

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Milano

INFN/TC-93/08

15 Giugno 1993

S. Saponaro, C. Birattari, M. Bonardi, M. Gallorini, F. Groppi:

**OTTIMIZZAZIONE DELLE CONDIZIONI DI IRRAGGIAMENTO PER LA
PRODUZIONE DEL RADIOISOTOPO MANGANESE-52g MEDIANTE
REAZIONI (p,xn) E (d,xn) SU CROMO DI COMPOSIZIONE ISOTOPICA
NATURALE**

**OTTIMIZZAZIONE DELLE CONDIZIONI DI IRRAGGIAMENTO PER LA
PRODUZIONE DEL RADIOISOTOPO MANGANESE-52g MEDIANTE REAZIONI
(p,xn) E (d,xn) SU CROMO DI COMPOSIZIONE ISOTOPICA NATURALE**

S. Saponaro C. Birattari M. Bonardi *M. Gallorini F. Groppi
INFN, Sezione di Milano, Laboratorio LASA e Dipartimento di Fisica dell'Universita' di
Milano, via F.lli Cervi 201, 20090 Segrate (MI), Italia
*INFN, Sezione di Pavia, e CNR Pavia, via Taramelli 12, 27100 Pavia, Italia

ABSTRACT

Manganese-52g presents, like manganese-54 and manganese-56, a half-life that makes it suitable to be used as a tracer for the determination of chemical, biological and environmental constants. In particular, the availability of these three radionuclides allows the execution of triple labelling experiments on cell cultures, related to the neurotoxicology of manganese and the Parkinson disease.

The long-lived manganese-54 can be purchased on the market, while manganese-56 is a typical reactor produced radionuclide, obtained via $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)$ reaction. On the contrary, manganese-52g is not available on the market and must be produced by charged particle irradiation. In order to optimize the production yield for this radionuclide, it is necessary to have a detailed knowledge of the thin-target excitation functions of light ions on chromium. By their integration, it is possible to obtain the thick-target yields as a function of the incident particle energy and energy loss in the target. From the analysis of these last families of curves, the optimal irradiation conditions are obtained. In order to get these results, a detailed analysis of the proton stopping-powers in chromium has also been carried out. From a series of theoretical and experimental considerations, $^{\text{nat}}\text{Cr}(p,xn)$ resulted the reactions of choice for the production of ^{52}gMn .

In the present report, it is described only the topic of the optimization of the nuclear parameters, without any reference to either the radiochemical separation of ^{52}gMn from the

irradiated chromium target and the biological applications on cell cultures, that have been part of our research but will be described elsewhere.

1. - INTRODUZIONE

1.1. - Impiego di radiotraccianti per la determinazione di costanti chimico-fisiche, biologiche ed ambientali

Fin dalla loro scoperta, gli isotopi radioattivi degli elementi chimici naturali e/o artificiali sono stati utilizzati come sonde (radiotraccianti) per lo studio di una serie di fenomeni chimici, fisici e biologici. La caratteristica di tali radionuclidi di emettere radiazioni ionizzanti α , β o γ , permette il loro utilizzo per tracciare elementi o specie chimiche stabili, facilitandone la rivelazione mediante tecniche di conteggio e/o spettroscopiche, particolarmente sensibili e selettive. I radioisotopi emittenti radiazioni γ di energia non troppo bassa (almeno 100 keV), risultano essere i più versatili in quanto direttamente rivelabili, senza rilevanti fenomeni di autoassorbimento ed attenuazione della radiazione elettromagnetica.

In particolare, tali radiotraccianti sono stati impiegati per la determinazione di:

- costanti cinetiche di reazione chimica,
- meccanismi di reazione chimica,
- costanti termodinamiche di equilibrio,
- meccanismi biochimici e metallobiochimici in organismi viventi e colture cellulari,
- studi di farmacocinetica sugli animali e sull'uomo,
- meccanismi di trasferimento di agenti inquinanti nei vari ecosistemi e da questi all'uomo,
- meccanismi di rilascio nell'ambiente di sottoprodotti dell'industria nucleare, quali prodotti di fissione e di attivazione,

nonche' per la marcatura di farmaci organici ed inorganici da impiegarsi in radiodiagnostica e radioterapia medica (1, 2, 3).

