

I RAGGI α , β , γ

dei corpi radioattivi in relazione con la struttura nucleare

traduzione: Gianluigi Trivia

ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

62

EXPOSÉS DE RADIOACTIVITÉ
et de Physique nucléaire

Publiés sous la direction de
Madame PIERRE CURIE
Professeur à la Sorbonne

I

LES RAYONS α , β , γ
des corps radioactifs en relation
avec la structure nucléaire

PAR

Madame PIERRE CURIE



PARIS

HERMANN ET C°, ÉDITEURS

6, Rue de la Sorbonne, 6

1933

I RAGGI α , β , γ dei corpi radioattivi in relazione con la struttura nucleare

Lo studio dei raggi emessi dalle sostanze radioattive ha permesso di affrontare per la prima volta in un modo concreto, il problema della struttura degli atomi e ha aperto alla scienza il campo interamente nuovo della fisica nucleare. Sarà impossibile descrivere qui in dettaglio le proprietà di queste radiazioni che rappresentano la parte di lavoro consacrata alla Radioattività. Queste proprietà e i metodi usati per studiarle saranno pertanto qui riassunti, nella misura in cui essi apportano elementi di informazione relativamente alla struttura dell'atomo e del nucleo atomico.

Le trasformazioni radioattive. I raggi α , β , γ

Tutti gli elementi radioattivi subiscono una trasformazione atomica, che colpisce successivamente gli atomi di cui sono composti. La trasformazione consiste sia nell'emissione di un raggio α , sia in quella di un raggio β . Un raggio α è un atomo di elio doppiamente ionizzato (carica positiva) mentre un raggio β è un elettrone (carica negativa). Tra gli elettroni emessi dai radioelementi, bisogna tuttavia distinguere i raggi β primari, o «elettroni di disintegrazione» il cui inizio determina effettivamente la trasformazione dell'atomo, e gli elettroni o raggi β secondari che non corrispondono a una

modificazione così fondamentale e la cui emissione è legata a quella dei raggi γ . Questi ultimi sono una radiazione elettromagnetica emessa come conseguenza della perturbazione prodotta nell'atomo dall'emissione di un raggio α o di un raggio β primario.

La natura dei raggi α è stata stabilita dalla misura della loro deviazione in un campo magnetico e in un campo elettrico, da cui si è dedotto il rapporto E/M tra la carica e la massa, così come la velocità v dei raggi. La produzione di elio dai radioelementi che emettono dei raggi α è un fenomeno che si può seguire quantitativamente; il volume di elio prodotto è quello che si può prevedere dal numero di raggi α emessi nello stesso tempo e determinato da uno dei metodi di conteggio applicabile a questi raggi. Un atomo di uranio, nelle sue trasformazioni successive, libera 8 atomi di elio. Si è portati a pensare che l'atomo di elio entri, come elemento costitutivo, nella struttura dell'atomo di uranio e di altri radioelementi. Questa concezione generalizzata è stata estesa a tutti gli elementi. D'altra parte, la spettrografia di massa, nata dalla scoperta dell'isotopia, ha mostrato che gli elementi semplici dal punto di vista isotopico hanno masse molto vicine a multipli di una stessa massa unitaria, che è la sedicesima parte di quella dell'atomo di ossigeno e differisce poco da quella dell'atomo di idrogeno. Si arriva così a considerare tutti gli atomi come composti da atomi di idrogeno la cui maggior parte è raggruppata in atomi di elio, e questo raggruppamento comporta una riduzione della massa o condensazione, corrispondente alla perdita di energia interna al momento della formazione del raggruppamento.

Il passaggio dei raggi α nella materia. Percorsi. Urti eccezionali. L'atomo al nucleo.

I raggi α emessi dai corpi radioattivi formano dei gruppi omogenei per ciò che riguarda la velocità di emissione. Astruendo dal fenomeno di «struttura fine» di cui si tratterà più avanti, si può dire che un gruppo di raggi α caratterizza una data sostanza. L'energia iniziale di ogni particella si riduce poco a poco attraversando la materia, a causa dei numerosi urti contro gli atomi incontrati; si può seguire il tragitto fintanto che la particella possiede un'energia superiore a quella che è necessaria per la ionizzazione. È stato dimostrato che questa traiettoria è molto approssimativamente rettilinea e che le traiettorie dei raggi di uno stesso gruppo hanno, nella stessa materia, lunghezze assai poco diverse, raggruppate da una legge di probabilità attorno ad un valore che è il percorso più probabile. La misura del potere ionizzante (numero di ioni prodotti per unità di lunghezza della traiettoria) di un fascio canalizzato omogeneo di raggi α , in diversi punti della sua traiettoria nell'aria, dà, pertanto, la curva ben nota, rappresentata nella fig. 1; secondo la pendenza della parte terminale di questa curva, si determina il percorso estrapolato, che è inversamente proporzionale alla densità dell'aria.

Rapportandola a una densità d'aria stabilita (generalmente aria a 15°, a pressione normale), si ottiene un dato che caratterizza il gruppo omogeneo considerato. I percorsi dei gruppi principali sono compresi tra 2 e 9 cm. Il percorso aumenta con la velocità di emissione v , ed esiste tra queste grandezze una relazione empirica (legge di Geiger), secondo la quale r è proporzionale a v^3 . Nella materia solida o liquida, i raggi α hanno un percorso molto breve, dell'ordine dei centesimi di millimetro.

Gli urti che determinano il progressivo rallentamento di un

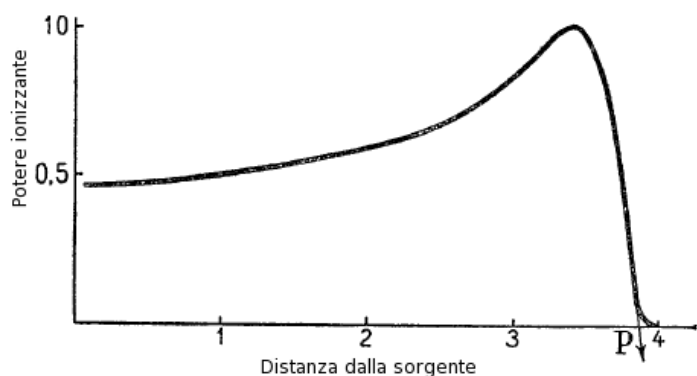
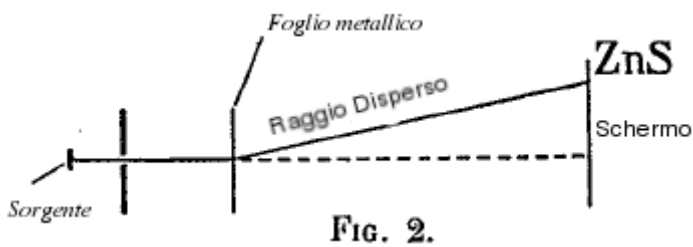


Fig. 1.

raggio α , hanno, in generale, un'influenza molto debole sulla direzione. Ceri urti, detti eccezionali danno, tuttavia, luogo a una brusca deviazione che respinge un raggio di un fascio canalizzato attraversante un foglio assorbente molto sottile (fig. 2).



Questa dispersione dei raggi α ha portato Rutherford alla teoria della struttura atomica attualmente accettata, secondo la quale l'atomo si compone di un nucleo centrale di dimensioni molto piccole, che porta una carica positiva N e da N elettroni distribuiti attorno al nucleo, avente ciascuno la carica

negativa e . Il numero N , numero atomico, è il numero d'ordine dell'atomo considerato nella classificazione periodica degli elementi. La situazione normale di ogni elettrone è caratterizzata dal suo livello energetico o lavoro necessario per estrarlo dall'atomo; questo lavoro è in genere misurato in elettron-volt. L'atomo con nucleo è servito come base della teoria quantistica di Bohr che ha dato una interpretazione degli spettri di righe per la luce e per i raggi X.

Un urto eccezionale ha luogo quando un raggio α passa così vicino a un nucleo atomico che è sottoposto alla forza di repulsione elettrica esercitata da questo. Ammettendo che la forza si esercita secondo la legge di Coulomb tra le cariche di due particelle Ne e $2e$, si può fare la teoria delle deviazioni eccezionali. Se l'urto ha luogo con un nucleo di grande massa, questo non partecipa al movimento; le direzioni della velocità della particella α , prima e dopo l'urto, formano tra loro un angolo θ tale che $\tan\theta = 2Ne^2/mv^2b$, dove m è la massa della particella α , v la sua velocità e b la distanza tra il nucleo e la direzione della velocità iniziale. La proporzione delle particelle α per le quali la deviazione sarebbe superiore a θ , dopo il passaggio attraverso uno strato di materia di spessore l , contenente n atomi per unità di volume, è $f = \pi b^2 n l$, dove b è dato in funzione di θ dalla formula precedente. Contando, con il metodo delle scintillazioni prodotte su uno schermo al solfuro di zinco, le particelle α disperse per unità di superficie dello schermo in una direzione θ , si verifica che il loro numero è in accordo con le previsioni, quando si fa variare θ , N e v . Le esperienze fatte sui raggi α di RaC che attraversano dei fogli sottili di rame, di argento o d'oro, hanno mostrate che la legge di Coulomb resta applicabile a delle deviazioni per le quali b supera appena 10^{-12} cm.

Quando l'urto avviene contro un nucleo leggero, questo è proiettato con una certa velocità, e il raggio α perde una parte di energia. Le traiettorie della particella α e dell'atomo respinto, dopo l'urto, formano una ramificazione i cui bracci sono rispettivamente gli angoli θ e θ' con la direzione primitiva del raggio α . Tra questi angoli, le velocità e le masse esistono relazioni che derivano unicamente dai principi di conservazione dell'energia e della quantità di moto. Queste relazioni sono state verificate mediante le traiettorie dentro le camere a nebbia di Wilson che permettono di fotografare i percorsi ottenuti nell'aria o altri gas (idrogeno, elio, ossigeno, argon). Per calcolare la proporzione dei raggi α dispersi o degli atomi respinti in una direzione data, bisogna fare intervenire la legge della forza, e si constata allora che le previsioni non sono in accordo con l'esperienza. Questo fenomeno di dispersione anomala sugli atomi leggeri è stato messo in evidenza nel caso di idrogeno, elio, alluminio, magnesio. Si arriva a questa conclusione che la legge di Coulomb cessa d'essere applicabile quando la distanza tra la particella α e il nucleo è dell'ordine di $4 \cdot 10^{-13}$ cm, e che si deve coinvolgere quindi la struttura del nucleo. Le teorie proposte per rendere conto della dispersione anomala fanno appello a una forza attrattiva che si aggiunge alle piccole distanze al termine repulsivo conforme alla legge di Coulomb e

potendo risultare totalmente o una parte della polarizzazione del nucleo (Debye e Hardmeier, Bieler).

La particella α al momento della sua emissione è un atomo di elio doppiamente ionizzato, cioè un nucleo di elio, poiché per questo elemento $N = 2$. Durante il suo percorso nella materia, non rimane costantemente in questo stato, ma può riguadagnare un elettrone e riprenderlo di nuovo. Verso la fine del percorso esso può anche riguadagnare due elettroni e passare allo stato di atomo neutro, prima temporaneamente, poi definitivamente.

