

Comitato Nazionale per l'Energia Nucleare
ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Padova
64/5

INFN/BE - 64/7
21 Dicembre 1964.

U. Fasoli, D. Toniolo e G. Zago: SUGLI STATI ECCITATI DEL B^8 . -

U. Fasoli, D. Toniolo e G. Zago: SUGLI STATI ECCITATI DEL $B^{8(o)}$

RIASSUNTO

Sono stati determinati col metodo dei tempi di volo alcuni spettri delle energie dei neutroni dalla reazione $Li^6(He^3, n) B^8$ per energie in cidenti fra 4.5 e 5.25 MeV allo scopo di studiare la struttura dei livelli energetici del B^8 . E' stata messa in evidenza la esistenza di un livello del B^8 eccitato a 0.767 ± 0.012 MeV; non è stata trovata evidenza alcuna del livello a 0.6 MeV riportato da Dunning ed altri⁽¹⁾.

INTRODUZIONE

La prima evidenza sperimentale sulla esistenza del B^8 fu fornita nel 1950 da Alvarez⁽²⁾, il quale lo produsse mediante le reazioni $B^{10}(p, H^3) B^8$, $Be^9(p, 2n) B^8$ e $C^{12}(p, n \alpha) B^8$, e trovò che esso decadeva in Be^8 per emissione di positroni con vita media di 0.65 sec.

Nel 1952 la vita media fu rimisurata da Sheline⁽³⁾ che trovò il valore 0.61 ± 0.11 sec.

Il primo e finora unico tentativo di determinare la struttura dei livelli energetici del B^8 è stato fatto da Dunning, Butler e Bondelid⁽¹⁾ nel 1958 mediante la reazione $Li^6(He^3, n) B^8$.

Dalla misura della soglia della reazione essi ricavarono per la massa del B^8 il valore 8.027157 ± 0.000008 ; per la vita media trovarono il valore 0.78 ± 0.01 sec.

La ricerca dei livelli energetici venne da loro eseguita mediante il metodo del "fast and slow neutron counter ratio"⁽⁴⁾, esteso fino a 6 MeV di energia dell' He^3 . Essi osservarono due risalite nella curva del "counter ratio" corrispondenti ad energie di eccitazione del B^8 di 0.6 e

(o) - Lavoro eseguito nel quadro del Contratto Euratom - CNEN / INFN n. 002-63-11 MPAI.

2.

0.80 MeV. Gli autori stessi affermano che la evidenza di questi due level li è incerta in quanto l'interpretazione delle risalite nella curva del "counter ratio" è discutibile.

Il presente lavoro è stato intrapreso per far maggiore luce sul la questione. Sono stati determinati, con il metodo dei tempi di volo, alcu ni spettri delle energie dei neutroni emessi dalla reazione $\text{Li}^6(\text{He}^3, n) \text{B}^8$, fra 0° e 90° e per energie incidenti fra 4.5 e 5.25 MeV.

E' stato osservato un livello del B^8 ad energia di eccitazione di 0.767 ± 0.012 MeV che può essere messo in relazione con quello di 0.80 ± 0.05 MeV di Dunning ed altri. Nessuna evidenza fu trovata per il livello a 0.6 MeV.

Un largo massimo osservato nello spettro d'energia dei neutro ni è dovuto alla reazione di disintegrazione in 3 corpi $\text{Li}^6(\text{He}^3, n p) \text{Be}^7$. Sono in corso misure della sezione d'urto e della distribuzione angolare della reazione citata, che saranno oggetto di un'altra pubblicazione.

METODO SPERIMENTALE

Gli ioni He^3 , singolarmente ionizzati erano generati dalla sorgente "pulsata" dell'acceleratore Van de Graaff di 5.5 MeV di Legnaro. La sorgente fornisce impulsi di forma pressoché triangolare della durata di 10 ns a metà altezza con frequenza di ripetizione di 10^6 impulsi al secondo.

Il fascio di ioni accelerati era analizzato con un magnete deflet tore a 90° , secondo un raggio di curvatura di 47.5 cm. Con la fenditura d'uscita aperta 2 mm il potere risolutivo in energia era del 0.4%⁽⁵⁾. Furo no ottenute correnti analizzate di He^3 di 2 μA di valore medio, la corren te media mandata in targhetta fu abbassata a circa 0.5 μA per ridurre il consumo della targhetta stessa.

