

Reazioni nucleari

Nei primi esperimenti di Rutherford le particelle semplicemente "rimbalzavano elasticamente" sui nuclei bersaglio. Poi (1919) Rutherford osservò la modificazione o "trasmutazione" di specie nucleari : $\alpha + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{17}\text{O} + p$

Nel 1930 Cockroft e Walton, col loro primo acceleratore capace di indurre reazioni nucleari, osservarono



Vediamo concetti legati alle reazioni nucleari dette di **bassa energia**, fino ad alcune decine di MeV, sotto soglia di produzione di mesoni.

Una tipica reazione nucleare $\alpha + X \rightarrow Y + b$ si scrive anche $X(\alpha, b)Y$

Spesso Y è un prodotto pesante che si ferma nel bersaglio e non viene osservato direttamente.

Se α è un raggio γ la reazione è detta **foto-nucleare**, se b un raggio γ la reazione è detta **cattura radiativa**.

Se α e b coincidono, e così pure X e Y , si ha diffusione **elastica** se Y e b sono nel loro *stato fondamentale*, **anelastica** se Y o b o entrambi sono in uno *stato eccitato*.

Se $\alpha \equiv b$ ma la reazione produce un ulteriore nucleone, espulso da X a causa dell'urto, la reazione è detta di **knockout**.

Ci sono **reazioni di trasferimento** con uno o più nucleoni scambiati fra proiettile e bersaglio.

- Si classificano le reazioni anche in base al meccanismo che le governa. Le reazioni di trasferimento sono un esempio di **reazioni dirette**, con solo pochi nucleoni, tipicamente del bersaglio, partecipanti al processo; i restanti nucleoni del bersaglio sono spettatori passivi. Queste reazioni portano a rimozione o inserimento di singoli nucleoni, permettendo lo studio della *struttura a shell* dei nuclei.
- Altro caso estremo, detto meccanismo del **nucleo composto**, quando proiettile e bersaglio si fondono per un breve lasso di tempo, ripartendosi totalmente l'energia disponibile prima che il sistema, detto *nucleo composto*, si disecchi emettendo uno o più nucleoni in un modo che ricorda l'evaporazione di una molecola da un liquido caldo.

- Fra i due casi estremi le **reazioni di risonanza**, nelle quali proiettile e bersaglio formano uno stato *quasi-legato* prima di emettere il prodotto leggero della reazione.

Leggi di conservazione

Per le reazioni nucleari valgono leggi di conservazione (si ricordi che i sistemi nucleari sono, a tutti gli effetti *sistemi fisici isolati*).

La conservazione dell'**energia totale** e dell'**impulso totale** sono utilizzate per correlare le energie misurabili dei prodotti di reazione alle energie note delle particelle incidenti.

L'energia misurata di b permette di dedurre l'energia d'eccitazione degli stati di Y o la differenza di massa tra X e Y .

Nei processi a bassa energia, senza produzione di pioni e/o ri-arrangiamenti dei quark costituenti, vale la conservazione separata del **numero di protoni e di neutroni**, che deriva dalla più generale conservazione del **numero barionico**.

Le interazioni deboli hanno ruolo trascurabile sulla scala temporale caratteristica delle reazioni nucleari, dell'ordine di $10^{-16} \div 10^{-22}$ s.

La conservazione del **momento angolare** aiuta nel correlare spin delle particelle del canale d'ingresso col momento angolare orbitale dei prodotti dei canali d'uscita, deducibili da misure delle loro distribuzioni angolari. Si può così risalire agli spin degli specifici stati nucleari.

La conservazione della **parità** permette, noto il mom. ang. orb. dei prodotti di reazione, tramite la regola $(-1)^l$, e dalla conoscenza degli altri valori di parità, di risalire alle parità incognite degli eventuali stati eccitati.

Diffusione da potenziale nucleare

L'intensità dell'interazione non permette di sfruttare la teoria delle perturbazioni, come fatto per l'interazione coulombiana.