L'atomo di idrogeno privato del suo unico elettrone è un protone. È a questo stato che esso è respinto da un raggio α , al momento di un urto eccezionale.

Un nucleo qualunque può essere considerato come un assemblaggio di protoni e elettroni. Una particella α deve, in questo caso, contenere 4 protoni e 2 elettroni. Questo raggruppamento che può essere molto stabile, può divenire parte di un nucleo più complesso.

Nelle trasformazioni radioattive, si deve ammettere che le particelle α e gli elettroni di disintegrazione provengono dal nucleo, poiché l'individualità di un atomo è determinata dal nucleo e non può essere modificata se non mediante una sua alterazione. I raggi β secondari provengono dalla regione dell'atomo esterna al nucleo.

Gruppi di raggi α . Spettro magnetico. Struttura fine. Legge Geiger Nuttall.

La deviazione magnetica dei raggi α permette di misurare il raggio di curvatura R della traiettoria circolare che descrive un raggio, in un campo uniforme di intensità H , normale al piano della traiettoria. La relazione $RH = M v/E$ esprime quindi la velocità se si suppone noto il rapporto E/M . Si ammette che questo è dato dalla formula Lorentz Einstein

$$\frac{E}{M} = \frac{v \sqrt{1-\beta^2}}{M_0}$$

dove $\beta = v/c$ è il rapporto tra la velocità della particella e quella della luce; E/M_0 è il rapporto tra la carica E e la massa a riposo M_0 , che si ammette uguale a 4823 unità elettromagnetiche. Per i raggi α , il rapporto M/M_0 è vicino a 1 e il prodotto RH è compreso tra $2 \cdot 10^5$ e $5 \cdot 10^5$; si ha circa $R = 20$ centimetri per i raggi α del RaC, se $H = 20000$ gauss. In ragione di questa debole curvatura della traiettoria, la deviazione dei raggi α è stata dapprima studiata solamente mediante il metodo diretto; più recentemente la costruzione del grande elettromagnete dell'Accademia delle Scienze da parte di A. Cotton ha permesso di applicare il metodo a fuoco, grazie alla realizzazione di un campo di grande intensità tra parti polari di 75 centimetri di diametro, con uno scarto di qualche centimetro. La fig. 3 rappresenta il dispositivo del metodo diretto (a) e quello del metodo a fuoco (b) inizialmente utilizzato per lo studio dei soli raggi β .

Nel primo caso, un raggio uscito da una sorgente lineare stretta S , posta in un recipiente sigillato in cui si è fatto il vuoto, attraversa il diaframma D e produce sulla lastra fotografica P una riga situata in O in assenza di campo, in A o A' quando esiste un campo normale al piano della figura. Nel secondo caso, il raggio proveniente dalla sorgente S descrive nel vuoto una semicirconferenza determinata

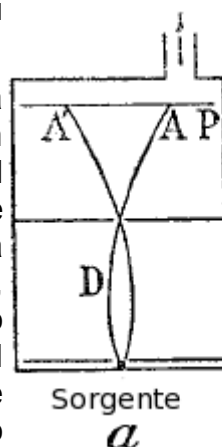
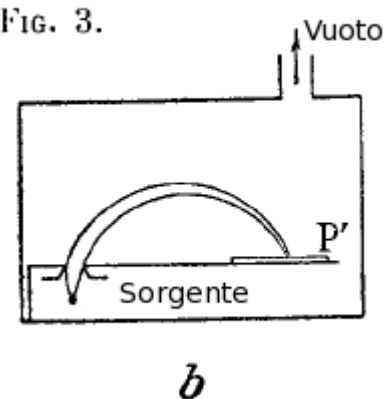


FIG. 3.



dalla sorgente S, il diaframma D e il valore del campo H, e produce un raggio nel punto F sulla lastra P'. Il punto F è un fuoco dove si intersecano le traiettorie dei raggi di uguale velocità passanti per diversi punti del diaframma D; l'immagine che si forma è pertanto molto netta. È facile vedere che il potere separatore del metodo a fuoco è considerevolmente più grande di quello del metodo diretto, gli scarti di due raggi in questi due metodi essendo approssimativamente proporzionali alle deviazioni che sono rispettivamente $Z = OA$ e $Z' = DF$.

Nei dispositivi usuali di deviazione diretta, Z è dell'ordine di 2 millimetri mentre Z' è dell'ordine da 10 a 20 centimetri.

Lo spettro magnetico dei raggi α ottenuto mediante il metodo diretto, con l'aiuto di sorgenti formate dalla materia radioattiva con spessore assai debole in modo che possa rallentare i raggi nella materia stessa, - si compone di un'unica riga per un gruppo di raggi α omogenei caratteristici di una sola sostanza. Utilizzando il metodo a fuoco, S. Rosenblum ha trovato che l'unica riga attribuibile ai raggi α del ThC non è semplice, ma presenta una struttura fine; essa si compone di sei righe per le quali lo scarto estremo delle velocità è di circa il 4 %¹. L'applicazione dello stesso metodo ha permesso di stabilire che il gruppo emesso da AcC è complesso (2 righe), conformemente ai risultati ottenuti da Rutherford e collaboratori con un metodo di ionizzazione differenziale molto sensibile. Si trova ugualmente una struttura complessa nel caso del radio, del radioattinio, dell'attinio X, dell'attinio.

Tra i gruppi studiati, non si è trovato sinora una struttura fine per *RaA*, *RaC'*, *Po*, *ThC'*.

La determinazione della velocità permette di calcolare l'energia cinetica di un gruppo di raggi secondo la formula

$$W = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right]$$

che, in questo caso, differisce poco dalla formula approssimata $W = \frac{1}{2} mv^2$. Si ha anche, in elettron-volt, $W = eV$.

Prendendo, a titolo d'esempio, i raggi α del *RaC* il cui percorso nell'aria a 15° è 6,93 cm e la velocità $1,922 \times 10^9$ cm/sec, si trova $W = 1,2 \times 10^{-5}$ erg o $7,65 \times 10^6$ eV.

La misura precisa dei percorsi offre un mezzo per studiare la complessità dell'emissione α . Questo metodo non dà né la stessa precisione né lo stesso potere separatore del metodo degli spettri magnetici a fuoco. Però, può offrire maggiore sensibilità per operare con piccole quantità di materia. Lo si applica sia misurando la ionizzazione sia fotografando le traiettorie nella camera a nebbia, sia ancora osservando le scintillazioni prodotte su uno schermo al solfuro di zinco. La velocità v è collegata al percorso nell'aria dalla relazione $r = Kv^3$ (K coefficiente costante), tanto che $r > 2$ cm. Al di sotto di questo valore la relazione è modificata; formule empiriche che l'esprimono sono state determinate da Briggs, da I. Curie e da Blackett.

La misura dei percorsi con il metodo di ionizzazione è reso particolarmente sensibile quando si lasciano penetrare i raggi attraverso due strette camere di ionizzazione disposte nei primi due piani e bloccate da fogli d'oro estremamente sottili. Con l'aiuto di un amplificatore di potenza, si misura l'eccesso di corrente di ionizzazione prodotto nella camera A rispetto a quello prodotto nella camera B. Si scopre così un numero molto piccolo di raggi il cui percorso ha avuto fine nella camera A. È con questo metodo che Rutherford e collaboratori hanno scoperto la complessità dei raggi α del *RaC* e del *AcC*.

¹ S. ROSENBLUM, Actualités Scientif., Herman, etc.

La misura del percorso aiutandosi con le traiettorie nella nebbia fa intervenire la fluttuazione di percorso la cui importanza approssimata è dell'ordine da 1 a 2% del percorso più probabile. Si determina questo mediante un computo dei tragitti compresi tra limiti assegnati. È qui che Irène Curie ha stabilito che i raggi α del radioattinio formano 2 gruppi i cui percorsi differiscono a 3 a 4 mm, risultato in accordo con le vecchie esperienze di S. Mayer e Paneth. L'impiego del metodo a fuoco ha permesso di scoprire in questo caso una struttura più fine ancora; nello spettro magnetico ognuno dei due gruppi menzionati si mostra complesso, e si trova in più, qualche riga debole.

Il metodo della scintillazione, frequentemente impiegato per la misura dei percorsi, ha permesso di scoprire, a fianco dei gruppi normali di raggi α del RaC e del ThC, gruppi detti di «lungo percorso», composti di un numero di raggi relativamente molto piccolo. Questi raggi di lungo percorso sono anche stati messi in evidenza con il metodo delle traiettorie a nebbia e da quello della ionizzazione differenziale. Per qualcuno di questi gruppi deboli, S. Rosenblum ha recentemente ottenuto la riga dello spettro magnetico. Si contano, in totale, 9 gruppi di raggi di lungo percorso attribuiti a RaC, con percorsi a 15° compresi tra 7,87 e 11,64 cm e un certo numero di raggi compreso tra 0,2 e 17×10^6 raggi normali di percorso 6,95 cm. Per Th (C + C'), sono stati caratterizzati 2 gruppi di raggi con percorso di 9,78 cm e 11,66 cm, con rispettivamente 0,34 e $1,9 \times 10^4$ raggi normali di ThC con percorso di 8,62 cm.

Riassumendo, l'irraggiamento α dei corpi radioattivi è più complesso di quanto si credesse in precedenza. Comprende sia un solo gruppo normale, sia parecchi gruppi normali di velocità vicine. Possono essere presenti inoltre gruppi di lungo percorso la cui intensità, misurata in numero di raggi emessi per atomo trasformato, è molto piccola rispetto a quella dei gruppi normali, il cui insieme, per un radioelemento dato, deve corrispondere approssimativamente a un raggio α emesso per atomo trasformato.

Il numero di raggi α in un gruppo è noto secondo metodi di numerazione che mostrano l'effetto individuale di un raggio α . Si utilizza con più frequenza, sia le scintillazioni prodotte dai raggi su uno schermo di solfuro di zinco, sia l'effetto ionizzante registrato da contatori elettrici di cui si sono stabiliti numerosi modelli, e per i quali taluni fanno appello a un'amplificazione mediante ionizzazione per urto, mentre altri utilizzano solo amplificatori di grande potenza.

Geiger e Nuttall hanno segnalato una relazione che esiste tra il percorso r di un gruppo di raggi α e la costante λ che misura la velocità di trasformazione. Portando $\log r$ in ascisse e $\log \lambda$ in ordinata, si sono ottenuti tre grafici pressapoco rettilinei corrispondenti reciprocamente alle 3 famiglie dell'uranio radio, del torio e dell'attinio. I percorsi utilizzati erano i percorsi normali, facendo astrazione dalla struttura fine. Qualche corpo sembrerebbe fare eccezione, perfino se si ricerca solamente una curva d'andamento regolare, rinunciando a renderla strettamente rettilinea.

La legge Geiger Nuttall stabilisce una relazione tra la probabilità della trasformazione radioattiva e l'energia di un raggio α emesso; essa è stata l'oggetto di una teoria proposta da Gamow sulla quale ritorneremo poi.

Composizione dei raggi β . Gruppi e spettro continuo. Elettroni di disintegrazione.

