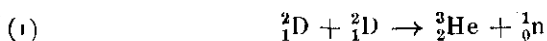


12. M. AGENO, E. AMALDI, D. BOCCIARELLI, G. C. TRABACCHI. —
Sull'urto di neutroni contro protoni e deutoni.

Uno dei metodi più diretti per lo studio della interazione fra le particelle pesanti, consiste, come è noto, nel confrontare la dipendenza dalla energia della sezione d'urto elastico di neutroni contro protoni, quale risulta dalla esperienza, con le formule dedotte in base ad opportune ipotesi riguardanti le forze nucleari.

Si comprende quindi come da vari ricercatori siano state eseguite numerose esperienze intese a determinare la sezione d'urto protone-neutrone.

Notiamo subito che, per quanto tale grandezza variï piuttosto lentamente al variare della energia della particella incidente, agli effetti di un confronto con la teoria, vanno prese in considerazione solo quelle esperienze in cui i neutroni usati sono dotati tutti, almeno approssimativamente, della stessa energia. E' questa la ragione per cui nella maggior parte delle misure eseguite fino ad oggi, si è fatto uso dei neutroni prodotti dalla reazione:



il cui spettro come è noto, è costituito da una sola riga, la cui energia varia a seconda della direzione di osservazione e del potenziale usato per accelerare gli ioni di deuterio. Fra queste misure ricordiamo in particolare quelle di H. Aoki ⁽¹⁾ il quale variando l'angolo formato dalla direzione di osservazione con la direzione degli ioni D^+ incidenti, ha potuto determinare la sezione d'urto per cinque diversi valori della energia dei neutroni, compresi fra 2,14 e 2,76 MeV. Come queste, così pure tutte le altre misure eseguite con i neutroni della (1) si riferiscono a neutroni di energia variabile da caso a caso fra 2,4 e 3 MeV ⁽²⁾.

Oltre a queste e alle misure di sezione d'urto protone-neutrone per energie dei neutroni incidenti di qualche volt-elettrone ⁽³⁾, esistono

⁽¹⁾ H. AOKI, Phys. Rev., 55, 795 (1939).

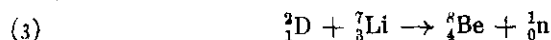
⁽²⁾ E. T. BOOT e C. HURST, Proc. Roy. Soc., A. 161, 248 (1937); R. LADENBURG, M. H. KANNER, Phys. Rev., 52, 911 (1937); W. H. ZINN, S. SEELY e V. W. COHEN, Phys. Rev., 56, 260 (1939).

⁽³⁾ E. AMALDI e E. FERMI, Ricerca Sci., 7 I, 223, 339, (1936); Phys. Rev., 50, 899, (1936) L. SIMONS, Phys. Rev., 55, 792 (1939); Kgl. Danske Vinden. Sels. Mat. Fys.,

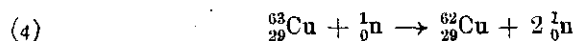
alcune determinazioni di questa grandezza per neutroni di 0,2—0,3 MeV, prodotti o per effetto fotoelettrico ⁽⁴⁾, o a mezzo della reazione ⁽⁵⁾



Ben poche invece sono le misure con neutroni di energia superiore ai 3—4 MeV. A nostra conoscenza, per queste elevate energie esistono solo le misure di E. O. Salant, R. B. Roberts e P. Wang ⁽⁶⁾ e Salant e N. F. Ramsay ⁽⁷⁾, i quali rivelano i neutroni emessi nella reazione



a mezzo della attività di 9,9 min di periodo di dimezzamento, che viene provocata nel rame in seguito alla reazione.



questa, infatti, ha un rendimento apprezzabile solo quando l'energia del neutrone incidente supera i 12 MeV ⁽⁸⁾.

Si deve infine osservare che tutte le misure di sezione d'urto protone-neutrone sono state eseguite sino ad ora usando metodi assai diversi per diversi valori dell'energia del neutrone incidente, ad eccezione di quelle di Aoki di cui abbiamo precedentemente parlato. Queste hanno tuttavia l'inconveniente di estendersi su di un assai stretto intervallo di energia.

Agli effetti di un confronto con la teoria sarebbe quindi assai desiderabile disporre di un metodo il quale permettesse di eseguire la misura della sezione d'urto facendo uso di una stretta banda di neutroni di energia variabile entro vasti limiti.

Nel paragrafo 2 esporremo un semplice metodo il quale soddisfa abbastanza bene queste esigenze; il metodo è stato da noi applicato alla misura della sezione d'urto di neutroni di 4,1, 12,5 e 13,5 MeV contro il protone, il deutone e il carbonio. I risultati di tali misure verranno esposti

16, (1940); V. W. COHEN e H. H. GOLDSMITH, J. SCHWRINGER, Phys. Rev., 55, 106 (1938); H. B. HANSTEIN, Phys. Rev., 5, 1045 (1940).

⁽⁴⁾ A. LEIPUNSKY, L. ROSENKEWITSCH e D. TIMOSCHUK, Phys., Sov., 10, 625, (1936).

⁽⁵⁾ E. AMALDI, D. BOCCIARELLI e G. C. TRABACCHI, Ricerca Sci., 11, 121 (1940).

⁽⁶⁾ E. O. SALANT e R. B. ROBERTS, P. WANG, Phys. Rev., 55, 984 (1939).

⁽⁷⁾ E. O. SALANT e N. F. RAMSAY, Phys. Rev., 57, 1075 (1940).

⁽⁸⁾ R. SAGANE, Phys. Rev., 53, 492 (1938).

nel paragrafo 5 mentre nel paragrafo 7 li discuteremo mettendoli in relazione con alcune altre esperienze eseguite con altri metodi ed esposte nei paragrafi 4 e 6, il cui scopo era di chiarire alcuni punti che ci sono sembrati di qualche interesse in seguito alle misure di sezione d'urto neutrone-deutone.

A questo proposito riteniamo opportuno far rilevare sin d'ora che lo studio dell'urto neutrone-deutone, pur presentando l'inconveniente rispetto allo studio dell'urto neutrone-protone di richiedere una assai più complicata trattazione teorica a causa della presenza di tre corpi in mutua interazione, costituisce al giorno d'oggi il metodo meno indiretto per dedurre informazioni sulle forze agenti tra neutrone e neutrone.

IL METODO USATO.

Il dispositivo usato è rappresentato schematicamente nella fig. 1. I neutroni emessi dalla sorgente S incidono sullo strato di paraffina P il cui spessore (2 mm) è trascurabile rispetto all'assorbimento dei neutroni e infinito rispetto al percorso dei corrispondenti protoni di rinculo.

I protoni di rinculo proiettati in avanti e capaci di attraversare l'assorbitore di Al A, vengono registrati dai tre contatori proporzionali C_1, C_2, C_3 collegati ad un sistema di coincidenze.

Le coincidenze triple che si osservano in queste condizioni sono dovute però solo in parte ai protoni di rinculo provenienti da P.

A queste infatti si aggiunge inevitabilmente un numero più o meno grande, a seconda della sorgente di neutroni usata, delle condizioni geometriche del dispositivo ecc. di coincidenze casuali, numero che può facilmente venir misurato inserendo nella posizione O' un assorbitore di spessore sufficiente da arrestare tutti i protoni provenienti da P; le misure vengono quindi eseguite contando le coincidenze triple con questo secondo assorbitore alternativamente nella posizione O (otturatore aperto) e O' (otturatore chiuso).

L'assorbitore A che rimane inserito sul percorso dei protoni durante tutta una serie di misure, serve invece a fissare l'energia minima E_0 che deve avere un protone di rinculo (dato che l'osservazione viene fatta in avanti, questa è uguale all'energia del corrispondente neutrone) affinché esso possa venir registrato.

Se lo spettro dei neutroni emessi dalla sorgente S si estende fino ad un

valore massimo dell'energia E_{max} , è chiaro che la differenza fra il numero delle coincidenze osservate con l'otturatore aperto e chiuso è dovuta solo a protoni di rinculo di energia compresa fra E_0 e E_{max} , intervallo questo che, a parte questioni di intensità, può venir scelto anche assai piccolo.

Il metodo ora descritto costituisce dunque un rivelatore di neutroni veloci sensibile solo in un intervallo di energia che può essere abbastanza ristretto, in vicinanza del limite superiore dello spettro dei neutroni usati. Per eliminare questa limitazione e riuscire a rivelare solo i neutroni appartenenti ad un intervallo compreso fra due valori qualsiasi E_0 ed E' dell'energia, basta sostituire all'otturatore O un assorbitore tale che quando sono inseriti sul percorso dei protoni sia questo che l'assorbitore A, la energia minima che deve avere un protone per poter venir registrato sia eguale ad E' . Come vedremo nel par. 4 le misure delle sezioni d'urto per 4,1, 12,5, e 13,5 MeV di energia dei neutroni incidenti sono state eseguite con il primo dei due metodi ora descritti. Una misura ad 8 MeV eseguita con il secondo metodo ha dato dei risultati incerti a causa degli elevati errori statistici dovuti al fatto che il risultato era dato dalla differenza, relativamente piccola, di due numeri piuttosto grandi.

Chiarito in tal modo il procedimento usato per la rivelazione dei neutroni, è evidente come si possa procedere alla de-

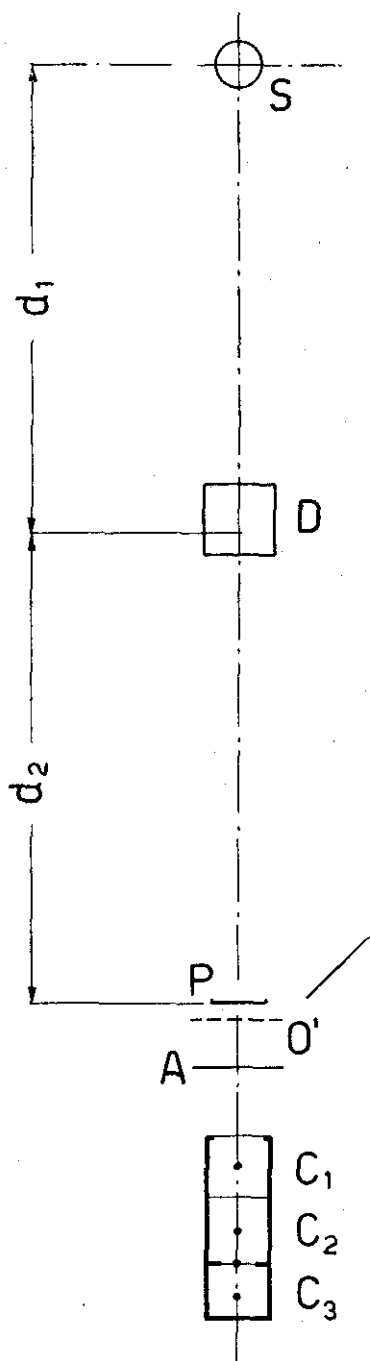


FIG. 1.

