di ionizzazione significativamente maggiore di quella degli elettroni: una fu identificata come un protone ed la seconda come una particella di massa circa 130 volte quella dell'elettrone (e 1.6 volte più piccola della massa effettiva del muone), con una incertezza del 25%.

Come già sappiamo, la teoria di Yukawa, all'epoca appena formulata, prevedeva l'esistenza di una particella di massa intermedia tra quella dell'elettrone e del protone, di circa $200 \text{ MeV}/c^2$. Era abbastanza naturale identificare il mesone di Yukawa, o *mesotrone*, con la nuova particella, per la quale con successive misure la massa era ormai stabilita intorno a $100 \text{ MeV}/c^2$. Alla ricerca di conferme o smentite di questa ipotesi, Tomonaga ed Araki nel 1940 avevano notato che il comportamento dei mesoni di Yukawa a fine percorso doveva essere molto diverso a seconda della loro carica: le particelle positive dovevano perdere tutta la loro energia fino a fermarsi e poi decadere (nel 1942 Rasetti osservò effettivamente questi decadimenti, dando una prima stima della vita media, $\tau \simeq 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$, successivamente stabilita in $2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$). Le particelle negative potevano invece essere catturate dagli atomi, ma con un raggio di Bohr $r_B = \hbar/mc\alpha$ molto piccolo, per cui le loro orbite dovevano sovrapporsi con grande probabilità al nucleo atomico, interagire con esso ed essere assorbite secondo il meccanismo di Yukawa, in tempi molti minori rispetto alla vita media misurata da Rasetti.

6.4 L'esperimento di Conversi, Pancini e Piccioni. Pioni e muoni

Nel 1945, a Roma, Conversi, Pancini e Piccioni, utilizzando un apparato magnetico (figura 6.2) per selezionare le cariche dei mesoni, ne osservarono i decadimenti in un assorbitore attraverso la tecnica delle coincidenze ritardate sulla scala dei microsecondi. I risultati mostrano una sostanziale differenza tra il comportamento dei mesoni in un assorbitore pesante (ferro), nel quale i mesoni positivi decadono e quelli negativi no, come previsto da Tomonaga ed Araki, o in un assorbitore leggero (carbonio), nel quale si osservano in egual misura i decadimenti dei mesoni positivi e negativi. I calcoli di Tomonaga ed Araki non sono molto diversi per ferro e carbonio, dando in ogni caso una probabilità dominante al processo di cattura sopra descritto. L'osservazione dei decadimenti dei mesoni negativi non era assolutamente compatibile col modello di Yukava.

Nel 1947, Perkins osserva un evento in emulsioni fotografiche che mostra un mesone negativo che si ferma, probabilmente assorbito da un nucleo leggero dell'emulsione (azoto, carbonio o ossigeno), che immediatamente dopo si disintegra in tre frammenti, di cui due identificati come protoni ed uno come un nucleo di trizio.

Questo comportamento "nucleare" del mesone rimetterebbe in discussione il risultato di Conversi, Pancini e Piccioni, ma pochi mesi dopo, sempre in emulsioni, Lattes, Occhialini e Powell osservano una catena completa che permette di identificare due particelle distinte, di massa non molto diversa, che decadono una nell'altra. La prima, il *pione*, si comporta effettivamente come il mesone di Yukava: il pione negativo è catturato, mentre il pione positivo decade in un *muone*, che non partecipa alla interazione forte ed è in tutto e per tutto una replica pesante dell'elettrone.

Il decadimento del pione è in due corpi, come si deduce dal fatto che il range del muone nelle emulsioni è sempre lo stesso, mentre la seconda particella deve essere molto leggera. Oggi sappiamo che, essendo il muone positivo un antifermione, deve essere prodotto sempre in coppia con un fermione, che in questo caso deve essere un neutrino muonico (vedi 6.8):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

Il comportamento dei muoni negativi in presenza di nuclei pesanti può essere spiegato come un processo di cattura nucleare (già precedentemente

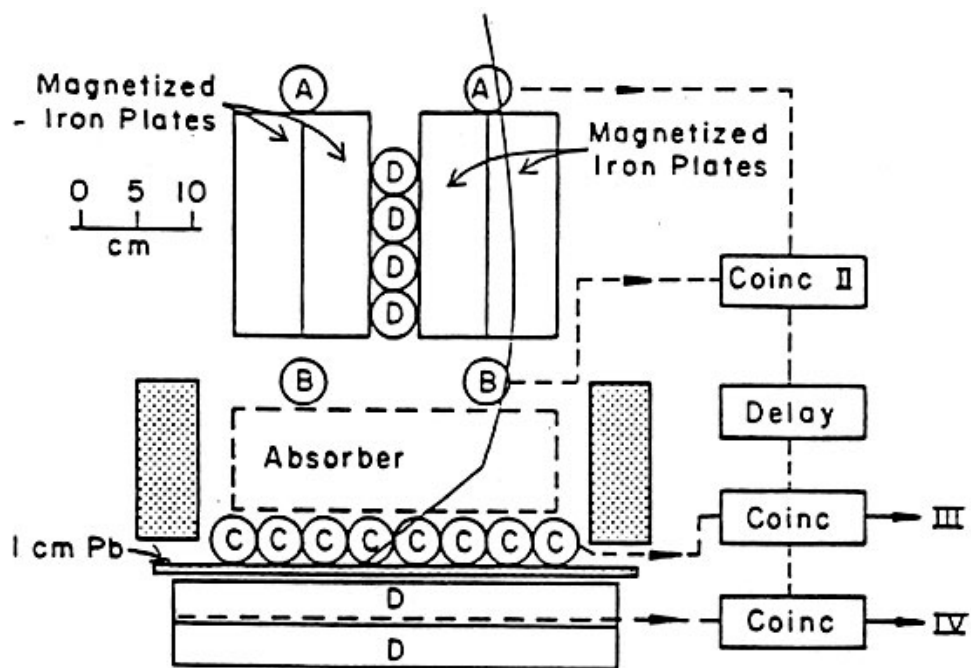


Figura 6.2: Schema originale dell'esperimento di Conversi, Pancini e Piccioni: l'arrivo del mesone è segnalato dalla coincidenza dei contatori A e B. Il campo magnetico permette di focalizzare una carica e defocalizzare la carica opposta. Il decadimento del mesone in un elettrone nell'assorbitore produce una coincidenza ritardata con i contatori C.

osservato per gli elettroni) del tipo:

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$$

la cui probabilità va come la quarta potenza di Z ed è quindi molto maggiore per gli elementi pesanti.

Se ci soffermiamo ad osservare il panorama delle “particelle elementari” rivelato fino a questo punto, vediamo che sono state osservate tutte le particelle necessarie ad interpretare la materia atomica e nucleare, incluse le particelle responsabili delle interazioni forti. L’unico elemento “fuori posto”, per così dire, è costituito dal muone, che non sembra avere nessun ruolo particolare. Ma mentre ancora oggi non abbiamo trovato una giustificazione per l’esistenza delle “repliche” delle famiglie delle particelle, negli anni immediatamente successivi alla identificazione del pione e del muone molte altre particelle vengono a complicare il panorama semplice ed elegante che abbiamo fin qui delineato.