I raggi β dei corpi radioattivi non hanno, in generale, come i raggi α una traiettoria rettilinea nella materia, poiché, a uguale velocità, sono ben più facilmente deviati dalla loro direzione al momento di incontrarsi con i nuclei atomici e con gli stessi elettroni. Gli elettroni molto veloci seguono nell'aria traiettorie rettilinee messe in evidenza in una camera a nebbia di Wilson. Tutti quelli che hanno una velocità moderata seguono un cammino sinuoso. A una velocità data corrisponde un percorso medio, la cui

determinazione non è precisa, poiché la fluttuazione del percorso è relativamente importante. Quei percorsi che sono dell'ordine del centimetro nell'aria di sensibilità normale per un elettrone la cui energia è circa 20000 eV, raggiunge 12 - 13 metri per elettroni di 3×10^6 eV. L'analisi dei raggi β in un campo magnetico è stata fatta con il metodo di deviazione diretta e con quello a fuoco (fig.3).

Essa ha rivelato che gli spettri magnetici ottenuti per diverse sostanze radioattive sono molto diversi, componendosi di uno spettro continuo e di righe più o meno numerose. Per *Ra*, *RaD*, *Rth*, si osserva solo qualche riga; per *RaE*, lo spettro continuo è particolarmente visibile. Per i corpi che compongono i depositi attivi: *RaB*, *RaC*, ecc., come per *RaAc* e *Acx* si osserva uno spettro continuo importante e un grande numero di righe (più di 50 per il *RaC*). I limiti di velocità variano ugualmente molto da un corpo all'altro. L'energia, inferiore a 100 eKV per i raggi β del *RaD* o del *Rth*, raggiunge 3000 eKV per quello del *RaC*. Si è pure osservato in *RaC*, *ThC''* e *Mth2* l'emissione di raggi β di energia molto grande sotto forma di deboli righe o bande segnalate da Yvanovitch e d'Espine al di sopra di 2500 eKV, fino a 11000 eKV.

I lavori di numerosi autori hanno mostrato che le righe degli spettri magnetici corrispondono a raggi β di origine secondaria, già in precedenza segnalati, mentre gli elettroni di disintegrazione provenienti dai nuclei sembrerebbero formare lo spettro continuo. Si è quindi portati ad ammettere che la disintegrazione di un nucleo per perdita di un elettrone nucleare non corrisponda per quello a una velocità determinata, come quella che ha luogo per un raggio α , ma che al contrario gli elettroni di disintegrazione di una stessa sostanza siano emessi con velocità variabili entro grandi limiti. Questa circostanza costituisce una difficoltà teorica considerevole. Bisogna anche sottolineare che, per certi radioelementi, gli elettroni di disintegrazione hanno un'energia così debole che non è stata ancora identificata (*Ac*, *Mth1*).

La natura della trasformazione non può tuttavia essere messa in dubbio, poiché le proprietà chimiche dell'atomo risultano dalla trasformazione e il suo posto nel sistema periodico è proprio quello che corrisponde alla perdita di un elettrone nucleare, vale a dire l'aumento di una unità di numero atomico.

Lo spettro continuo dei raggi β è stato studiato con metodi di conteggio dei raggi, usando un contatore elettrico, che raccoglie i raggi in uscita da una sorgente *S* e deviati in un campo magnetico come in fig. 4. Le curve di distribuzione dell'intensità *i* nello spettro continuo, in funzione dell'energia *W* dei raggi offrono lo stesso andamento generale: *i* aumenta con *W*, passa per un massimo, poi decresce e tende a zero al crescere di *W* (fig.5). Il limite dello spettro continuo corrisponde a una energia tanto più elevata quanto la vita della sostanza è più breve. Le righe appaiono assai affilate e sovrapposte alla curva rappresentativa dello spettro continuo.

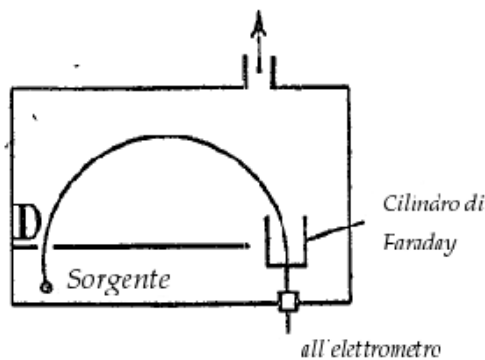


FIG. 4.

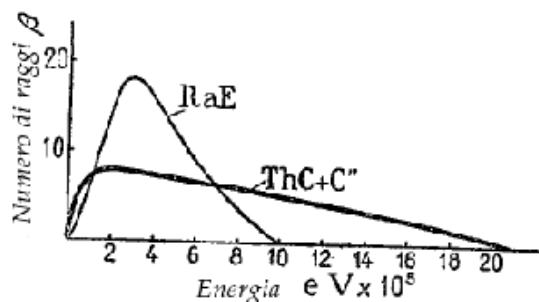


FIG. 5.

L'assorbimento dei raggi β nella materia è caratterizzato dal percorso o , più frequentemente, dal coefficiente di assorbimento μ , dedotto da misure di ionizzazione dalla formula $I = I_0 e^{-\mu x}$, dove I_0 è l'intensità iniziale del fascio che penetra in una camera di ionizzazione (fig. 6) e I quella che sussiste quando si interpone tra la sorgente e la camera, uno schermo assorbente di spessore x . Il coefficiente μ diminuisce rapidamente all'aumentare della velocità dei raggi; per raggi con velocità data, il loro rapporto μ/ρ per la densità aumenta un poco con il numero atomico².

Assorbimento dei raggi γ . Gruppi omogenei. Diffusione nucleare.

L'irraggiamento γ da corpi radioattivi è stato caratterizzato mediante il metodo d'assorbimento, misurando l'intensità dei raggi in una camera a ionizzazione come in fig. 6. I raggi β sono, in questo caso, deviati da un campo magnetico.

Quando si vogliono misure precise, si utilizza un fascio canalizzato, e si distingue, come per i raggi X, il coefficiente di assorbimento fotoelettrico τ e il coefficiente di diffusione C . Essendo μ il coefficiente totale, si ha $I = I_0 e^{-\mu x}$, dove $\mu = \tau + C$. Le leggi numeriche applicate ai coefficienti τ e C sono quelle che sono state stabilite per i raggi X o γ di debole frequenza, aumenta molto rapidamente con la

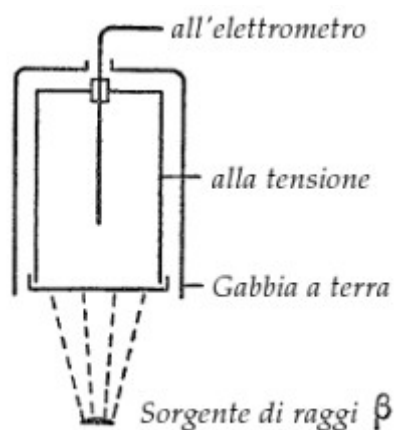


FIG. 6.

lunghezza d'onda λ di questi raggi e con il numero atomico della materia assorbente; subisce una variazione brusca per ogni valore di λ che corrisponde a un livello di assorbimento della materia considerata. Il coefficiente C ha una importanza relativa tanto più grande quanto è più piccola la lunghezza d'onda e più leggeri gli atomi assorbitori.

Il calcolo teorico di questo coefficiente è stato dato da J.J. Thomson sulla base della teoria elettromagnetica classica, secondo la quale un elettrone contenuto in un atomo entra in vibrazione sotto l'influenza dell'onda che passa su di lui, e per mezzo di quella, traendo energia da quest'onda, diviene una sorgente di riemissione di onde simili nello spazio circostante.

A questa diffusione senza cambiamento di lunghezza d'onda viene ad aggiungersi la diffusione con cambiamento della lunghezza d'onda scoperto da A.H. Compton e accompagnata da una emissione degli elettroni diffusi. Secondo la teoria dell'effetto Compton, il coefficiente C è del tipo $C = C_0 f(\alpha)$, dove C_0 è il coefficiente di J.J. Thomson che risponde alla formula

$$C_0 = \frac{8}{3} \frac{\pi e^4 n}{m^2 c^4}$$

(e carica dell'elettrone in unità E.S., m la sua massa a riposo, n il numero di elettroni per unità di volume, c la velocità della luce); α è un parametro definito dalla relazione $\alpha = hv/mc^2$ dove h è la costante di Planck e v la frequenza della radiazione. La funzione $f(\alpha)$ è uguale a 1 per $\alpha = 0$, decresce all'aumentare di α e si annulla per $\alpha = \infty$. La teoria dell'effetto Compton fa appello alle nozioni di quanto, essendo la diffusione considerata come un urto tra un *quanto di radiazione* e un elettrone. Attribuendo al quanto l'energia $h\nu$ e la quantità di moto $h\nu/c$, all'elettrone l'energia

$$W = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right]$$

² Fournier e Guillot, Connections actualitatés, ecc.].

e la quantità di moto $mc\beta\sqrt{1-\beta^2}$ ($\beta = v/c$ rapporto tra la velocità v dell'elettrone e quella della luce), si possono scrivere le equazioni di conservazione dell'energia e della quantità di moto. Al quanto primario $h\nu$ corrisponde dopo l'urto, un quanto $h\nu'$ diffuso nella direzione θ e un elettrone emesso nella direzione ϕ , essendo le grandezze ν' , ϕ , W definite in funzione di θ (fig. 7).

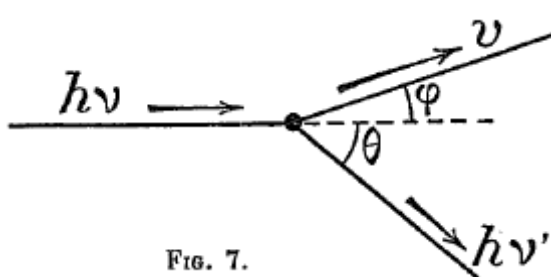


FIG. 7.

Per calcolare il coefficiente di diffusione C è inoltre necessario definire la probabilità affinché il quanto primario sia diffuso nella direzione θ . La formula $1/(1 + 2\alpha)$, trovata da Compton per $f(\alpha)$ risulta da considerazioni basate sulla teoria dei quanti e sulla teoria classica. Più tardi, Klein e Nishina hanno dato a $f(\alpha)$ una forma più complicata, risultante dall'applicazione dei metodi

della meccanica ondulatoria. L'energia sottratta al fascio dal processo di diffusione si suddivide tra i quanti diffusi e gli elettroni urtati.

Il coefficiente τ ha pure ricevuto una interpretazione quantistica. Si ammette che esso caratterizzi un processo di assorbimento, nel quale un quanto cede integralmente la sua energia a un atomo, producendone la ionizzazione in uno dei suoi livelli. Se W_i è il lavoro di estrazione dell'elettrone dal livello i , sul quale produce la ionizzazione, e W l'energia cinetica dell'elettrone estratto, si ha la relazione di Einstein $h\nu = W_i + W$.