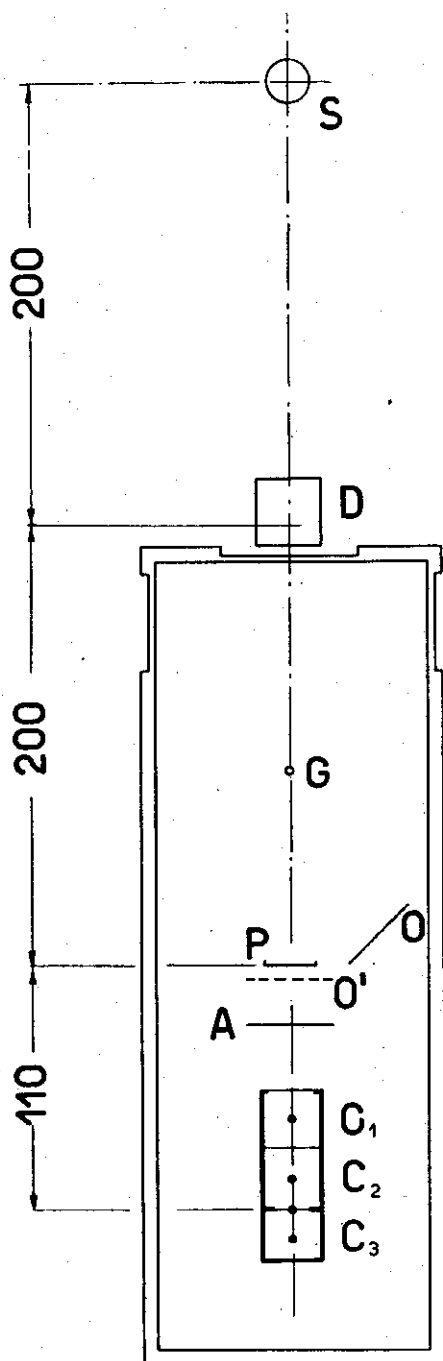


FIG. 2.

terminazione della sezione d'urto totale (di trasmissione) di un determinato elemento. Un blocchetto D del materiale da studiare venga ora inserito, a metà distanza fra la sorgente dei neutroni S e la paraffina P; il rapporto fra il numero di protoni di rinculo osservati con e senza il diffusore D nella posizione segnata nella fig. 1 ci fornisce la frazione trasmessa dei neutroni incidenti che, come è noto, è legata in modo semplice alla sezione d'urto totale dei neutroni contro i nuclei presenti nel diffusore D.

In conclusione per ogni valore dell'energia E_0 e per ogni spessore Z_0 dello strato diffondente, si debbono eseguire quattro misure con il diaframma O aperto (A) e chiuso (C) e con (C) e senza (S) il diffusore D. Nel seguito ci riferiremo a tali misure con le sigle AS, AC, CS, CC.

IL DISPOSITIVO SPERIMENTALE.

Il dispositivo sperimentale è sostanzialmente quello usato in una nostra precedente ricerca alla quale rimandiamo per tutto ciò che riguarda la costruzione dei contatori, la scelta della loro tensione di lavoro non che gli amplificatori, e il sistema di registrazione (*). La ca-

(*) E. AMALDI, D. BOCCIARELLI, B. FERRETTI e G. C. TRABACCHI, *Naturwiss.*, 30, 582 (1942); *Ricerca Sci.*, 13 492 (1942).

mera d'urto era invece stata modificata come risulta dallo schema della fig. 2.

L'arco di paraffina usato nel precedente lavoro, era stato tolto dal suo supporto G e sostituito da uno strato di paraffina di 2 mm di spessore e di 25×40 mm di area sostenuto da una lamiera di ottone di 1 mm di spessore, posta in P.

La distanza fra la superficie della paraffina e la prima parete del terzo contatore era di 110 mm. Ciascuna delle pareti dei tre contatori era di Al di $1,93 \text{ mg cm}^2$. La cassetta era al solito piena di argon tecnico a pressione atmosferica e la tensione dei contatori era uguale a 2140 volt. Come risulta dalla fig. 2 entrambe queste distanze erano eguali a 200 mm.

Agli effetti della esperienza d'urto di cui abbiamo parlato nel paragrafo precedente, le distanze più importanti sono quelle che intercorrono fra la sorgente S e il diffusore D (d_1), e fra questo e la paraffina P (d_2). Come risulta dalla fig. 2 entrambe queste distanze erano eguali a 200 mm. Le dimensioni della sorgente S, costituita da un disco di Be, B o Li a seconda di casi, colpito da un fascetto di ioni di deuterio accelerati a mezzo dell'impianto a un milione di volt dell'Istituto Superiore di Sanità, erano limitate da uno schermo di ferro avente un foro di 20 mm di diametro. Le dimensioni dei diffusori usati erano di 30×30 mm e il loro spessore variava, come vedremo nel seguito da 20 a 90 mm. I neutroni venivano osservati in una direzione formante un angolo di 90° con la direzione dei deutoni incidenti.

Per eseguire le misure alternando frequentemente i conteggi nelle condizioni AS, AC, CS, CC abbiamo fatto uso dello stesso dispositivo automatico costruito per lo studio della distribuzione angolare dei protoni di rinculo e descritto in altra sede, al quale erano state apportate alcune semplici modifiche imposte dal nuovo tipo di esperienza. La camera d'urto, contenente la paraffina e i contatori, era sorretta da un supporto in una posizione fissa, che veniva periodicamente verificata, durante l'esecuzione delle misure, a mezzo di un opportuno calibro metallico che garantiva sia i valori delle distanze d_1 e d_2 che l'allineamento dei centri della sorgente S con quelli dell'assorbitore D e della paraffina P.

Il motore trifase che nelle esperienze precedenti dava luogo ai voluti movimenti della cassetta, aveva ora il compito di inserire o togliere

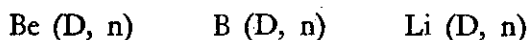
dal percorso dei neutroni, diretti da S verso P, il diffusore D il quale era sorretto da un braccio di alluminio di 2 mm di spessore.

Il succedersi delle misure nelle quattro condizioni AS, AC, CS, CC era comandato dal motore sincrono il quale a mezzo di una vite senza fine e ruota tangente, faceva compiere a questa ultima un giro in 30 sec. Un'asticella fissata al disco, chiudendo opportuni contatti metteva in comunicazione l'uscita delle coincidenze triple con la scala di 8 usata per il conteggio.

La misura durava 28 secondi, alla fine dei quali veniva interrotta la comunicazione fra l'uscita delle coincidenze triple e la scala di 8 e quindi cambiata la disposizione sperimentale. Tale dispositivo, permettendo di ripetere le quattro misure alternativamente un gran numero di volte, riduce al minimo l'effetto di eventuali variazioni lente sia del sistema di produzione che del sistema di rivelazione dei neutroni.

LE MISURE.

Prima di esporre le misure che sono state eseguite con i neutroni prodotti nelle tre reazioni



riassumiamo assai brevemente alcune misure di controllo aventi lo scopo di garantirci che sullo strato di paraffina P, oltre ai neutroni provenienti direttamente da S, non incidano in numero apprezzabile neutroni diffusi dagli oggetti circostanti.

Non ostante che nel nostro lavoro precedentemente citato (*) ci fossimo assicurati di questo a mezzo delle esperienze descritte nel paragrafo 6 c) e 6 d) abbiamo ritenuto opportuno fare ancora le due seguenti misure le quali sono state eseguite con i neutroni del Li (D, n) per un valore di E_0 pari a 11,15 MeV:

a) abbiamo verificato che il numero dei protoni di rinculo registrati dal nostro sistema variasse proporzionalmente al quadrato della distanza $r = d_1 + d_2$ della paraffina P dalla sorgente S. Due misure eseguite a $r_1 = 16,6$ cm. e $r_2 = 29,6$ cm. hanno dato un rapporto del numero dei protoni osservati pari a $3,12 \pm 0,15$ contro il valore $\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2 = 3,18$.

b) allo scopo di verificare se un blocco di paraffina posto lungo il percorso dei neutroni fra la sorgente S e la paraffina P poteva dare

luogo ad una diffusione rilevante, abbiamo sostituito al diffusore D, un diffusore di paraffina a forma di toro di sezione rettangolare: i suoi diametri interno ed esterno erano di 4,5 cm. e 9,0 cm. e il suo spessore era di 6,0 cm. ossia tale, come vedremo in seguito, da diffondere circa la metà dei neutroni incidenti. Dai conteggi eseguiti in queste condizioni abbiamo trovato che la presenza del toro di paraffina aumenta il numero di protoni registrato nel rapporto $1,109 \pm 0,031$.

Siamo quindi passati alla misura della frazione di neutroni trasmessa da diversi diffusori di paraffina leggera, paraffina pesante e grafite. Dato che il punto di fusione della paraffina leggera usata era compreso fra $68^\circ - 70^\circ$ C possiamo ritenere che si tratti di dotriacontano: $C_{32}H_{66}$. Il punto di fusione della paraffina pesante era superiore a 77° ; è quindi ragionevole ammettere che essa corrisponda alla formula $C_{33}D_{72}$; la grafite usata era « acheson ».

L'assorbitore A era pari a 0 mg/mm², 124 mg/cm², 175,5 mg/cm² rispettivamente nel caso dei neutroni del Be, B e Li.