Per ridurre il fondo di neutroni proveniente dall'acceleratore il fascio fu rifocalizzato con quadrupoli magnetici sulla targhetta posta a 12 metri dal magnete analizzatore.

Furono usate targhette di Li^6 metallico arricchito isotopicamen te al 99.3% evaporate su lamine d'oro di 0.2 mm di spessore; gli spesso ri della targhetta erano compresi fra 50 e 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Per ridurre l'ossidazione del litio la targhetta veniva trasporta ta dall'evaporatore all'acceleratore in atmosfera di elio; una trappola ad azoto liquido posta immediatamente prima della targhetta risultò utile a diminuire la contaminazione da carbonio. Il fascio di ioni veniva collima to sulla targhetta attraverso un diaframma d'oro di 1 cm di diametro. Le condizioni di focalizzazione del fascio venivano frequentemente controlla te su un quarzo mobile, visto mediante una telecamera.

La produzione di neutroni veniva controllata con un integratore della corrente del fascio e mediante un "long counter".

Lo spettro di energia dei neutroni emessi dalla reazione in studio è stato ottenuto col metodo dei "tempi di volo". Il sistema di misura dei "tempi di volo" era essenzialmente del tipo descritto da Weber ed altri⁽⁶⁾ e la figura 1 ne rappresenta lo schema a blocchi. Il rivelatore di neutroni era uno scintillatore plastico NE102A di 2.5 cm di spessore e 5 cm di diametro, visto da un fotomoltiplicatore 56 AVP; da questo si prelevava una uscita "rapida" che dopo adeguata amplificazione forniva il segnale di "start" al convertitore tempo - ampiezza T.H. 300 ELDORADO. Un pick-up capacitivo coassiale al fascio e posto ad 1 metro di distanza dalla targhetta, forniva un impulso che, dopo essere stato amplificato e ritardato di ~ 400 ns, veniva inviato all'ingresso "stop" del convertitore tempo-ampiezza. L'uscita dal convertitore dopo amplificazione veniva analizzata in ampiezza da un analizzatore a 512 canali LABEN. Sempre dal fototubo si ricavava un segnale lento che dava una informazione sul livello degli impulsi di "start" e permetteva così di porre, con un discriminatore integrale, un "bias" a tale livello; l'uscita di questo discriminatore veniva utilizzata infatti come segnale di coincidenza per l'analizzatore multicanale.

Il fattore di conversione, tempo di volo per canale dello analizzatore, di tutto il sistema veniva determinato e controllato sostituendo agli impulsi di lavoro due impulsi contemporanei di un impulsatore e inserendo dei ritardi noti.

La determinazione di tali ritardi venne eseguita facendo riflettere degli impulsi periodici alla estremità di un cavo variandone la frequenza fintantoché l'impulso di ingresso nel cavo coincideva nel tempo con l'impulso riflesso che ne usciva; ciò veniva controllato con un oscilloscopio campionatore Tektronix 661. Dalle variazioni di frequenza (misurata con un frequenziometro H. P. 524) che si avevano in corrispondenza alla aggiunta del cavo di cui si voleva misurare il ritardo, si è potuto facilmente e con grande sensibilità risalire al ritardo del cavo aggiunto. Nella determinazione del tempo di volo effettivo, relativo ad un certo picco di neutroni, oltre al fattore di conversione così determinato si utilizzava come riferimento temporale nello spettro dei tempi di volo il picco dovuto ai raggi γ . Il rivelatore di neutroni col fotomoltiplicatore era racchiuso in un collimatore cilindrico di piombo di 3 cm di spessore, a sua volta circondato da uno spessore di 20 cm di paraffina miscelata al 50% in peso con Li_2CO_3 . Il tutto era montato su una intelaiatura metallica che gli permetteva di variare la base dei tempi di volo da 4,5 m fino a 0,5 m e di ruotare attorno ad un asse verticale passante per la targhetta fino a ± 170 gradi rispetto alla direzione del fascio incidente.