Se proiettili con energie abbastanza alte, loro lung. d'onda di De Broglie $\lambda = h/p$ può essere $<$ dimensioni nucleari tipiche, si può utilizzare un **approccio di tipo "ottico"**, col fatto che le sez. d'urto sperimentali elastiche mostrano forti analogie con *fenomeni diffrattivi* ottici da parte di un disco opaco.

Diffrazione luce monocromatica da bordo netto produce figura di massimi e minimi col primo minimo a un angolo ϑ per cui $\text{sen}\vartheta \simeq \lambda/R$, con R raggio del disco. I successivi minimi sono quasi ugualmente spazati e i massimi intermedi calano d'ampiezza al progredire di ϑ .

Un nucleo può assorbire efficacemente nucleoni incidenti, per cui ha senso l'analogia col disco opaco.

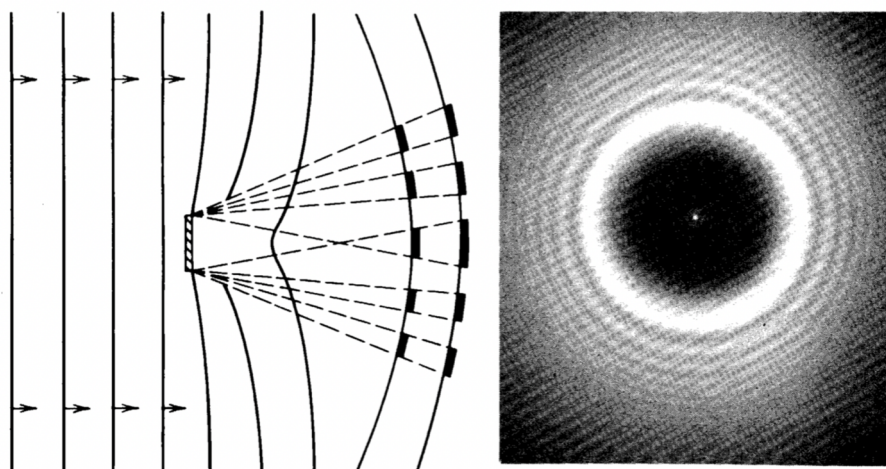
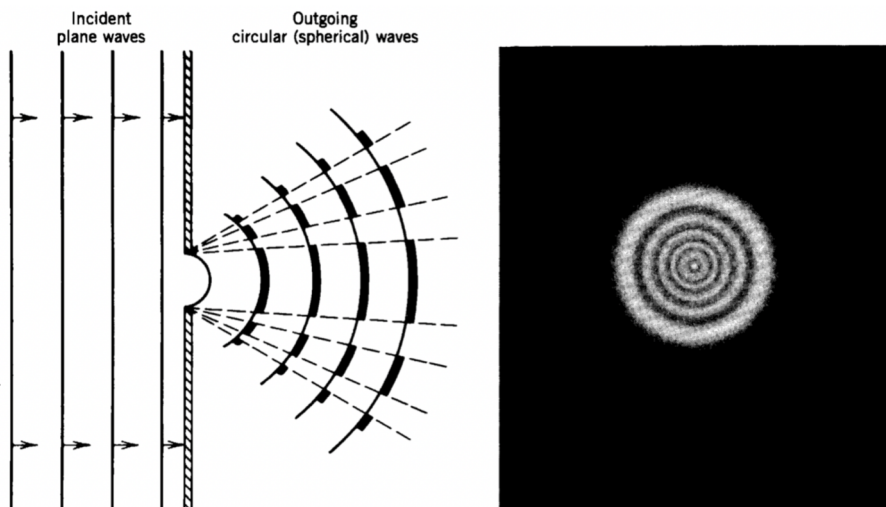
Per proiettili carichi bisogna considerare la concorrenza fra interazione coulombiana e nucleare.

Per osservare la diffusione elastica di nucleoni in *forma diffrattiva* bisogna quindi eliminare gli effetti coulombiani \rightarrow due modi:

- utilizzare proiettili privi di carica come i n , che sentono la forza nucleare;
- con proiettili carichi due passi successivi: utilizzare proiettili di energia sufficiente a contrastare la barriera coulombiana per avere piccoli valori di massimo avvicinamento fra proiettile e bersagli; osservare andamenti ad angoli grandi, dove la sezione d'urto coulombiana decresce molto e rapidamente.