La misura del coefficiente di assorbimento dei raggi γ emessi dal radioelemento permette di caratterizzare raggruppamenti di questi raggi che corrispondono a coefficienti definiti. Parecchi gruppi possono appartenere a una stessa sostanza radioattiva. Si determina il coefficiente di assorbimento nell'alluminio, e per i raggi molto penetranti, nel piombo. Questi coefficienti sono compresi tra ampi limiti; confrontandoli con quelli che sono stati misurati per i raggi X di lunghezza d'onda nota, si riconosce che certi gruppi di raggi γ sono gruppi di fluorescenza emessi negli atomi dei radioelementi (o nei supporti), come effetto secondario, mentre altri gruppi devono essere di origine nucleare. Il coefficiente di assorbimento nell'Al che può superare 1000 cm^{-1} per i gruppi secondari, scende al di sotto di $0,1 \text{ cm}^{-1}$ per i più penetranti dei raggi nucleari.

Quando molti gruppi omogenei di raggi γ vengono emessi simultaneamente, l'analisi delle curve di assorbimento permette di metterli separatamente in evidenza. L'influenza relativa dei termini di assorbimento fotoelettrico e di diffusione dipende, per ogni gruppo, dalla lunghezza d'onda, dalla natura dell'assorbitore e dal dispositivo sperimentale impiegato.

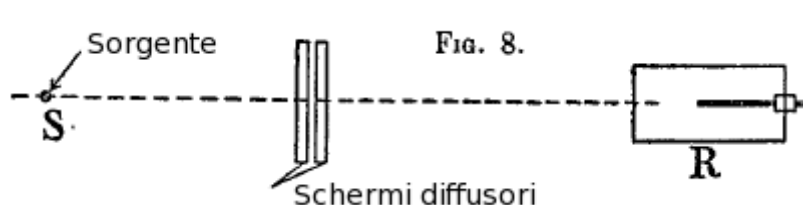
Nel range dove i due termini hanno una importanza confrontabile, il controllo delle loro relazioni con la lunghezza d'onda incontra difficoltà considerevoli.

Di contro, il metodo di assorbimento è stato utilmente applicato allo studio dei raggi γ «mollissimi» (di grande lunghezza d'onda) e a quello dei raggi γ molto penetranti (di piccola lunghezza d'onda).

Nel primo caso, l'assorbimento fotoelettrico interviene praticamente da solo. Impiegando come assorbitore l'alluminio il cui livello K corrisponde a 1500 V ($\lambda_K = 8 \text{ \AA}$), si ottiene una variazione continua di μ con λ per tutti i valori di λ inferiori a λ_K . Si è così caratterizzato l'emissione di gruppi di raggi γ le cui frequenze sono nel range dei raggi X, e dei quali alcuni sono di origine nucleare mentre altre rappresentano l'irraggiamento di fluorescenza che accompagna l'emissione di raggi α o β di disintegrazione, e che può avere origine sia negli atomi della sostanza radioattiva stessa, sia nel supporto sul quale sono depositi.

Per i raggi γ di alta frequenza, l'assorbimento fotoelettrico è trascurabile in un assorbitore di atomi leggeri, ma in un elemento di numero atomico elevato, come il piombo, gli effetti

di assorbimento e di diffusione sono ancora dello stesso ordine per i raggi γ duri di RaC ($\lambda \geq 20$ U.X). Si ammette, in generale, che tutti gli elettroni extranucleari sono equivalenti dal punto di vista della diffusione dei raggi γ duri. Il coefficiente di diffusione per elettrone $C_0 f(\alpha) / n$ misurato in un materiale di atomi leggeri, è direttamente confrontato con quello previsto dalla teoria. Per questo, il fascio canalizzato di raggi γ , generato dalla sorgente S, è ricevuto, sotto un angolo solido il più piccolo possibile, in un apparecchio di misura R distante da S, e gli schermi diffusori sono posti tra la sorgente e il ricevitore (fig. 8).



Le radiazioni da studiare non essendo omogenee, vengono sottoposti ad un filtraggio preliminare che ha lo scopo di eliminare le componenti più molli. Si valuta il valore di λ per questa radiazione filtrata, secondo i dati forniti dalla spettrografia dei raggi γ . Parecchi autori: Skobelzyn, Chai, Tarrant, Gray, L. Meitner e Hupfeld, Jacobsen hanno anche confrontato il valore di C per l'elettrone con il valore dedotto dalla formula Klein Nishina. I risultati di queste misure accurate fanno stabilire che, l'accordo con la teoria sembra soddisfacente per λ vicine a 7 U.X., ma che per $\lambda = 4, 7$ U.X (raggi γ fortemente filtrati del ThC), l'aumento del coefficiente con il numero atomico dell'assorbitore non può essere interamente spiegato da un lato dall'assorbimento fotoelettrico. Ciò porta a considerare un effetto di diffusione nucleare che, per il piombo, raggiungerebbe il 40% dell'effetto di diffusione normale sugli elettroni extranucleari.

Misura della lunghezza d'onda. Relazioni tra i raggi β e i raggi γ .

Spettri di diffrazione.

Il metodo di diffrazione su un cristallo ruotante, applicato ai raggi γ (Rutherford e Andrade, J. Thibaud, M. Frilley) ha permesso di rivelare l'esistenza di uno spettro di righe che, nelle esperienze più recenti di Frilley, comprende i raggi γ di RaB e RaC fino a $\lambda = 16$ U.X. $h\nu = 770$ eKV. Per questi raggi, l'angolo di diffrazione selettiva sul salgemma non è più di $10'$, e sembra difficile raggiungere le lunghezze d'onda ancora più piccole. Lo spettro si compone di righe di cui alcune sono attribuibili a radiazioni di origine nucleare mentre altre corrispondono a radiazioni di fluorescenza eccitate negli atomi che si ottengono dalla trasformazione radioattiva; così, nello spettro dei raggi γ di Ra(B + C) si osservano le righe di fluorescenza della serie L, caratteristiche di elementi di numeri atomici 83 e 84, quelle che si ottengono rispettivamente dalla trasformazione di RaB (N = 82) e di RaC (N = 83). Le esperienze di diffrazione provano che il carattere ondulatorio dei raggi γ resta valido nel dominio delle alte frequenze.

Spettri corpuscolari ottenuti dall'effetto fotoelettrico dei raggi γ su atomi esterni

Un raggio γ di energia $h\nu$, emesso da un atomo radioattivo, può subire l'assorbimento fotoelettrico in un atomo esterno, dando origine a un raggio β la cui energia è $W = h\nu - W_i$, dove W_i è un'energia di livello dell'atomo assorbitore. Ha luogo pure la conversione esterna del quanto $h\nu$ in un raggio corpuscolare. Se le energie di parecchi fotoelettroni usciti da livelli diversi, verificano la relazione $W + W_i = \text{costante}$, si può stimare che esiste un gruppo di raggi γ che genera i fotoelettroni considerati. Per misurare W si ricorre al metodo degli spettri magnetici corpuscolari, con un dispositivo come quello della fig. 3b

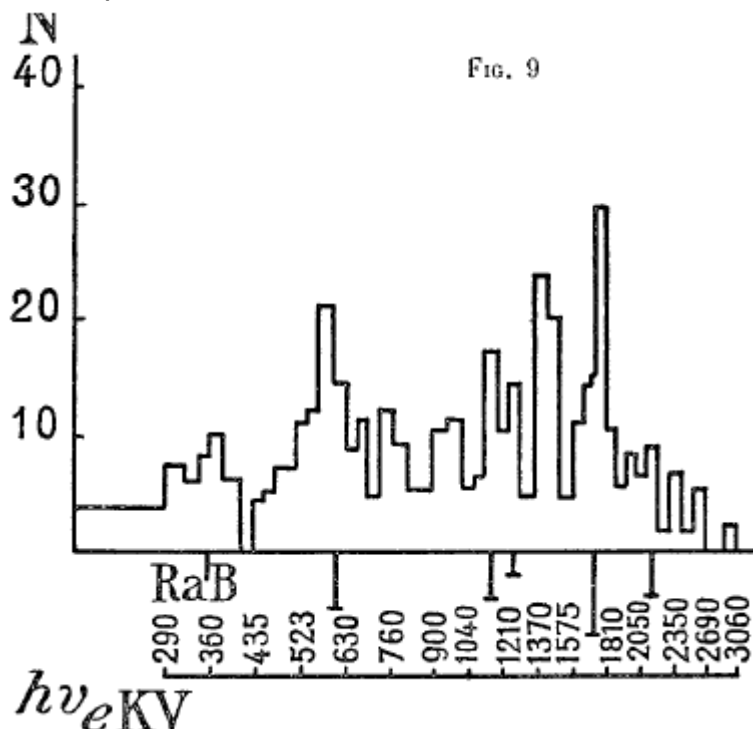
dove la sorgente S è circondata da uno schermo assorbente molto sottile nel quale sono liberati i fotoelettroni. I lavori di Ellis e J. Thibaud hanno mostrato che questo metodo permette di identificare nell'irraggiamento γ dei corpi radioattivi, gruppi monocromatici di energia determinata, e J. Thibaud ha esteso questa dimostrazione ai gruppi di alta frequenza emessi dai derivati del radio e del torio, per i quali non è stato possibile finora ottenere lo spettro di diffrazione.

Spettri corpuscolari ottenuti per effetto Compton prodotto dai raggi γ su atomi leggeri.

La emissione di elettroni da parte di raggi γ che subiscono l'effetto Compton, offre un altro metodo di conversione esterna dell'energia di questi raggi. Quando gli atomi assorbenti sono leggeri, si può supporre che si produca solo questo processo, avendo i legami atomici degli elettroni una importanza trascurabile. Skobelzyn ha fondato su questo principio un metodo statistico di spettrografia dei raggi γ . Un fascio di questi raggi è inviato in una camera a scatto Wilson che attraversa lungo una direzione orizzontale. Gli elettroni d'urto, prodotti nell'aria dalla camera e dotati di velocità v , si muovono lungo delle circonferenze o delle spirali in un campo magnetico verticale. Queste traiettorie degli elettroni sono fotografate con l'aiuto di un dispositivo stereoscopico. Tra l'energia $h\nu$ del quanto primario, l'energia W dell'elettrone e l'angolo ϕ formato dalla direzione iniziale della sua velocità e quella del fascio γ primario, si ha la relazione seguente nella quale α è il parametro di Compton:

$$\frac{W}{h\nu} = \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \tan^2(\phi)}$$

Il valore di W si deduce dal raggio di curvatura R della traiettoria in un campo H , e si può determinare $h\nu$ dalla misura di R e ϕ . Con l'aiuto di numerosi negativi contenenti ciascuna parecchie traiettorie, si può stabilire una statistica del numero relativo N dei raggi γ di diverse frequenze che hanno subito l'effetto Compton nella camera a scatto. Questa statistica, confrontata con le previsioni teoriche basate sulla formula di Klein e Nishina, si è



dimostrata in accordo assai soddisfacente con la teoria per i raggi γ di RaC , mentre per quelli del $Th(C + C'')$, sembra esserci uno scarto. Nella figura 9 è rappresentata la

distribuzione d'intensità nello spettro dei raggi γ , per *RaB* e *RaC*, secondo la statistica di Skobelzyn.

Spettro naturale dei raggi β emessi dalle sostanze radioattive.