6.5 Le particelle “strane”

A partire dal 1947, una serie di eventi prodotti da raggi cosmici in emulsioni e in camere a nebbia rivelò la presenza di una categoria di particelle il cui comportamento presentava una inaspettata “stranezza”: queste particelle sembravano essere prodotte con sezioni d’urto tipiche delle interazioni forti, ma poi decadevano con vite medie lunghe ($10^{-8} - 10^{-10}$ s), simili a quelle tipiche dei decadimenti deboli, mentre per decadimenti forti ci si aspetterebbero tempi molto più brevi, dell’ordine di 10^{-23} s. Questa circostanza era tra l’altro all’origine della prima tipologia di eventi osservati, che vennero chiamati “a V”, in quanto una particella neutra, prodotta da un cosmico nella lastra della camera a nebbia viaggiava per qualche millimetro prima di decadere in due tracce, che si componevano in una V. In altri casi una particella carica viaggiava fino a decadere in una coppia carica-neutra, ed in questo caso la V era dovuta alle tracce cariche prima e dopo il decadimento.

In realtà, la prima particella di questa famiglia era stata osservata addirittura prima della definitiva scoperta del pione, nel 1943 in camera a nebbia, da due fisici francesi. L’evento osservato mostra una particella carica di circa $500 \text{ MeV}/c$, che viene diffusa da un elettrone, di cui si può determinare l’impulso, che risulta essere di circa $1 \text{ MeV}/c$. Assumendo che la diffusione sia elastica, si può determinare un valore della massa della particella di circa

500 MeV/c², con una incertezza di ± 60 MeV/c², che la fa ritenere un K^+ , secondo la terminologia odierna.

Tornando alle V , queste vennero osservate sia con masse intermedie tra il pione e il protone, sia con masse superiori a quella del protone (*iperoni*). La vita media poteva essere stimata attraverso la lunghezza di decadimento, secondo la relazione $\lambda = \gamma\beta c\tau = p/m \cdot c\tau$ dove l'impulso era misurato come al solito dalla curvatura della traccia in campo magnetico e la massa poteva essere determinata ricostruendola dagli impulsi dei prodotti di decadimento, nelle ipotesi alternative che questi fossero pioni o nucleoni. Vennero poi osservati decadimenti in muoni e particelle neutre. A complicare la scena, vennero osservate anche particelle che decadono in tre pioni (dette τ), con masse e vite medie praticamente uguali a quelle delle particelle che decadono in due pioni (dette θ), che non potevano essere però identificate come un'unica particella, nell'ipotesi della conservazione della parità (si veda il paragrafo 7.4).

Tornando qui alla stranezza delle differenti interazioni responsabili della produzione e del decadimento di queste particelle, cerchiamo ora di interpretarla in base alle caratteristiche determinate negli anni successivi (soprattutto utilizzando i primi protosincrotroni, vedi paragrafo 6.6.4) e utilizzando per semplicità la moderna classificazione di queste particelle: il mesone K , di spin nullo, si presenta in due stati carichi opposti, di massa uguale, $M_{K^\pm} = 493.68$ MeV/c² e in uno stato neutro di massa leggermente diversa $M_{K^0} = 497.65$ MeV/c². L'iperone Λ , di spin 1/2, ha $M_\Lambda = 1115.68$ MeV/c². L'iperone Σ , sempre di spin 1/2, si presenta in tre stati di carica, con masse leggermente diverse, $M_{\Sigma^+} = 1189.4$ MeV/c², $M_{\Sigma^0} = 1192.6$ MeV/c² e $M_{\Sigma^-} = 1197.4$ MeV/c².

La produzione tramite l'interazione forte avviene sempre in maniera associata, nel senso che viene prodotta sempre almeno una coppia di particelle strane:

$$\begin{aligned}\pi^- p &\rightarrow K^0 \Lambda \\ \pi^- p &\rightarrow K^0 K^- p \\ \pi^+ n &\rightarrow K^+ \Lambda\end{aligned}$$

ma non si osserva la reazione $\pi^- n \rightarrow K^- \Lambda$.

Si può allora ipotizzare che si debba assegnare a queste particelle un nuovo numero quantico, la *stranezza*, che è conservato nelle interazioni forti, ma non nelle interazioni deboli ed è nullo per i nucleoni ed i pioni. La produzione associata forte richiede quindi che, partendo da uno stato iniziale con

stranezza nulla, la coppia di particelle strane dello stato finale abbia stranezza opposta. Dalle produzioni associate osservate, si deve ipotizzare che, se si assegna convenzionalmente al K^+ stranezza positiva, il Λ deve avere stranezza negativa, il K^0 deve avere la stessa stranezza del K^+ , mentre il K^- deve avere stranezza opposta. Essendo la particella strana più leggera, il K non può decadere per interazione forte, ma può decadere attraverso la interazione debole, per la quale non è richiesta la conservazione della stranezza. Il Λ decade debole in $p\pi^-$ o $n\pi^0$. Potrebbe decadere forte in K^- e pioni. Non osservandosi tale decadimento, deve operare la conservazione di un altro numero quantico: poiché, come è noto, il protone è stabile, ed il neutrone decade sempre in un protone, queste particelle, insieme al Λ , devono essere dotate di un numero quantico rigorosamente conservato, il *numero barionico*.

Per quanto riguarda l'iperone Σ , le reazioni nelle quali viene prodotto sono:

$$\begin{aligned}\pi^- p &\rightarrow K^0 \Sigma^0 \\ \pi^- p &\rightarrow K^+ \Sigma^- \\ \pi^+ n &\rightarrow K^+ \Sigma^0 \\ \pi^+ n &\rightarrow K^0 \Sigma^+ \\ \pi^+ p &\rightarrow K^+ \Sigma^+\end{aligned}$$

I Σ devono avere quindi tutti e tre stranezza negativa e lo stesso numero barionico del protone. In effetti, si osservano i decadimenti deboli ($\tau \simeq 10^{-10}$ s) $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ e $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$. Notiamo che il Σ^0 ha numero barionico e stranezza uguali a quelli del Λ , ma la differenza di massa è troppo piccola per decadere forte in $\pi\Lambda$. Il decadimento $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda$ può però avvenire per via elettromagnetica, con emissione di un fotone e vita media molto minore ($\tau = 7.4 \cdot 10^{-20}$ s) rispetto alle altre particelle strane. L'assenza della produzione associata $\pi^- p \rightarrow K^- \Sigma^+$ permette inoltre di escludere che la stranezza, come si era pensato per un certo tempo, potesse essere un numero quantico moltiplicativo.

Il panorama delle particelle strane è completato dall'osservazione degli iperoni Ξ , prodotti per esempio nelle reazioni $K^- p \rightarrow \Xi^- K^+$, $\Xi^0 K^0$, che devono avere quindi stranezza pari a -2, carica nulla o negativa e decadimenti $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ e $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$.

Tutte le particelle ad interazione forte fin qui incontrate (con l'aggiunta dell' η , scoperto nel 1962) possono essere raggruppate in due ottetti, uno per i mesoni, uno per i barioni, rappresentati nella tabella 6.1. Notiamo

solo che, mentre la tabella dei mesoni comprende le particelle e tutte le rispettive antiparticelle (il π^0 e l' η , avendo tutti i numeri quantici nulli, sono antiparticelle di se stesse), per i barioni si può scrivere un'altra tabella per le rispettive antiparticelle, a cominciare dall'antiprotone (vedi paragrafo 6.7), con i numeri quantici B , Q ed S cambiati di segno. Le analogie e le differenze tra i due ottetti balzano immediatamente agli occhi, e la loro interpretazione come multipletti di $SU(3)$ sarà alla base dello sviluppo del *modello a quark* (paragrafo 7.7).