Un risultato della diffusione elastica di nucleoni su nuclei è la determinazione dei raggi nucleari.

Una diffusione anelastica coulombiana lascia il nucleo in una condizione eccitata con parte dell'energia cinetica del proiettile e anche questo potrebbe essere eccitato, dopo l'urto.

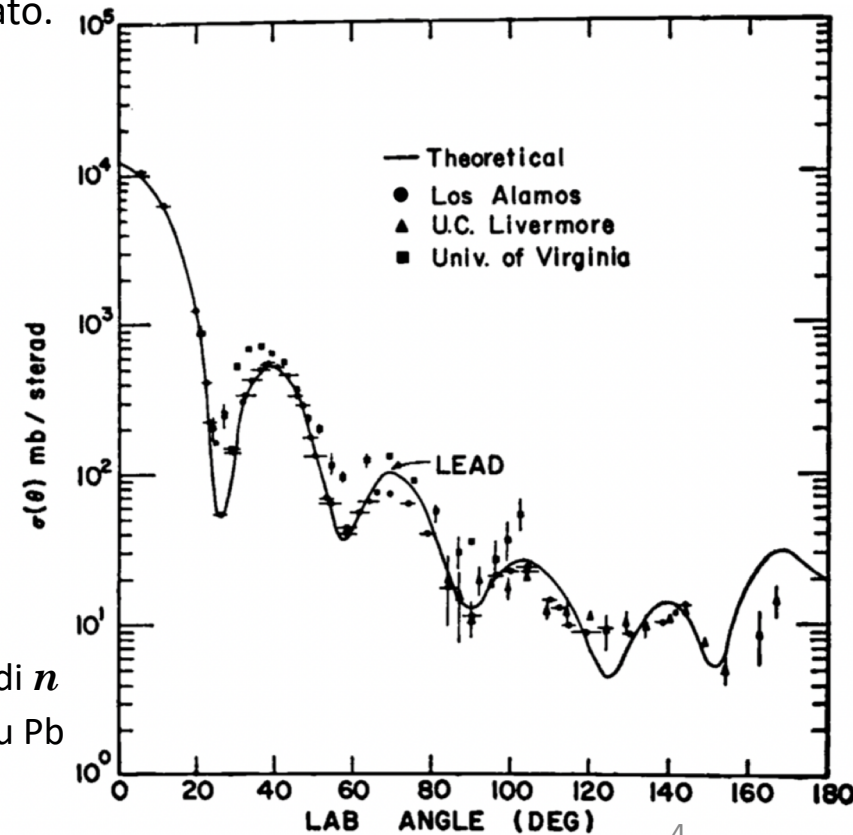


Diffrazione luce da apertura circolare (alto) e da disco opaco (basso)

Nella misura della distribuzione in energia delle particelle diffuse a un angolo solido definito, si osserva un singolo picco elastico, alla più alta energia, e picchi a energie inferiori ognuno corrispondente a interazioni anelastiche associate a specifici stati eccitati del bersaglio. La posizione d'ogni picco conduce a energia dello stato eccitato che lo ha generato, e la sua popolazione è \propto alla sez. d'urto per la reazione di eccitazione dello stato ad esso associato.

Le misure delle distribuzioni angolari delle particelle diffuse dai vari stati eccitati conducono ai valori di spin-parità degli stessi.