Nello spettro naturale magnetico dei raggi β contenente, in generale, raggi sovrapposti a un fondo continuo, l'emissione di gruppi isocinetici che corrispondono a questi raggi è stata interpretata come effetto secondario fotoelettrico dei raggi γ emessi nella stessa sostanza radioattiva. L'assorbimento di questi ultimi si produce, in questo caso, nell'atomo da cui provengono (*conversione interna*). Ogni gruppo di raggi γ può dare luogo, per conversione interna, alla produzione di parecchi gruppi di elettroni secondari, emessi da diversi livelli dell'atomo.

La trasformazione radioattiva dell'atomo essendo caratterizzata dall'emissione di un raggio α o da un raggio β nucleare, l'emissione di raggi γ , consecutivi a questo fenomeno iniziale, accompagna la redistribuzione interna del livello dopo la perturbazione. Essendo l'emissione di fotoelettroni secondari successiva a quella dei raggi γ , si deve ammettere che questi elettroni sono estratti dai livelli dell'atomo trasformato e non da quelli dell'atomo iniziale. Questo punto di vista proposto da L. Meitner e confermato da numerosi lavori, serve come base per dedurre le energie dei raggi γ da quelle dei raggi β secondari facenti parte dello spettro magnetico naturale. Lo studio di questi ultimi è stato fatto da numerosi autori. Tra i lavori recenti, i più estesi sono quelli di Ellis, Black, Hahn e Meitner. L'emissione di raggi γ è più spesso legata a una trasformazione radioattiva per emissione di un raggio β , ma si trova pure in numerosi gruppi di raggi γ nella trasformazione di *RaC* e di *AcX* che ha luogo con emissione di raggi α .

Riassumendo i risultati dei metodi delle sezioni precedenti, si constata che vi è tra loro un accordo che offre un grande significato all'insieme. La spettrografia dei raggi γ è così solidamente stabilita, per quanto riguarda la frequenza dei gruppi monocromatici. Meno numerosi sono i dati relativi alla loro intensità. Il numero di gruppi di origine nucleare è molto variabile secondo le sostanze; così, se ne sono definiti 15 per il *RaC* e uno solamente per il *Ra* o il *RaD*. A questi gruppi si aggiungono quelli di fluorescenza ai quali corrispondono ugualmente dei fotoelettroni nello spettro naturale. L'energia dei gruppi nucleari è compresa tra limiti estesi, raggiungendo le energie più elevate per i corpi che si trasformano con emissione di raggi β senza che si siano tuttavia trovati dei gruppi di energia superiore a quella degli elettroni di disintegrazione più rapide (limite dello spettro continuo). Le energie più elevate finora misurate sono quelle dei gruppi 2219 eKV del *RaC* e 265 eKV del *ThC*".

Relazioni tra i raggi α e i raggi γ . Livelli nucleari

Si è visto che l'emissione dei raggi β nucleari segue generalmente quella dei raggi γ nucleari che possono manifestarsi sia direttamente, sia per conversione interna o esterna in raggi β secondari. Un effetto analogo è stato osservato, per certi radioelementi, che emettono raggi α , e si è scoperto che esistono relazioni energetiche di importanza fondamentale tra le energie dei gruppi monocromatici di raggi γ e la struttura fine dei raggi α . Una serie di esperienze, particolarmente dimostrative, è stata fatta sui raggi α del *ThC* (Rosenblum e Valadarès). La misura delle velocità per i 6 gruppi di raggi α di questa sostanza, permette di calcolare le loro energie W' ; tra questi, corretti per l'effetto di rinculo, si possono formare 15 differenze Δ energetiche, in accordo numericamente con le energie U dei gruppi dei raggi γ nucleari emessi dal *ThC* e dai suoi derivati.

Per effettuare la correzione che tiene conto dell'energia W di rinculo dell'atomo trasformato, si fa portare la differenza Δ non sui valori di W ma su quelli di $W + W'$. I numeri così ottenuti sono indicati qui sotto in keV, per alcuni valori di Δ e U .

Δ	40,6	128	146	166	291	295	332	437	477	585	627
U	40,8	128	145	163	292	292	332	439	479	590	627

Accordi simili apparirebbero tra i raggi α e γ , nel caso del radioattinio, dell'attinio C e del radio.

Gamow ha interpretato queste significative coincidenze, ammettendo che dopo l'emissione del raggio α di disintegrazione, il nucleo risultante si trovi allo stato fondamentale se il raggio α è stato emesso con l'energia massima; se, al contrario, il raggio α è stato emesso con energia ridotta, è il nucleo che ha assorbito una parte dell'energia di disintegrazione e si trova in uno stato eccitato. Si può supporre che il nucleo possiede livelli energetici, e che l'eccitazione del nucleo corrisponde al trasferimento di una particella costitutiva da un livello all'altro, più elevato. Secondo Gamow, le particelle che interverrebbero in questo trasferimento sarebbero le particelle α costitutive del nucleo [Gamow, *Constitution of Atomic Nuclei and Radioactivity, Oxford, 1931*]. Un atomo eccitato ritorna spontaneamente allo stato fondamentale mediante emissione di un gruppo di raggi γ (o di parecchi gruppi successivi), da cui l'uguaglianza energetica tra le quantità Δ e U. Secondo questo modo di vedere, vi sarebbe da considerare tanti livelli di energia nucleare quanti gruppi di raggi α distinti, e le energie di questi livelli sarebbero della forma $E_n = E_0 + \Delta_0 \cdot n$, essendo E_0 l'energia del livello fondamentale, e $\Delta_0 \cdot n$ la differenza energetica tra il gruppo fondamentale dei raggi α e un gruppo di minore energia di ordine n. Per esempio, i 6 gruppi di raggi α del ThC corrisponderebbero ai livelli E_0 , $E_0+40,6$, E_0+332 , E_0+477 , E_0+498 , E_0+627 in KeV.

È importante ricordare qui che i raggi γ sono emessi dopo la trasformazione radioattiva che comporta l'emissione di raggi α (o di raggi β), cioè nel nucleo trasformato. Se, come è probabile, il nucleo non riamane a lungo nello stato eccitato, l'emissione di raggi γ avrebbe luogo all'inizio della vita dell'atomo modificato. Per esempio, se una sostanza A che emette raggi α (o β) si trasforma in B, i raggi α (o β) sono emessi dagli atomi A al termine della loro vita, i raggi γ dagli atomi B all'inizio della loro vita, ma gli uni e gli altri fanno parte di avvenimenti che caratterizzano la trasformazione da A in B. Nel linguaggio comune i raggi primari α o β e i raggi γ successivi sono tutti attribuiti al corpo A. Per evitare tale confusione, si può convenire di attribuirli alla trasformazione $A \rightarrow B$.

L'interpretazione sopra esposta della relazione tra i raggi α e i raggi γ , deve applicarsi precisamente ai raggi emessi in una trasformazione data. Tale è il caso di RaC, dove l'accordo numerico ha luogo tra i raggi α del RaC e i raggi γ attribuiti allo stesso elemento (cioè emessi dagli atomi di AcX risultante dalla trasformazione $RaC \rightarrow AcX$, all'inizio della vita dell'atomo trasformato). Nel caso di ThC, si evidenzia una complicazione: allorché i raggi α sono emessi nella trasformazione $ThC \rightarrow ThC''$, i raggi γ , con i quali sono in relazione, furono fino a questi ultimi tempi attribuiti a ThC'', cioè alla trasformazione $ThC' \rightarrow ThD$. Detto in altro modo, l'energia disponibile in ragione dell'eccitazione iniziale del nucleo ThC non sarebbe liberata durante l'esistenza di questo, ma dopo la sua trasformazione in ThD con la corrispondente modifica dei livelli nucleari, e senza dubbio anche degli stati di eccitazione. Vi era una difficoltà per la teoria; ed era preferibile sottoporre ad un preciso controllo l'origine dei raggi γ emessi dal $Th(C + C' + C'')$. Lo stesso problema si pose per $Ac(C + C'')$ (avendo qui AcC una importanza secondaria in ragione della sua piccola proporzione).

Recentemente Ellis e Sze-Shih-Yuan indipendentemente, hanno potuto precisare l'origine di parecchi gruppi λ emessi dal $Th(B + C + C' + C'')$. Un certo numero di quelli che erano associati alla trasformazione $ThC \rightarrow ThD$ sono infatti emessi nella trasformazione $ThC \rightarrow ThC''$, e questi gruppi sono precisamente quelli che corrispondono a una delle uguaglianze $\Delta = U$, segnalata in precedenza. In tal modo scomparve la difficoltà interpretativa. Bisogna

vedere in questi fatti una prova molto soddisfacente dell'associazione dei gruppi α e γ emessi da uno stesso elemento.

Secondo Gamow, l'emissione di raggi α di lungo range sarà analogamente in relazione con uno stato di eccitazione del nucleo. Per esempio, nella trasformazione $RaC \rightarrow RaC$ o $ThC \rightarrow ThC'$, con emissione di un raggio β nucleare, il nucleo risultante RaC' o ThC' sarà formato allo stato C_e , cioè una delle particelle α costituenti potrebbe occupare uno dei livelli di energia superiore E_a . Il nucleo eccitato C_e avrebbe la facoltà di ritornare allo stato fondamentale mediante emissione di un quanto γ di frequenza ν , e di subire in seguito una trasformazione normale $C' \rightarrow D$, con emissione di un raggio α di range normale r_0 (fig 10). La probabilità θ di questa transizione sarebbe molto grande. Ma esiste anche una certa probabilità λ perché C_e si trasformi direttamente in D , emettendo una particella α di lungo range r , essendo la differenza energetica Δ che corrisponde alla differenza di range uguale a $h\nu$. Il numero N di raggi di lungo range (per abbreviare, raggi lr), per atomo trasformato sarà data dalla formula $N = p\lambda/\lambda + \theta$ dove p è la proporzione di atomi C' che si forma allo stato eccitato, mentre il numero dei quanti per atomo trasformato è $p - N$. Si ha pure $N/p - N = \lambda/\theta$. Si può estendere lo schema della figura 10 al caso di parecchi gruppi di raggi lr e di parecchi gruppi di raggi γ , corrispondenti a stati di eccitazione diversi, relativi a diversi livelli nucleari.

Se queste previsioni sono esatte, le differenze energetiche tra i gruppi lr e il gruppo normale (corretto per l'effetto di rinculo) devono corrispondere ai gruppi di raggi γ emessi rispettivamente nelle trasformazioni $RaC \rightarrow RaC$ e $ThC \rightarrow ThC'$.

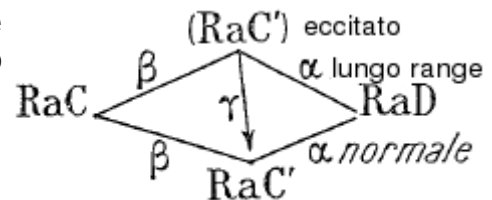


FIG. 10.

Tra i 9 gruppi di raggi lr , attribuiti da Rutherford, Ward e Lewis a RaC' , se ne trovano 3 (range a 15^* rispettivamente 7,87 cm, 9,60 cm, 10,31 cm), per i quali gli eccessi di energia rispetto al gruppo normale di range 6,95 cm, che sembrano corrispondere a 3 gruppi importanti di raggi γ le cui energie in eKV sono rispettivamente 612, 1778, 2219.