Tabella 6.1: Ottetti dei barioni e dei mesoni. Per ogni particella sono indicate la massa m , il numero barionico B , la carica Q e la stranezza S .

barioni	$m(\text{MeV}/c^2)$	B	Q	S	mesoni	$m(\text{MeV}/c^2)$	B	Q	S
p	938.272	+1	+1	0	K^+	493.68	0	+1	+1
n	939.565	+1	0	0	K^0	497.65	0	0	+1
Λ	1115.68	+1	0	-1	η	547.7	0	0	0
Σ^+	1189.4	+1	+1	-1	π^+	139.570	0	+1	0
Σ^0	1192.6	+1	0	-1	π^0	134.977	0	0	0
Σ^-	1197.4	+1	-1	-1	π^-	139.570	0	-1	0
Ξ^0	1314.8	+1	0	-2	\bar{K}^0	497.65	0	0	-1
Ξ^-	1321.3	+1	-1	-2	K^-	493.68	0	-1	-1

6.6 Acceleratori di particelle

Un acceleratore è un dispositivo nel quale un campo elettrico è utilizzato per variare l'energia di una particella carica. Da questo punto di vista, anche il tubo catodico può essere considerato un acceleratore. Tuttavia, finché ci si limita all'uso di campi elettrostatici, che non possono superare il limite della scarica in aria, le energie che si possono raggiungere sono decisamente inferiori a quelle fornite dai raggi cosmici; come abbiamo visto questi furono per un lungo periodo la fonte delle scoperte più importanti.

6.6.1 Acceleratori lineari

Per superare il limite sul campo accelerante dovuto alla scarica, una possibile soluzione è di far passare più volte le particelle attraverso dei campi acceleranti. Per fare in modo che la particella trovi ad ogni passaggio un campo accelerante senza raggiungere voltaggi elevati, si possono usare tensioni alternate che ad ogni passaggio si trovino in fase con le particelle da accelerare. La prima macchina di questo tipo è l'acceleratore lineare di Wi-

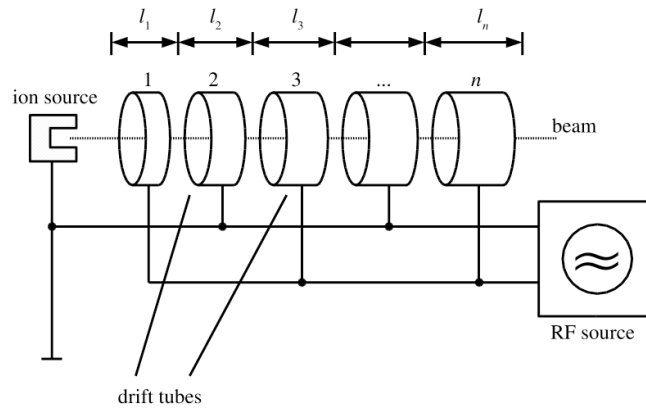


Figura 6.3: Schema della macchina lineare di Wideroe: i *drift tubes* sono gabbie di Faraday le cui lunghezze l_i sono tali per cui il tempo di attraversamento delle particelle di energia crescente è sempre lo stesso ed è l'inverso del doppio della radiofrequenza applicata: $t = l_i/v_i = 1/2f_{RF}$.

deroe (1928, figura 6.3): il percorso è spezzato in una serie di tubi metallici che costituiscono delle gabbie di Faraday. I poli di un unico generatore di tensione alternata sono collegati tra ogni tubo ed il successivo in modo che la tensione venga invertita nell'intervallo di tempo in cui la particella percorre il tubo: in questo modo, all'interno della gabbia di Faraday la particella viaggia indisturbata, mentre nella zona tra le pareti trova sempre un campo accelerante. Per realizzare questa condizione, le lunghezze dei diversi tubi che si susseguono devono essere fissate in modo che il tempo che impiegano le particelle di velocità via via crescente per attraversare ciascun tubo sia sempre lo stesso e sia pari al semiperiodo della tensione alternata. Se si

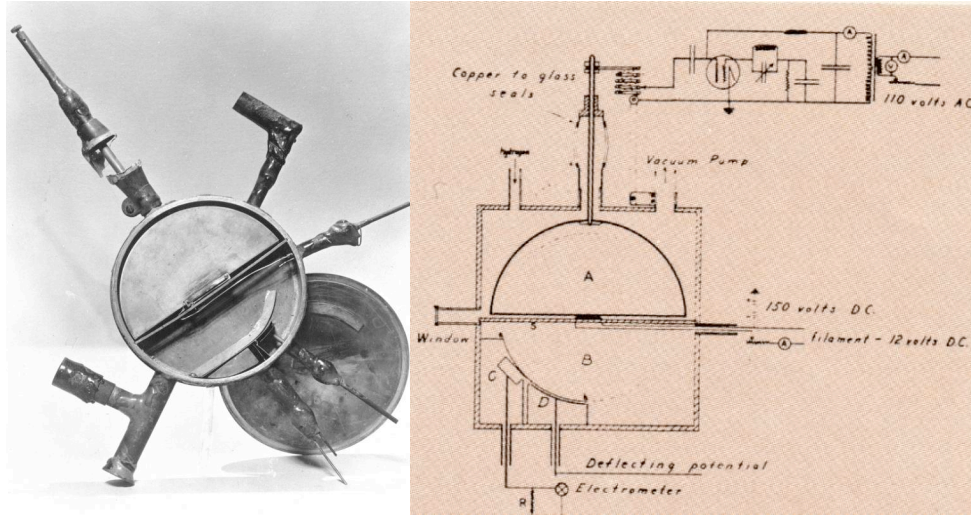


Figura 6.4: A sinistra, foto del primo ciclotrone costruito da Lawrence. Il raggio della camera a vuoto centrale è meno di 5 cm. A destra, disegno originale di Lawrence: il circuito in alto è il generatore di radiofrequenza. (© Lawrence Berkeley National Laboratory).

vogliono raggiungere velocità pari a frazioni significative di c , il generatore dovrà operare nelle radiofrequenze.

6.6.2 Ciclotrone

Una maniera molto elegante di realizzare successivi passaggi della particella attraverso lo stesso campo oscillante è realizzata nel *ciclotrone* progettato da Lawrence e dal suo allievo Livingston nel 1929. In figura 6.4 è riportata una immagine della macchina, insieme ad un disegno schematico originale di Lawrence: il circuito oscillante fa variare continuamente la differenza di tensione tra le due semicirconferenze A e B, che costituiscono due gabbie di Faraday e sono immerse in un campo magnetico ortogonale al piano del disegno. Degli ioni di idrogeno molecolare sono emessi nella zona tra le due semicirconferenze.

Assumiamo che nell'istante dell'emissione la differenza di potenziale sia tale da accelerare gli ioni verso l'alto. Nel momento in cui entrano nella

gabbia di Faraday, gli ioni non risentono più del campo elettrico e, se hanno una velocità all'incirca parallela al piano del disegno, saranno mantenuti su un'orbita circolare dal campo magnetico per effetto della forza di Lorentz, come abbiamo analizzato nel paragrafo 4.10.2. Il tempo necessario per descrivere una semicirconferenza e raggiungere di nuovo il bordo della gabbia superiore, finché la particella non è relativistica, è dato da

$$t = \frac{\pi r}{v} = \pi \frac{p}{qBv} = \pi \frac{m}{qB}. \quad (6.1)$$

Se il circuito oscillante ha una frequenza pari a $\nu_c = 1/2t = qB/2\pi m$, detta *frequenza di ciclotrone* (che, dato il rapporto tra carica e massa del protone, risulta essere una radiofrequenza), quando la particella arriva tra le piastre troverà una differenza di potenziale invertita rispetto al primo passaggio, e verrà accelerata di nuovo. Poiché il tempo di percorrenza non dipende dalla velocità, anche la seconda semicirconferenza sarà percorsa nello stesso tempo t , e la particella passerà di nuovo tra le piastre attraverso una differenza di potenziale accelerante. La particella nei passaggi successivi continuerà a trovarsi in fase con la differenza di potenziale, e verrà continuamente accelerata, finché il raggio non supererà quello del magnete, e le particelle non più deflesse usciranno in linea retta dall'acceleratore. Con il primo ciclotrone, nel 1931, Livingston riuscì ad accelerare gli ioni di idrogeno fino ad 80 KeV dopo una quarantina di giri.