Diff. elastica di n da 14 MeV su Pb

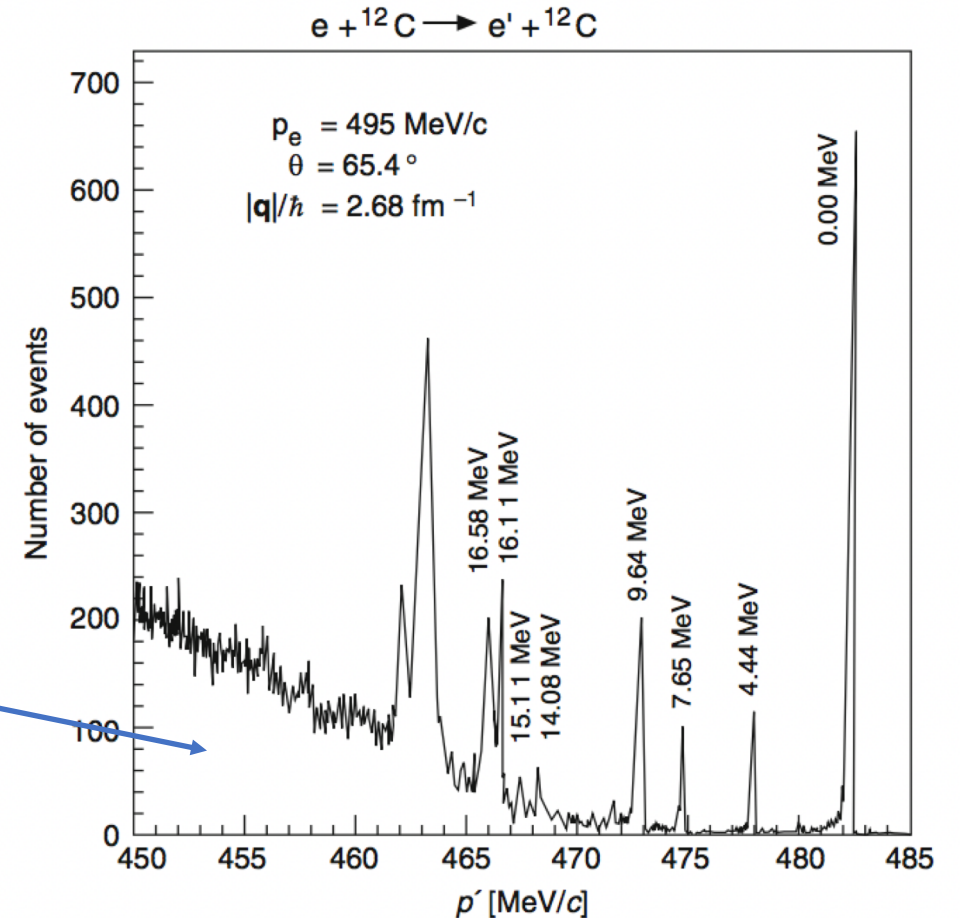


Reazioni anelastiche

Finora si è supposto di trattare diffusioni elastiche, in cui stati iniziali e finali delle particelle e nuclei coinvolti restano immutati, e il solo trasferimento d'energia considerato è quello di rinculo del bersaglio senza che né questo né il proiettile siano in uno stato eccitato dopo l'interazione. Quindi, una volta fissati gli angoli di diffusione, le energie nei canali d'ingresso e uscita della reazione sono univocamente connesse, come visto nel § 7.3.

Analizzando gli spettri energetici misurati per diffusione di e ad angoli fissati, si nota che contengono eventi il cui trasferimento d'energia è superiore a quanto giustificabile dal solo rinculo. Questi eventi corrispondono a **reazioni anelastiche**; ad esempio in figura, dove si notano il prominente picco all'energia $E' \simeq 482$ MeV, dovuto all'urto elastico fra e e nuclei di ^{12}C , preceduto da picchi a energie inferiori, dovuti a eccitazione di singoli livelli nucleari oltre al picco a energia $E' \simeq 463$ MeV, dovuto a una **risonanza dipolare gigante**.

La struttura dello spettro a energie inferiori dipende dalle diffusioni **quasi-elastiche** dei nucleoni legati nel nucleo. I picchi possono essere riprodotti con funzioni che descrivono **fenomeni risonanti**.



Nucleo composto e interazioni dirette

Si immagini particella α incidente su nucleo con parametro d'urto $<$ al raggio del nucleo, quindi con una probabilità alta di interagire con un suo nucleone. α , ceduta parte della propria energia, potrà ancora interagire con i restanti nucleoni del nucleo bersaglio, ripartendo con essi la propria energia cinetica e divenire lei stessa parte del sistema fisico interagente.

