

M. AGENO, E. AMALDI, D. BOCCIARELLI

B. N. CACCIAPUOTI E G. C. TRABACCHI

42. SULLA SCISSIONE DEGLI ELEMENTI PESANTI.

Dopo la scoperta di Hahn e Strassmann che gli elementi uranio e torio, bombardati con neutroni, si scindono in due parti pressochè uguali dando così luogo alla formazione di elementi di numero atomico medio, è stato pubblicato un notevole numero di lavori sia teorici che sperimentali intesi a chiarire le particolarità di questo fenomeno (1).

Uno dei problemi più interessanti e che meglio si prestano al confronto fra i risultati sperimentali e la teoria, è la determinazione della dipendenza della sezione d'urto del fenomeno di scissione, dalla energia dei neutroni incidenti.

Alcune misure a questo riguardo sono state eseguite da Roberts, Meyer, Hafstad (2) e da Ladenburg, Kanner, Barschall, Van Voorhis (3). Mentre i primi hanno confrontato qualitativamente l'efficienza, nel produrre la scissione, di neutroni provenienti da diverse sorgenti, i secondi hanno misurato la sezione d'urto dell'uranio e del torio per neutroni di 2,4 MV di energia (D + D) ed hanno trovato rispettivamente $0,5 \cdot 10^{-24}$ e $0,1 \cdot 10^{-24}$ cm². Questi Autori hanno inoltre dimostrato che tale sezione d'urto rimane sensibilmente costante qualora si vari l'energia dei neutroni fra 2,1 e 3,1 MV.

Tale risultato ben si inquadra nella descrizione del fenomeno di scissione data da Bohr e Wheeler (4). Infatti, secondo questi autori, la sezione d'urto per la scissione dovrebbe essere piccolissima, per così dire nulla, per energie di eccitazione del nucleo in esame inferiori ad una certa energia critica E_c , caratteristica del nucleo stesso. Per energie di eccitazione prossime ad E_c , la sezione d'urto crescerebbe rapidamente fino a raggiungere un valore σ che poi si manterrebbe costante anche per energie di eccitazione notevolmente maggiori di E_c .

Il fatto che nel caso dell'uranio sia possibile provocare la scissione sia con neutroni veloci che con neutroni lenti viene interpretato da Bohr (5) ammettendo che per l'isotopo 235 di questo elemento l'energia critica E_c

sia inferiore all'energia di legame del neutrone incidente, mentre per l'isotopo ^{238}Er sarebbe di circa 0,7 MV maggiore dell'energia di legame del neutrone. Tale interpretazione è stata recentemente confermata sperimentalmente da Nier, Booth, Dunning e V. Grosse (⁶), i quali, bombardando gli isotopi 235 e 238 dell'uranio, separati a mezzo dello spettrografo di massa, hanno verificato che solo il primo di essi si scinde sotto l'azione dei neutroni lenti.

La scissione del torio e del protoattinio (⁷) avviene invece solo con neutroni veloci; il fenomeno si presenta quindi in questi elementi in modo analogo a ciò che accade per l' U^{238} ; infatti si valuta che le corrispondenti energie critiche E_c siano rispettivamente di 1,7 MV e 1 MV maggiori della energia di legame del neutrone incidente (⁸).

In questo lavoro riferiamo sui risultati di alcune esperienze intese a determinare, in misura relativa, nel caso dell'uranio e del torio, la dipendenza della sezione d'urto del fenomeno di scissione dall'energia dei neutroni incidenti; le misure sono state eseguite solo con neutroni veloci, e precisamente di energia non inferiore a 0,2 MV, sembrandoci questo il modo migliore di verificare sperimentalmente le previsioni di Bohr e Wheeler cui abbiamo precedentemente accennato (⁴).

L'ideale sarebbe evidentemente di disporre di neutroni omogenei e di eseguire la misura della sezione d'urto del fenomeno di scissione per diverse energie dei neutroni stessi. Purtroppo sono approssimativamente omogenei solo i neutroni emessi nelle reazioni $\text{D} + \text{C}$ e $\text{D} + \text{D}$, mentre in tutti gli altri casi si tratta sempre di spettri assai complicati estendentisi con continuità da 0 fino a parecchi milioni di volt.

