ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Catania

INFN/BE-75/1
4 Agosto 1975

A. Strazzeri: UNA NOTA SULLE CORRELAZIONI ANGOLARI IN REAZIONI A TRE CORPI FINALI. -

273

Reparto Tipografico
dei Laboratori Nazionali di Frascati

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
Sezione di Catania

INFN/BE-75/1
4 Agosto 1975

A. Strazzeri: UNA NOTA SULLE CORRELAZIONI ANGOLARI IN REAZIONI A TRE CORPI FINALI. -

I -

Consideriamo la reazione a tre particelle finali nell'ipotesi di decadimento sequenziale:

(I) $$a + X \rightarrow b + Y^{*} \rightarrow b + c + Z$$

Tale processo è rappresentato schematicamente in Fig. 1

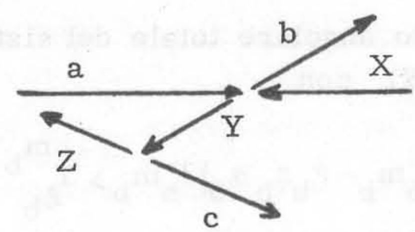

FIG. 1

Si assumono le seguenti ipotesi:

1) I nuclei b e Y si trovano in stati con definiti momento angolare totale e parità $\vec{J}_b\, \pi_b$ e $I_Y\, \pi_Y$ rispettivamente.
2) Il numero Y si disintegra nei nuclei c e Z con definiti momento angolare totale e parità $\vec{J}_c\, \pi_c$ e $\vec{I}_Z\, \pi_Z$ rispettivamente.
3) Nel decadimento $Y^{*} \rightarrow c + Z$ le interazioni tra Y e b sono trascurabili.

Se si indica con $\vec{\ell}$ il momento angolare orbitale e con $\vec{s}$ lo spin, si ha:

$$\vec{J}_b = \vec{\ell}_b + \vec{s}_b \qquad \pi_Y = \pi_Z (-)^{J_c}$$

$$\vec{J}_c = \vec{\ell}_c + \vec{s}_c$$

Le ipotesi 1) e 3) permettono di trattare la prima parte del processo (I) come una reazione a due particelle finali. Rappresentiamo lo stato iniziale tramite la funzione d'onda[1,2]:

(1) $$\phi_{a,X} = \psi_X \psi_a \exp\left[i(\vec{k}_{aX}\vec{r}_{aX} - \eta_{aX}\, \ell n2(\vec{k}_{aX}\vec{r}_{aX}))\right]$$

dove $\eta_{aX} = (Z_a Z_X e^2)/(\hbar v_{aX})$; v e k sono rispettivamente le velocità e il numero d'onda del moto relativo e le ψ caratterizzano lo stato interno di a e X.

La funzione (1) corrisponde a un flusso uguale alla velocità relativa v_{aX}; infatti[1] trascurando le correzioni di ordine $1/r$

(2) $$j_{aX} = \frac{\hbar}{2im_{aX}}\left[\phi^*_{aX}(\nabla_{aX}\phi_{aX}) - \phi_{aX}(\nabla_{aX}\phi_{aX})^*\right] = v_{aX}$$

(m_{aX} è la massa ridotta nel canale (a, X))

Il sistema (b + Y) può essere descritto da[3,4]

(3) $$\phi_{b,Y} = r^{-1}_{bY} \sum_{J_b \ell_b} \phi_{\ell_b J_b}(r_{bY}) \sum_{m_Y} \langle I m_I | I_Y m_Y J_b m_I - m_Y \rangle \psi_b \psi_Y$$

($\vec{I} = \vec{J}_a + \vec{I}_X$ è il momento angolare totale del sistema (a+X) che si conserva nella reazione X(a, b) Y), con

(4) $$\psi_b = \sum_{\sigma_b} \langle \ell_b m_b - \sigma_b s_b \sigma_b | J_b m_b \rangle Y_{\ell_b}^{m_b - \sigma_b}(\theta_b, \phi_b)\, \chi^{\sigma_b}_{s_b}$$

dove le Y^m_ℓ sono le armoniche sferiche e $\chi^{\sigma_b}_{s_b}$ la funzione di spin; (θ_b, ϕ_b) sono gli angoli polari nel sistema del centro di massa dei nuclei b e Y.