Se anche l'incremento medio d'energia di ogni nucleone coinvolto è $<$ a quanto servirebbe per scalarlo dal nucleo, può però avvenire che la redistribuzione statistica dell'energia di α concentri talvolta su uno dei nucleoni del sistema formatosi, una quantità sufficiente a estrometterlo dal sistema come per l'evaporazione d'una molecola da un liquido caldo.

Il processo passa per la formazione di uno "**stato intermedio**" successivo all'assorbimento di α , che precede l'emissione delle particelle per "**evaporazione**". Esso è detto **nucleo composto** e la reazione si indica $a + X \rightarrow C^* \rightarrow Y + b$ con C^* il "**nucleo composto**".

Il decadimento di un nucleo composto può avvenire in diversi modi e un'assunzione del modello è che le probabilità relative dei possibili canali siano indipendenti da come C^* si è formato, dipendendo invece dalla sua composizione e dall'energia totale del sistema: ipotesi che la redistribuzione dell'energia cinetica di α fra i nucleoni di C^* avvenga in modo "**termico**", con conseguente "**perdita di memoria**" del processo di formazione e conseguente emissione isotropa delle particelle b .

Il successivo decadimento sarà quindi governato prevalentemente da processi statistici.

Il modello dà risultati buoni per reazioni a bassa energia, fra i 10 MeV e i 20 MeV, con bassa probabilità che α sfugga dal sistema prima di essersi "**termalizzata**", che migliorano per bersagli con A elevato.

I tempi caratteristici di un processo con formazione di nucleo composto sono lenti, dell'ordine di $10^{-16} \div 10^{-18}$ s.

Al crescere dell'energia di α la sua lunghezza d'onda associata cala, rendendo possibile un'interazione "**diretta**" con uno o comunque solo pochissimi fra i nucleoni del bersaglio.

E' in un certo senso la situazione opposta a quella che conduce al nucleo composto, e vede probabili anche urti con i nucleoni più periferici dei nuclei bersaglio.

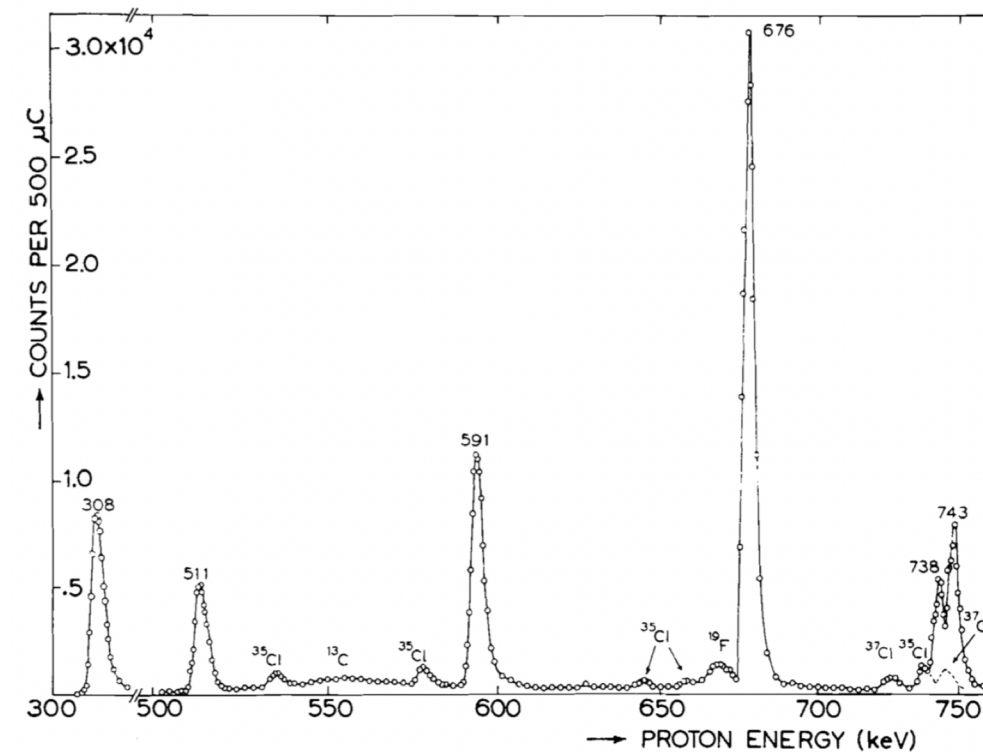
I tempi caratteristici di un processo d'interazione diretta sono dell'ordine di 10^{-22} s.