Come abbiamo visto, perché la frequenza non cambi con l'impulso della particella è necessario che la velocità della particella sia piccola rispetto alla velocità della luce. La relazione relativistica tra p e v è infatti $p = \gamma mv$ e per γ sensibilmente maggiore di 1 la frequenza diventa quindi $\nu = qB/2\pi\gamma m$ e dipende dall'impulso tramite γ . Questo è il motivo per cui il ciclotrone non è utile per accelerare elettroni, che sono relativistici già a bassi impulsi, e anche per protoni l'energia massima è limitata a qualche decina di MeV.

6.6.3 Sincrociclotrone

Per ovviare a questo problema, è necessario far variare la radiofrequenza, man mano che le particelle vengono accelerate, sincronizzandola con il tempo di rivoluzione del fascio. Una macchina del genere prende il nome di *sincrociclotrone*. Un limite importante delle macchine fin qui descritte, nelle quali le orbite delle particelle sono contenute all'interno di un unico magnete, è dato dalla relazione (4.41) che lega impulso, campo magnetico e raggio:

$pc(\text{GeV}) = 0.3 \cdot B(\text{Tesla}) \cdot R(\text{m})$, che limita per esempio a $300 \text{ MeV}/c$ l'impulso di un (sincro)ciclotrone con campo di 1 Tesla e raggio di 1 metro.

6.6.4 Sincrotrone

Una alternativa per mantenere la sincronizzazione tra la radiofrequenza e il fascio è di variare il campo magnetico in maniera proporzionale a γ . In questo modo, non appena le particelle sono relativistiche, ($\beta \simeq 1 \rightarrow p \simeq \gamma mc$), il campo magnetico risulta proporzionale anche all'impulso, ed il raggio della traiettoria diventa quindi costante. Il grande vantaggio di una macchina di questo tipo, che prende il nome di *sincrotrone*, è che il campo magnetico deve coprire una traiettoria fissa, e può quindi essere realizzato con una serie di dipoli magnetici disposti lungo un percorso circolare, anziché con un unico grande magnete che copra l'intera superficie che racchiude la traiettoria. Inoltre, poiché il raggio non aumenta durante l'accelerazione, le particelle possono passare moltissime volte attraverso la radiofrequenza, che non richiede quindi campi elettrici troppo elevati. Nel 1949 viene realizzato il primo *elettrosincrotrone* ossia un sincrotrone per elettroni. Nel 1952 viene realizzato a Brookhaven il *Cosmotrone*, un sincrotrone per protoni da 3 GeV.

In una macchina circolare, un aspetto molto importante è la perdita di energia delle particelle dovuta all'irraggiamento provocato dall'accelerazione della loro carica elettrica. La formula classica di Larmor che esprime la potenza irradiata va modificata per particelle relativistiche nel modo seguente:

$$W = \frac{1}{6\pi\epsilon_0 c^3} e^2 a^2 \rightarrow \frac{1}{6\pi\epsilon_0 c^3} \gamma^6 e^2 \left(a^2 - \frac{1}{c^2} (\vec{v} \wedge \vec{a})^2 \right). \quad (6.2)$$

Nel moto circolare uniforme, $(\vec{v} \wedge \vec{a})^2 = v^2 a^2$ e $a = v^2/R$, per cui la formula precedente diventa

$$W = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \frac{\gamma^4 v^4}{R^2} \quad (6.3)$$

e per $v \rightarrow c$

$$W = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{E^4}{R^2 (mc^2)^4}. \quad (6.4)$$

Quindi la potenza dissipata per irraggiamento cresce con la quarta potenza dell'energia ed è inversamente proporzionale alla quarta potenza della massa della particella accelerata. Così, la potenza irradiata da un elettrone è 10^{13}

volte maggiore di quella irradiata da un protone della stessa energia. Mentre in un protosincrotrone la massima energia della macchina è fissata dal massimo valore raggiungibile dal campo magnetico deflettore, in un elettrosincrotrone, quando l'energia fornita per giro dalle radiofrequenze uguaglia l'energia dissipata per irraggiamento, il processo di accelerazione termina e l'energia delle radiofrequenze serve solo a mantenere costante l'energia delle particelle. Un semplice calcolo fornisce:

$$\Delta E_{giro}(\text{KeV}) = W \cdot T = W \frac{2\pi R}{c} = 88.5 (E(\text{GeV}))^4 / R(\text{m}). \quad (6.5)$$

6.7 L'antiprotone

Come abbiamo visto, i protosincrotroni permisero di accelerare i protoni ad energie di qualche GeV. A Berkeley, la costruzione di una macchina del genere, il *Bevatron* (che prende il nome dall'uso americano di BeV al posto di GeV) fu finalizzata al superamento della soglia per la produzione di antiprotoni, con la reazione

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}.$$

Un semplice calcolo di cinematica permette di stabilire che tale soglia è pari a $6 m_p = 5.6$ GeV per un protone fermo. Se si considera il moto interno del protone nel nucleo, corrispondente ad un impulso medio di circa 240 MeV, la soglia si riduce a 4.3 GeV. Lavorare a soglia è molto utile da un punto di vista sperimentale. Infatti la produzione a soglia avviene con i quattro nucleoni fermi nel riferimento del centro di massa, per cui il loro impulso nel laboratorio è univocamente determinato dalla trasformazione di Lorentz tra i due riferimenti, con il fattore γ fissato dall'impulso del protone incidente.

Oltre venti anni dopo la scoperta della prima antiparticella, il positrone, la ricerca dell'antiprotone era considerata ancora molto importante. L'estensione della teoria di Dirac al protone richiede naturalmente l'esistenza dell'antiprotone. Tuttavia c'erano già alcune indicazioni che il protone (che oggi sappiamo essere una particella composita) non era completamente descritto dall'equazione di Dirac, per cui non era scontato che si trattasse effettivamente di una particella di Dirac come l'elettrone. Una seconda ragione che metteva in dubbio l'esistenza dell'antiprotone era molto più profonda, ed era il fatto sperimentale incontrovertibile che nell'Universo non c'è simmetria tra materia ed antimateria, per ottenere la quale sono necessari gli antiprotoni e

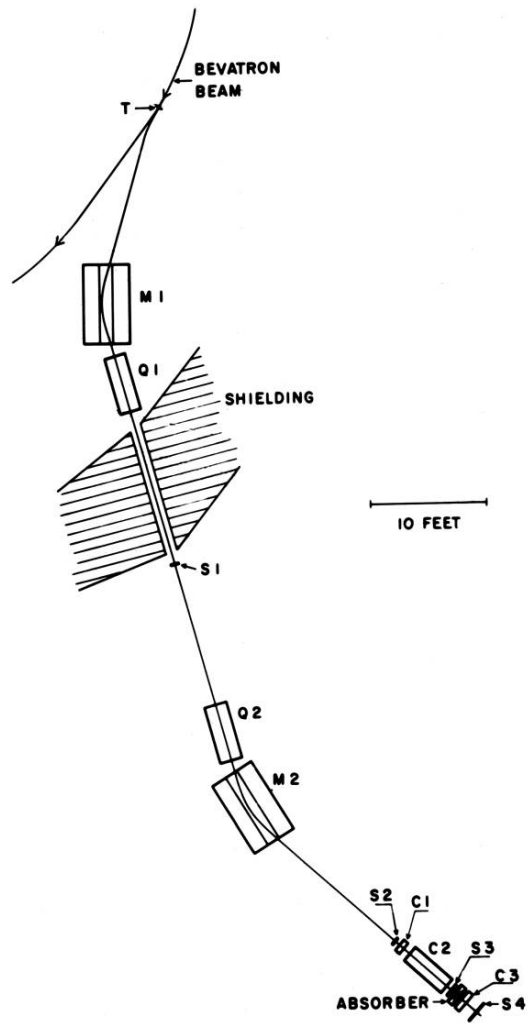
gli antineutroni, oltre ai positroni. Ancora oggi non abbiamo una spiegazione di questa notevole circostanza.