Il più importante gruppo lr , range 9,13 cm, sembra poter essere messo in relazione con un gruppo di raggi γ di 1426 eKV, sulla cui esistenza, come tale, l'accordo non è tuttavia stato stabilito. Infatti, la sua identificazione si basa sulla presenza di importanti gruppi di fotoelettroni corrispondenti (estratti dai livelli K, L, M), nello spettro naturale dei raggi β del RaC' ; nella distribuzione spettrografica ottenuta da Skobelzyn, questo gruppo sembra intervenire anche, ma con poca importanza, nell'estrazione di elettroni per effetto Compton. D'altra parte, J. Thibaud non è riuscito ad ottenere, per conversione esterna, fotoelettroni attribuibili a questo gruppo. Sembra quindi certo che in questo caso, l'emissione di raggi γ è se non soppressa, almeno fortemente svantaggiata rispetto all'effetto di conversione interna.

Si è così portati a considerare l'emissione di fotoelettroni extranucleari come un effetto che può provenire direttamente da una interazione tra questi elettroni e il nucleo, senza l'intermediazione di una radiazione. (R. Fowler); non vi sarebbe dunque tra il nucleo e gli elettroni che lo circondano una indipendenza spinta più lontano di quanto si era originariamente creduto.

I due gruppi lr emessi da ThC (range 9,78 e 11,66 cm) non sembrerebbero corrispondere ai gruppi di raggi γ emessi da $Th(C + C' + C'')$. L'interpretazione proposta nel caso di RaC non è quindi valida, creando una ulteriore complicazione teorica.

Dalla relazione $N/(p - N) = \lambda/\theta$, ammessa per i raggi lr del RaC' , si può dedurre θ , se N e $p - N$ sono dati dall'esperienza, essendo λ calcolato per estrapolazione dalla legge Geiger

Nutall, o meglio dalla teoria di Gamow basata sulla meccanica ondulatoria. Essendo gli elementi di questo calcolo conosciuti ancora in modo imperfetto, è possibile ottenere per θ solo un ordine di grandezza. Ecco, secondo Rutherford ed Ellis, i valori corrispondenti di N , λ , θ :

Energia raggio γ in eKV	N	λ	θ
612	$0,49 \cdot 10^{-6}$	$8,1 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^{16}$
1778	$0,53 \cdot 10^{-6}$	$5,5 \cdot 10^{10}$	$2,7 \cdot 10^{16}$
2219	$0,60 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{11}$	$4,2 \cdot 10^{16}$

Gli stessi autori propongono l'impiego di 3 coefficienti a , g , b per caratterizzare le rispettive probabilità di emissione di un raggio γ , di un quanto α di un elettrone extranucleare. Essendo i rispettivi numeri di emissione per atomo trasformato A , G , B , si avranno le relazioni. $G/A = g/a$; $B/A = b/a$, permettendo di dedurre g e b dall'esperienza, nel limite delle attuali possibilità. Il coefficiente b sarebbe dell'ordine da 10^{11} a 10^{13} sec^{-1} per le transizioni da 612 eKV a 2219 eKV. Un certo numero di deboli raggi negli spettri dei raggi β naturali, ai quali non si possono far corrispondere gruppi di raggi γ , potrebbero risultare dalla transizione avente un debole valore del coefficiente g .

L'esame dettagliato dei raggi γ del RaC ha condotto Rutherford ed Ellis ad esprimere le energie di questi raggi con la formula $E = pE_1 - qE_2$, dove p , q sono numeri interi, mentre E_1 , E_2 sono energie stabilite. Per E_1 si considerano due valori possibili, 612 e 671 eKV, considerati come energie di livello. Ad E_2 si attribuisce un valore vicino a 40 eKV, ma un poco diverso a seconda delle 6 categorie nelle quali sono classificati i 49 gruppi di raggi γ . I valori 1, 2, 3, 4 che può assumere p , sono interpretati come indicanti il numero di particelle α il cui passaggio da uno dei livelli E_1 al livello fondamentale determina l'emissione di raggi γ . I valori attribuiti a q variano da 0 a 14. Su un grafico, dove q è posto sulle ascisse ed E sulle ordinate, i gruppi di raggi γ si distribuiscono su 6 linee rette d'inclinazione vicina. Si interpreta E_2 come una energia di interazione dei livelli.

J. Thibaud ha esaminato la possibilità di una relazione tra i raggi α e i raggi γ , risultanti dallo stato di rotazione del nucleo, potendo questo stato essere fondamentale o eccitato, secondo il numero di quanti corrispondenti. Essendo assegnato l'ordine di grandezza dei momenti di inerzia che si possono assegnare, si potrebbe tenere conto sia di differenze energetiche moderate, sia di un piccolo numero di volte 10 eKV.

Variazione dell'energia interna nelle trasformazioni nucleari

Per un atomo semplice dal punto di vista isotopico il peso atomico è vicino ad un numero intero P ; il nucleo di questo atomo contiene quindi P protoni. Essendo uguale a P il numero di elettroni per l'atomo neutro, di questi elettroni N sono extranucleari e $P - N$ intranucleari, se N è il numero atomico. I dati molto precisi dell'analisi delle masse, dovuti principalmente ad Aston, fanno conoscere la massa di ioni di carica conosciuta, dai quali si deduce quella degli atomi neutri tenendo conto della massa dell'elettrone, essendo la base adottata $O_{16} = 16$. Per calcolare la massa del nucleo, converrebbe eliminare quella di tutti gli elettroni extranucleari. Il peso atomico dell'elettrone a riposo è circa 0,00055.

Aston ha misurato per numerosi elementi il «coefficiente di condensazione» definito come eccesso di massa atomica per protone sul numero intero vicino. Questo coefficiente ω è massimo per l'atomo di idrogeno, per il quale vale $77,8 \cdot 10^{-4}$. La curva che rappresenta ω in funzione di P presenta un andamento assai regolare; ω resta > 0 per $P < 16$, assume in

seguito valori negativi e passa per un minimo intorno a $P = 60$, poi aumenta, si annulla verso $P = 200$ e continua a crescere con un andamento che appare lineare. Essendo l'ordine di grandezza di $\omega \cdot 10^{-4}$, si vede che l'incertezza introdotta nel calcolo della massa dei nuclei dalla sottrazione della massa degli elettroni extranucleari potrebbe non essere trascurabile, se ci fosse un dubbio sulla massa da attribuire agli elettroni, secondo la velocità che potrebbero avere.

L'effetto di condensazione è realizzato con la perdita di energia interna secondo la relazione di Einstein $\Delta E = \Delta mc^2$.

Questa perdita è particolarmente significativa nel caso dell'atomo di elio, considerato formato da 4 atomi di idrogeno. Le masse atomiche rapportate a $O_{16} = 16$ essendo $H = 1,00778 - 4,00216 = 0,029$ gr. Dividendo questa quantità per il numero di Avogadro, si trova per la perdita di massa per atomo di elio $4,8 \cdot 10^{-26}$ gr e per la perdita di energia corrispondente $4,3 \cdot 10^{-5}$ erg, cioè $27 \cdot 10^6$ eV. Non avendo i due elettroni extranucleari dell'atomo di He cambiato massa, la perdita sopra calcolata porta alla formazione del nucleo di elio o «elion» a partire da 4 protoni e 2 elettroni costituenti. Così l'energia di legame del nucleo di elio è considerevole, e deve essere forte anche la sua stabilità.

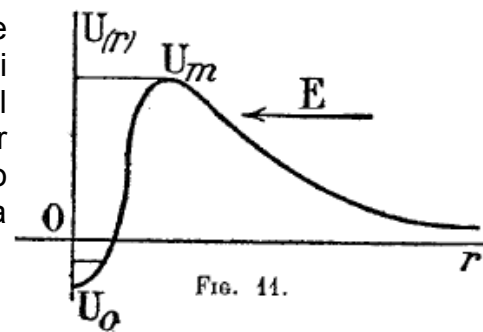
In tutti gli atomi diversi dall'idrogeno, la massa del protone è, come nell'elio, in media molto più vicina a 1 di quella del protone libero. Di conseguenza, per tutti gli atomi, la costruzione a partire da protoni ed elettroni comporta una notevole perdita di energia. Se, d'altra parte, si considera la formazione di atomi di elio come prima tappa e che si formino atomi successivi mediante atomi di elio, nel maggior numero possibile, con l'aggiunta di qualche protone ed elettrone, l'energia messa in gioco in questo secondo processo è molto minore che nel primo. Queste considerazioni permettono di intravedere come mai, nelle trasformazioni radioattive, si osserva l'emissione di nuclei di elio e non quella di protoni.

Si ammette frequentemente che gli elementi si raggruppano in base al loro peso atomico in 4 serie, per le quali P è rispettivamente del tipo $4n$, $4n+1$, $4n+2$, $4n+3$, essendo n il numero delle particelle α costituenti. Il numero di protoni non coinvolti nei nuclei di elio, è allora, almeno uguale a 3, e tra gli elettroni nucleari ve ne sono $2n$ facenti parte dei nuclei di elio. Per una tale aggregazione, il volume potrebbe essere poco diverso dalla somma dei volumi degli elementi, nel qual caso il raggio del nucleo sarà approssimativamente proporzionale alla \sqrt{P} . L'energia di legame, calcolata a partire dagli elementi di struttura così scelti, aumenta con n fino verso $n = 30$, passa per un massimo e decresce di nuovo per i valori di n più elevati.

La relazione tra la stabilità del nucleo e il coefficiente di condensazione o l'energia di legame non si vede ancora chiaramente. Per gli elementi non radioattivi non si hanno elementi per definire il grado di stabilità. Per un radioelemento, la stabilità è definita dalla costante radioattiva λ che è presente nella legge esponenziale di trasformazione. La variazione di λ con P mostra un andamento complesso che non è per nulla conforme a quella della variazione lineare presunta tra ω e P nella stessa regione. Tuttavia, senza avere finora determinazioni dirette di ω dal piombo all'uranio, si può stimare che non vi è contraddizione tra i valori di ω che vanno bene al Pb e all' U secondo la curva di Aston e quelle che si deducono dalle emissioni di energia nelle trasformazioni successive dall' U al Pb_{206} . Questa serie di trasformazioni comprende, per atomo trasformato, l'emissione successiva di 8 particelle α e di 6 elettroni nucleari; alla perdita di massa calcolata come per masse a riposo, uguale a 32,012 unità di massa atomica, si viene pertanto ad aggiungere quella che corrisponde all'energia dei raggi emessi e che la si valuta sia in base alle misure delle loro velocità, sia per l'effetto calorico dovuto al loro assorbimento. La perdita di massa supplementare così valutata è di circa 32,06 unità. La

differenza tra gli scarti a partire da un numero intero per $U1$ e $Pb206$ dovrà pertanto essere circa 0,06, e ciò appare conforme alla curva estrapolata di Aston.

Quando si analizza una trasformazione nucleare indotta, come si possono produrre per la collisione di raggi α su atomi leggeri, è divenuto usuale stabilire il bilancio energetico della trasformazione, per controllarne la probabilità. In considerazioni di questo tipo, è necessario far intervenire le variazioni di energia interna, che corrispondono all'effetto di condensazione.