Reazioni di risonanza

Nel modello del nucleo composto gli stati nucleari non legati sono considerati un continuo privo di struttura, anche se si tratta di stati definiti, ma così numerosi e con energie così prossime l'una all'altra da formare uno spettro praticamente continuo, data la larghezza di ogni stato \propto alla distanza fra essi.

Stati legati studiati con le reazioni dirette rappresentano la condizione simmetrica e risultano stabili rispetto all'emissione di particelle, con vite medie più lunghe (decadimenti γ).

Fra i due estremi c'è la regione di **risonanza**, con livelli discreti ad alta probabilità, e quindi sezione d'urto, di formarsi e larghezze ridotte che presentano di solito due soli modi di decadimento, la re-emissione della particella incidente o l'emissione di fotoni γ . Il comportamento delle sez. d'urto attorno ai valori d'energia caratteristici di tali livelli è descritto con **andamenti risonanti** (Breit-Wigner).



Urti e risonanze

L'individuazione di picchi e risonanze negli spettri o negli andamenti di sezioni d'urto, e la loro descrizione, sono fondamentali in fisica nucleare e delle particelle.

Come esempio urto fra π e p o d (bersagli di ^2H o ^2D) nel (SL), e si misurano sez. d'urto di produzione di nuove particelle in funzione dell'energia dei pioni del fascio incidente, o dell'angolo polare ϑ di diffusione rispetto alla direzione z parallela alla velocità dei proiettili.

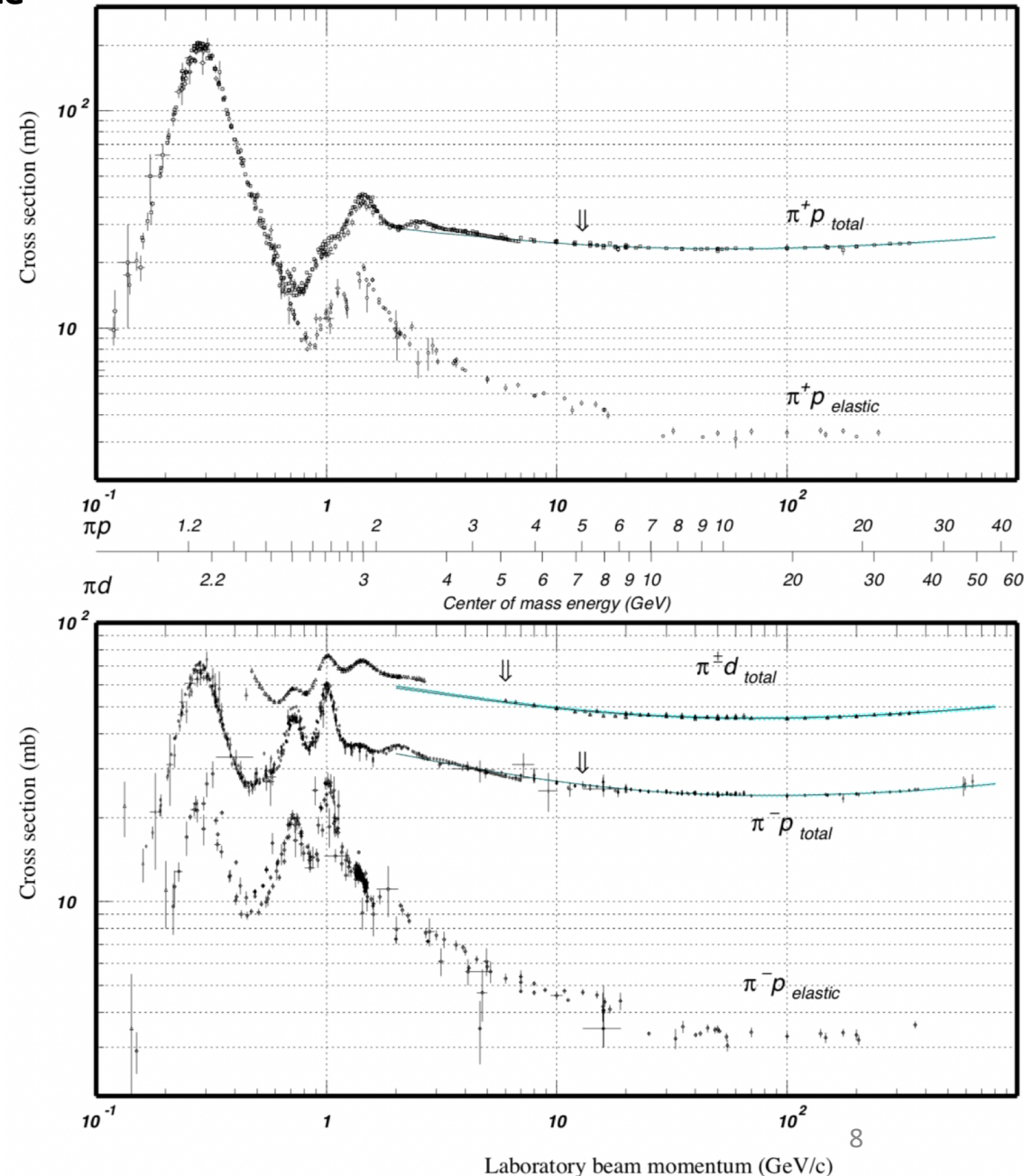
I π che non interagiscono proseguono indisturbati.