Al di la' delle difficolta' di ordine radioprotezionistico connesse all'impiego di isotopi radioattivi, i vantaggi ottenibili giustificano - in situazioni particolari - l'uso di tale metodologia in vari settori delle scienze e delle tecnologie.

Il presente rapporto e' focalizzato agli unici tre radioisotopi γ -emittenti di manganese con tempi di dimezzamento tali da permettere studi di tipo neurotossicologico su colture cellulari (4, 5, 6).

1.2. - Radiotraccianti di manganese utilizzabili per esperimenti di tripla marcatura su colture cellulari

Il manganese possiede dodici isotopi di massa compresa tra 49 e 60, due dei quali (di massa 50 e 52) presentano livelli metastabili. L'unico stabile, di numero di massa 55, costituisce il 100% della miscela isotopica naturale di tale elemento (7, 8).

Il ^{53}Mn non emette radiazioni γ e avendo un tempo di dimezzamento di $3.7 \cdot 10^6$ anni non presenta alcuna utilita' come radiotracciante. Allo stesso modo non sono utilizzabili come radiotraccianti per scopi biologici, a causa del troppo breve tempo di dimezzamento - variabile tra il millisecondo e l'ora - i radioisotopi ^{49}Mn , $^{50g,m}\text{Mn}$, ^{51}Mn , ^{52m}Mn , ^{57}Mn , $^{58g1,g2}\text{Mn}$, ^{59}Mn e ^{60}Mn .

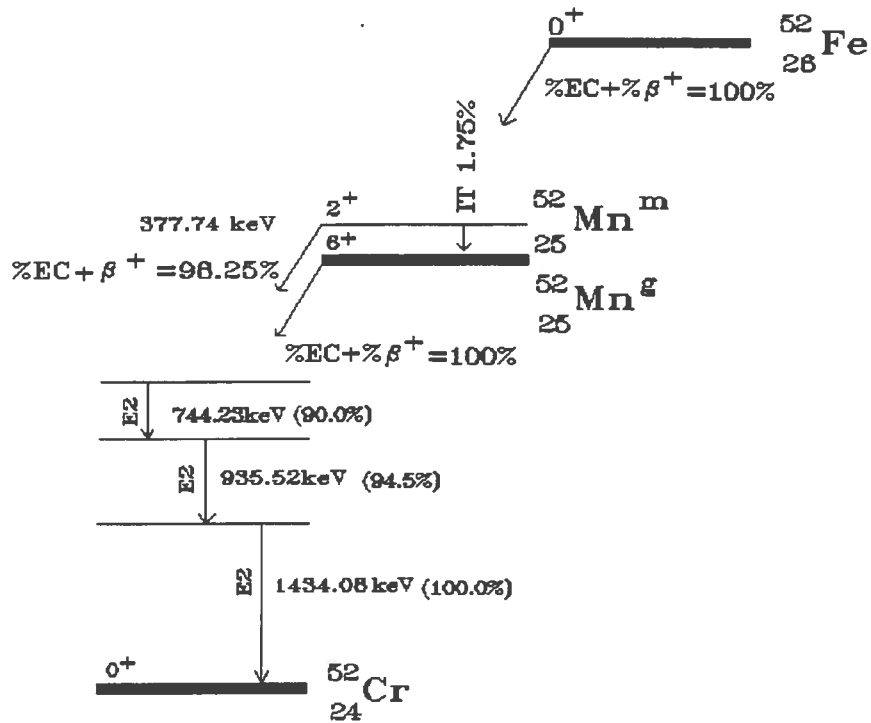
Poiche' gli esperimenti di tipo metallobiochimico e tossicologico che si intendono condurre (9) richiedono emivite di almeno alcune ore, pari al tempo di assorbimento biologico del manganese nelle cellule, gli unici tre radioisotopi impiegabili sono il ^{52g}Mn , il ^{54}Mn e il ^{56}Mn , anche se il tempo di dimezzamento di quest'ultimo risulta al limite di utilizzabilita' per gli scopi prefissati (10).