Tenendo conto dello spessore di 5 pareti dei contatori ($5 \times 1,93 = 9,6$ mg/cm²), della distanza (11 cm di argon) fra la paraffina e la parete anteriore del terzo contatore, e della correzione dovuta alla velocità (¹⁰), si trova che il percorso minimo che deve avere un protone, è, nei tre suddetti casi, rispettivamente 17,5, 103, 140, cm. d'aria, corrispondenti a $E_0 = 3,2, 9,4$ e 11,15 MeV.

I risultati sono riprodotti nelle tabelle I, II, III ove oltre all'energia minima E_0 è data anche l'energia massima dei protoni registrati e la corrispondente energia media. I valori di E_{max} sono quelli che risultano dalle nostre curve di assorbimento già pubblicate in un precedente lavoro (⁹) per il caso del Be del Li. Per il Be abbiamo fatto una curva di assorbimento la quale ci ha dato un valore del limite superiore dello spettro dei protoni di rinculo in assai buon accordo con le misure di altri autori (¹¹).

Il valore medio della energia è stato calcolato a mezzo della formula (11) del nostro precedente lavoro (⁹) usando le nostre curve di assorbimento nel caso del B e del Li e lo spettro di T. W. Bonner e W. M. Brubaker (¹¹) integrato 2 volte nel caso del Be.

(¹⁰) M. S. LIVINGSTON e H. A. BETHE, Rev. Mod. Phys., 9, 276 (1937).

(¹¹) T. W. BONNER e W. M. BRUBAKER, Phys. Rev., 50, 308 (1936).

TABELLA I.

D+Be

$$E_0 = 3,2 \quad E_{\max} = 4,6 \quad \bar{E} = 4,1$$

Diffusore	Spessore in cm	Spessore in gr/cm ²	Nume- ro di misure	AS	AC	CS	CC	T
C ₃₂ H ₆₆	1,6	1,4	200	6601	4802	732	659	0,706 ± 0,016
C ₃₂ H ₆₆	2,95	2,6	200	6055	3381	727	538	0,534 ± 0,014
C ₃₂ H ₆₆	6,0	5,2	200	6403	2235	791	454	0,317 ± 0,011
C ₃₅ D ₇₂	3,0	2,94	200	5836	3329	698	475	0,555 ± 0,015
C ₃₅ D ₇₂	4,85	4,74	200	6305	2602	743	545	0,370 ± 0,012
C	4,0	6,34	200	6010	3336	702	526	0,529 ± 0,014
C	6,0	9,51	200	6345	2808	720	541	0,403 ± 0,012
C	8,0	12,68	200	6208	2191	753	515	0,307 ± 0,011

TABELLA II.

D+B

$$E_0 = 9,4 \quad E_{\max} = 13,2 \quad \bar{E} = 12,5$$

Diffusore	Spessore in cm	Spessore in gr/cm ²	Nume- ro di misure	AS	AC	CS	CC	T
C ₃₂ H ₆₆	6,0	5,2	200	2815	1683	923	655	0,543 ± 0,022
C ₃₅ D ₇₂	4,85	4,74	200	2647	1795	889	692	0,627 ± 0,024
C	4,0	6,35	200	2843	2036	853	753	0,644 ± 0,024

TABELLA III.

D+Li

$$E_0 = 11,15 \quad E_{\max} = 15 \quad \bar{E} = 13,5$$

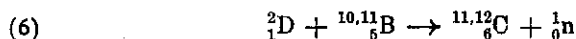
Diffusore	Spessore in cm	Spessore in gr/cm ²	Nume- ro di misure	AS	AC	CS	CC	T
C ₃₂ H ₆₆	2,95	2,6	200	13706	10382	5343	4128	0,748 ± 0,019
C ₃₂ H ₆₆	6,0	5,2	160	13094	7322	5369	3318	0,518 ± 0,016
C ₃₂ H ₆₆	8,95	7,8	150	9462	4354	3664	1773	0,445 ± 0,016
C ₃₅ D ₇₂	3,0	2,94	200	14063	10269	5096	3970	0,702 ± 0,017
C ₃₅ D ₇₂	4,85	4,74	200	13027	8054	5462	3512	0,600 ± 0,018
C	2,0	3,17	210	12211	10183	4248	3680	0,817 ± 0,020
C	6,0	9,5	200	13560	8366	5136	3469	0,581 ± 0,016
C	10,0	15,9	130	8461	3350	3018	1456	0,385 ± 0,015

Nelle suddette tabelle oltre allo spessore dei diffusori in cm e in gr/cm² è dato anche il numero delle misure ossia il numero di volte che è stato eseguito il conteggio, per una durata di 28 sec. in ciascuna delle disposizioni AS, AC, CS, CC. La percentuale di neutroni trasmessi T si ottiene evidentemente calcolando la quantità

$$(5) \quad T = \frac{AC - CC}{AS - CS}$$

L'errore è stato calcolato dalla radice quadrata del numero degli impulsi, con le normali regole di propagazione degli errori. Come controllo della correttezza di tale procedimento abbiamo eseguito per un solo punto il calcolo dell'errore facendo uso degli scarti quadratici medi di ogni singola misura. L'errore quadratico medio è risultato in questo secondo caso 1,3 volte maggiore di quello calcolato dalla radice quadrata del numero degli impulsi, mostrandoci così che gli errori da cui sono affette le nostre misure sono essenzialmente di carattere statistico.

Con i neutroni della



abbiamo eseguito le misure per un solo spessore del diffusore dato che l'energia media dei corrispondenti neutroni differisce di non molto dalla energia media dei neutroni della (3), tanto più che per raggiungere una precisione eguale a quella ottenuta nelle misure con i neutroni della D + Li sarebbe stato necessario contare assai più a lungo data la relativamente minore intensità.

Facendo uso della (6) abbiamo tentato di eseguire una misura anche con i neutroni del secondo gruppo del suo spettro, aventi energia compresa fra 7,3 e 9,1 MeV. A tale scopo l'otturatore O era stato sostituito con una lamina di Al di 60,6 mg/cm² e l'assorbitore A era stato scelto di 54,8 mg/cm² di spessore; la paraffina infine aveva uno spessore di 43 mg/cm² corrispondente a 43 cm di aria.

Tenendo conto dello spessore delle pareti dei contatori e della distanza fra questi e la paraffina si trova che con l'otturatore aperto si osservano solo protoni di percorso superiore o eguale a 66 cm. d'aria (7,3 MeV), mentre con l'otturatore chiuso si contano solo protoni di percorso superiore o eguale a 97 cm d'aria (9,1 MeV).

Tali misure che si riferiscono ad una energia media dei neutroni incidenti di circa 8 MeV, hanno dato per ciascuna delle sostanze studiate un risultato intermedio fra quelli ottenuti a $\bar{E}=4,1$ MeV (D + Be) e $\bar{E}=13,5$ MeV (D + Li). L'errore statistico da cui sono affetti questi risultati è tuttavia sensibilmente maggiore di quelli riprodotti nelle tabelle I, II, III, come è facile comprendere dato che si tratta di differenze relativamente piccole di numeri piuttosto grandi. Non ci è quindi sembrato utile riprodurre anche questi dati in quanto, pur essendo in accordo con le altre nostre misure, essi non possono servire per un confronto conclusivo con la teoria.

Allo scopo di controllare i nostri risultati con un metodo completamente diverso di rivelazione abbiamo ripetuto le misure di diffusione dei neutroni della D + Li da parte di grafite, paraffina leggera e paraffina pesante, rivelando i neutroni a mezzo della attività indotta nel rame secondo la reazione [4] (*). Tale metodo che come si è detto nella introduzione già è stato applicato da altri autori, presenta il vantaggio di una notevole semplicità.

Si deve però osservare che non si conosce la dipendenza della sezione d'urto dalla energia del neutrone incidente, e che anche il valore della soglia per cui il processo diventa energeticamente possibile è alquanto incerto. Si comprende quindi come un confronto fra i risultati ottenuti con il metodo precedentemente esposto e questo ultimo, vada considerato come un controllo reciproco dei due sistemi di rivelazione dei neutroni veloci.

Allo scopo di metterci in condizioni geometriche il più possibile simili a quelle usate nelle nostre misure ci siamo serviti di cilindretti di rame di 25 mm di diametro e 40 mm di altezza (ossia aventi una sezione di 25×40 mm², eguale all'area della paraffina P, fig. 2) posti a 40 cm di distanza dal centro della sorgente S di neutroni, in un piano perpendicolare alla direzione dei deutoni incidenti. Il cilindretto di rame Cu e il diffusore D, che veniva posto a metà distanza fra S e Cu, erano sorretti nelle loro posizioni da una stretta lamina di Al di 1 mm di spessore, fissata direttamente alla estremità del tubo, sulla quale erano tracciate opportune linee che permettevano di mantenere e riprodurre l'allineamento e le distanze nelle misure successive (fig. 3).

(*) Questa parte del lavoro si deve esclusivamente a M. Ageno.

Tutti gli oggetti circostanti erano stati allontanati allo scopo di ridurre al minimo i neutroni diffusi. Dato che il rame si attiva assai fortemente con i neutroni lenti con un periodo di dimezzamento di 5 min, durante l'irraggiamento il cilindretto di rame era protetto da uno strato di Cd di $0,78 \text{ g/cm}^3$ di spessore

Allo scopo di eliminare l'influenza di lente variazioni dell'intensità del tubo abbiamo disposto, in due direzioni formanti fra loro un

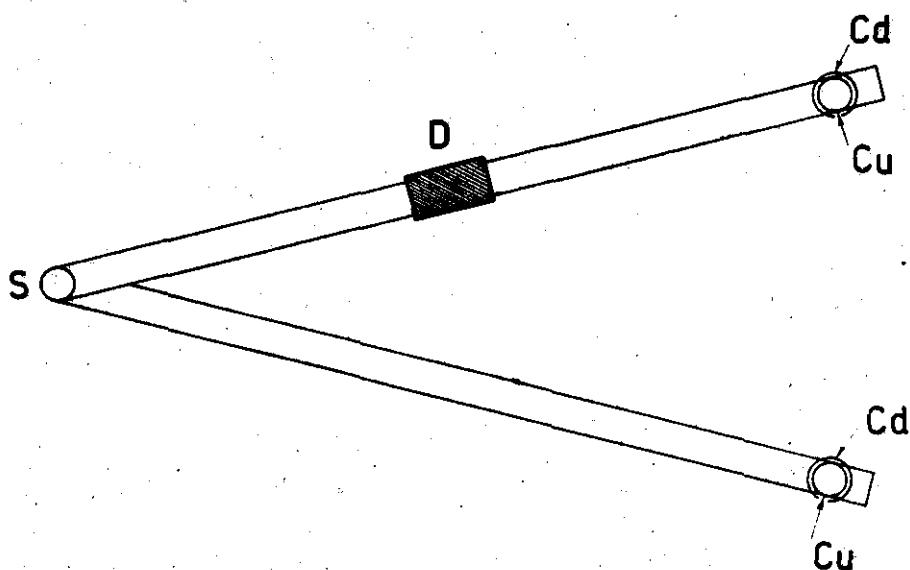


FIG. 4.

angolo di circa 30° , due lamine di alluminio, come quella sopra descritta, ognuna delle quali portava un cilindretto di rame protetto da Cd. Il diffusore veniva posto sul percorso dei neutroni diretti verso uno solo dei due rivelatori che venivano irradiati per 10 minuti, fig. 3.