Misurando la sez. d'urto di produzione di π a diversi angoli ϑ , è intuitivo che il numero di quelli diffusi dalle interazioni col bersaglio dovrebbe diminuire al crescere di ϑ , per la conservaz. della quantità di moto totale che nel (SL) è sempre diretta in avanti lungo z .

In generale la sez. d'urto nel (SL) dipende da ϑ e dall'en. E_π del π :

$$\sigma = \sigma(\vartheta, E_\pi).$$

I risultati sperimentali mostrano un andamento lentamente variabile per energie E_π superiori a pochi GeV, che presenta però dei **picchi** per valori caratteristici di E_π .



I picchi per la loro forma sono detti **risonanze** e sono interpretati come evidenza della produzione di nuove particelle (di massa e numeri quantici ben definiti), non presenti prima dell'urto, e che poi decadono. La prima osservazione sperimentale fu di E. Fermi (**risonanza Δ**).

Per capire si consideri urto elastico $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$ in cui le particelle nello stato finale hanno stato cinematico \neq da quello iniziale. Se il processo è puramente elastico ci si aspetta che la gran parte delle particelle diffuse vada "in avanti" e con un valore "piccolo" di ϑ . Se però parte dell'energia a disposizione dà luogo a produzione di una nuova particella "X" che poi decade ($\pi^+ + p \rightarrow X \rightarrow \pi^+ + p$), è ragionevole che i prodotti di questo decadimento, nel rispetto della conservazione della quantità di moto, vengano emessi senza conservare un particolare ricordo della direzione iniziale di provenienza del π incidente. Quindi i prodotti di decadimento hanno probabilità non trascurabili di essere emessi ad angoli qualunque, in particolare anche grandi, e fissato uno ci si aspetta quindi di osservare un aumento del numero di particelle diffuse a quell'angolo, rispetto alla diffusione senza formazione della particella X, quindi un aumento del valore della sezione d'urto corrispondente, man mano che l'energia del pione incidente s'avvicina a quella che consente la produzione della particella X di massa pari a quella disponibile nel centro di massa della reazione, divisa c^2 .

Questo modo diretto di produzione di stati adronici eccitati è detto anche **formazione**.

Nell'esempio considerato la produz. della particella X è mediata dalle interazioni forti e la particella è instabile (vita media molto breve).