In sede di messa a punto si è trovato che uno schermo di 3 cm di piombo messo immediatamente prima del rivelatore di neutroni riduceva del 70% il fondo nello spettro dei tempi di volo e soltanto del 15% l'effi

4.

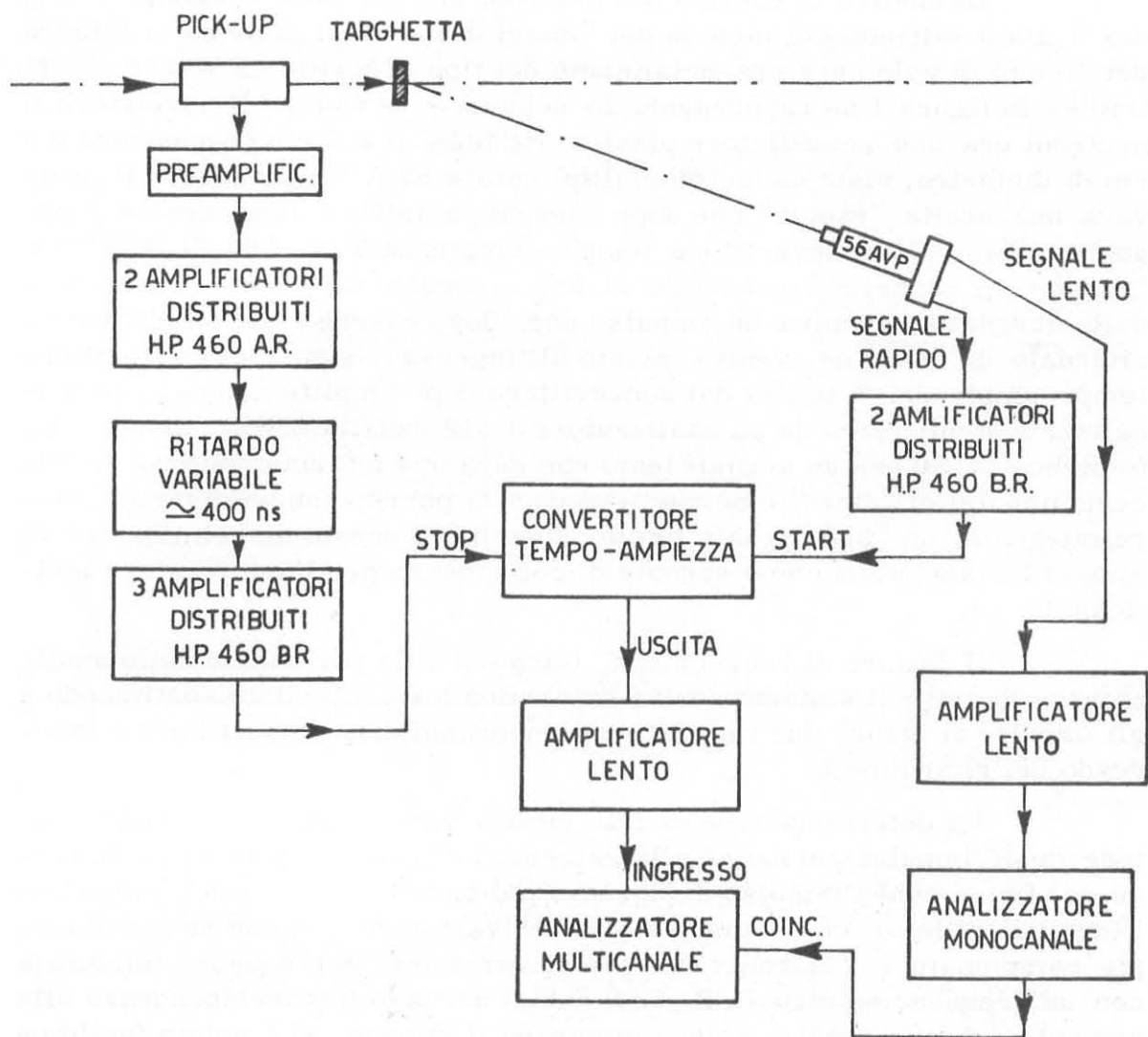


FIG. 1 - Schema a blocchi del circuito di misura dei tempi di volo.

cienza di rivelazione dei neutroni, senza inoltre ridurre sensibilmente il potere risolutivo.