Per la funzione radiale $\phi_{J\ell}$, che descrive il moto relativo dei prodotti della reazione X(a, b) Y, si ha[2,3]

$$\phi_{J_b \ell_b} = - S^{(ba)}_{J_b \ell_b}\, e^{-i\sigma \ell_b} (G_{\ell_b} + i F_{\ell_b})$$

dove le funzioni F_ℓ e G_ℓ sono rispettivamente le soluzioni regolare e irregolare nell'origine dell'equazione[1]:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2}+k^2-\frac{2m}{\hbar^2}\left(\frac{\ell(\ell+1)}{r^2}+\frac{ZZ'e^2}{r}\right)\right] f_\ell = 0$$

$\sigma_\ell = \arg \Gamma(1+\ell+i\eta)$ è lo sfasamento coulombiano e $S_{J\ell}$ è l'elemento della matrice di diffusione.

Il valore asintotico di $\phi_{J_b\ell_b}$ è[1]:

$$\phi_{J_b\ell_b} = -e^{i\ell_b\frac{\pi}{2}} S^{(ba)}_{J_b\ell_b} \exp\left[i(k_{bY}r_{bY}-\eta_{bY}\ell n 2k_{bY}r_{bY})\right] \tag{5}$$

Per la funzione ψ_Y che descrive il processo di decadimento $Y\rightarrow c+Z$ si ha[3]:

$$\psi_Y = r^{-1}_{cZ} \sum_{J_c\ell_c} \phi_{J_c\ell_c}(r_{cZ}) \sum_{m_Z} \langle I_Y m_Y | I_Z m_Z J_c m_Y - m_Z\rangle \psi_c \, \psi_Z \tag{6}$$

con

$$\psi_c = \sum_{\sigma_c} \langle \ell_c m_c - \sigma_c s_c \sigma_c | J_c m_c\rangle Y^{m_c\sigma_c}_{\ell_c}(\theta_c,\phi_c)\, \chi^{\sigma_c}_{s_c} \tag{7}$$

(θ_c, ϕ_c) sono gli angoli polari nel sistema del centro di massa dei nuclei c e Z - sistema del nucleo di rinculo[5].

Per la funzione radiale $\phi_{J_c\ell_c}$ si può scrivere[2]:

$$\phi_{J_c\ell_c} = (T_{J_c\ell_c})^{1/2} e^{-i\sigma_{\ell_c}} (G_{\ell_c} + iF_{\ell_c})$$

dove

$$T_{J_c\ell_c} \equiv 1-|S_{J_c\ell_c}|^2 = 1-e^{-4\mathrm{Im}\,\delta_{\ell_c J_c}}$$

$T_{J\ell}$ è il coefficiente di trasmissione che descrive la sezione d'urto di reazione nel processo $c+Z\rightarrow Y$

$$\left(\sigma_r = \frac{\pi}{k^2_{cZ}} \sum_{J_c\ell_c} \frac{1}{g_{J_c}} T_{J_c\ell_c} \; ; \quad \frac{1}{g_{J_c}} \equiv \frac{2I_Y+1}{(2I_Z+1)(2J_c+1)}\right)$$

Il coefficiente di trasmissione è legato alla penetrabilità $P_{J_c \ell_c}$ e alla funzione di forza C_{Yc} dalla relazione(2, 3)

(8)
$$T_{J_c \ell_c} = 4\pi\, P_{J_c \ell_c}\, C_{Yc}$$

La funzione di forza è definita da(2, 3)

$$C_{Yc} = \frac{\langle \gamma^2_{Yc} \rangle}{\langle D_Y \rangle}$$

dove γ^2_{Yc} è la cosiddetta larghezza ridotta e D_Y è la distanza media tra livelli adiacenti.