Qualora però si ammetta che la dipendenza della sezione d'urto dalla energia dei neutroni incidenti sia quella sopra accennata, è chiaro che la sezione d'urto dovrà risultare la stessa comunque complesso sia lo spettro di energia dei neutroni incidenti, purchè estendentesi solo al di sopra della energia critica E_c ; nel caso poi in cui lo spettro si estenda al di sotto di tale limite, sarà sufficiente, per controllare le previsioni di Bohr e Wheeler, conoscere la percentuale α del numero totale dei neutroni incidenti aventi energia superiore ad E_c ; solo questi infatti contribuiscono alla sezione d'urto osservata, dato che i neutroni di energia inferiore ad E_c , rappresentanti la frazione $1 - \alpha$ del totale, hanno sezione d'urto nulla.

Immaginiamo ora di misurare da un lato il numero di scissioni provocate in una determinata quantità di uranio, e dall'altro il numero totale dei neutroni incidenti, il rapporto di queste due grandezze è evidentemente proporzionale ad $\alpha \sigma$. Ripetendo la misura con diversi spettri di neutroni incidenti è così possibile verificare, sia pure nelle grandi linee, se non nei particolari, la costanza della sezione d'urto σ al di sopra dell'energia critica E_c . Il metodo, in linea di principio, permetterebbe evidentemente di determinare anche il valore dell'energia critica E_c ; questo però richiederebbe una assai precisa conoscenza dello spettro dei neutroni incidenti, specialmente per basse energie, quale purtroppo ancor oggi difetta.

2. - I neutroni venivano prodotti bombardando con D^+ accelerati a mezzo dell'impianto ad 1.100 kV dell'Istituto di sanità pubblica diversi elementi e precisamente D, C, Be, B, Li.

La targhetta di deuterio era ottenuta facendo adsorbire questo gas da circa 20 g di polvere di zirconio alla temperatura di 200° C (*); dopo che tale polvere aveva adsorbito circa 3 litri di deuterio, essa veniva compressa in un recipiente di ottone del diametro di 3,5 cm e profondo 2 mm che veniva posto nell'estremità inferiore del tubo. Abbiamo dovuto usare questo metodo, che presenta alcuni inconvenienti, tra i quali ricorderemo la debole intensità e la relativamente elaborata preparazione, poichè l'uso del ghiaccio pesante era da escludersi richiedendo il raffreddamento della targhetta con l'aria liquida; cosa impossibile dato il metodo di misura che abbiamo usato.

Il berillio, il litio ed il carbonio sono stati usati in forma di dischetti dei corrispondenti elementi; il boro sotto forma di un disco di B_2O_3 .

Per osservare la scissione ci siamo serviti di una camera di ionizzazione a elettrodi piani e paralleli in forma di dischi di 5 cm di diametro; uno di questi era connesso alla griglia della prima valvola di un amplificatore proporzionale, mentre il secondo, situato ad una distanza di 3 cm dal primo, veniva mantenuto ad un potenziale costante di 3800 volt a mezzo di un sistema stabilizzato. La superficie di questo elettrodo era interamente coperta da uno strato di U_3O_8 , di notevole spessore rispetto al percorso dei prodotti della scissione; esso poteva venir rapidamente sostituito con un altro elettrodo ricoperto di un analogo strato di ThO_2 , op-

pure con un elettrodo privo di deposito di elementi pesanti, il quale veniva usato talvolta per controllare l'effetto di zero del sistema e garantirci così della assoluta mancanza di eventuali disturbi elettrici. Data la elevata tensione applicata alla camera, gli ioni primari generati dai prodotti della scissione davano luogo ad una debole moltiplicazione per urti nel gas. Gli impulsi venivano registrati a mezzo di una scala di 8, ed osservati contemporaneamente a mezzo dell'oscillografo catodico, allo scopo di sorvegliare il regolare funzionamento del sistema e la assoluta mancanza di disturbi.

Dato che l'estremità del tubo era raffreddata con una circolazione d'acqua, abbiamo ritenuto opportuno ricoprire interamente sia l'estremità del tubo che la camera di ionizzazione con uno strato di cadmio di $0,52 \text{ g/cm}^2$, in modo da eliminare completamente eventuali neutroni di energia termica. Questi peraltro, nelle nostre condizioni, erano certamente in numero trascurabile, poichè, togliendo il cadmio, non si aveva aumento sensibile nel numero di impulsi registrati dalla camera.