RISULTATI

Sono stati determinati spettri dei tempi di volo dei neutroni per energie incidenti tra 4,5 e 5,25 MeV a diversi angoli rispetto al fascio incidente. La base di volo normalmente usata era di 2 m, qualche spettro fu preso a 3 m; la distanza scelta risulta da un compromesso fra il potere risolutivo ed il rapporto segnale-fondo.

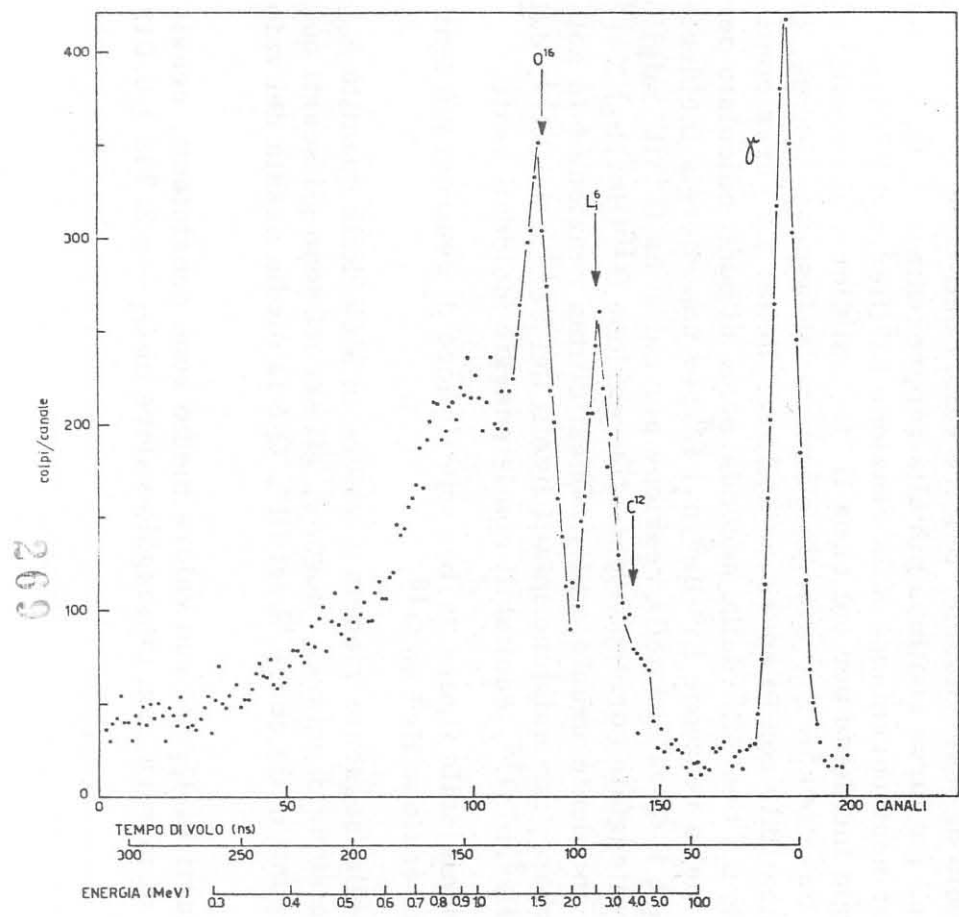
La figura 2 a, b rappresenta due spettri tipici. Tutti gli spettri osservati hanno in comune, oltre al picco dovuto ai raggi gamma ed escluso quello dovuto ai neutroni da carbonio presente talvolta sulla targhetta, due altri picchi sovrastanti su un largo massimo dovuto alla reazione $\text{Li}^6(\text{He}^3, np) \text{Be}^7$. Il picco di maggiore energia è dovuto alla reazione $\text{Li}^6(\text{He}^3, n_0) \text{B}^8$; quello di energia minore, per angoli prossimi a 0° può corrispondere ad un livello eccitato del B^8 , ma col potere risolutivo disponibile non si può escludere possa essere dovuto alla reazione $\text{O}^{16}(\text{He}^3, n_0) \text{Ne}^{18}$; la seconda eventualità è esclusa per gli spettri presi ad angoli più elevati come risulta chiaro dalla Fig. 2b.