Asintoticamente si ha:

(9)
$$\phi_{J c \ell_c} = e^{i \ell_c \pi/2} (T_{J_c \ell_c})^{1/2} \exp\left[i(k_{cZ} r_{cZ} - \eta_{cZ} \ell n 2k_{cZ} r_{cZ})\right]$$

Posto

(10a)
$$f^{m_I m_Y}_{s_b \sigma_b}(\omega_b) \equiv - \sum_{J_b \ell_b} e^{i\ell_b \pi/2} S^{(ba)}_{J_b \ell_b} \langle I m_I | I_Y m_Y J_b m_b \rangle$$
$$\langle \ell_b m_b - \sigma_b s_b \sigma_b | J_b m_b \rangle \, Y^{m_b - \sigma_b}_{\ell_b}(\omega_b)$$

(10b)
$$f^{m_Y m_Z}_{s_c \sigma_c}(\omega_c) = \sum_{J_c \ell_c} e^{i\ell_c \pi/2} (T_{J_c \ell_c})^{1/2} \langle I_Y m_Y | I_Z m_Z J_c m_c \rangle$$
$$\langle \ell_c m_c - \sigma_c s_c \sigma_c | J_c m_c \rangle \, Y^{m_c - \sigma_c}_{\ell_c}(\omega_c)$$

la funzione (3) si può riscrivere (v. le (4)(5)(6)(7)(9))

(11)
$$\phi_{bcZ} = \left\{ \sum_{\substack{m_Y m_Z \\ m_b m_c \\ \sigma_b \sigma_c}} f^{m_I m_Y}_{s_b \sigma_b}(\omega_b)\, f^{m_Y m_Z}_{s_c \sigma_c}(\omega_c) \right\} \chi^{\sigma_b}_{s_b} \chi^{\sigma_c}_{s_c} \psi_Z$$
$$\frac{\exp\left[i(k_{bY} r_{bY} - \eta_{bY} \ell n 2k_{bY} r_{bY})\right]}{r_{bY}} \; \frac{\exp\left[i(k_{cZ} r_{cZ} - \eta_{cZ} \ell n 2k_{cZ} r_{cZ})\right]}{r_{cZ}}$$

Per calcolare la sezione d'urto differenziale della reazione considerata $X(a, bc)Z^{(2)}$ occorre determinare il flusso di particelle c attraverso lo elemento di superficie $r^2_{cZ} d\omega_c$ per ogni particella b che attraversa l'elemento di superficie $r^2_{bY} d\omega_b$ e dividere il risultato ottenuto per il flusso di particelle incidenti a.

Se si indica con j la densità di corrente e con ξ il flusso attraverso la superficie $r^2 d\omega$, si ha:

$$d^2\sigma(\omega_b, \omega_c) = \frac{\xi_{cZ}}{j_{aX}} r^2_{bY} d\omega_b = \frac{j_{cZ}}{j_{aX}} r^2_{bY} d\omega_b r^2_{cZ} d\omega_c \tag{12}$$

Essendo

$$j_{cZ} = \frac{\hbar}{2im_{cZ}} \left[\phi^{*}_{bcZ} (\nabla_{cZ} \phi_{bcZ}) - \phi_{bcZ} (\nabla_{cZ} \phi_{bcZ})^{*} \right] = r^{-2}_{bY} r^{-2}_{cZ} v_{cZ} W(\omega_b, \omega_c) \tag{13a}$$

con

$$W(\omega_b, \omega_c) \equiv \left| \sum_{\substack{m_Y m_Z \\ m_b m_c \\ \sigma_b \sigma_c}} f^{m_I m_Y}_{s_b \sigma_b} (\omega_b) f^{m_Y m_Z}_{s_c \sigma_c} (\omega_c) \right|^2 \tag{13b}$$

la (12) si scrive: (v. la (2)).