La scoperta dell'antiprotone è dovuta a Chamberlain, Segré, Wiegand e Ypsilantis (1955). Lo schema dell'esperimento è illustrato in figura 6.5. Il fascio di protoni del Bevatron colpisce un bersaglio di rame. I prodotti dell'interazione tra proiettile e bersaglio sono selezionati in momento già dal magnete della macchina presso il quale è posto il bersaglio di rame. Le particelle cariche negativamente sono indirizzate verso una prima coppia di magneti, costituita da un dipolo deflettore seguito da un quadrupolo focalizzatore. All'uscita del dipolo, le particelle avranno direzioni diverse a seconda del loro impulso. Quelle con un impulso di $1.19 \text{ GeV}/c$, corrispondente all'impulso aspettato per la produzione a soglia degli antiprotoni, si incanalano in un apposito collimatore, ricavato in una spessa parete di schermatura. Una seconda coppia di magneti ripulisce il fascio da eventuali particelle di momento spurio, prodotte nelle interazioni con gli ultimi strati della parete che definiscono l'apertura del collimatore. Una serie di scintillatori identificano la traiettoria delle particelle dell'impulso selezionato.

Per separare gli antiprotoni dal fondo dominante di pioni negativi, copiosamente prodotti nell'interazione $p-p$, si utilizza un contatore Cherenkov a soglia (C1, con $\beta > 0.78$) in anticoincidenza con un contatore Cherenkov differenziale (C2, con $0.75 < \beta < 0.78$). Gli antiprotoni, tenendo conto delle perdite per ionizzazione nei due scintillatori a monte, hanno un β medio di circa 0.765, mentre i pioni hanno $\beta = 0.99$. Per aumentare la reiezione dei pioni si utilizza poi la tecnica del tempo di volo tra i due scintillatori S1 e S2, separati da 12.2 m: i tempi di volo per pioni e antiprotoni sono rispettivamente 40 e 51 ns.

Nel primo esperimento furono osservati 60 candidati antiprotoni. Per confermare la natura di tali particelle, era però necessario osservare la loro annichilazione con i protoni della materia. L'annichilazione $\bar{p}-p$ può produrre sia uno stato finale a più fotoni, sia uno stato finale a più pioni. Successivamente entrambe queste annichilazioni furono osservate presso la stessa linea di fascio, utilizzando nel primo caso un contatore Cherenkov in vetro al piombo che misurava l'energia totale depositata dai fotoni, nel secondo registrando le tracce dei pioni in emulsioni nucleari.

Un paio d'anni dopo la scoperta dell'antiprotone, al Bevatron era già possibile realizzare un intenso fascio di antiprotoni, col quale fu scoperto l'antineutrone, e successivamente, in camera a bolle o in emulsioni, furono osservate le varie antiparticelle dell'ottetto dei barioni (paragrafo 6.5).



XBD 9606-02963

Figura 6.5: Schema dell'esperimento di Chamberlain, Segré, Wiegand e Ypsilantis al Bevatron. T: bersaglio di rame. M1, M2: magneti deflettori. Q1, Q2: quadrupoli focalizzatori. S1, S2, S3, S4: scintillatori. C1, C2, C3: contatori Cherenkov (© Lawrence Berkeley National Laboratory).

6.8 Neutrini

6.8.1 L'ipotesi del neutrino

Abbiamo visto nel paragrafo 2.2 come fin dal 1898 Rutherford aveva mostrato che la radiazione dal decadimento dell'uranio, scoperta da Becquerel, aveva due componenti, la radiazione β più penetrante, poi identificata con gli elettroni, e la radiazione α poco penetrante. Negli anni successivi i risultati degli esperimenti mostrarono che con l'emissione β un nucleo cambia numero atomico e che i decadimenti β avvengono con vite medie distribuite tra i millisecondi e i miliardi di anni. Nel 1904 Bragg aveva dimostrato che particelle α di una stessa sorgente attraversano la stessa distanza di un rivelatore prima di fermarsi: ne aveva quindi dedotto che i decadimenti α sono monoenergetici. Nel 1914 J. Chadwick scoprì che, oltre agli elettroni prodotti per conversione interna, e quindi con energia ben definita essendo un processo a due corpi, i nuclei emettono elettroni con uno spettro di energia continuo (figura 6.6).

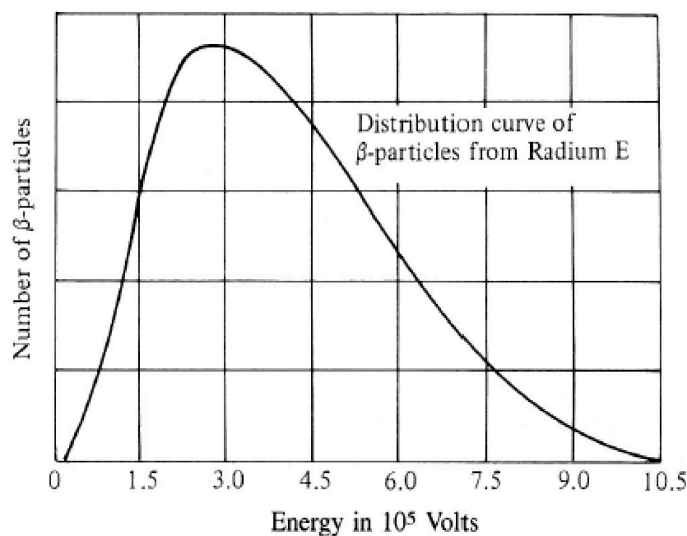
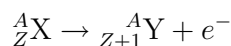


Figura 6.6: Distribuzione delle energie degli elettroni emessi nel decadimento del *radium E*, ossia il ^{210}Bi , un isotopo radioattivo prodotto nella catena di decadimento dell' ^{238}U .

Chadwick notò subito che se il decadimento coinvolge solo i nuclei e l'elettrone con una transizione del tipo



allora l'elettrone emesso dovrebbe essere monoenergetico, con una energia totale che, se si trascura l'energia cinetica associata al rinculo del nucleo Y, $T_Y = 1/2 \cdot p_e^2/M_Y$, è data da

$$E_e = \sqrt{(p_e c)^2 + m_e^2 c^4} \simeq (M_X - M_Y)c^2 \quad (6.6)$$

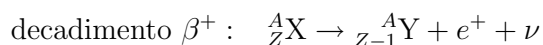
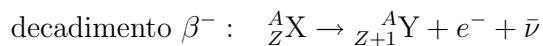
Quindi, per conservare energia ed impulso, oltre all'elettrone ed al nucleo Y si deve produrre energia sotto forma di radiazione neutra.

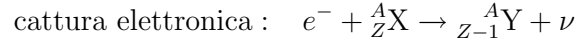
Prima del 1930 per risolvere il puzzle furono proposte parecchie soluzioni, tutte sbagliate, inclusa quella della non conservazione dell'energia. Tra l'altro, nell'ipotesi del decadimento a due corpi sorgono anche problemi legati alla statistica: infatti i nuclei X e Y, avendo lo stesso numero di nucleoni, o sono entrambi bosoni o entrambi fermioni: non è quindi possibile avere un solo nuovo fermione nello stato finale. Ed ancora, se i nuclei sono bosoni il momento angolare totale è un multiplo intero di \hbar nello stato iniziale e semi-intero in quello finale, e viceversa se sono fermioni, per cui non si conserva il momento angolare. Questo implica anche che l'eventuale energia mancante non può essere dovuta a radiazione γ visto che il fotone ha spin 1.