Per determinare con sicurezza l'origine del picco relativo ai neutroni più lenti le energie di entrambi i picchi sono state riportate in funzione dell'angolo di osservazione, per tre valori dell'energia incidente, in Fig. 3a, b, c. La curva continua più alta rappresenta il "best fit" dei punti calcolato per neutroni emessi dalla reazione $\text{Li}^6(\text{He}^3, n_0) \text{B}^8$; E_1 è il valore dell'energia incidente per cui si ha il "fit" migliore. E_1 risulta sistematicamente inferiore di E_0 , energia effettiva del fascio incidente, di una quantità compatibile con lo spessore della targhetta. La curva continua più bassa, è il "best fit" della seconda serie di punti calcolato per neutroni emessi nella reazione $\text{Li}^6(\text{He}^3, n_1) \text{B}^8$ per una energia incidente uguale ad E_1 ; Q_1 è il Q-valore della reazione per cui si ha il "fit" migliore. Le curve tratteggiate corrispondono alla reazione $\text{O}^{16}(\text{He}^3, n_0) \text{Ne}^{18}$ per una energia incidente uguale ad E_1 . Quest'ultima reazione è la sola che possa disturbare; non esistono infatti livelli del Ne^{18} e dell' O^{14} , dalla reazione $\text{C}^{12}(\text{He}^3, n) \text{O}^{14}$, eccitabili con le energie incidenti usate.

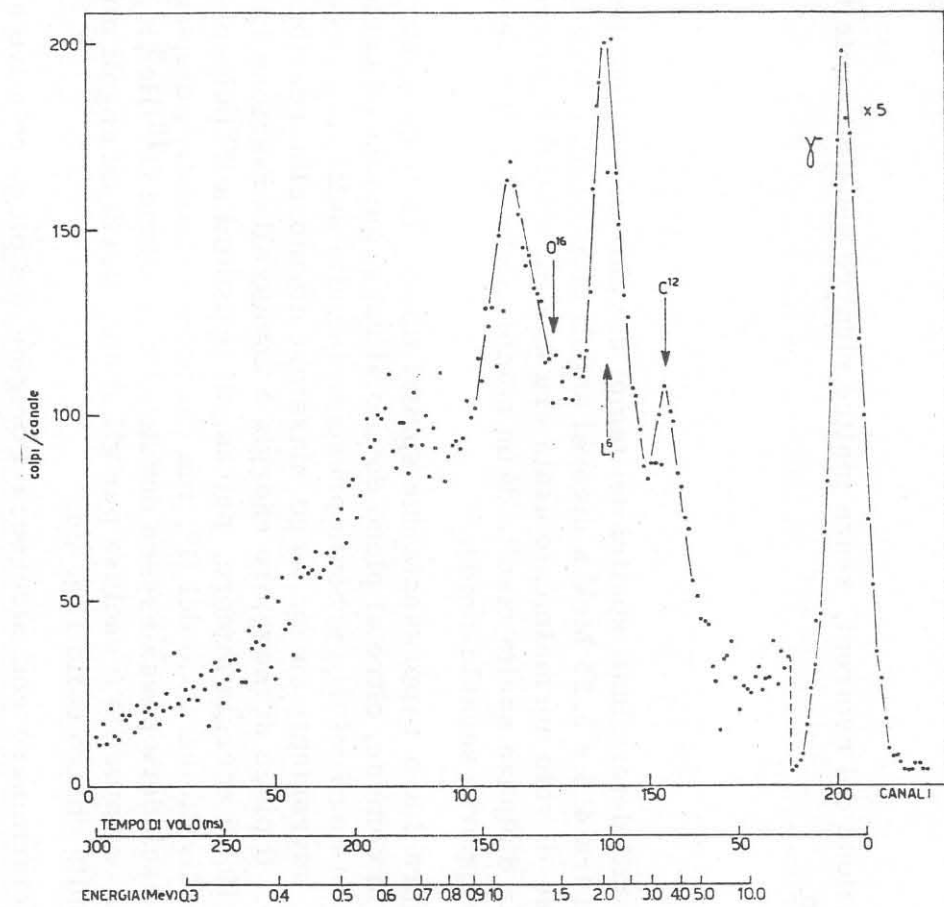
E' evidente dalle figure 3a, b, c che il picco di neutroni più lenti non è dovuto alla reazione He^3 su O^{16} .