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega_b d\omega_c} = \frac{v_{cZ}}{v_{aX}} W(\omega_b, \omega_c) \tag{14a}$$

Se i nuclei a e X sono non polarizzati si deve mediare su m_I (v. la (3)) la (14a) per cui

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega_b d\omega_c} = \frac{v_{cZ}}{v_{aX}} (2I+1)^{-1} \sum_{m_I} W(\omega_b, \omega_c) \tag{14b}$$

Se la particella b viene rivelata a 0^{o} rispetto al fascio incidente[4, 6], allora essendo

$$Y^{m_b - \sigma_b}_{\ell_b}(0) = 0 \quad \text{se} \quad m_b \equiv \sigma_b$$

la (13ab) diventa:

$$W(0,\omega_c) = \sum_{m_Y m_Z} \left[\sum_{\sigma_b} \left| f^{m_I m_Y}_{s_b \sigma_b}(0) \right|^2 \sum_{\sigma_c} \left| f^{m_Y m_Z}_{s_c \sigma_c}(\omega_c) \right|^2 \right] \tag{15a}$$

In defintiva, posto (v. la (10a))

$$A(m_Y) = v^{-1}_{aX}(2I+1)^{-1} \sum_{\sigma_b} \left| \sum_{J_b} \langle I m_Y + \sigma_b | I_Y m_Y J_b \sigma_b \rangle \sum_{\ell_b} B_{J_b \ell_b} \right|^2 \tag{16}$$

con

$$B_{J_b \ell_b} \equiv (-)^{\ell_b} e^{i \ell_b \pi/2} \langle \ell_b 0 s_b \sigma_b | J_b \sigma_b \rangle S^{(ba)}_{\ell_b J_b}$$

si ha:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega_b d\omega_c} = v_{cZ} \sum_{m_Y} A(m_Y) \sum_{m_Z \sigma_c} \left| \sum_{J_c \ell_c} e^{i \ell_c \pi/2} (T_{\ell_c J_c})^{1/2} \times \right. \tag{15b}$$

$$\left. \times \langle I_Y m_Y | I_Z m_Z J_c m_c \rangle \langle \ell_c m_c - \sigma_c s_c \sigma_c | J_c m_c \rangle Y^{m_c - \sigma_c}_{\ell_c}(\theta_c, \phi_c) \right|^2$$

Nelle (15) e (16) il massimo valore che può assumere m_Y è dato dalla somma degli spin dei nuclei a, X e b(6); ossia:

$$(m_Y)_{max} = s_X + s_a + s_b$$

II -

Consideriamo alcune applicazioni della (15b)

a) Se $s_c = 0$ $I_Z = 0$

la (15b) diventa ($\vec{J}_c = \vec{\ell}_c = \vec{I}_Y$):

(si porrà $I_Y \equiv I$ $m_Y \equiv m$)

$$(17)\qquad \frac{d^2\sigma}{d\omega_b d\omega_c} = T_I \Sigma_m A(m) \left| Y_I^m(\theta_c, \phi_c) \right|^2$$

Per $\phi_c = 0$, tenendo conto delle proprietà delle armoniche sferiche[1], si ha:

$$(18a)\qquad \frac{d^2\sigma}{d\omega_b d\omega_c} = N_{cY}\,\sigma(\theta_c)$$

con (v. la (8))

$$(18b)\qquad N_{cY} \equiv (2I+1)\, P_I v_{cZ} C_{Yc}\, A(0)$$

$$(18c)\qquad \sigma(\theta_c) \equiv (P_I(\cos\theta_c))^2 + \sum_1^{\bar m}{}_m\, a_m (P_I^m(\cos\theta_c))^2$$

(si è posto $\bar m \equiv (m)\max$)

dove i $P_I^m(\cos\theta_c)$ sono le funzioni di Legendre e i coefficienti a_m sono dati da:

$$(18d)\qquad a_m \equiv \frac{A(-m)+A(m)}{(A(0))}\;\frac{(I-m)!}{(I+m)!}$$

Ora, poichè[1]

$$P_I^m(\pm 1) = 0 \quad \text{per} \quad m \neq 0; \qquad (P_I^o(\pm 1))^2 = 1$$

risulta:

$$(19)\qquad \sigma(0) = \sigma(\pi) = 1$$

Inoltre, essendo[1]:

$$P_I^m(0) = 0 \qquad\qquad \text{se } (I-m)\text{: dispari}$$

$$P_I^m(0) = (-)^{\frac{I-m}{2}}\, 2^{-I}\, (I+m)! \left[\left(\frac{I-m}{2}\right)! \left(\frac{I+m}{2}\right)! \right]^{-1} \quad \text{se } (I-m)\text{: pari}$$

posto:

$$Q(I) \equiv \left\{ \sum_1^{\bar m}{}_m\, a_m\, 2^{-2I} \left[(I+m)!\right]^2 \left[\left(\frac{I-m}{2}\right)! \left(\frac{I+m}{2}\right)! \right]^{-2} \right\}_{(I-m)\text{: pari}}$$

si ha:

(20) $$\sigma\left(\frac{\pi}{2}\right)=\left\{2^{-2I}(I!)^2\left[\left(\frac{I}{2}\right)!\right]^{-4}\right\}_{I:\ \text{pari}}+Q(I)$$

Le (19) e (20) vengono utilizzate in quei casi in cui lo spin I_Y si determina tramite il rapporto $\sigma(\pi)/\sigma(\pi/2)$ (v. per es. 8)).

Prendendo come esempio le reazioni $X(^6Li, d)Y(\alpha)X$ e $X(^7Li, t)$ $Y(\alpha)X$ con $I_x = 0$ (v. per es. 9)) si ha $\bar{m} = 2$ e la (18c) si scrive:

$$\sigma(\theta_\alpha)=(P_I(\cos\theta_\alpha))^2+\frac{b_1}{I^2+I}(P_I^1(\cos\theta_\alpha))^2+\frac{b_2}{I^4+2I^3-I^2-2I}(P_I^2(\cos\theta_\alpha))^2$$

con

$$b_i\equiv\left[A(-i)+A(i)\right](A(0))^{-1}.$$

b) Se è soltanto $s_c = 0$ allora la (15b) diventa:

(si porrà: $I_Y \equiv I$, $I_Z \equiv I'$, $m_Y \equiv m$, $m_Z \equiv m'$)

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega_b d\omega_c}=v_{cZ}\Sigma_m A(m)\sum_{m'}\left|\Sigma_{J_c}F_{J_c}^{mm'}Y_{J_c}^{m-m'}(\theta_c,\phi_c)\right|^2$$

con

$$F_{J_c}^{mm'}\quad \exp(iJ_c\pi/2)(T_{J_c})^{\frac{1}{2}}\langle Im|I'm'J_c\,m-m'\rangle$$

Se per I intero si considera solo il termine con $m = 0^{(9)}$ e inoltre si fa l'ipotesi che il decadimento $Y \rightarrow c+Z$ proceda essenzialmente con il minimo valore di $J_c^{(8)}$, allora, per $\phi_c = 0$, si scrive l'espressione approssimata $(J\equiv(J_c)_{min})$:

(22a) $$\frac{d^2\sigma}{d\omega_b d\omega_c}=N'_{cY}\,\sigma(\theta_c)$$

con (v. la (8))

(22b) $$N'_{cY}\equiv(2J+1)P_J\,v_{cZ}\,C_{Yc}\,A(0)\,(\langle I0|I'0J0\rangle)^2$$

e $(\bar{m}'\equiv(m')_{max})$

(22c) $$\sigma(\theta_c)\equiv(P_J(\cos\theta_c))^2+\sum_{1}^{\bar{m}'}{}_{m'}\,d_{m'}(P_J^{m'}(\cos\theta_c))^2$$

dove

(22d) $$d_{m'} \equiv 2 \left[\frac{\langle J0|I'm'J-m'\rangle}{\langle I0|I'0\,J0\rangle} \right]^2 \frac{(J-m')!}{(J+m')!}$$

Nella deduzione delle (22) si è tenuto conto delle seguenti proprietà[1]:

$$Y_J^{-m}(\theta_c, 0) = (-)^m Y_J^m(\theta_c, 0)$$

$$\langle I0|I'm'J-m'\rangle = (-)^{I'+J-I} \langle I0|I'-m'Jm\rangle$$

La (22a) è formalmente simile alla (18a) e può essere applicata con buona approssimazione in un esame semplice di reazioni del tipo $X(^6Li,d) Y(\alpha)X^*$ e $X(^7Li,t)Y(\alpha)X^*$ con I_{X^*} intero.