Nel 1930 W. Pauli, per ristabilire tutte le leggi di conservazione, ipotizzò che nel decadimento β , insieme all'elettrone, fosse anche emessa una particella neutra e di spin 1/2, che non interagisce né in modo elettromagnetico né nucleare, che chiamò neutrone e che Fermi ribattezzò "neutrino" dopo la scoperta del neutrone (vedi il par. 3.10). L'ipotesi del neutrino risolve il problema dell'energia mancante (il neutrino non interagisce nei rivelatori e se ne va inosservato), della statistica e della conservazione del momento angolare. Inoltre il valore osservato della massima energia dell'elettrone, E_{\max}^e , ci dice che il neutrino deve avere una massa estremamente piccola.

6.8.2 La teoria di Fermi

Nei nuclei si osservano tre diversi tipi di decadimento β :





Le vite medie associate ai decadimenti β hanno uno spettro molto ampio. Tuttavia nel 1933 Sargent avevo notato che, per $E_{\max}^e \gg m_e c^2$, la vita media dipende dalla quinta potenza di E_{\max}^e :

$$\tau \simeq \frac{1}{(E_{\max}^e)^5}. \quad (6.7)$$

Nel 1934, Fermi, prendendo come modello la descrizione della diffusione elettrone-protoni fornita dall'elettrodinamica quantistica, propone anche per il decadimento β un tipo di interazione basato su una teoria di campo, nella quale le particelle emesse nel decadimento non sono presenti nel nucleo prima della loro emissione, ma vengono create nell'istante del decadimento. Fermi utilizza il formalismo matematico degli operatori di creazione e distruzione delle particelle introdotto da Jordan per l'elettrodinamica. In questo caso però, l'interazione è puntiforme e viene detta *interazione a quattro fermioni*, costituendo una interazione "di contatto" tra le quattro particelle di spin 1/2 coinvolte nella reazione, il neutrone (che costituisce lo stato iniziale), il protone, l'elettrone ed il neutrino (che costituiscono lo stato finale).

La natura di contatto dell'interazione si traduce nel fatto che nel calcolo della probabilità di decadimento non compare nessun termine associato ad un propagatore dell'interazione. Nel caso del decadimento del neutrone libero, lo stato iniziale è $\Psi_i = \Psi_n$ mentre lo stato finale è $\Psi_f = \Psi_p \Psi_e \Psi_\nu$, per cui l'hamiltoniano della interazione può essere scritto come:

$$H_{fi} = \langle f | H_{\text{int}} | i \rangle = \int \Psi_f^* H_{\text{int}} \Psi_i dv = G_F \int \Psi_p^* \Psi_e^* \Psi_\nu^* \Psi_n dv \quad (6.8)$$

dove la costante G_F rappresenta l'intensità dell'interazione. Poiché H ha le dimensioni di un'energia e il prodotto di due funzioni d'onda esprime una probabilità per unità di volume, l'integrale ha le dimensioni dell'inverso di un volume e G deve avere quindi le dimensioni di un'energia per un volume, $[G] = [EV]$. In unità naturali, $\hbar = c = 1$, $[V] = [E^{-3}]$, per cui $[G] = [E^{-2}]$ e si esprime quindi in eV^{-2} .

Nei decadimenti nucleari, nei quali il ruolo del protone e del neutrone possono essere scambiati tra stato iniziale e stato finale, le funzioni d'onda della parte nucleare dipenderanno dal tipo di nucleo, per cui le indicheremo genericamente Ψ_{iN} e Ψ_{fN} , mentre il volume di integrazione si ridurrà al

volume nucleare, che indicheremo con Ω . L'hamiltoniano sarà quindi:

$$H_{fi} = G_F \int \Psi_{fN}^* \Psi_e^* \Psi_\nu^* \Psi_{iN} d\Omega. \quad (6.9)$$

Poiché il neutrino e l'elettrone non hanno interazione nucleare, potremo assumere che le loro funzioni di stato siano onde piane normalizzate in Ω :

$$\Psi_e = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}/\hbar}, \quad \Psi_\nu = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}/\hbar}$$

e il loro prodotto è

$$\Psi_e \Psi_\nu = \frac{1}{\Omega} e^{i(\vec{p}+\vec{q})\cdot\vec{r}/\hbar}$$

Se consideriamo che energie ed impulsi devono essere dell'ordine delle transizioni nucleari, ossia di qualche MeV, e che le posizioni all'interno di Ω devono essere dell'ordine del fermi, vediamo che $(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}/\hbar$ è sempre molto piccolo, per cui le funzioni d'onda possono essere sviluppate in serie:

$$\Psi_e \Psi_\nu = \frac{1}{\Omega} \left[1 + \frac{i(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}}{\hbar} + \frac{1}{2} \left(\frac{i(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}}{\hbar} \right)^2 + \dots \right] \quad (6.10)$$

dove i termini successivi sono via via più piccoli. Il primo termine non dipende da ϑ . Ora, se sviluppiamo alternativamente la funzione d'onda in armoniche sferiche, vediamo che l'unico termine che non dipende da ϑ è l'onda s , ossia quello con momento orbitale uguale a zero. Quindi il primo termine dello sviluppo, $\Psi_e \Psi_\nu = \frac{1}{\Omega}$, corrisponde all'emissione di una coppia elettrone-neutrino con momento orbitale nullo. I termini successivi corrispondono invece all'emissione di una coppia di leptoni con momento orbitale diverso da zero, e dunque alla variazione del momento angolare del nucleo, che avranno probabilità molto minori. Il primo termine corrisponde alle *transizioni permesse*, i termini successivi costituiscono le *transizioni proibite*. Tuttavia, se la differenza tra i momenti angolari dei nuclei iniziale e finale richiede che i leptoni compensino la variazione di momento angolare, il decadimento avverrà attraverso una transizione proibita, e avrà probabilità molto minore.

Se consideriamo solo le transizioni permesse, l'hamiltoniano sarà quindi:

$$H_{fi} = \frac{G_F}{\Omega} \int \Psi_{fN}^* \Psi_{iN} d\Omega = \frac{G_F M_{fi}}{\Omega} \quad (6.11)$$

dove M_{fi} è l'elemento di matrice dell'interazione nucleare che dipende dalla natura dei nuclei coinvolti, ma non dalle energie dei leptoni.

Per passare ora alle probabilità di transizione, e quindi alle vite medie, bisogna ricorrere alla regola d'oro di Fermi (vedi 5.A, eq. 5.40).

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \rho = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{G_F^2}{\Omega^2} |M_{fi}|^2 \rho. \quad (6.12)$$

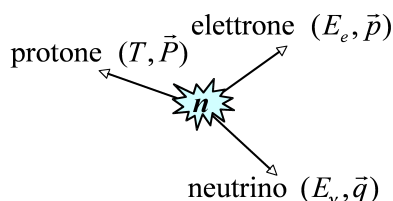


Figura 6.7: Energia ed impulso dei prodotti di decadimento nel riferimento di quiete del neutrone.