Finito l'irraggiamento essi venivano posti su due contatori di vetro a pareti sottili pieni di argon e alcool, connessi, attraverso a due sistemi alla Neher, l'uno a una scala di 16 e l'altro a una scala di 8. Veniva così contato il numero di impulsi, di minuto in minuto, a partire da 1 min. fino a 20 min. dopo la fine dell'irraggiamento.

L'irraggiamento veniva quindi ripetuto con due nuovi cilindretti di rame identici ai precedenti, ponendo il diffusore sull'altra lamiera di alluminio: i risultati delle due misure venivano quindi sommati. Lo

effetto di zero dei contatori veniva misurato per 5 minuti prima e dopo ogni irraggiamento.

I risultati di tali misure sono riprodotti sulla tabella IV: i numeri dati nelle colonne quarta e sesta rappresentano il numero totale di impulsi contati, in 4 misure, in 19 min. a partire da 1 min. dopo la fine dell'irraggiamento, nelle colonne quinta e sesta sono dati i corrispondenti effetti di zero e nella ottava la percentuale T' di neutroni trasmessi.

TABELLA IV.

D+Li
(^{63}Cu 9,92 min)

Diffusore	Spess. in cm	Spess. in gr/cm ²	N senza diffu- sore	Effetto di zero	N con diffu- sore	Effetto di zero	T'	T
$\text{C}_{32} \text{H}_{66}$	2,95	2,6	28016	4820	21696	4970	$0,721 \pm 0,009$	$0,748 \pm 0,019$
$\text{C}_{32} \text{H}_{66}$	6,0	5,2	25829	4900	16848	4857	$0,573 \pm 0,009$	$0,518 \pm 0,016$
$\text{C}_{32} \text{H}_{66}$	8,95	7,8	29768	5170	15648	5060	$0,430 \pm 0,008$	$0,445 \pm 0,016$
$\text{C}_{35} \text{D}_{72}$	3,0	2,94	29592	5530	23190	5530	$0,730 \pm 0,009$	$0,702 \pm 0,017$
$\text{C}_{35} \text{D}_{72}$	4,85	4,74	27597	5150	18640	5160	$0,592 \pm 0,008$	$0,600 \pm 0,018$
C	2,0	3,17	25944	5080	22576	4980	$0,843 \pm 0,011$	$0,817 \pm 0,020$
C	6,0	9,5	27746	5000	17712	4870	$0,564 \pm 0,008$	$0,581 \pm 0,016$
C	10,0	15,9	28202	4980	18840	4910	$0,384 \pm 0,007$	$0,385 \pm 0,015$

Gli errori sono calcolati dalla radice quadrata del numero degli impulsi. Per confronto nella nona colonna sono riprodotti i valori T della trasmissione ottenuti rivelando i neutroni della D+Li a mezzo dei protoni di rinculo, valori che già sono stati dati nella tabella III. Si noti la ottima concordanza fra i valori di T e i valori di T' , concordanza che ci permette di escludere che le nostre misure, eseguite sia con l'uno sia con l'altro dei metodi sopra esposti, siano affette da gravi errori sistematici.

Come ulteriore controllo delle misure ottenute rivelando i neutroni a mezzo della (4^1) abbiamo costruito la curva di decadimento della attività del Cu sommando gli impulsi, contati di minuto in minuto, in tutti gli irraggiamenti eseguiti per raccogliere i dati della tabella IV. Nella fig. 4 diamo il logaritmo dei numeri così ottenuti in funzione del tempo. Da essa si vede che nelle nostre condizioni sperimentali si ha la formazione di un solo corpo radioattivo e precisamente del $^{63}_{29}\text{Cu}$. Trat-

tando i dati della fig. 4 con il metodo descritto da Runge e König ⁽¹²⁾ si ottiene che il periodo di dimezzamento di questo corpo è

$$T = 8,3 \pm 0,4 \text{ min}$$

Per quanto questo valore sia più basso di quello dato da altri autori ⁽¹³⁾ è evidente dal grafico che ciò non può esser dovuto a contaminazione da parte di un periodo più breve (5 min.).

I RISULTATI.

Nel caso ideale di sorgente di neutroni S, rivelatore P e diffusore D di dimensioni trasversali trascurabili rispetto alle distanze d_1 e d_2 la percentuale di neutroni trasmessi

varia esponenzialmente al variare dello spessore z_0 del diffusore:

$$(7) \quad e^{-\frac{z_0}{\lambda}}$$

dove $\lambda = \frac{1}{N\sigma}$ è il cammino libero medio, σ è la sezione d'urto e N il numero di nuclei per unità di volume. Indicando con δ la densità del materiale usato e con M il suo peso atomico si ha notoriamente

$$(8) \quad \frac{z_0}{\lambda} = \frac{z_0 \delta \sigma}{M \cdot 1,67 \cdot 10^{-24}} = \frac{\Delta \sigma}{M \cdot 1,67 \cdot 10^{-24}}$$

avendo indicato con $\Delta = Z_0 \delta$ lo spessore del diffusore in g/cm².

In pratica le dimensioni trasversali della sorgente di neutroni, del diffusore e del rivelatore, per quanto piccole, non sono mai trascurabili

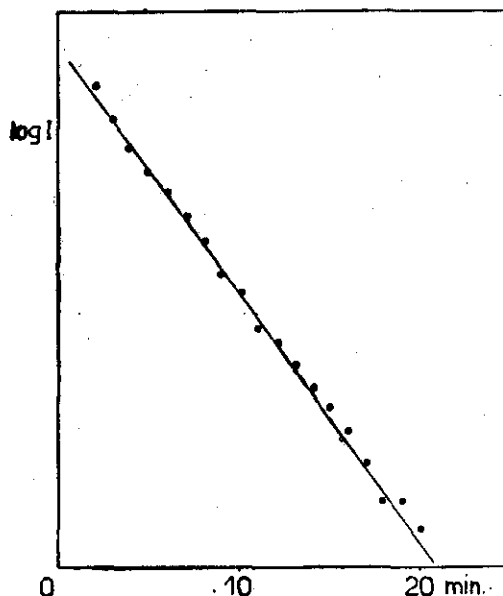


FIG. 4.

⁽¹²⁾ Vorlesungen über numerisches Rechnen, pag. 231, Julius Springer, Berlino (1924).

⁽¹³⁾ J. MATTAUCH e S. FLÜGGE, Kernphysikalische Tabellen, J. Springer, Berlino (1942).

rispetto alle distanze d_1 e d_2 . E' quindi necessario introdurre alcune correzioni che, con le condizioni geometriche da noi usate, si riducono alle seguenti:

1) una parte dei neutroni che hanno subito un urto contro il diffusore colpiscono ancora il rivelatore;

2) una parte dei neutroni che in seguito ad un urto non colpirebbero più il rivelatore, subiscono entro il diffusore stesso un secondo urto che li devia nella direzione del rivelatore.

Entrambi questi effetti aumentano la percentuale T dei neutroni trasmessi rispetto a quelli che si avrebbero in condizioni ideali. Si ha quindi

$$(9) \quad T(z_0) = e^{-\frac{z_0}{\lambda}} + K$$

dove

$$(10) \quad K = K' + K''$$

è la correzione da calcolare; K' e K'' corrispondono rispettivamente agli effetti 1) e 2).

Con semplici considerazioni di carattere geometrico si trova che, nelle nostre condizioni sperimentali si ha

$$(11) \quad K' = 0,007 \frac{\sigma(0)}{\bar{\sigma}} \left(1 - e^{-\frac{z_0}{\lambda}}\right)$$

per il caso di nuclei diffondenti di massa maggiore di 1, e

$$(12) \quad K' = 0,014 \frac{\sigma(0)}{\bar{\sigma}} \left(1 - e^{-\frac{z_0}{\lambda}}\right)$$

per caso dell'idrogeno. $\sigma(0)$ è la sezione d'urto differenziale in avanti e $\bar{\sigma}$ è la sezione d'urto differenziale mediata in tutte le direzioni. Se la diffusione è isotropa nel sistema del baricentro, si ha $\frac{\sigma(0)}{\bar{\sigma}} = 1$. Il maggior valore di questa correzione nel caso dell'idrogeno è dovuto al fatto che la diffusione avviene solo in avanti. Per il C e il D noi useremo nel seguito

$$(11') \quad K' = 0,007 (1 - T);$$

per l'idrogeno

$$(12') \quad K' = 0,014 (1 - T)$$

per i neutroni di 4 MeV e

$$(12'') \quad K' = 0,018 (1 - T)$$

per i neutroni di 12,5 — 13,5 MeV dato che in questo secondo caso (*) si può prendere $\frac{\sigma(0)}{\sigma} \sim 1,3$. E' comunque facile riconoscere che tale correzione è sempre assai piccola.