La tabella seguente riporta i valori in MeV delle quantità E_0 , E_1 , Q_1 per le tre serie di misure eseguite, gli errori sono gli scarti quadratici medi dei punti dalle curve "best fit". Q è la media pesata dei valori di Q_1 .

Gli scarti di Q_1 dal suo valore medio sono consistenti, considerati gli errori di misura, con un singolo valore di $Q_1 = - 2.743 \pm 0.012$



a)



b)

FIG. 2 - Spettri di tempi di volo di neutroni ottenuti da targhetta di Li^6 bombardata con He^3 . Le frecce indicano i valori delle energie dei neutroni dalle reazioni $\text{Li}^6(\text{He}^3, n_0)\text{B}^8$, $\text{O}^{16}(\text{He}^3, n_0)\text{Ne}^{18}$, $\text{C}^{12}(\text{He}^3, n_0)\text{O}^{14}$.

a) $E_{\text{He}^3} = 5.25 \text{ MeV}$, angolo di osservazione $\vartheta = 0^\circ$; base di volo $D = 2 \text{ m}$.

b) $E_{\text{He}^3} = 5.20 \text{ MeV}$; $\vartheta = 40^\circ$; $D = 2 \text{ m}$.

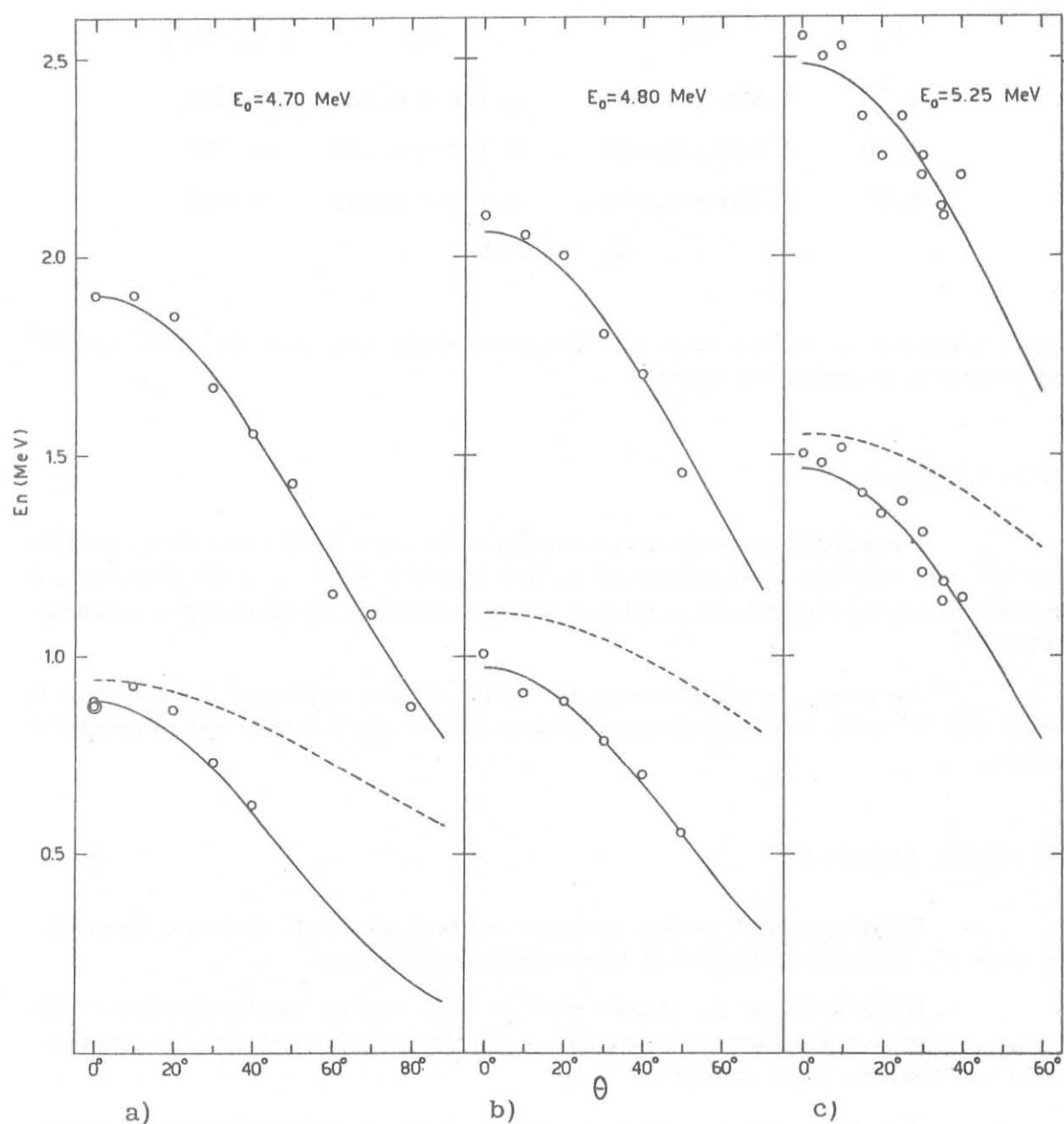


FIG. 3 - Variazione dell'energia di due picchi con l'angolo.

a) $E_0 = 4.70$ MeV, $E_1 = 4.550 \pm 0.034$, $Q_1 = -2.716 \pm 0.031$

b) $E_0 = 4.80$ MeV, $E_1 = 4.710 \pm 0.042$, $Q_1 = -2.780 \pm 0.025$

c) $E_0 = 5.25$ MeV, $E_1 = 5.150 \pm 0.070$, $Q_2 = -2.760 \pm 0.040$

(Per il significato delle curve e dei simboli vedere il testo).

8.

E_0	E_1	Q_1	$ Q_1 - \bar{Q}_1 $
4.70	4.550 ± 0.034	$- 2.716 \pm 0.031$	0.027
4.80	4.710 ± 0.042	$- 2.780 \pm 0.025$	0.037