Rimane ora da calcolare la densità dello spazio delle fasi $\rho(E)$, che rappresenta il numero di modi nei quali è possibile ripartire tra le particelle dello stato finale l'energia dE_0 dovuta all'indeterminazione con cui è nota l'energia iniziale. Consideriamo la transizione tra due stati nucleari che possiamo considerare fermi, a causa della loro massa molto maggiore di quella dell'elettrone e del neutrino emessi. Possiamo quindi limitare il calcolo alla distribuzione in energia dell'elettrone e del neutrino. Con riferimento al decadimento elementare $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, mettiamoci nel sistema di riferimento del neutrone, dove, usando i simboli introdotti nella fig.6.7, si può scrivere $\vec{P} + \vec{p} + \vec{q} = 0$ e $T + E_e + E_\nu = E_0 = m_n - m_p \simeq 1MeV$. Poiché $pc < E_e < E_0$ e $qc < E_e < E_0$, l'impulso del protone P sarà dell'ordine del MeV/c , per cui $T = P^2/2m_p \sim 10^{-3} MeV \sim 0$. L'energia E_0 a disposizione si ripartisce quindi tra l'elettrone e l'antineutrino. Assumendo per l'antineutrino una massa nulla, $qc = E_\nu = E_0 - E_e$. Il numero di stati dell'elettrone con impulso compreso tra p e $p + dp$ è

$$dN_e = \frac{4\pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} \quad (6.13)$$

mentre il numero di stati dell'antineutrino con impulso compreso tra q e $q + dq$ è

$$dN_\nu = \frac{4\pi q^2 dq}{(2\pi\hbar)^3} \quad (6.14)$$

Fissati p e q , il momento del protone è fissato dalla conservazione dell'energia e dell'impulso, per cui non contribuisce allo spazio delle fasi. I fattori dell'elettrone e dell'antineutrino devono invece essere moltiplicati tra di loro, essendo gli impulsi delle due particelle indipendenti:

$$dN = \frac{(4\pi)^2}{(2\pi\hbar)^6} p^2 dp q^2 dq \quad (6.15)$$

Se fissiamo un valore (E_e, p) per l'elettrone, avremo che $d(qc) = dE_0$, dove dE_0 rappresenta l'effetto del principio di indeterminazione sull'energia dovuto alla vita media finita dello stato iniziale. Abbiamo pertanto

$$\frac{dN}{dE_0} = \frac{dN}{c dq} = \frac{1}{4\pi^4 \hbar^6 c} p^2 (E_0 - E_e)^2 dp \quad (6.16)$$

Se introduciamo questo fattore dello spazio delle fasi nella regola d'oro, possiamo integrare su tutto l'angolo solido e tenendo conto che l'elemento di matrice è indipendente dall'energia dei leptoni, otteniamo

$$N(p) dp \propto p^2 (E_0 - E_e)^2 dp. \quad (6.17)$$

Dividendo per $p^2 dp$ ed estraendo la radice otteniamo lo spettro di energia dell'elettrone nel decadimento β :

$$\sqrt{N(p)/p^2} \propto (E_0 - E_e) \quad (6.18)$$

che rappresenta un andamento rettilineo di $N(p)/p^2$ in funzione di E_e . Questo grafico è detto *plot di Kurie* e la retta incrocia l'asse delle x per $E_e = E_0$. Se il neutrino è dotato di massa, la curva si deve discostare dall'andamento rettilineo in prossimità di $E_e = E_0$ (*end point* della distribuzione). E' questa la tecnica con cui si cerca di determinare in modo diretto la massa dei neutrini. Tuttavia questi esperimenti sono estremamente difficili, poiché il numero di eventi in prossimità dell'end-point è piccolissimo e lo spettro è complicato da molti effetti: la limitata risoluzione nell'energia dell'elettrone, le perdite di energia dell'elettrone all'interno della sorgente, gli effetti dovuti ai legami molecolari.

Se integriamo la (6.17) nell'ipotesi di elettroni relativistici ($pc \simeq E_e$), otteniamo che il numero di eventi (e quindi la probabilità di decadimento) va come la quinta potenza della massima energia dell'elettrone, data da E_0 : ritroviamo quindi la regola di Sargent.

6.8.3 La scoperta sperimentale del neutrino

Il successo della teoria di Fermi nel descrivere i decadimenti nucleari e i decadimenti deboli delle particelle era una convincente evidenza “indiretta” della esistenza del neutrino; dalla ipotesi di Pauli ci sono voluti però più di 25 anni per rivelare gli effetti di una interazione da neutrino in un esperimento. Questo è dovuto ai valori incredibilmente piccoli delle sezioni d’urto delle interazioni neutrino-materia. Dalla teoria di Fermi abbiamo infatti $\sigma(\nu p) \simeq 10^{-43} \text{ cm}^2 \text{ MeV}^{-2} E_\nu^2$. Per rivelare queste interazioni è quindi necessario disporre di una sorgente di neutrini con un flusso elevatissimo e di un bersaglio dotato di una massa molto elevata. Le interazioni di neutrino o antineutrino più semplici sono quelle di *decadimento β inverso*,

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

Nel 1956, G. Cowan e F. Reines proposero di sfruttare l’alto flusso di $\bar{\nu}_e$ prodotti dalla fissione dell’uranio nel reattore da 1 GW di potenza dell’impianto di Savannah-River. I reattori nucleari sono sorgenti molto intense di $\bar{\nu}_e$ che derivano dal decadimento β dei neutroni di cui sono ricchi i frammenti della fissione nucleare.

Il flusso di neutrini dal reattore può essere stimato considerando che in media una reazione di fissione fornisce 200 MeV di energia termica e produce 6 $\bar{\nu}_e$ per fissione, per cui, indicando con P_t la potenza termica in Watt del reattore, il flusso sull’intero angolo solido è dato da:

$$\Phi_\Omega = \frac{P_t}{200 \cdot 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}} 6 \text{ s}^{-1} = 1.87 \cdot 10^{11} P_t \text{ s}^{-1} \quad (6.19)$$

Per un reattore da 1 GW abbiamo dunque un $\Phi_\Omega \sim 1.9 \cdot 10^{20}$ antineutrini/s, con uno spettro continuo e un’energia media di ~ 3 MeV. Naturalmente la distribuzione di questi neutrini è praticamente isotropa, per cui è comunque necessario un rivelatore di grandi dimensioni, posto sufficientemente vicino al reattore.

L’apparato progettato da Cowan e Reines è costituito da un bersaglio di circa 1000 litri di soluzione acquosa di cloruro di cadmio, CdCl_2 , contenuto in due recipienti alternati con altri tre contenitori riempiti di uno scintillatore liquido che funge da rivelatore (figura 6.8).

La segnatura sperimentale della reazione da neutrino è la seguente:

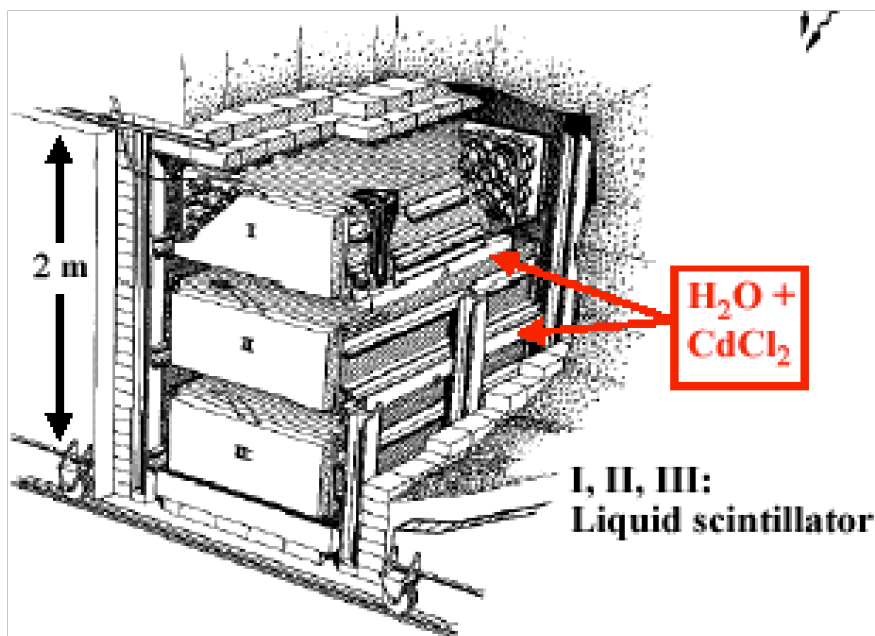


Figura 6.8: L'esperimento di Cowan e Reines.