Per misurare il numero totale di neutroni incidenti sull'uranio, ci siamo serviti dell'attività, con periodo di 44 sec, provocata nel rodio dai neutroni rallentati a mezzo di acqua. Tutte queste misure sono state eseguite con tre lastre di rodio di $5 \times 5,5 \text{ cm}^2$ di area e $0,36 \text{ g/cm}^2$ di spessore; l'attività veniva al solito misurata a mezzo di una camera di ionizzazione contenente CO_2 alla pressione di 2,5 atmosfere, connessa ad un elettrometro. Le attività date nelle tabelle sono definite come le attività totali (ossia misurate dal tempo zero fino all'infinito) di tali lastre di rodio dopo un minuto di irraggiamento, prendendo come unità l'attività di un preparato di 85 g di U_3O_8 ; questo è 42,1 volte maggiore del preparato usato come campione in precedenti ricerche (¹⁰).

3. - Il principio su cui è basato il metodo di misura da noi seguito è il seguente. Si immagini di disporre attorno all'estremità inferiore del tubo, col centro sulla targhetta nel punto in cui vengono generati i neutroni, uno strato di uranio (o torio) di forma sferica in modo che tutti i neutroni emessi lo attraversino perpendicolarmente. È chiaro che la grandezza che ci interessa, ossia la grandezza che risulta proporzionale ad $\alpha \sigma$ è il rapporto tra il numero di scissioni provocate, per esempio in un minuto, nello strato di uranio ed il numero totale di neutroni incidenti. Per misurare quest'ultimo numero ci siamo serviti del noto me-

todo (¹⁰) di rallentare i neutroni nell'acqua e di determinare quindi la densità dei neutroni termici punto per punto a mezzo dell'attività indotta in un rivelatore di rodio; l'integrale di volume della densità dei neutroni, esteso a tutto lo spazio, rappresenta il numero totale dei neutroni emessi.

Si potrebbe a prima vista pensare che si possa ottenere lo stesso risultato semplicemente misurando in una determinata direzione, per esempio in avanti, oppure a 90°, rispetto alla direzione dei deutoni incidenti, sia il numero di scissioni provocate in uno strato d'uranio depositato sull'elettrodo della camera precedentemente descritta che l'integrale:

$$[I] \quad \int_0^{\infty} A(r) r^2 dr$$

dell'attività $A(r)$ di un rivelatore di rodio in funzione della distanza r dalla targhetta, quale si ottiene circondando l'estremità inferiore del tubo con un esteso volume di sostanza idrogenata (acqua).

Se si fa in questo modo, si trova in generale un assai diverso risultato a seconda della direzione, rispetto a quella dei deutoni incidenti, in cui viene svolta la misura. La spiegazione di questo fatto è da ricercarsi nella anisotropia con cui i neutroni vengono emessi dalle diverse targhetto; infatti, mentre il numero delle scissioni risente integralmente dell'anisotropia con cui vengono emessi i neutroni, l'integrale $[I]$ varia assai poco con la direzione in cui esso viene misurato, poichè il processo di rallentamento che subiscono i neutroni nell'acqua tende a far scomparire ogni ricordo della eventuale anisotropia con cui i neutroni veloci vengono emessi dalla targhetta. Si comprende quindi come sia necessario ripetere, sia la misura delle scissioni avvenute entro la camera di ionizzazione in un dato tempo, che la misura dell'integrale $[I]$ in diverse direzioni, in modo da poter integrare rispetto all'angolo solido eliminando così ogni effetto di anisotropia.

È facile riconoscere che a questo integrale contribuiscono principalmente le misure eseguite a 90°. Per ragioni di praticità noi ci siamo quindi limitati ad eseguire le misure in avanti ed a 90° con la direzione dei deutoni incidenti.