Il calcolo di K'' è stato eseguito per il caso di un diffusore di 30×30 mm² di sezione e 90 mm di lunghezza e $\lambda = 90$ mm. Il risultato è

$$(13) \quad K'' = 0,008$$

per nuclei di peso atomico maggiore di 1 e

$$(14) \quad K'' = 0,002$$

per il caso dell'idrogeno. In questo caso infatti un neutrone inizialmente dotato per esempio di un'energia di 13 MeV, dopo due urti in ognuno dei quali sia stato deviato di 18°, ha una energia di $13 \times (\cos 18^\circ)^4 = 11,15$ MeV: ossia possiede proprio l'energia minima necessaria per poter venir rivelato nelle esperienze con i neutroni della D + Li.

Tenendo conto del fatto che K'' varia, grosso modo, proporzionalmente a $\left(\frac{z_0}{\lambda}\right)^2$ noi abbiamo usato per K'' i seguenti valori

$$(13) \quad K'' = 0,008 \left(\frac{z_0}{\lambda}\right)^2$$

per il caso C e il D;

$$(14') \quad K'' = 0,002 \left(\frac{z_0}{\lambda}\right)^2$$

per il caso dell'H.

Nel caso della paraffina le correzioni K' e K'' sono state calcolate prendendo il valore medio dei valori relativi al carbonio e all'idrogeno, tenendo conto del fatto che i numeri dei corrispondenti atomi stanno come 1 a 2.

Per il calcolo della sezione d'urto ci siamo quindi serviti della seguente formula

$$(15) \quad \sigma = \frac{1,67 \cdot 10^{-24}}{0,434} \frac{M}{A} \log \frac{1}{T-K}$$

che si ottiene immediatamente dalle (8) e (9).

I risultati delle nostre misure e i corrispondenti valori delle sezioni d'urto sono riassunti nelle tabelle V, VI e VII; nella prima colonna è in-

dicato il diffusore usato, e il valore del cammino libero medio dei neutroni quale è stato dedotto, senza apportare alcuna correzione da un grafico logaritmo della percentuale trasmessa T in funzione dello spessore z_0 . Tale dato ha un valore puramente indicativo dato che il valore di λ potrebbe venir calcolato con assai maggior precisione usando i valori delle sezioni d'urto riportati nell'ultima colonna delle suddette tabelle. Nella prima colonna della tabella VII è ancora indicato se le misure sono state eseguite rivelando i neutroni a mezzo dei protoni di rinculo (protoni) o a mezzo della attività del rame (Cu). In questo ultimo caso è dubbio quale sia il valore medio dell'energia dei neutroni incidenti dato che non si sa come varii la sezione d'urto del processo $n-2n$ al disopra della soglia. Analogamente a quanto hanno fatto Salant e Ramsay (7) in condizioni simili alle nostre prendiamo $\bar{E}=14$; il prendere un così elevato valore è basato sull'ipotesi assai ragionevole che la sezione d'urto del Cu cresca assai rapidamente al crescere dell'energia. Nelle colonne successive delle tabelle V, VI e VII sono riassunti i dati necessari per il calcolo, a mezzo della (15) della sezione d'urto (colonna 6) e del corrispondente errore (colonna 7). Nel caso della paraffina leggera e pesante è stata calcolata la sezione d'urto per molecola; da questa tenendo conto della sezione d'urto del C riportata nella penultima colonna e della percentuale di idrogeno presente, si ottiene la sezione d'urto del protone o del deutone.

Nella seconda parte della tabella VII (colonna 8-12), sono dati i valori medi delle sezioni d'urto quali risultano raggruppando fra loro le misure in diverso modo come è indicato dalle graffe. Ciò è stato fatto allo scopo di mettere meglio in evidenza la ottima concordanza fra i risultati ottenuti con metodi totalmente diversi. I valori medi finali con i corrispondenti errori sono dati nelle due ultime colonne. Si noti che abbiamo fatto la media dei valori delle sezioni d'urto ottenute rivelando i neutroni a mezzo dei protoni e a mezzo del rame pur sapendo che le corrispondenti energie medie differiscono sensibilmente. Tale procedimento è giustificato sia perchè i risultati parziali coincidono entro gli errori sia perchè qualunque sia l'ipotesi relativa alle forze nucleari posta a base dei calcoli; si ottiene sempre che la sezione d'urto protone-neutrone varia assai lentamente con l'energia.

TABELLA V.

D + Be E = 4,1

Diffusore	Δ	K'	K''	T - K	$\sigma \times 10^{24}$	$\Delta\sigma \times 10^{24}$			$\sigma \times 10^{24}$	$\Delta\sigma \times 10^{24}$
C $\lambda = 6,5$ protoni	6,34	0,003	0,008	0,523	2,04	$\pm 0,08$			1,99	$\pm 0,04$
	9,51	0,004	0,007	0,392	1,99	$\pm 0,07$				
	12,68	0,005	0,012	0,290	1,97	$\pm 0,06$				
C ₃₃ D ₇₂ $\lambda = 4,9$ protoni	2,94	0,003	0,003	0,549	192	$\pm 8,7$	199	$\pm 5,4$	1,79	$\pm 0,08$
	4,74	0,004	0,008	0,358	204	$\pm 7,0$				
C ₃₂ H ₄₂ $\lambda = 4,9$ protoni	1,4	0,003	0,000	0,703	188	± 12	178	± 4	1,73	$\pm 0,06$
	2,6	0,006	0,001	0,527	185	$\pm 7,6$				
	5,2	0,008	0,006	0,303	173	$\pm 5,2$				

TABELLA VI.

D + B E = 12,5

Diffusore	Δ	K'	K''	T - K	$\sigma \times 10^{24}$	$\Delta\sigma \times 10^{24}$			$\sigma \times 10^{24}$	$\Delta\sigma \times 10^{24}$
C protoni	6,35	0,003	0,001	0,640	1,40	$\pm 0,12$			1,40	$\pm 0,12$
	4,74	0,003	0,002	0,622	95	$\pm 7,7$				
C ₃₃ D ₇₂ protoni	5,2	0,006	0,002	0,535	90,5	± 6			0,78	$\pm 0,12$
C ₃₂ H ₄₂ protoni									0,69	$\pm 0,11$

TABELLA VII.

D + Li

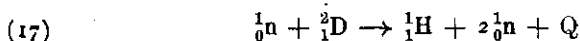
Diffusore	Δ	K'	K''	T-K	$\sigma \times 10^{24}$	$\Delta\sigma \times 10^{24}$				$\sigma \times 10^{24}$	$\Delta\sigma \times 10^{24}$
$\bar{E} = 13,5$ C $\lambda = 10,6$ protoni	3,17 9,5 15,9	0,001 0,003 0,004	0,000 0,002 0,008	0,816 0,576 0,373	1,29 1,17 1,25	$\pm 0,16$ $\pm 0,06$ $\pm 0,05$				$\pm 0,087$ 1,22 $\pm 0,016$ 1,23	$\pm 0,015$ 1,23
$\bar{E} = 14$ C Cu	3,17 9,5 15,9	0,001 0,003 0,004	0,000 0,002 0,008	0,842 0,559 0,372	1,09 1,23 1,24	$\pm 0,08$ $\pm 0,03$ $\pm 0,02$				$\pm 0,07$ 0,89 $\pm 0,03$ 0,86	$\pm 0,028$ 0,864
$\bar{E} = 13,5$ $C_{35} D_{72}$ $\lambda = 9,2$ protoni	2,94 4,74	0,002 0,003	0,001 0,002	0,699 0,595	115 104	± 10 ± 6	107	$\pm 5,1$		$\pm 0,07$ 0,86 $\pm 0,03$	$\pm 0,028$ 0,864
$\bar{E} = 14$ $C_{35} D_{72}$ Cu	2,94 4,74	0,002 0,003	0,001 0,002	0,727 0,587	102 106	± 4 $\pm 2,7$	105	$\pm 2,2$		$\pm 0,04$ 0,71 $\pm 0,04$	$\pm 0,019$ 0,694
$\bar{E} = 13,5$ $C_{32} H_{66}$ $\lambda = 9,4$ protoni	2,6 5,2 7,8	0,003 0,006 0,007	0,000 0,002 0,004	0,745 0,510 0,434	84,5 97,2 80,5	$\pm 7,3$ $\pm 4,5$ $\pm 3,5$	86,5	$\pm 2,6$		$\pm 0,04$ 0,71 $\pm 0,04$	$\pm 0,019$ 0,694
$\bar{E} = 14$ $C_{32} H_{66}$ Cu	2,6 5,2 7,8	0,003 0,006 0,007	0,000 0,002 0,004	0,718 0,566 0,419	95,2 82,2 83,8	$\pm 3,5$ $\pm 2,3$ $\pm 1,9$	85,0	$\pm 1,35$		$\pm 0,021$ 0,69	$\pm 0,019$ 0,69

CONFRONTO FRA L'URTO NEUTRONE-PROTONE
E L'URTO NEUTRONE-DEUTONE.

Pur rimandando al prossimo paragrafo per una discussione dei risultati contenuti nelle due ultime colonne delle tabelle V, VI e VII è opportuno notare fin d'ora che la sezione d'urto del deutone risulta eguale, entro gli errori di misura, a quella del protone a 4,1 MeV e di poco superiore a questa a 12,5 e 14 MeV: per questa ultima energia dei neutroni si ha infatti, dai dati della tabella VII

$$(16) \quad \frac{\sigma_D}{\sigma_H} = 1,22 \pm 0,05$$

Mentre nel caso del protone sono possibili solo urti elastici, nel caso del deutone sono possibili sia urti elastici sia urti in cui il deutone si disintegra secondo la reazione



Q è evidentemente eguale al difetto di massa del deutone ossia $Q = -2,17$ MeV.

Poichè il valore della sezione d'urto del deutone riprodotto nella tabella VII è ottenuto dalla percentuale dei neutroni trasmessi è chiaro che esso rappresenta la sezione d'urto totale σ_D somma della sezione d'urto elastico σ_e e della sezione d'urto per dimitegrazione σ_d secondo il processo (17)

$$(18) \quad \sigma_D = \sigma_e + \sigma_d .$$

Allo scopo di mettere in evidenza l'esistenza o meno del processo (17) e valutare la corrispondente sezione d'urto, sono state eseguite le seguenti esperienze:

1) Abbiamo sostituito lo strato P di paraffina leggera con uno strato di paraffina pesante e variando lo spessore dell'assorbitore A (fig. 2) abbiamo eseguito una curva di assorbimento delle particelle di rinculo. Tale curva, in funzione dei cm d'aria è riprodotta nella fig. 5 (curva D) ove è data anche la curva di assorbimento dei protoni di rinculo dalla paraffina leggera (curva H).