5.25	5.150 ± 0.070	$- 2.760 \pm 0.040$	0.017

$\bar{Q}_1 = 2.743$

che differisce di 0.767 MeV dal Q-valore della reazione $\text{Li}^6(\text{He}^3, n_0) \text{B}^8$ riportato da Dunning ed altri⁽¹⁾.

CONCLUSIONE

I risultati ottenuti sono compatibili con l'esistenza di un livello del B^8 con energia di eccitazione 0.767 ± 0.012 MeV. Il valore trovato è in buon accordo col valore 0.80 ± 0.05 determinato da Dunning e collaboratori⁽¹⁾.

La presente misura non fornisce alcuna evidenza del secondo livello del B^8 con energia di eccitazione di 0.6 MeV citato dai precedenti autori.

RINGRAZIAMENTI

Esprimiamo i nostri ringraziamenti al prof. Antonio Rostagni ed al prof. Claudio Villi per il loro costante appoggio.

Ringraziamo A. Zanon per la sua fattiva partecipazione alla messa a punto della parte elettronica e G. Bressanini per l'aiuto prestato nella esecuzione della misura.

Ringraziamo ancora P. Kusstatscher ed il personale del Laboratorio dell'Acceleratore di Legnaro per la collaborazione prestata.

BIBLIOGRAFIA

- (1) - K. L. Dunning, J. W. Butler and R. O. Bondelid, Phys. Rev. 110, 1076 (1958).
- (2) - L. Alvarez, Phys. Rev. 80, 519 (1950).
- (3) - R. K. Sheline, Phys. Rev. 87, 557 (1952).
- (4) - T. W. Bonner and C. F. Cook, Phys. Rev. 96, 122 (1954).
- (5) - U. Fasoli, D. Toniolo and G. Zago, Nuovo Cimento 34, 542 (1964).
- (6) - W. Weber, C. W. Johnstone and L. Cranberg, Rev. Sci. Instr. 27, 166 (1956).