L'energia E di una particella di massa m e impulso \vec{p} è: $E^2 = |\vec{p}|^2 c^2 + m^2 c^4$. In un sistema fisico di N particelle "**non interagenti**" di masse m_i e impulsi \vec{p}_i ($i = 1, 2, \dots, N$), l'energia complessiva E_t del sistema è $E_t = \sum_i^N E_i$, e similmente per l'impulso tot. \vec{p}_t . Si può porre $E_t^2 = |\vec{p}_t|^2 c^2 + M^2 c^4$ dove M ha le dimensioni di una massa, e se c' è un sistema di riferimento in cui tutte le N particelle sono ferme, allora

$$E_t = c^2 \sum_{i=1}^N m_i = M c^2$$

Energia e impulso di una particella sono grandezze che dipendono dal sistema di riferimento nel quale sono calcolate, non così la massa che è un ***invariante relativistico***.

Quindi la differenza $E^2 - |\vec{p}|^2 c^2 = m^2 c^4$ è anch'essa un invariante relativistico che assume sempre il medesimo valore in qualsiasi sistema di riferimento.

Se ad es. si ha una particella di massa M ferma in un sist. di rif., che decade in N particelle ognuna di energia E_i e impulso \vec{p}_i , l'invarianza di M implica $E_t^2 - |\vec{p}_t|^2 c^2 = M^2 c^4$

Si può dunque risalire alla massa M di una particella decaduta in altre particelle di cui si conoscano energie e impulsi.

Per il caso al caso visto della produzione d'una risonanza Δ nell'urto $\pi + p$, si ha che questa decade in una coppia (π, p) . Misurando gli impulsi delle due particelle figlie se ne possono ottenere le energie

$$E_\pi = \sqrt{p_\pi^2 c^2 + m_\pi^2 c^4} \qquad E_p = \sqrt{p_p^2 c^2 + m_p^2 c^4}$$

da cui:

$$(E_\pi + E_p)^2 - (\vec{p}_\pi + \vec{p}_p)^2 c^2 = m_\Delta^2 c^4$$

Se quindi si conoscono i parametri cinematici del sistema di N particelle prodotte ad esempio dal decadimento di un'altra particella, si può sempre calcolare la ***massa invariante*** di quest'ultima.

Se si dispone di numerosi eventi misurati di questo tipo si può calcolare la massa invariante per ogni coppia di particelle.

La massa invariante si può calcolare anche per più di due particelle nello stato finale e costruire quindi un "istogramma" delle frequenze con cui si presentano certi valori di massa invariante. Si ottiene un grafico con riportati in ascisse i possibili valori di massa invariante e in ordinate il numero di volte in cui si sono trovati questi valori.

Può succedere che molti eventi casuali con particelle rivelate e considerate potenziali figlie di una particella più pesante, non avendo in realtà alcuna relazione l'una con l'altra, diano origine a masse invarianti di valore casualmente compreso tra 0 e la massima energia disponibile, quindi vi saranno anche casi di ottenimento casuale del valore di massa invariante corrispondente a quello della particella decaduta.

Vi sono però anche i casi in cui la massa invariante assume il valore corrispondente a quello della particella che decadendo ha dato origine a quello specifico stato finale, proprio perché dovuti al corretto e coerente abbinamento delle particelle rivelate.

Il grafico che si ottiene ha quindi generalmente l'aspetto di un fondo continuo, dovuto agli eventi casuali, sul quale si elevano alcuni **picchi** in corrispondenza delle ascisse associate alle masse invarianti delle particelle genitori; esso viene detto **distribuzione** o anche **spettro in massa invariante**.

I picchi nella distrib. di massa invariante sono detti **risonanze** e si possono descrivere gli andamenti delle sezioni d'urto in prossimità di tali picchi, e quindi dei corrispondenti valori di massa invariante, come la sovrapposizione fra un andamento continuo che tenga conto del fondo casuale, con un andamento risonante descritto dalla cosiddetta **formula di Breit-Wigner**

$$\sigma(E) = \frac{4\pi\lambda^2 (2J + 1) (\Gamma^2/4)}{(2s_a + 1) (2s_b + 1) [(E - E_R)^2 + (\Gamma^2/4)]}$$