Si noti che come è stato dimostrato in un nostro precedente lavoro le ordinate $N(E_0)$ delle due curve della fig. 5 sono proporzionali a

$$(19) \quad N(E_0) \sim \frac{1}{F} \int_{E_0}^{\infty} \int_E^{\infty} f(E) \sigma(E) dE$$

dove $P = \frac{dE}{dR}$ è il potere frenante della paraffina (leggera o pesante a seconda dei casi) per le particelle emesse (protoni o deutoni); $f(E) dE$ il numero dei neutroni emessi dalla sorgente con energia compresa fra E ed $E + dE$, e $\sigma(E)$ la sezione d'urto. Nell'ipotesi che $\sigma(E)$ vari lentamente con l'energia, la (19) si può scrivere

$$(20) \quad N(E_0) \sim \frac{1}{F} \bar{\sigma} \Phi(E_0)$$

avendo indicato con

$$(21) \quad \Phi(E_0) = \int_{E_0}^{\infty} \int_E^{\infty} f(E) dE$$

lo spettro dei neutroni integrato due volte: $\bar{\sigma}$ è la sezione d'urto mediata sull'intervallo di energia che va da E_0 al limite dello spettro $E_{\max}$.

2) Anche ammettendo che il limite dello spettro dei neutroni della $D + Li$ sia prossimo a 15 MeV, la massima energia che può acquistare un deutone proiettato in avanti è pari a $\frac{8}{9} 15 = 13,3$ MeV a cui corrisponde un percorso in aria $R = 112$ cm; dalla curva D della fig. 5 sembra invece, che le particelle che rinculano dalla paraffina pesante sotto l'azione dei neutroni, abbiamo percorsi in aria anche maggiori di 112 cm. Per accertarci di questo abbiamo tolto la paraffina dalla posizione P (fig. 2) e abbiamo fissato sulle due facce opposte di una lamiera di ottone di 2 millimetri di spessore sorretta dal perno girevole G, due strati di circa 1 mm di spessore rispettivamente di paraffina leggera e pesante. Inserendo in A un assorbitore tale da registrare solo particelle aventi un percorso superiore a 116 cm d'aria, abbiamo eseguito un confronto fra la paraffina leggera e la paraffina pesante. Le misure venivano alternate a mezzo del solito dispositivo automatico. Il risultato è

$$(22) \quad \frac{N_{\log(116)}}{N_{\text{pes}(116)}} = 14 \pm 2,2 ;$$

dato che tali particelle non possono essere deutoni se ne conclude che il numero di protoni di energia eguale o superiore a 10 MeV è circa il 70%

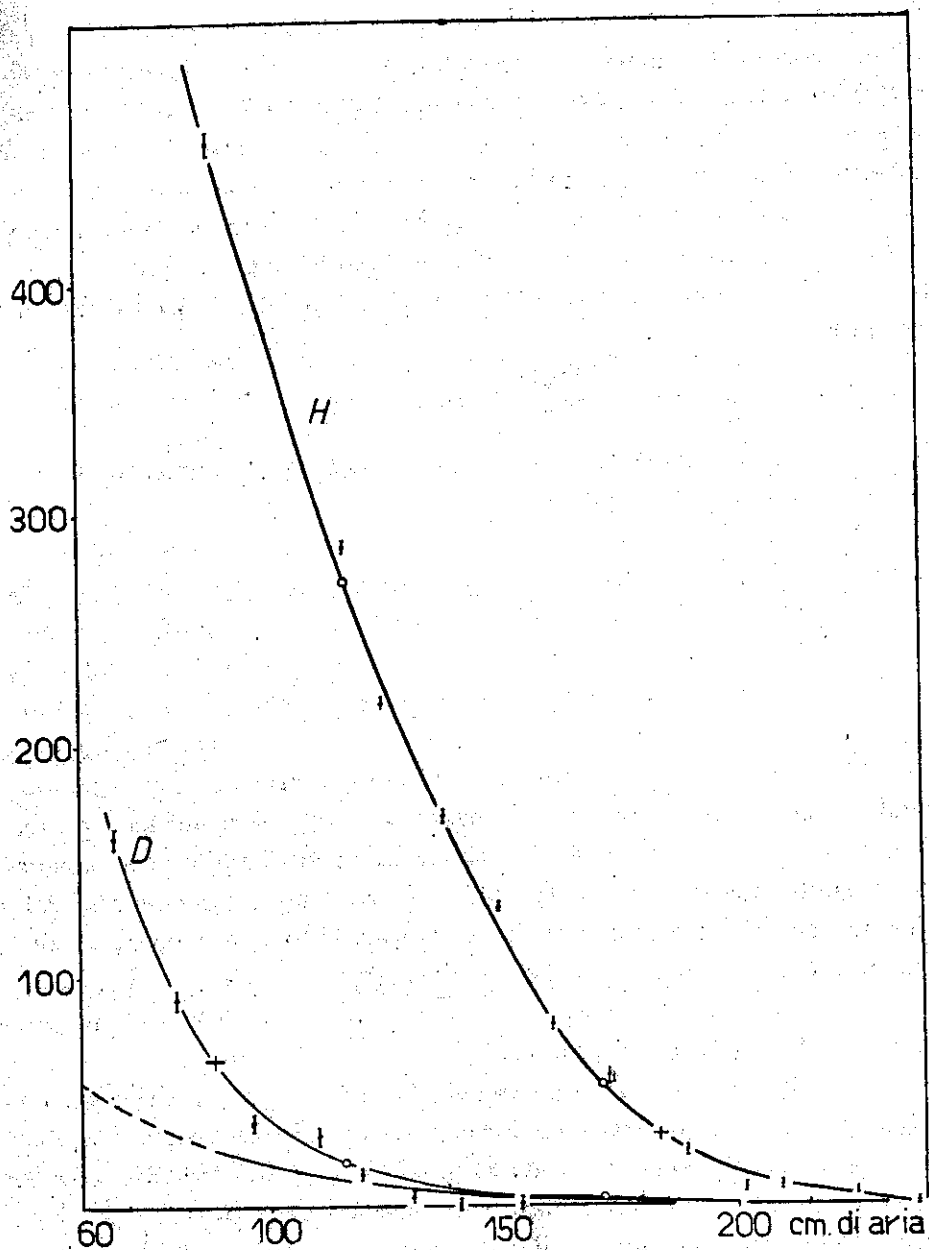


FIG. 5.

di quelli che si osservano nel caso della paraffina leggera. Nella fig. 5 i due cerchietti segnati per $R=116$ cm rappresentano i risultati di tale esperienza.

3) Data la piccolezza del numero di protoni di rinculo dalla paraffina pesante è ragionevole sospettare che essi siano dovuti integralmente, o quasi, alla presenza di una opportuna percentuale di idrogeno leggero. Dato che la massima energia con cui possono venir proiettati in avanti i protoni della (17), anche ammettendo che l'energia dei neutroni incidenti sia di 15 MeV, è pari a 12,5 MeV, abbiamo ripetuto una esperienza simile alla precedente con un assorbitore tale da contare solo i protoni di percorso superiore a 171 cm ($E=12,5$ MeV). Il risultato ottenuto è

$$(22') \quad \frac{N_{\text{leg}}(171)}{N_{\text{pes}}(171)} = 11 \pm 6 ;$$

i risultati di tale esperienza sono indicati nella fig. 5 a mezzo di due cerchietti segnati a $R=171$ cm.

Anche tenendo conto dell'elevato errore da cui è affetto questo risultato se ne deve concludere che i protoni osservati sono dovuti per la quasi totalità alla presenza di idrogeno leggero nella paraffina pesante.

Abbiamo allora scritto alla Norsk Hydro-Elektrisk Kvoelstofaktieselskab che ci aveva fornito la paraffina pesante chiedendo se ritenessero possibile che nel loro prodotto fosse contenuto il 7% di paraffina leggera; la suddetta Società ci ha gentilmente risposto di ritenere che nella sua paraffina pesante sia contenuto al massimo il 5% di paraffina leggera. Grazie agli errori sperimentali riteniamo che questo dato sia compatibile con le nostre misure per $R=171$ MeV. E' comunque evidente che dall'insieme dei fatti esposti finora in questo paragrafo non è possibile concludere nulla a favore o meno del processo (17).

Si può solo dire che anche per neutroni di 13-14 MeV tale processo ha una sezione d'urto assai piccola.

4) Avendo nel frattempo eseguito la misura (par. 4) delle sezioni d'urto dei processi n-d (sezione d'urto totale) e n-p ci è stato possibile riesaminare la questione della disintegrazione (17) del deuterio con il seguente metodo: invece di confrontare i numeri delle particelle che rinculano dalla paraffina leggera e dalla paraffina pesante a parità di percorso come è stato fatto in 2) e 3) abbiamo confrontato tali numeri a parità di energia del neutrone incidente. Il valore usato della energia del neutrone è 13 MeV a cui corrispondono protoni di 13 MeV e deutoni di 11,55 MeV. I corrispondenti percorsi in aria sono $R_p=183$, $R_d=88$ cm i quali sono

stati realizzati ponendo in A due assorbitori di Al rispettivamente di 223 e 87,6 mg/cm² (si tenga conto delle pareti dei contatori e della distanza paraffina-terzo contatore che in questa esperienza è di 20 cm). I risultati sono

$$(23) \quad N_{\text{pes}} = 5765 \pm 134 \quad N_{\text{leg}} = N_H = 2724 \pm 122 \text{ in } 72 \text{ misure}$$

da cui

$$(24) \quad \frac{N_{\text{pes}}}{N_{\text{leg}}} = 2,12 \pm 0,11$$

Questi dati sono segnati nella fig. 5 a mezzo di due croci. Si noti anzi che le scale relative delle due curve di assorbimento sono state fissate in base al rapporto (24).