Le misure venivano eseguite nel seguente modo: la camera di ionizzazione veniva posta in una posizione ben riproducibile rispetto alla targhetta, ad una distanza da questa di 5,7 cm, ed in queste condizioni

veniva contato il numero n di scissioni al minuto. Veniva quindi rapidamente asportata la camera di ionizzazione e veniva posto, attorno alla estremità del tubo contenente la targhetta, un recipiente pieno d'acqua del diametro di 28 cm e alto 25 cm. Un rivelatore di rodio veniva posto per un minuto in una posizione ben riproducibile rispetto alla targhetta (e precisamente a 5,7 cm da questa) e ne veniva quindi misurata l'attività a . Queste due misure con l'uranio (o col torio) e con il rodio venivano ripetute alternativamente più volte in modo da assicurarsi che la intensità dei neutroni emessi non era variata sensibilmente durante le misure.

L'attività del rodio misurata come abbiamo sopra descritto non è però proporzionale al numero totale dei neutroni emessi dalla sorgente, in quanto che la distribuzione spaziale dei neutroni nell'acqua è notoriamente diversa a seconda dello spettro di energia dei neutroni veloci emessi dalla sorgente. Per tener conto di questo fatto, in un secondo tempo disponevano attorno alla targhetta un cilindro di acqua alto 70 cm, del diametro di 50 cm, per le misure in avanti, ed un parallelepipido di acqua di cm³ $38 \times 80 \times 28$ per le misure a 90° , e misuravamo l'attività $A(r)$ del rodio in funzione della distanza dalla targhetta. Calcolavamo quindi il rapporto:

$$[2] \quad K = \int_0^\infty Ar^2 dr / A(5.7)$$

dell'integrale [1] alla attività del rodio osservata a 5,7 cm, ossia nella stessa posizione in cui era stata fatta la misura dell'attività a . Il prodotto Ka è evidentemente eguale al valore dell'integrale [1] nelle condizioni in cui veniva misurato il numero delle scissioni.

4. - I risultati delle misure in avanti ed a 90° sono riportati rispettivamente nelle tabelle I e II; i valori di K dati nelle tabelle sono stati moltiplicati per 10^{-3} . Nel caso del boro, per esempio, due misure in avanti del fattore K hanno dato rispettivamente $0,71 + 0,04$ e $0,72 + 0,04$. Nella fig. 1 sono riprodotte le curve rappresentanti $A(r)r^2$ in funzione di r , quali sono risultate nelle misure in avanti nel caso del D + Li e D + Be. È bene notare che tutte le distanze date in questo lavoro rappresentano la radice quadrata della media quadratica delle distanze in modo da tener

conto delle dimensioni finite della targhetta (la parte utile è di circa 16 mm di diametro) e del rivelatore. Nel caso della reazione $D + Be$, i punti grossi rappresentano i risultati delle misure di Amaldi Hafstad e Tuve (¹¹); le crocette sono i punti calcolati con un esponenziale, scelto opportunamente, a mezzo del quale è stato valutato il contributo all'integrale [I] dovuto alle parti più lontane.