Teoria di disintegrazione radioattiva di Gamow

La forza repulsiva che esiste tra un nucleo atomico e una particella α posta all'esterno di esso, a una distanza r dal suo centro, è conforme alla legge di Coulomb fintanto che r resta al di sopra di un limite r_0 che si può considerare come il raggio del nucleo. Fino a questo limite l'energia potenziale U della particella nel campo del nucleo varia in ragione inversa di r . Quando $r < r_0$, le forze attrattive cominciano ad agire; U subisce una rapida diminuzione e assume un valore minimo U_0 nella regione centrale del nucleo (fig. 11) dove una particella α può restare. Il massimo U_m di U , posto nella zona limite del nucleo, costituisce una «barriera di potenziale» che si oppone alla penetrazione dall'esterno verso l'interno e viceversa, per tutte le particelle la cui energia E è inferiore a U_m . Dal punto di vista della meccanica classica una tale penetrazione è impossibile, ma dal punto di vista della meccanica ondulatoria, esiste sempre, per il passaggio considerato, una certa probabilità che aumenta con E .

Di conseguenza, la costante radioattiva λ che misura per la particella α la probabilità di uscita dal nucleo, deve essere una funzione crescente di E . Gamow ha calcolato questa funzione adottando una forma semplice per la funzione U il cui valore nei limiti del nucleo non è conosciuto. Ha ottenuto così una formula che esprime λ in funzione della velocità v che possiede la particella α all'uscita dal nucleo, e del numero atomico N di questo nucleo e del raggio r_0 del nucleo trasformato.

Questa formula corrisponde alla relazione sperimentale trovata da Geiger e Nuttall tra la costante λ e il range R dei raggi α , ma introduce pure u parametri supplementari N e r_0 . Con l'aiuto dei valori sperimentali di λ , v , N , si può calcolare il raggio nucleare r_0 per i radioelementi che emettono raggi α . I valori così trovati, poco diversi tra loro, sono dell'ordine di $8 \cdot 10^{-13}$ cm. Il raggio r_0 cresce con la massa del nucleo.

Per gli elementi delle famiglie dell'uranio e del torio, il numero P di protoni costituenti è rispettivamente del tipo $4n + 2$ e $4n$. Per la famiglia dell'attinio, il tipo non è noto con certezza, ma sembra probabile che per il piombo di attinio $P = 207$, e che, di conseguenza, in questa famiglia $P = 4n + 3$. Ne risulta che non vi è sovrapposizione tra i valori di P relativi ai radioelementi che si trasformano con emissione di raggi α , con la sola eccezione dei corpi C che subiscono una trasformazione a biforcazione, e che, per questo motivo, hanno lo stesso valore di P dei corpi C . Si può quindi rappresentare λ in funzione di v , N e r_0 deve, in realtà, ridursi ad una relazione solo tra λ e P . Questa relazione messa in forma grafica ha un andamento complesso, di aspetto periodico, con analogie nella posizione che i radioelementi di una stessa famiglia occupano sul grafico.

I raggi H. La trasformazione artificiale degli elementi leggeri per urto con raggi α

Tra i nuclei leggeri emessi dall'urto dei raggi α , i protoni hanno una particolare importanza, poiché possono percorrere in aria distanza maggiori di quelle dei raggi α generatori. In base alle leggi dell'urto elastico, la velocità trasferita a un protone, in un urto centrale, da un raggio α di velocità v_0 e di energia w_0 prima dell'urto, è $u = 1,6 v_0$ corrispondente all'energia $0,64 w_0$. Alla velocità u corrisponde, secondo la teoria del passaggio di particelle cariche attraverso la materia, un range R , uguale a circa $4 R_0$, se R_0 è il range di un raggio α di velocità v_0 . Il range dei raggi H varia come quello dei raggi α , proporzionalmente al cubo della velocità, tanto che R è superiore a un valore limite, dell'ordine di 2 cm. I raggi H prodotti dall'urto elastico, detti «raggi H naturali» hanno un range massimo nell'aria che è circa 28 cm o 16 cm, a seconda se sono prodotti dai raggi α del RaC o da quelli del Po.

I metodi di studio dei raggi H sono gli stessi dei raggi α : metodo delle scintillazioni, osservazione nella camera a scatto, misura della ionizzazione e numerazione per effetto ionizzante, misura della deviazione in un campo magnetico. In conformità alle leggi dell'urto elastico, l'emissione di raggi H naturali ha luogo unicamente in avanti rispetto a quella dei raggi α . Quando un raggio H è emesso in una direzione che forma un angolo θ con quello del raggio α generatore, il suo range è $R = R \cos 2\theta$, quantità che si annulla per $\theta = \pi$. Affinché R superi il range del raggio α generatore, è necessario che θ sia inferiore a un certo limite vicino a 50° . I raggi che soddisfano questa condizione sono quelli più studiati, poiché sono quelli che si osservano oltre il range dei raggi α generatori. Essi sono emessi negli urti eccezionali molto poco frequenti, la cui proporzione, rispetto ai raggi α , è stata calcolata, ammettendo che l'azione repulsiva del raggio α sul protone si esercita secondo la legge di Coulomb.

Riguardo all'effetto di dispersione anomala, segnalato in precedenza, vi è disaccordo su questo punto tra la teoria e l'esperienza, aumentando lo scarto con la velocità dei raggi α generatori, cioè con la riduzione della distanza tra il raggio α e il protone, al momento dell'urto. Per esempio, utilizzando raggi α di range 8 cm, Chadwick e Bieler hanno ottenuto, nella direzione $\theta = 30^\circ$, circa 100 volte più del numero previsto dei raggi H, essendo l'ordina di grandezza del numero osservato con il dispositivo sperimentale considerato $4 \cdot 10^{-5}$ raggi H per raggio α .

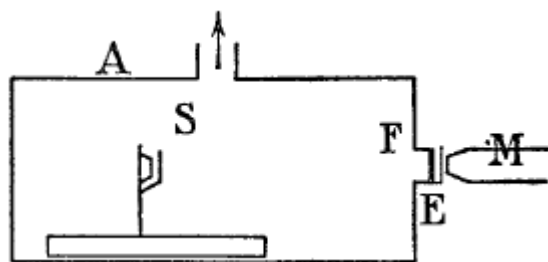


Fig. 12 - Il recipiente A, a chiusura stagna, contiene la sorgente S di raggi α , posta a distanza variabile da una finestra F formata da un foglio di mica o di metallo molto sottile. I raggi α o H sono osservati sullo schermo al solfuro di zinco E, tramite il microscopio M. Si può fare il vuoto nel recipiente A o riempirlo di un gas in quantità stabilita. I raggi H sono emessi sia dal gas sia da una pellicola solida molto sottile sovrapposta alla sorgente. Sottili schermi assorbenti

possono essere introdotti tra la finestra e lo schermo.

I raggi H naturali sono prodotti sia nell'idrogeno gassoso, sia in un corpo idrogenato come la paraffina. Essi formano un fascio eterogeneo, anche se i raggi α generatori sono della stessa velocità, poiché la velocità di un raggio H dipende dall'angolo sotto il quale è emesso. L'eterogeneità è, in generale, ancora accresciuta dal fatto che i raggi α generatori subiscono un rallentamento nella materia idrogenata che attraversano, e che i raggi H sono prodotti in questo modo a diverse profondità di penetrazione [range] dei raggi α . Un dispositivo di osservazione dei raggi H naturali è rappresentato in figura 12.

L'emissione di protoni di grande velocità può aver luogo non solo quando i raggi α subiscono urti eccezionali in un materiale idrogenato, ma anche quando questi urti

avvengono contro certi atomi leggeri come l'azoto. I protoni, in questo caso, sono estratti da atomi di azoto, ciò che implica una trasmutazione atomica di questi ultimi. Questo fenomeno fondamentale, scoperto da Rutherford, è indicato come «disintegrazione artificiale» o «trasmutazione artificiale». Per osservarlo, si può impiegare un dispositivo simile a quello della fig. 12. I protoni di disintegrazione possono avere velocità e range molto superiori a quelli dei raggi H naturali; lo si trova pure, per esempio, nel caso dell'azoto, ed è questo che ha permesso di fare, dall'inizio, una netta distinzione tra la disintegrazione ed effetti parassiti che possono provenire dalla presenza di idrogeno racchiuso nella sorgente o negli schermi.

Le osservazioni più precise riguardano i protoni di disintegrazione di range superiore a quello dei raggi α generatori; tuttavia l'osservazione di range inferiori a questo limite ha reso possibile l'uso del «metodo retrogrado» che consiste nell'inviare i raggi α su un radiatore e nell'osservare i protoni emessi da quello, in una direzione formante un angolo ottuso con quella dei raggi α incidenti (Pettersen).

La possibilità di trasmutazione con emissione di protoni è stata stabilita per la maggior parte degli elementi leggeri, fino al potassio incluso. Per Li, Be, C, O l'accordo tra le opinioni non è realizzato, e così anche per gli elementi oltre il potassio. I protoni sono emessi pure in avanti così come indietro, rispetto alla direzione dei raggi α incidenti, essendo la velocità in avanti superiore a quella verso l'indietro, conformemente al principio di conservazione della quantità di moto.

Ma non essendo l'urto elastico, la velocità presenta una direzione privilegiata. Ecco i valori dei range in avanti e indietro per alcuni elementi, avendo utilizzato raggi α con range di 7 cm.

	B	AZ	F	Na	Al	P
In avanti cm	58	40	65	58	90	65
Indietro cm	38	18	48	36	67	43

Secondo il calcolo, un protone di range superiore a 56 cm deve avere una energia superiore a quella di un raggio α il cui range è di 7 cm. È certamente così per il protone di disintegrazione emesso in avanti dall'alluminio. Di conseguenza, l'energia interna del nucleo interviene necessariamente nella trasmutazione. Per il protone di range 90 cm l'energia è uguale a 1,4 volte quella del raggio α di *RaC* che lo ha generato. Invece di una emissione di energia, la disintegrazione può essere accompagnata da un assorbimento di energia, come nel caso dell'azoto.

Il rendimento della disintegrazione è dell'ordine da 10 a 20 atomi trasformati per 10^6 raggi α di *RaC'* o di *ThC'*.

Le esperienze fatte con il metodo a scatto di Wilson per osservare le deviazioni dovute all'urto di raggi α contro nuclei leggeri, hanno permesso di mettere in evidenza alcuni casi di trasmutazione. Blacquett ha osservato 8 deviazioni che non soddisfano alle leggi dell'urto elastico e presentano, dopo l'urto, due traiettorie, di cui una sottile e allungata e l'altra, corta e più spessa, che corrisponde ad un nucleo di azoto che avrebbe incorporato la particella α incidente. Vi è qui un esempio di «trasmutazione con cattura» che dà luogo alla produzione di un isotopo dell'ossigeno di massa 17. Le quantità di moto delle due particelle dopo l'urto sono calcolate, rispetto a quella del raggio α incidente, secondo gli angoli formati con la direzione dello stesso, i due rami della biforcazione.