Le particelle di rinculo osservate nel caso della paraffina pesante sono di tre tipi: deutoni di rinculo, protoni di disintegrazione e protoni di rinculo dovuti a impurità di paraffina leggera. Il numero di questi ultimi si deduce una volta che si ammetta una percentuale del 5% (o del 7%) di paraffina leggera: la curva più bassa della fig. 5 è ottenuta dalla curva H moltiplicandola per 0,05.

I calcoli verranno eseguiti nel seguito sia per un 5% che per un 7% di paraffina leggera:

Si ha dunque

$$(25) \quad 5\% \quad N_D = N_{\text{pes}} - \frac{5}{100} N_H = 5765 - 2100 = 3665$$

$$(25') \quad 7\% \quad N_D = N_{\text{pes}} - \frac{7}{100} N_H = 5765 - 2990 = 2865$$

d'altra parte ricordando la (20) si ha, a meno di fattori inessenziali

$$(26) \quad N_D = \frac{I}{F_D} \sigma_o \Phi(13) + \frac{I}{F_H} \sigma_d \Phi(10,9) \quad N_H = \frac{I}{F_H} \sigma_H \Phi(13)$$

ove si è tenuto conto del fatto che un protone di disintegrazione del deuterio di 88 cm di percorso (8,6 MeV) è dovuto a un neutrone di 10,9 MeV.

Dalle (26) dividendo membro a membro si ha

$$(27) \quad \frac{N_D}{N_H} = \frac{F_H}{F_D} \frac{\sigma_o(13)}{\sigma_H(13)} + \frac{\sigma_o(10,9)}{\sigma_H(13)} \frac{\Phi(10,9)}{\Phi(13)}$$

F_H e F_D si ottengono immediatamente dalle curve energia-percorso: per protoni fra 13 e 14 MeV si ha $F_H = 3,84 \times 10^{-2} \frac{\text{MeV}}{\text{cm di aria}}$; per deutoni

fra 11,55 e 12,5 MeV si ha $F_D = 7,5 \times 10^{-2} \frac{\text{MeV}}{\text{cm di aria}}$ da cui

$$(28) \quad \frac{F_H}{F_D} = 0,5$$

$\Phi(10,9)/\Phi(13)$ si ricava invece dalla curva H della fig. 5; da essa si trova

$$(29) \quad \frac{\Phi(10,9 \text{ MeV})}{\Phi(13 \text{ MeV})} = \frac{\Phi(134 \text{ cm})}{\Phi(183 \text{ cm})} = 6$$

valori che introdotti nella (27) insieme ai risultati (25) (25') danno

$$(30) \quad 5\% \quad 1,35 = 0,5 \frac{\sigma_e(13)}{\sigma_H(13)} + 6 \frac{\sigma_d(19,9)}{\sigma_H(13)}$$

$$(30') \quad 7\% \quad 1,05 = 0,5 \frac{\sigma_e(13)}{\sigma_H(13)} + 6 \frac{\sigma_d(10,9)}{\sigma_H(13)}$$

Si ricordi che le sezioni d'urto rappresentano il valore medio di tali grandezze fra il valore dell'energia indicata e l'energia massima (14,5 — 15 MeV) dei neutroni della D + Li. Nell'ipotesi ragionevole che σ_d non vari troppo rapidamente fra 11 e 14,5 MeV, potremo scrivere, ricordando la (16)

$$(31) \quad \frac{\sigma_e}{\sigma_H} = 1,22 x \quad \frac{\sigma_d}{\sigma_H} = 1,22 (1 - x)$$

avendo indicato con

$$(32) \quad x = \frac{\sigma_e}{\sigma_e + \sigma_d}$$

la percentuale degli urti fra un neutrone e un deutone che danno luogo ad un deutone di rinculo.

Sostituendo le (31) nelle (30) (30') e risolvendo si ha

$$(33) \quad 5\% \quad x = \frac{6 - 1,1}{6 - 0,5} = 0,89$$

$$(33') \quad 7\% \quad x = \frac{6 - 0,9}{6 - 0,5} = 0,93$$

Il risultato è poco sensibile sia a errori sul rapporto $\frac{\Phi(10,9)}{\Phi(13)}$ che a errori nella percentuale di paraffina leggera commista alla paraffina pesante: per avere $x=1$ sarebbe necessario avere $\frac{N_D}{N_H} = 1,22 \times 0,5 = 0,6$ ossia la percentuale di paraffina leggera dovrebbe ammontare al 13-14%. Una così elevata percentuale sembra tuttavia da escludersi.

DISCUSSIONE DEI RISULTATI.

Dall'esame delle tabelle V, VI e VII si riconosce che mentre i risultati ottenuti con neutroni di 12,5 MeV (D + B) sono poco precisi per le ragioni già esposte nel par. 4, i valori ottenuti a 4,1 e 13,5 — 14 MeV sono affetti da errori relativamente piccoli (variabili da caso a caso fra il 6 e l'1%).

L'errore particolarmente piccolo da cui sono affette le misure a 13,5 — 14 MeV è dovuto al fatto di aver usato due diversi metodi di rivelazione dei neutroni i quali, come risulta dai dati delle colonne 10 e 11 della tabella VII, hanno dati risultati in ottimo accordo fra loro.

Come si è fatto già osservare tale concordanza di risultati va considerata come un reciproco controllo di entrambi i metodi di misura.

I risultati delle misure con i neutroni della D + Be raccolti nella tabella V costituiscono, a nostra conoscenza, i primi dati sperimentali relativi alle sezioni d'urto n-p n-d per neutroni di 4 MeV.

Essi vanno confrontati con le previsioni teoriche. Per il caso dell'urto neutrone-protone ci riferiremo ai calcoli di C. Kittel e G. Breit ⁽¹⁴⁾ i quali hanno calcolato la sezione d'urto di queste due particelle tenendo conto della diffusione delle sole onde S da parte di una buca rettangolare di potenziale ammettendo che le forze siano alla Heisenberg-Majorana.

Tale calcolo è del tutto simile ai calcoli precedenti di Wigner-Bethe Peierls salvo che Kittel e Breit tengono conto del valore finito del raggio delle forze, che essi prendono pari al raggio classico dell'elettrone, come viene suggerito dalle esperienze sull'urto protone-protone.

Questi stessi autori hanno calcolato anche la diffusione delle onde P facendo uso delle forze neutrali di Bethe ⁽¹⁵⁾; questa per neutroni di 16 MeV di energia da luogo ad una sezione d'urto pari a $0,12 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ ammettendo che la massa μ del mesone sia eguale a $177 m_0$ e pari a $0,0007 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ per $\mu = 330 m_0$; si noti che la sezione d'urto calcolata dalla diffusione delle sole onde S è per questa energia; pari a $\sim 0,6 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$.

A 4,1 MeV la diffusione delle onde P è certamente trascurabile. La sezione d'urto delle sole onde S, dal grafico di Kittel e Breit, risulta pari a $1,95 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$, ossia sensibilmente maggiore del valore da noi trovato,

⁽¹⁴⁾ C. KITTEL e G. BREIT Phys. Rev., 56, 744 (1939).

⁽¹⁵⁾ Phys. Rev., 57, 261, 390 (1940).

pari a $(1,73 \pm 0,06) 10^{-24} \text{ cm}^2$. E' certo difficile potere dire quanto tale scarto sia dovuto alla esperienza e quanto alla teoria.

Quanto all'urto neutrone-deutone si deve a H. Höcker ⁽¹⁶⁾ l'aver eseguito il calcolo dei diversi processi (urto elastico, disintegrazione, urto radiativo con cattura) ammettendo con H. Volz ⁽¹⁷⁾ che le tre coppie di particelle interagiscano con forze (dipendenti dalla distanza secondo una legge gaussiana) esprimibili come una combinazione lineare di forze alla Majorana, alla Heisenberg, alla Bartlett e alla Wigner. I rapporti di questi diversi termini sono stati fissati da Volz in modo da ottenere i ben noti effetti di saturazione per i nuclei pesanti e al tempo stesso, i giusti valori delle già note costanti relative al deutone.

Per energie di 4,1 MeV, basta considerare solo l'urto elastico, per il quale purtroppo, i calcoli di Höcker si estendono solo fino a circa 3 MeV ove la sezione d'urto vale $1,5 10^{-24}$.

Dato che l'andamento della curva è lentamente decrescente ci sembra ragionevole concludere che il nostro valore sperimentale della sezione d'urto totale è sensibilmente maggiore di quello teorico. In questo stesso verso scartano anche le misure di Kikuchi e Aoki (per $E=2,4 \text{ MeV}$ $1,98 10^{-24} \text{ cm}^2$ contro $\sigma_{\text{teor}} = 1,60 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$) ⁽¹⁸⁾, di W. H. Zinn, S. Seely e V. W. Cohen (per $E=2,88 \text{ MeV}$ $(2,17 \mp 0,08) 10^{-24} \text{ cm}^2$ contro $\sigma_{\text{teor}} = 1,55 10^{-24} \text{ cm}^2$) ⁽¹⁹⁾ e di vari autori fra cui ricordiamo in particolare Dunning e Carroll ⁽²⁰⁾ i quali hanno eseguito la misura della sezione d'urto n-d per deutroni di energia termica.

Dato che nelle misure di sezione d'urto gli errori sistematici tendono normalmente a dare risultati inferiori al vero, ci sembra ragionevole concludere che tale discrepanza sia da attribuirsi principalmente a imperfezioni della teoria. E' tuttavia bene notare che i dati sperimentali sopra ricordati scartano assai di più dai valori calcolati precedentemente da altri autori ⁽²¹⁾.

⁽¹⁶⁾ Phys., 43, 236 (1942).

⁽¹⁷⁾ H. VOLZ, Zeit. f. Phys., 105, 537 (1937).

⁽¹⁸⁾ S. KICHUKI e H. AOKI, Proc. Phys. Mat. Soc. Jap., 21, 75 (1939).

⁽¹⁹⁾ W. H. ZINN, S. SEELY e V. W. COHEN, Phys. Rev., 56, 260 (1939).

⁽²⁰⁾ Vedi L. MOTZ e J. SCHWINGER, Phys. Rev., 58, 26 (1940).

⁽²¹⁾ L. I. SCHIFF, Phys. Rev., 52, 242 (1937); S. FLÜGGE, Zeit. f. Phys., 108, 545 (1938).