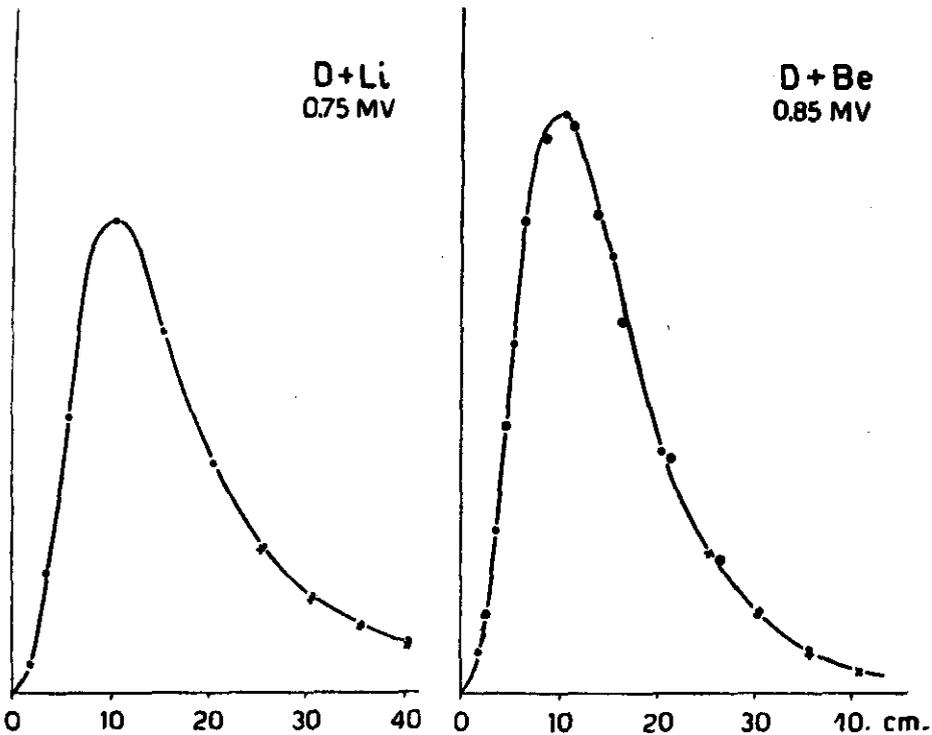


FIG. 1.

Come risulta dalla tabella I, abbiamo eseguito una misura anche con i fotoneutroni del Be sotto l'azione dei raggi γ del deposito attivo. A tale scopo un tubo di ottone avente la stessa forma e dimensioni dell'estremità del tubo era stato riempito, per uno spessore di circa 5 cm, con polvere di berillio, nella quale era immerso un aghetto di vetro contenente inizialmente circa 500 mC di emanazione. La geometria del sistema era la stessa di quella usata nelle esperienze col tubo, in avanti. Per controllo contavamo il numero di impulsi registrati dal nostro siste-

ma, alternativamente con e senza la sorgente di fotoneutroni vicino alla camera. Abbiamo così contato, sotto l'azione dei fotoneutroni, 75 impulsi in 980 minuti, contro 1 impulso in 709 minuti in assenza della sorgente di fotoneutroni. Ci sembra quindi ragionevole concludere che l'effetto osservato sia da attribuirsi ai fotoneutroni.

TABELLA I.

Reazione	Energia D + in MV	a	K	n _u	n _{Tb}	n _{u/aK}	n _{Tb/aK}
D+C	0,85	241±2	0,34±0,03	6,9±0,8		0,084	
>	>	214±6	>	6,3±1		0,087	
>	>	244±5	>	6,2±1		0,087	
>	1,0	702±16	0,47±0,03	20,5±2		0,062	
>	>	709±2	>	13,4±1		0,040	
D+Be	0,85	2790±40	0,90±0,05	669±6		0,27	
>	>	2960±100	>	755±7		0,28	
>	0,50	199±4	>	51±0,4		0,28	
>	0,85	3065±30	>		114±2		0,041
>	>	2737±30	>		86±2		0,035
D+B	>	640±5	0,71±0,04	164±3		0,36	
>	>	671±5	0,72±0,04		27,6±2		0,057
D+D	0,50	100±3	1,1±0,06	48,5±2		0,44	
>	>	76±1	>	30,3±2		0,36	
>	>	26,4±0,5	>	12,2±1		0,42	
>	>	22,7±0,5	>	11,5±0,7		0,46	
>	>	154±2	>	66,3±3		0,39	
>	>	128±3	>		8,7±0,6		0,062
D+Li	0,75	2400±50	1,075±0,01	1070±7		0,42	
>	>	2300±50	>	1020±7		0,42	
>	>	2839±50	>	1310±10		0,43	
>	>	5860±100	>		427±4		0,066
>	>	2857±50	>		206±4		0,066
γRa+Be (500 mC)	>	3,95±0,04	0,39±0,04	79±0,08± 980 0,009		0,052	

5. - Nella tabella III sono riassunti i valori dei rapporti n/Ka quali risultano dalle tabelle I e II. Nel caso in cui si avevano a disposizione più misure, è stato preso il loro valore medio.

Dalle dimensioni dei rivelatori di rodio e della camera di ionizzazione, e dalla distanza (5,7 cm) a cui questi si trovavano dalla targhetta, risulta che nell'eseguire l'integrale rispetto all'angolo solido per eliminare gli effetti di anisotropia, si deve dare alle misure a 90° un peso 6,6 volte maggiore che alle misure in avanti. Nella IV colonna nella tabella III sono dati appunto i valori medi delle misure a 0° e a 90° ottenuti attribuendo loro i pesi 1 e 6,6.