III -

Come tipico esempio daremo qui di seguito le $d^2\sigma/d\omega_d d\omega_\alpha$ per le reazioni $^{12}C(^6Li,d)^{16}O_I(\alpha)^{12}C_{0+}$ e $^{12}C(^6Li,d)^{16}O_I(\alpha)^{12}C_{2+}$ rispettivamente (v. le (15b) e (18c)):

(23) $$\left(\frac{d^2\sigma}{d\omega_d d\omega_\alpha}\right)_{0+} = \sum_0^2{}_m a_m \frac{(I-m)!}{(I+m)!} \left(P_I^m(\cos\theta_\alpha)\right)^2$$

con

$$a_o \equiv (2I+1)\, P_I v_\alpha \left(\frac{\langle\gamma^2\rangle}{\langle D\rangle}\right)_{0+} A(0)$$

$$a_i \equiv a_o \frac{A(-i)+A(i)}{A(0)} \qquad i = 1, 2$$

(24) $$\left(\frac{d^2\sigma}{d\omega_d d\omega_\alpha}\right)_{2+} = \bar{a}_o \sum_0^4{}_m b_m \frac{(J-m)!}{(J+m)!} \left(P_J^m(\cos\theta_\alpha)\right)^2$$

con

$$\bar{a}_o \equiv (2J+1)\, P_J \bar{v}_\alpha \left(\frac{\langle\gamma^2\rangle}{\langle D\rangle}\right)_{2+} A(0)$$

$$b_0 \equiv \langle I0|20J0\rangle^2 + \langle I1|21J0\rangle^2 \frac{a_1}{a_0} + \langle I2|22J0\rangle^2 \frac{a_2}{a_0}$$

$$b_1 \equiv 2\langle I0|2\text{-}1J1\rangle^2 + (\langle I\text{-}1|2\text{-}2J1\rangle^2 + \langle I1|20J1\rangle^2)\frac{a_1}{a_0} + \langle I2|21J1\rangle^2 \frac{a_2}{a_0}$$

$$b_2 \equiv 2\langle I0|2\text{-}2J2\rangle^2 + \langle I1|2\text{-}1J2\rangle^2 \frac{a_1}{a_0} + \langle I2|20J2\rangle^2 \frac{a_2}{a_0}$$

$$b_3 \equiv \langle I1|2\text{-}2J3\rangle^2 \frac{a_1}{a_0} + \langle I2|2\text{-}1J3\rangle^2 \frac{a_2}{a_0}$$

$$b_4 \equiv \langle I2|2\text{-}2J4\rangle^2 \frac{a_2}{a_0}$$

La (24) è stata dedotta nell'ipotesi che il decadimento $^{16}O \rightarrow \alpha + {}^{12}C_{2+}$ proceda con un solo valore di J_α (per es. il minimo $J = I-2$). Il confronto fra la correlazione angolare sperimentale e la (23) permette la determinazione dello spin del livello dell'^{16}O in esame e i parametri a_i che compaiono pure nella (24); cosicchè l'unico parametro che può essere determinato dal confronto fra la (24) e la correlazione angolare sperimentale per il decadimento $^{16}O \rightarrow \alpha + {}^{12}C_{2+}$ è $\bar{a}_0$. Noti a_0 e $\bar{a}_0$ si può determinare il rapporto fra le larghezze ridotte per i due decadimenti considerati

$$\frac{\langle \gamma^2 \rangle_{2+}}{\langle \gamma^2 \rangle_{0+}} = \frac{(2I+1)}{(2J+1)} \frac{v_\alpha}{\bar{v}_\alpha} \frac{P_I}{P_J} \frac{\bar{a}_0}{a_0} \tag{25}$$

L'analisi tramite le (23) e (24) ha permesso di ottenere informazioni spettroscopiche e sulla popolazione dei sottostati magnetici di qualche livello dell'^{16}O popolato tramite la reazione $^{12}C(^6Li, d)^{16}O$[10].

Infine accenniamo alle sezioni d'urto per le reazioni $^{13}C(^6Li, d)$ $^{17}O_I(\alpha)\,{}^{13}C_{1/2-}$ e $^{13}C(^6Li, d)\,{}^{17}O_I(\alpha)\,{}^{13}C_{1/2+}$.