I risultati ottenuti con neutroni di 12,5 MeV (D + B) pur essendo in buon accordo che le altre nostre misure sono insufficientemente precisi per un confronto con la teoria.

Passiamo quindi alla discussione dei valori delle sezioni d'urto per neutroni di ~ 14 MeV, raccolti nella tabella VII. Per questo valore della energia Salant e Ramsay (7) hanno eseguito una misura delle sezioni d'urto n-C e n-p rivelando i neutroni emessi nella (3) a mezzo del processo (4) indotto nel rame. Le misure sono state eseguite da questi autori sia in una direzione formante un angolo di 90° con la direzione dei deutoni incidenti sul Li (ossia in condizioni del tutto simili alle nostre $E \simeq 14$ MeV) sia in avanti ($E \simeq 15$). I risultati ottenuti nel primo gruppo di misure sono $\sigma_0 = (1,27 \pm 0,04) \cdot 10^{-24}$ e $\sigma_H = (0,70 \pm 0,06) \times 10^{-24}$ in ottimo accordo con i nostri dati ($\sigma_0 = 1,23 \pm 0,015$) e $\sigma_H = (0,694 \pm 0,019) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Secondo Kittel e Breit (14) la sezione d'urto dovuta alla diffusione delle onde S è, per 14 MeV, pari a $0,66 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ ossia in buon accordo con i risultati sperimentali.

Tale concordanza ci permette di concludere che a 14 MeV la diffusione delle onde P porta un contributo assai piccolo alla sezione d'urto totale come accade secondo i calcoli di Kittel e Breit e Ferretti (22), nella ipotesi che le forze nucleari siano del tipo neutrale di Bethe. Secondo Ferretti, a 16 MeV, il contributo dell'onda P alla sezione d'urto elastico protone-neutrone è del 9% mentre con le forze neutrali alla Rarita Schwinger, e Nye (23) tale contributo ammonterebbe al 46 %.

In un nostro precedente lavoro sulla distribuzione angolare dei protoni di rinculo di neutroni di elevata energia (9) abbiamo mostrato la esistenza di una anisotropia la quale è risultata in accordo quantitativo con le previsioni teoriche basate sulla ipotesi di forze neutrali, sia alla Bethe che alla Rarita, Schwinger e Nye. In base a quei dati non era invece possibile decidere a favore dell'una o dell'altra di queste due teorie.

Possiamo oggi invece convalidare l'argomento, già esposto alla fine di quel nostro lavoro, a favore delle forze neutrali alla Bethe basato appunto sul fatto che dal valore della sezione d'urto totale si è portati a rite-

(22) B. FERRETTI, Ricerca Sci., 12, 845, 993 (1941).

(23) W. RARITA, J. SCHWINGER e H. A. NYE, Phys. Rev., 49, 209 (1941).

nere assai piccolo il contributo delle onde P. Si può quindi dire che pur esistendo numerose gravi obiezioni di indole generale contro la teoria di Bethe, essa sembra l'unica che permetta di render conto di tutti i fatti sperimentali fino ad ora osservati.

Passiamo infine a discutere i nostri risultati relativi all'urto n-d.

Come è stato dimostrato nel par. 6, il processo disintegrativo del deutone (17) possiede, anche per i deutoni di 13-15 MeV una sezione di urto che rappresenta circa 10% della sezione d'urto totale. Facciamo notare che come risulta dai valori dei coefficienti che figurano nelle (30) (31') il nostro metodo di osservazione è 12 volte più sensibile ai protoni di disintegrazione che ai deutoni di rinculo. Il valore da noi trovato va quindi considerato come un limite superiore dato che la presenza di una maggiore percentuale di idrogeno leggero nella paraffina pesante usata tenderebbe a far scomparire totalmente l'effetto. Per queste ragioni non è possibile, a nostro giudizio, affermare con assoluta sicurezza che il processo (17) si svolga con una sezione d'urto apprezzabile ($\sigma_d \sim 10^{-26} \text{ cm}^2$) per neutroni di 14 MeV; è tuttavia assai plausibile ammetterne l'esistenza con una sezione d'urto

$$(34) \quad \sigma_d = (0,1 \times 0,86 - 0,05 \times 0,86) 10^{-24} = (0,9 - 0,04) 10^{-24} \text{ cm}^2$$

ove si è fatto uso del valore della sezione d'urto totale dato nella tabella VII.

Si deve a E. Bagge ⁽²⁴⁾ l'aver studiato a mezzo di una camera di Wilson piena di idrogeno pesante, lo spettro delle particelle di rinculo dei neutroni di una sorgente di Rn + Be.

Da una irregolarità osservata attorno a 11,0 mm d'idrogeno nello spettro ottenuto con la camera di Wilson piena di D₂ rispetto ciò che si osserva nella camera di Wilson piena di H₂ questo ricercatore giunge alla conclusione che il processo di disintegrazione (17) si svolga, per neutroni di energia superiore a 3,5 MeV (soglia del processo calcolata dai valori delle masse) con una sezione d'urto circa

$$(35) \quad \sigma_d = 0,3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$$

valore che risulta da 3 a 7 volte maggiore di quello da noi trovato per neutroni di 13-15 MeV. Dato che la sezione d'urto di un simile processo

⁽²⁴⁾ E. BAGGE, Phys. Z., 43, 226 (1942).

è assai probabilmente funzione crescente dall'energia dei neutroni, ci sembra ragionevole concludere che l'anomalia osservata da Bagge non sia da mettere in relazione con la (17).

Si deve invece a W. H. Barkas e M. G. Withe ⁽²⁵⁾ l'aver osservato il processo di disintegrazione del deutone bombardando questo nucleo con protoni di 5,1 MeV. La sezione d'urto del processo viene valutata da questi autori attorno a

$$(36) \quad 0,014 \quad 10^{-24} \text{ cm}^2$$

In una discussione del processo disintegrativo (17), Höcker calcola la influenza sulla sezione d'urto, della repulsione coulombiana e deduce dal dato (36) di Barkas e White una sezione d'urto pari a

$$(37) \quad \sigma_d = 0,021 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$$

per il processo (17) per neutroni di 5,1 MeV.

Questo dato sembra in ragionevole accordo con i nostri risultati dato che un aumento di un fattore 3 nell'energia dei neutroni incidenti darebbe luogo ad un aumento di un fattore 2-5 della sezione d'urto.

Passiamo ora al confronto con la teoria.

Come si è già detto precedentemente il calcolo della sezione d'urto del processo (17) è stato eseguito da Höcker ⁽¹⁸⁾. Il processo, che è energeticamente possibile solo per energie E del neutrone incidente superiori a $E_s = 3,45$ MeV, avrebbe secondo questo autore, una sezione d'urto che cresce circa quadraticamente con la differenza $E - E_s$ raggiungendo un valore pari a

$$(38) \quad \sigma_d = 2,5 \quad 10^{-24} \text{ cm}^2$$

per neutroni di 14 MeV di energia. Lo scarto fra questo risultato teorico e il nostro dato sperimentale è di un fattore dell'ordine di 30. Tale discrepanza fra il valore teorico e quello sperimentale risulta evidente anche dal confronto della sezione d'urto totale n-D dato nella tabella VII per energie del neutrone incidente di 14 MeV, con il corrispondente valore calcolato da Höcker. Per quanto questo autore abbia calcolato la sezione d'urto elastico n-D solo fino a 3 MeV, estrapolando fino a 14 MeV la sua curva

⁽²⁵⁾ W. H. BARKAS e M. G. WHITE, Phys. Rev., 56, 288 (1939).

si può prevedere per questa grandezza un valore dell'ordine di $0,5 - 1,0 \times 10^{-24}$ che sommato alla sezione d'urto (38) da

$$(39) \quad \sigma_D = 3 \div 3,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$$

contro $\sigma_D = (0,864 \pm 0,028) \cdot 10^{-24}$ trovato sperimentalmente.

Concludendo questa discussione notiamo che contrariamente a quanto prevede Höcker il processo di disintegrazione (17) del deutone ha una importanza trascurabile anche per valori dell'energia del neutrone dell'ordine di 14 MeV.

La sezione d'urto totale n-d è quindi dovuta quasi integralmente agli urti elastici; i calcoli di Höcker si riferiscono purtroppo solo ad energie così basse da non permettere un confronto più che dell'ordine di grandezza, il quale per altro risulta soddisfacente.

RIASSUNTO

La misura della sezione d'urto di neutroni di 4,1, 12,5 e 13,5 MeV contro nuclei di carbonio, protoni e deutoni, viene eseguita rivelando i neutroni a mezzo di tre contatori proporzionali, in coincidenza.

Come controllo la misura è stata ripetuta rivelando i neutroni (14 MeV) a mezzo della attività di 9 min indotta nel rame secondo il processo ${}^{63}_{29}\text{Cu} (n, 2n) {}^{62}_{29}\text{Cu}$. Viene infine studiato il processo di disintegrazione del deutone ${}^2_1\text{D} (n, 2n) {}^1_1\text{H}$ la cui sezione d'urto risulta, per neutroni di 11 — 15 MeV, pari al massimo a $9 - 4 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$. I valori delle diverse sezioni d'urto n-p e n-d vengono confrontati con i risultati di altri autori e con la teoria.

SUMMARIUM

Neutronum 4,1; 12,5; 13,5 MeV contra carbonii nucleos aut contra protones vel deutones collidentium concursiois sectionem dimetiri possumus tribus computatoribus propotionalibus adhibitis, iisque inter se congruentibus. Quo certius autem res comprobaretur, dimensio facta est iterum revelandis neutronibus, idque actione 9 min in cuprum inducta iuxta processum ${}^{63}_{29}\text{Cu} (n, 2) {}^{62}_{29}\text{Cu}$. Processus denique exploratus est disintegrativus deutonis ${}^2_1\text{D} (n, 2n) {}^1_1\text{H}$ in quo concursiois sectio, quod

quidem ad neutrones attinet 11 — 15 MeV, non excedit, maximum, $9 - 4 \cdot 10^{-26}$ cm². Numeri qui ex una quaque concursionis sectione n-p et n-d proveniunt cum numeris conferuntur ad quos alii studiosi pervenerunt et cum rerum doctrina.

Roma. — Istituto Superiore di Sanità - Laboratorio di fisica.