TABELLA II.

$(\theta = 90^\circ)$

Reazione	Energia ϕ + in MV	a	K	n_u	$n_{u/k}$
D+C	0,85	184 \pm 5	041 \pm 003	32 \pm 0,5	0,042
>	>	273 \pm 2	>	5,2 \pm 0,7	0,046
>	1	669 \pm 7	0,46 \pm 0,03	11,4 \pm 1	0,037
>	>	621 \pm 6	>	9,3 \pm 0,9	0,033
D+Be	0,85	3217 \pm 23	1,03 \pm 0,05	580 \pm 7	0,25
D+B	0,85	514 \pm 11	0,76 \pm 0,05	101 \pm 2	0,26
D+D	0,50	80,7 \pm 2	0,96 \pm 0,05	18,2 \pm 1	0,24
D+Li	0,75	1637 \pm 30	1,11 \pm 0,03	660 \pm 8	0,37
>	0,60	780 \pm 6	>	310 \pm 5	0,36

Il prendere questa media presuppone alcune approssimazioni e precisamente: 1) si ammette che il rapporto n/Ka vari linearmente tra 0° e 90° ; 2) si fa la media del rapporto n/Ka invece che il rapporto delle medie. Dall'esame dei dati della tabella III ci sembra però ragionevole ritenere che gli errori così introdotti siano dello stesso ordine di quelli sperimentali.

TABELLA III.

Reazione	$n_{n/k}$ $\theta=0^\circ$	$n_{n/k}$ $\theta=90^\circ$	$\sim \alpha \bar{\sigma}$	$\sigma \times 10^{25}$	$n_{Th/k}$ $\theta=0^\circ$	$\sigma_{n/\sigma_{Th}}$
D+D	0,51	0,24	0,26	5	0,062	6,6
D+Be	0,27	0,25	0,25	5	0,038	7,1
D+B	0,36	0,26	0,27	5	0,037	6,3
D+Li	0,42	0,36	0,37	7	0,066	6,4
{ D+C } 1MV	0,051	0,035	} $\sim 0,03$	} $\sim 0,6$		
{ D+C } 0,85MV	0,086	0,044				
γ Ra+Be	0,052	—	0,052	1		

Infine è da notare che sarebbe stato opportuno eseguire anche una misura all'indietro ed aggiungere un corrispondente termine nelle medie date nella colonna IV della tabella III. La cosa però presentava alcune

difficoltà pratiche specialmente per ciò che riguarda le misure col rodio nell'acqua.

Si può però notare che l'effetto di questo termine sarebbe quello di far diminuire un poco i valori dati nella colonna IV, tabella III, per modo che possiamo ragionevolmente ritenere che i valori veri siano probabilmente compresi tra quelli dati nella colonna III e IV della tabella suddetta. Le differenze tra queste due serie di dati non superano per altro gli errori sperimentali. Convenzionalmente prenderemo a base della discussione i dati della quarta colonna.

Nella quinta colonna sono date le sezioni d'urto in cm^2 , ottenute prendendo per i neutroni della reazione $D + D$ il valore di $5 \cdot 10^{-25}$, dato da Ladenburg e altri (*).

Dall'esame dei dati della quarta colonna sembra si possa concludere quanto segue:

1) La sezione d'urto media dei neutroni della reazione $D + Be$ è eguale, nei limiti degli errori sperimentali, a quella dei neutroni della $D + D$ ed $\alpha \sim 1$; infatti estrapolando ragionevolmente da 0,6 MV a 0 i dati di Bonner e Brubaker (¹²), sembra che nello spettro $D + Be$ i neutroni al di sotto di 1 MV rappresentino circa il 5 % del totale e che non ve ne siano praticamente affatto al di sotto di 0,6 MV. Inoltre, se si ammette che la sezione d'urto per scissione abbia l'andamento previsto da Bohr e Wheeler (⁴), dal confronto dei dati ottenuti con le reazioni $D + Be$ e $D + D$ sembra si debba concludere che il pianerottolo nella sezione di urto si estenda almeno fino a circa 4 MV (il limite dello spettro del Be è 4,6 MV).