La conservazione della parità nel decadimento $^{17}O \rightarrow \alpha + {}^{13}C$ impone che soltanto un valore di J_α nella (15b) deve essere considerato; per cui posto $J^{\pm} \equiv I \pm 1/2$ si avrà per le due sezioni d'urto differenziali:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\omega_d d\omega_\alpha}\right)^{\pm} = \left(a_0 \sum_0^3 {}_m C_m \frac{(J-m)!}{(J+m)!} (P_J^m(\cos\theta_\alpha))^2\right)^{\pm} \tag{25}$$

con

$$a_o^{\pm} \equiv \left((2J+1)\, v_\alpha\, P_J \frac{\langle \gamma^2 \rangle}{\langle D \rangle}\right)^{\pm}$$

$$C_o^{\pm} \equiv \langle I -\tfrac{1}{2} \,|\, \tfrac{1}{2} -\tfrac{1}{2}\, J^{\pm}\, 0 \rangle^2 \left(A(-\tfrac{1}{2})+A(\tfrac{1}{2})\right)$$

$$C_1^{\pm} \equiv \langle I \tfrac{1}{2} \,|\, \tfrac{1}{2} -\tfrac{1}{2}\, J^{\pm} 1 \rangle^2 \left(A(-\tfrac{1}{2})+A(\tfrac{1}{2})\right) + \langle I \tfrac{3}{2} \,|\, \tfrac{1}{2}\, \tfrac{1}{2}\, J^{\pm} 1 \rangle^2 \left(A(-\tfrac{3}{2})+A(\tfrac{3}{2})\right)$$

$$C_2^{\pm} \equiv \langle I \tfrac{5}{2} \,|\, \tfrac{1}{2}\, \tfrac{1}{2}\, J^{\pm} 2 \rangle^2 \left(A(-\tfrac{5}{2})+A(\tfrac{5}{2})\right)$$

$$C_3^{\pm} \equiv \langle I \tfrac{5}{2} \,|\, \tfrac{1}{2} -\tfrac{1}{2}\, J^{\pm} 3 \rangle^2 \left(A(-\tfrac{5}{2})+A(\tfrac{5}{2})\right)$$

La regola $\pi(^{17}O) = \pi(^{13}C)(-)^{J^{\pm}}$ selezionerà tra i due possibili valori di J nella (25).

Per esempio, se il livello dell'^{17}O in esame ha spin e parità $7/2^+$ allora per il decadimento al $^{13}C_{1/2^-}$ si dovrà considerare $J^-(=3)$ e per quello al $^{13}C_{1/2^+}$ $J^+(=4)$, mentre se il livello in esame fosse un $7/2^-$ si avrebbe J^+ per $^{17}O \rightarrow \alpha + {}^{13}C_{1/2^-}$ e J^- per $^{17}O \rightarrow \alpha + {}^{13}C_{1/2^+}$.

L'analisi dei dati sperimentali darà, anche in questo caso, informazioni spettroscopiche sul livello dell'^{17}O che si prende in esame.

BIBLIOGRAFIA. -

(1) - A. Messiah, Mecanique Quantique, (Dunod, Paris).
(2) - M. A. Preston, Physics of the Nucleus (Addison-Wesley P. C.)
(3) - A. S. Davydov, Teoria del Nucleo Atomico (Zanichelli, Bologna)
(4) - S. Devons and L. J. B. Goldfarb, Handbuch der Physics, (Flügge, 1957), Vol. 42, pag. 362.
(5) - P. Swan, Rev. Mod. Phys. 37, 339 (1965).
(6) - A. E. Litherland and A. J. Ferguson, Can. J. Phys. 39, 788 (1961).
(7) - L. C. L. Yuan and C. S. Wu, Meth. of Exper. Phys. (Academic Press, 1963), Vol. 5, part B.
(8) - D. P. Balamuth, J. E. Holden, J. W. Noè and R. W. Zurmühle, Phys. Rev. Letters 26, 1271 (1971).
(9) - D. P. Balamuth, Phys. Rev. 3C, 1565 (1971).
(10) - A. Foti, G. Pappalardo, A. Strazzeri, M. Lepareux e N. Saunier, 61° Congresso SIF, Lecce (1975).