Se una trasmutazione con cattura è sempre accompagnata da una stessa variazione di energia Q, si può calcolare le quantità di moto (di cui si ammette la conservazione) per ogni direzione di emissione del protone rispetto al raggio α incidente. Le relazioni ottenute

sembrano applicabili alla trasmutazione dell'azoto, mentre negli altri casi, le condizioni sembrano più complesse. Dal punto di vista teorico si possono esaminare i tipi di interazione seguenti, per l'urto non elastico tra un raggio α e un nucleo:

1. Eccitazione del nucleo, senza trasmutazione, con perdita di energia per il raggio α e con emissione ulteriore di raggi γ .
2. Trasmutazione con emissione di un protone e con cattura della particella α .
3. Trasmutazione con emissione di un protone, senza cattura della particella α , essendo questa respinta con una velocità ridotta.

Questi problemi sono stati esaminati dal punto di vista della meccanica ondulatoria. La probabilità dell'eccitazione è tanto più piccola quanto il livello eccitato è più alto e il numero atomico più grande. La particella eccitata sarà un protone o una particella α . Se il livello eccitato è sufficientemente elevato, la particella potrà lasciare il nucleo attraversando la barriera di potenziale, senza che la particella α incidente sia catturata; la probabilità di questo fenomeno sembra piccola, soprattutto perché ciò coinvolge l'emissione di una particella α intranucleare. Se si tratta di protoni, le velocità di emissione formeranno uno spettro continuo, in relazione con la perdita di velocità del raggio α incidente che assume tutti i valori tra 0 e la velocità iniziale. La trasmutazione con cattura della particella α su un livello determinato, condurrà, al contrario, all'emissione di gruppi omogenei di protoni (spettro di righe).

La probabilità di trasmutazione con cattura è particolarmente alta se l'energia del raggio α incidente è vicina a quella di un livello intranucleare. Questo «effetto di risonanza» lascia prevedere l'emissione di gruppi di protoni per velocità dei raggi α comprese entro certi limiti.

Ammettiamo che la quantità Q di energia liberata sia fissa per una trasmutazione nucleare con cattura, e che il principio di conservazione delle quantità di moto sia applicabile. Conoscendo l'energia del raggio α incidente e quella del protone di disintegrazione di cui si è misurato il range, per una direzione di emissione determinata, si può calcolare l'energia di rinculo del nucleo e il valore di Q . Questo è da confrontare con la perdita di massa per effetto della condensazione, nel caso in cui il valore esatto della massa sia ben conosciuto sia per il nucleo primitivo che per quello che si suppone formato al momento dell'urto.

I lavori di diversi autori hanno messo in evidenza l'emissione di gruppi definiti di protoni di disintegrazione³ per alcuni elementi. I raggi α utilizzati erano quelli di *RaC'*, di *ThC'* o del polonio. Per l'azoto, un solo gruppo di protoni è stato segnalato; la trasformazione ha luogo probabilmente con cattura. Essa è accompagnata da un assorbimento di energia; si trova circa $Q = -1.3 \cdot 10^6$ eV.

Il boro emette tre gruppi di protoni di cui due sono attribuiti a una trasmutazione con cattura e il terzo potrebbe corrispondere a una trasmutazione senza cattura (valore di Q in elettron-volt, $4.7 \cdot 10^6$, $0.6 \cdot 10^6$, $-1.1 \cdot 10^6$). L'alluminio emetterebbe 2 o 3 gruppi di protoni ($Q = -3 \cdot 10^6$ eV e $Q = 0.25 \cdot 10^6$ eV), e sembra che sia stato pure osservato un effetto di risonanza.

3 [RUTHERFORD e CHADWICK, Phil. Mag., 42 (1921), 809, Proc. Cam. Ph. Soc., 25 (1929); BOTHE, FRANZ, Zs. f. Phys., 49 (1928), 1; POSE, Zs. f. Phys., 64 (1929), 1; 67 (1931), 194; CHADWICK, CONSTABLE, POLLARD, Proc. Roy. Soc., 130 (1934), 463; CHADWICK, CONSTABLE, Proc. Roy. Soc., 135 (1932), 48; DE BROGLIE, LEPRINCE-RINGUET, C.R., 193, (1931), 132]

Eccitazione di raggi penetranti negli atomi leggeri per urto di raggi α . Emissione di nuclei leggeri. Ipotesi del neutrone.

Sottoponendo diverse sostanze al bombardamento di raggi α del polonio, Bothe e Becker hanno osservato che certi atomi leggeri emettono, in queste condizioni, una radiazione di debole intensità, più penetrante dei raggi γ più duri osservati con i radioelementi. Questo fenomeno è stato interpretato come una emissione di raggi γ dai nuclei, a seguito di una loro eccitazione, con o senza trasmutazione⁴. Tutti gli elementi dal Li ad Al mostrano questo effetto, ed è per il Be che il fenomeno presenta la massima intensità; seguono poi il boro e il litio. Le osservazioni di Bothe e Becker erano fatte con l'aiuto di un contatore elettrico. Il rendimento in quanti appariva dello stesso ordine di quello della disintegrazione.

Irène Curie e F. Joliot hanno ripreso queste esperienze, misurando, con un dispositivo sensibile, la ionizzazione prodotta dai raggi penetranti di Be, B, Li, e ricorrendo a forti preparazioni di polonio, come sorgente di raggi α (dell'ordine di 100 mCu). L'assorbimento di metà radiazione di Be nel piombo corrisponde ad uno spessore di circa 4,7 cm, a cui si può associare un raggio γ dell'ordine di $15 \cdot 10^6$ eV .

Lo studio dell'assorbimento di questa radiazione, indicata per abbreviazione dal simbolo (P o + Be), nei diversi materiali frapposti tra la sorgente e la camera di ionizzazione, in masse superficiali uguali, ha fatto riottenere questo fatto inatteso che la corrente (dell'ordine di 10^{-5} E.S.), misurata con schermi di C, Al o Cu è all'incirca la stessa, ma molto più piccolo di quella che si osserva con schermi di paraffina o cellophane. I. Curie e F. Joliot hanno mostrato che i raggi (Po + Be) attraversano i corpi idrogenati, che emettono protoni di grande velocità che penetrano nella camera di ionizzazione attraverso la faccia di entrata chiusa da un foglio molto sottile di alluminio, e che ionizzano l'aria con molta energia. Il range di questi protoni può raggiungere i 70 cm⁵.

L'effetto di emissione non è limitato ai nuclei di idrogeno; ma si produce anche per altri nuclei leggeri: He, Az, ecc.

È confermato dalle esperienze fatte con una camera a scatto che riceve dall'esterno i raggi eccitanti. Se questa contiene una lastra di paraffina, si vedono traiettorie di protoni prodotti dalla paraffina; altri protoni provengono dall'aria della camera che contiene molecole di acqua. Se la camera contiene elio, si ottengono traiettorie di nuclei di elio. Il metodo a scatto permette anche di riconoscere traiettorie di elettroni le cui energie, valutate in base alla deviazione in un campo magnetico, sono di alcuni milioni di elettronvolt.

Gli autori hanno mostrato che l'interpretazione delle loro esperienze solleva difficoltà se si considera il fenomeno come un effetto Compton prodotto dai raggi γ su nuclei atomici. Chadwick ha proposto che i raggi responsabili dell'emissione sono neutroni, particelle di massa vicina a 1, formati da una legame particolarmente stretto di un protone e di un elettrone. La possibilità dell'esistenza di tali radiazioni era stata, a più riprese, considerata in precedenza, ma i tentativi della loro ricerca non avevano sortito alcun effetto concreto. Chadwick ha mostrato che la produzione di un neutrone nel bombardamento di Be con raggi α di P o poteva aver luogo secondo la relazione: $\text{Be} + \alpha = \text{neutrone} + \text{C12}$ e che tenendo conto dell'energia di legame, si ottiene anche per il neutrone di massa 1 una energia dell'ordine di quella del protone emesso.

Le esperienze di M. de Broglie e dei suoi collaboratori così come quelle di P. Auger e di Rasetti hanno apportato nuovi contributi a sostegno di questo nuovo fenomeno⁶.

4 Bothe e Becker, Zs. f. Ph., 46 (1930), 289; Naturw., 19 (1931), 753

5 Irène Curie e F. Joliot. C. R., 194 (1932), 278

6 Vedere l'esposizione di insieme di Irene Curie e F. Joliot nelle «Actualités, ecc»

L'emissione di neutroni per urto di raggi α è stata stabilita, inoltre per Be, B, Li, F, Al. In tutti questi casi, si deve concludere per una trasmutazione di nuclei incontrati, essendo la modalità di trasmutazione diversa da quella che consiste nell'emissione di un protone.

Nello stesso tempo si pone il problema relativo al ruolo del neutrone nel nucleo da cui proviene. Si deve forse considerare il neutrone come un elemento della struttura nucleare come il protone o l'elione. Certi autori suppongono che gli elettroni nucleari sono tutti liberati sia negli elioni, sia nei neutroni. Si considera anche l'esistenza di semi elioni, risultanti dall'unione di un protone e di un neutrone (F. Perrin). Il numero di elementi di struttura nucleare da prendere in considerazione è di fatto aumentato dalla scoperta del neutrone.

Sembra inoltre che assieme all'elettrone di carica negativa, si deve ammettere l'esistenza di particelle aventi una massa dello stesso ordine con una carica positiva: «elettroni positivi». Queste particelle scoperte durante ricerche sui raggi cosmici (Anderson, Blackett e Occhialini) apparivano anche quando gli elementi pesanti, come il piombo, sono irraggiati con raggi γ dure come quelli del *ThC''* (I. Curie e F. Joliot). I neutroni che possiedono un'energia sufficiente sono in grado di produrre la trasmutazione del nucleo che incontrano.

Si veda l'esempio di tale processo nelle lastre ottenute con il metodo di Wilson. La traiettoria del neutrone non è visibile, non essendo questa particella dotata di potere ionizzante, ma dal punto dove avviene l'urto contro un nucleo di azoto, si vedono partire le traiettorie del raggio α e del nucleo di boro che sono i prodotti presunti della reazione nucleare: neutrone + N14 = α + B11, inversa di quella per la quale un raggio α produce un neutrone nell'incontro con un nucleo di boro.

Trasmutazione tramite protoni e raggi cosmici. Conclusioni

La recente scoperta delle trasmutazioni prodotte dall'urto di protoni (Cockroft e Walton) ha mostrato che esiste una certa reciprocità. Un protone può penetrare in un nucleo attraversa la barriera di potenziale, anche quando la sua energia è per esempio dell'ordine dei 100 eKV ; esso produce una trasmutazione che, nel caso del Li, consiste nell'emissione del raggio α di grande velocità, effetto previsto da Gamow sulla base di considerazioni energetiche.

I raggi cosmici sono ugualmente in grado di produrre trasmutazioni così come risulta da ricerche recenti di parecchi autori. I fenomeni di trasmutazione così moltiplicati, sono un mezzo potente per l'esplorazione della struttura nucleare⁷.

Si può stimare che il campo di investigazione aperto alla fisica nucleare si è notevolmente ampliato. Comprende inizialmente quasi esclusivamente lo studio dell'irraggiamento di corpi radioattivi, come è stato esposto, ha poi potuto beneficiare su nuovi agenti come i protoni in moto e i raggi cosmici. Si può sperare di vedere la prosecuzione con una crescente rapidità, attraverso lo sviluppo di questo nuovo campo d'indagine.

7 Vedere l'esposizione di Leprince-Ringue: Actualités Scientifiques Hermann e Cie, n° 55