2) Con i neutroni della reazione $D + B$ si è ottenuta una sezione d'urto media lievemente maggiore che con le reazioni precedentemente discusse; la differenza è però entro i limiti degli errori sperimentali.

È difficile poter interpretare questo risultato dato che lo spettro del boro, che si estende fino a circa 13 MV, è poco noto nella regione delle basse energie, che d'altronde sembra ricca di neutroni (¹²).

3) La sezione d'urto media dei neutroni della $D + Li$ risulta maggiore che per i neutroni delle reazioni $D + D$, $D + Be$; la differenza sembra essere fuori dagli errori di misura; non possiamo tuttavia escludere

che tale differenza sia dovuta, almeno in parte, all'aver corretto in modo incompleto per l'anisotropia. Su questo punto sono in corso altre esperienze.

Qualora si confermasse tale differenza sarebbe ragionevole concludere che per energie inferiori ai 15 MV (limite dello spettro della reazione $D + Li$) (¹³) la sezione d'urto del fenomeno di scissione aumenti sensibilmente.

4) Le misure col $C + D$ sono state eseguite ad 1 MV e 0,85 MV, corrispondenti rispettivamente a 0,7 e 0,55 MV di energia dei neutroni in avanti e 0,55 e 0,40 MV a 90°.

A prima vista può sembrare strano che la sezione d'urto apparente sia più grande per neutroni di energia minore. Ciò è senza dubbio dovuto in parte ad errori di misura. La cosa però si può perfettamente spiegare ammettendo che la targhetta di grafite adsorbisse piccole quantità di deuterio dando così luogo ad emissione di neutroni della reazione $D + D$, per i quali $\sigma = 0,25$. Un piccolo numero N_d di neutroni di questo tipo influenza assai poco i risultati ad 1 MV, mentre altera sensibilmente i risultati a bassa energia, dato che con questa il numero N_c dei neutroni del carbonio cala assai più rapidamente di N_d . Tale considerazione si può precisare; infatti, detta x la sezione d'urto media del fenomeno di scissione, fra 0,40 e 0,55 MV dei neutroni incidenti, si possono scrivere quattro equazioni lineari nelle quattro incognite: x , N_c (0,85), N_c (1), N_d , osservando che a ciascuna delle tensioni usate $N_c + N_d$ è proporzionale all'attività del Rh integrata a tutto lo spazio, e che $N_c x + N_d 0,25$ è uguale alla sezione d'urto osservata; risolvendo queste equazioni si trova $x \approx 0,03$; $N_d \approx 28$; N_c (0,85) ≈ 38 ; N_c (1) ≈ 280 .

Si può quindi concludere che, per neutroni di 0,5 MV, la sezione d'urto per scissione è circa $1/8 \sigma$; tale valore risulta circa sei volte maggiore di quello usato da Bohr e Wheeler; per quanto il nostro valore sia molto poco preciso, ci sembrerebbe di poter escludere un errore di un fattore 10.

5) Il dato ottenuto con fotoneutroni di 200 kV sembra confermare l'esistenza di una sezione d'urto non trascurabile del fenomeno di scissione per basse energie dei neutroni incidenti.

Secondo B. Ferretti sembra difficile ammettere che questo relativamente elevato valore della sezione d'urto sia dovuto all' U^{238} , in base al seguente argomento: al di sotto della energia critica E_t , che tutto porta a ritenere corrisponda a circa 0,7 MV di energia del neutrone incidente, la sezione d'urto decresce assai rapidamente; quindi, se la sezione d'urto osservata con fotoneutroni fosse essenzialmente da attribuirsi all' U^{238} , con i neutroni della D + C si dovrebbe avere una sezione d'urto assai maggiore. Si può quindi pensare che la sezione d'urto osservata con neutroni di 200 kV sia da attribuirsi quasi totalmente all' U^{235} , che rappresenta 1 parte su 139 dell'elemento; per questo isotopo, nella regione termica, sembra che valga la legge $1/v$ (¹⁴). In tale ipotesi si otterrebbe, per neutroni di 200 kV, una sezione d'urto circa 100 volte minore di quella osservata. Si può però notare che la legge $1/v$ viene certamente meno per energie relativamente elevate e che per neutroni di 200 kV di energia la massima sezione d'urto possibile è $\frac{\lambda^2}{\pi} = 13 \cdot 10^{-24}$ cm²; tenendo conto dell'abbondanza dell'isotopo 235 si ottiene così $\sigma \leq 0,9 \cdot 10^{-25}$ cm², ossia un valore assai prossimo a quello osservato sperimentalmente. Una analoga interpretazione si può dare, almeno per la quasi totalità, della sezione d'urto calcolata dai dati ottenuti con i neutroni della D + C.