- il positrone prodotto dalla reazione si annichila rapidamente con un elettrone dell'acqua in una coppia di fotoni, che producono luce per effetto Compton negli scintillatori che circondano l'acqua. La luce viene rivelata con dei fotomoltiplicatori. Il tempo caratteristico è di circa 10^{-9} s e la coincidenza tra due scintillatori (I e II oppure II e III della figura 6.8) rappresenta il t_0 della misura;
- il neutrone viene rallentato ("moderato") dalle collisioni con l'acqua ed in un tempo di $\sim 10^{-5}$ s viene catturato dal cadmio. Dalla cattura vengono emessi fotoni da ~ 6 MeV. Abbiamo quindi una coincidenza ritardata rispetto a t_0 nella stessa coppia di scintillatori e questo definisce la strategia della presa dati.

La segnatura che distingue gli eventi cercati è dunque una doppia coincidenza in una stessa coppia di scintillatori, separata da un tempo di qualche microsecondo. In una prima serie di misure della durata di 200 ore furono raccolti 567 eventi di questo tipo. Il fondo stimato a reattore spento era

di 209 eventi. La fluttuazione del fondo aspettata è quindi $\sqrt{209}$, per cui l'osservazione di 567 eventi è molto significativa. Il risultato della misura è

$$\sigma(\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+) = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$$

Reines ricevette il premio Nobel per questo esperimento nel 1995.

6.8.4 Il neutrino muonico

Il fatto che nell'esperimento di Cowan e Reines non si fossero trovati eventi del tipo

$$\bar{\nu}_e + n \rightarrow e^- + p$$

si può considerare una evidenza sperimentale che il neutrino è diverso dall'antineutrino. Questo tipo di reazioni non avviene neanche all'interno di un nucleo, come si può stabilire confrontando la reazione

$$\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$$

effettivamente osservata, con la reazione

$$\bar{\nu}_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$$

che invece non viene osservata. Queste reazioni prendono il nome di *reazioni di Pontecorvo-Davis*.

La differenza tra ν_e e $\bar{\nu}_e$ non deve essere considerata scontata, poiché il neutrino è una particella neutra. Per giustificarla si può introdurre un nuovo numero quantico, il *numero leptonic*, che è posto uguale ad 1 per elettrone e neutrino e -1 per positrone ed antineutrino.

Un'altra questione è se i neutrini che compaiono nei decadimenti dei muoni e dei pioni siano gli stessi di quelli che compaiono nei decadimenti β . In questo caso sarebbe possibile il decadimento elettromagnetico del muone:

$$\mu \rightarrow e + \gamma$$

per il quale già alla fine degli anni '50 c'era un limite superiore di 10^5 volte il decadimento $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$. Questa assenza richiede quindi che il numero leptonic dell'elettrone sia diverso dal numero leptonic del muone, per cui questi si devono conservare separatamente:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

Bruno Pontecorvo aveva sempre pensato che i due neutrini fossero diversi, tanto che aveva proposto di chiamarli con due nomi diversi, neutrino e *neutretto*. Nel 1959 lui e M. Schwartz proposero in modo indipendente di studiare le interazioni di neutrini prodotto dagli acceleratori, usando i decadimenti di π e K come sorgenti di fasci di neutrini. Questa realizzazione era resa possibile dalla costruzione di due nuovi acceleratori, il protosincrotrone (PS) da 28 GeV del CERN di Ginevra e l'Alternating Gradient Synchrotron (AGS), entrato in funzione a Brookhaven nel 1960. Questa nuova generazione di acceleratori utilizzava il principio della "focalizzazione forte", che permetteva di raggiungere energie sempre più elevate.

L'esperimento che doveva mettere in luce l'esistenza di due tipi di neutrini fu progettato nel 1962 da Lederman, Schwartz e Steinberger nel 1962 per il fascio di neutrini dell'AGS. Se esiste un solo tipo di neutrino, nell'interazione col bersaglio questo deve produrre con la stessa probabilità muoni ed elettroni. Se i neutrini sono diversi, poiché i mesoni π e K decadono per lo più in muoni, il fascio di neutrini è costituito essenzialmente di ν_μ e questi non possono produrre elettroni nello stato finale, per cui l'unica reazione che si osserva deve essere

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X.$$

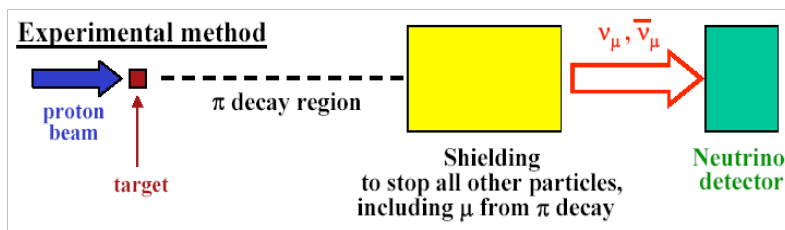


Figura 6.9: Schema dell'esperimento di Lederman, Schwartz e Steinberger: il fascio di protoni colpisce una bersaglio di berillio; i mesoni prodotti vengono fatti decadere nel vuoto e successivamente tutte le particelle cariche sono assorbite da uno schermo in ferro, da cui fuoriescono solo i neutrini.

I pioni ed i kaoni erano prodotti dalle interazioni dei protoni da 15 GeV dell'AGS che colpivano un bersaglio di berillio. I pioni e i kaoni, decadendo in volo, producevano il fascio di neutrini. Un muro di ferro, spesso 13.5 metri

e posto ad una distanza di 21 metri dal bersaglio di berillio, fermava tutte le particelle secondarie cariche prodotte dall'interazione dei protoni sul berillio, ivi inclusi i muoni provenienti dai decadimenti in volo dei pioni e dei kaoni. Le interazioni da neutrini venivano osservate con un rivelatore a camere a scintilla di alluminio, con una massa totale di 10 tonnellate, posto dietro il muro di ferro (Fig. 6.9).

Il rivelatore consisteva di una serie di 90 piani (ciascuno di 1.2 m²) di camere a scintilla in alluminio ed era in grado di distinguere il segnale di una particella lunga e penetrante che perde energia al minimo, come un muone, e rispetto a quello dovuto alla cascata elettromagnetica di un elettrone, caratterizzato da una serie di tracce corte con molte scintille.

Con 300 ora di raccolta dati furono selezionati

- 34 eventi con un muone singolo, candidati per le reazioni

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow \mu^{+} + n$$

- 2 eventi consistenti con cascate elettromagnetiche di un elettrone, dovute alla contaminazione di ν_e nel fascio.

Il neutrino associato all'elettrone ed il neutrino associato al muone sono dunque due particelle differenti. Ci limitiamo qui ad osservare che nel 1974 fu scoperto un nuovo leptone carico, il leptone τ (in greco τ vuole appunto dire terzo) e che nel 2002 sono stati rivelati tre eventi da interazione da neutrino τ . Negli anni '90 a LEP è stato infine dimostrato che non ci sono ulteriori neutrini (almeno con masse minori della metà della massa del bosone intermedio Z). Possiamo quindi affermare che esistono tre distinte famiglie di leptoni e che i numeri leptonici ad esse associati si conservano separatamente.