6) Come risulta dall'ultima colonna della tabella III, il rapporto delle sezioni d'urto dell'uranio e del torio (ottenuto dai dati delle colonne I e VI) è pressochè costante e pari a circa 6,6 (i poteri frenanti del U_2O_3 e del ThO_2 differiscono solo del 5 %). Tale rapporto è lievemente superiore al valore 5 dato da altri autori (⁹).

Ci è infine gradito ringraziare M. Marziali per la costruzione di alcuni degli apparecchi usati in questa ricerca.

RIASSUNTO

Si riferisce su alcune esperienze intese a determinare, in misura relativa, la sezione d'urto per scissione dell'uranio e del torio in funzione dell'energia dei neutroni incidenti. Si dimostra che la sezione d'urto rimane costante fino ad energie del neutrone incidente dell'ordine di

10 MV. Viene inoltre dimostrato che l'uranio presenta il fenomeno di scissione anche con neutroni di 0,2 MV e si interpreta questo risultato come dovuto all' U^{235} .

SUMMARIUM

Ut Thorii et Uranii posset aliquatenus definiri caesura, seu mavis: sectio, per scissionem facta, idque pro incidentium neutronum vi ac virtute, complura facta sunt experimenta de quibus hoc scripto referunt Auctores. Inde compertum est collisionis caesuram certam suique similem permanere, quoad incidentis neutronis vis ac virtus intra 10 MV contineretur.

Praterea perspectum est scissiones in Uranio fieri vel cum neutronibus, quorum efficacitas 0,2 MV indicatur: qui exitus — ut rem Auctores interpretantur — ad U^{235} adscribendus esse videatur.

Roma. — Istituto di Sanità Pubblica - Laboratorio di Fisica.

BIBLIOGRAFIA

- (¹) Vedi per esempio l'articolo riassuntivo di L. A. TURNER, *Rev. Mod. Phys.*, 12, 1 (1940).
- (²) R. D. ROBERT, R. C. MEYER, L. R. HAFSTAD, *Phys. Rev.*, 55, 416 (1939).
- (³) R. LADENBURG, M. H. KANNER, H. BARSCHALL, C. C. VAN VOORHIS, *Phys. Rev.*, 56, 168 (1939).
- (⁴) N. BOHR, J. A. WHEELER, *Phys. Rev.*, 56, 426 (1939).
- (⁵) N. BOHR, *Phys. Rev.*, 55, 418 (1939).
- (⁶) Q. A. NIER, E. T. BOOTH, J. R. DUNNING, A. V. GROSSE, *Phys. Rev.*, 57, 546 (1940).
- (⁷) A. V. GROSSE, E. T. BOOTH, J. R. DUNNING, *Phys. Rev.*, 56, 382 (1939).
- (⁸) N. BOHR, J. A. WHEELER, *Phys. Rev.*, 56, 1065 (1939).
- (⁹) F. M. PENNING, J. H. A. MOUBIS, *Physica*, 4, 1190 (1937).
- (¹⁰) E. AMALDI, E. FERMI, *La ric. scient.*, VII-I, 454 (1936); *Phys. Rev.*, 50, 899 (1936).
- (¹¹) E. AMALDI, L. R. HAFSTAD, M. A. TUVE, *Phys. Rev.*, 51, 896 (1937).

(¹²) P. W. BONNER, W. M. BRUBAKER, Phys. Rev., 50, 308 (1936).

(¹³) T. W. BONNER, W. H. BRUBAKER, Phys. Rev., 47, 953 (1935); 48, 742; W. E. STEPHENS, Phys. Rev., 53, 223 (1938).

(¹⁴) H. L. ANDERSON, E. T. BOOTH, J. R. DUNNING, E. FERMI, G. N. GLASOE, F. G. SLACK, Phys. Rev., 55, 511 (1939).