1.2.1. - Manganese-52g

Entrambi gli stati, metastabile e fondamentale, del ^{52}Mn decadono per cattura elettronica ed emissione di positroni in stati eccitati dell'isotopo stabile ^{52}Cr (8). Come si vede dallo schema semplificato di decadimento di Fig. 1.1, lo stato metastabile a 377.74 keV, presenta un tempo di dimezzamento di 21.1 minuti, mentre lo stato fondamentale ha un tempo di dimezzamento di 5.591 giorni, compatibile con studi di tossicologia ambientale. Sfortunatamente, la probabilita' di transizione isomerica tra tali stati e' solo l'1.75%; qualora, dunque, nel processo di produzione, si raggiungesse lo stato metastabile, solo una piccola frazione di ques'ultimo caricherebbe lo stato fondamentale. Lo schema di decadimento di Fig. 1.1 mostra anche che il ^{52g}Mn presenta delle righe di emissione γ in una regione di energie sufficientemente elevate per evitare fenomeni di autoassorbimento e con abbondanza molto elevata: 90.0% per quella a 744.23 keV, 94.5% per quella a 935.53 keV, 100.0% per quella a 1434.08 keV. Tali fattori risultano sicuramente di grande utilita' nell'identificazione e nell'impiego di tale radioisotopo mediante spettrometria γ .

In seguito, verra' descritta in dettaglio l'ottimizzazione delle condizioni di irraggiamento per la produzione di ^{52g}Mn , riportando in particolare i risultati sperimentali ottenuti utilizzando il ciclotrone del CCR-Ispra (VA) della Commissione delle Comunita' Europee.

Fig. 1.1 - Schema semplificato di decadimento dei radioisotopi ^{52}Mn e ^{52}Fe .

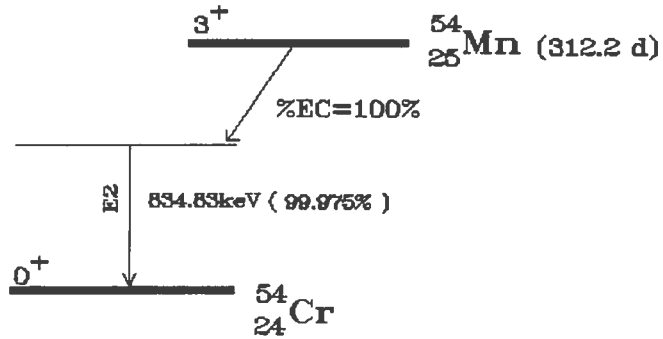


1.2.2. - Manganese-54

Il più comune tracciante di manganese (reperibile commercialmente, data la sua lunga emivita) è il ^{54}Mn , che decade esclusivamente per cattura elettronica sull'isotopo stabile ^{54}Cr (Fig. 1.2) (8). Tale radioisotopo presenta una sola riga di emissione γ a 834.83 keV, con abbondanza di emissione del 99.975%. Con rivelatori al germanio, la cui caratteristica principale è l'elevata risoluzione, il ^{54}Mn è facilmente distinguibile dal ^{52g}Mn , che possiede a sua volta una riga γ in questa regione, a 848.14 keV, con abbondanza di emissione del 3.32%.

Esso può essere prodotto in forma No Carrier Added (NCA) mediante reazioni (n,p) su ^{54}Fe , sfruttando la componente epitermica dello spettro neutronico presente nella maggior parte dei reattori nucleari da ricerca. Presso il reattore termico da ricerca TRIGA MARK II del Centro di Radiochimica ed Analisi per Attivazione (CRAA) del CNR e dell'Università di Pavia, ad esempio, la resa di produzione nel canale Lazy Susan ($1.2 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$) è pari a 0.3 GBq per grammo di ferro naturale (5.8% di ^{54}Fe) e per ora di irraggiamento (11).

Fig. 1.2 - Schema semplificato di decadimento del radioisotopo ^{54}Mn .



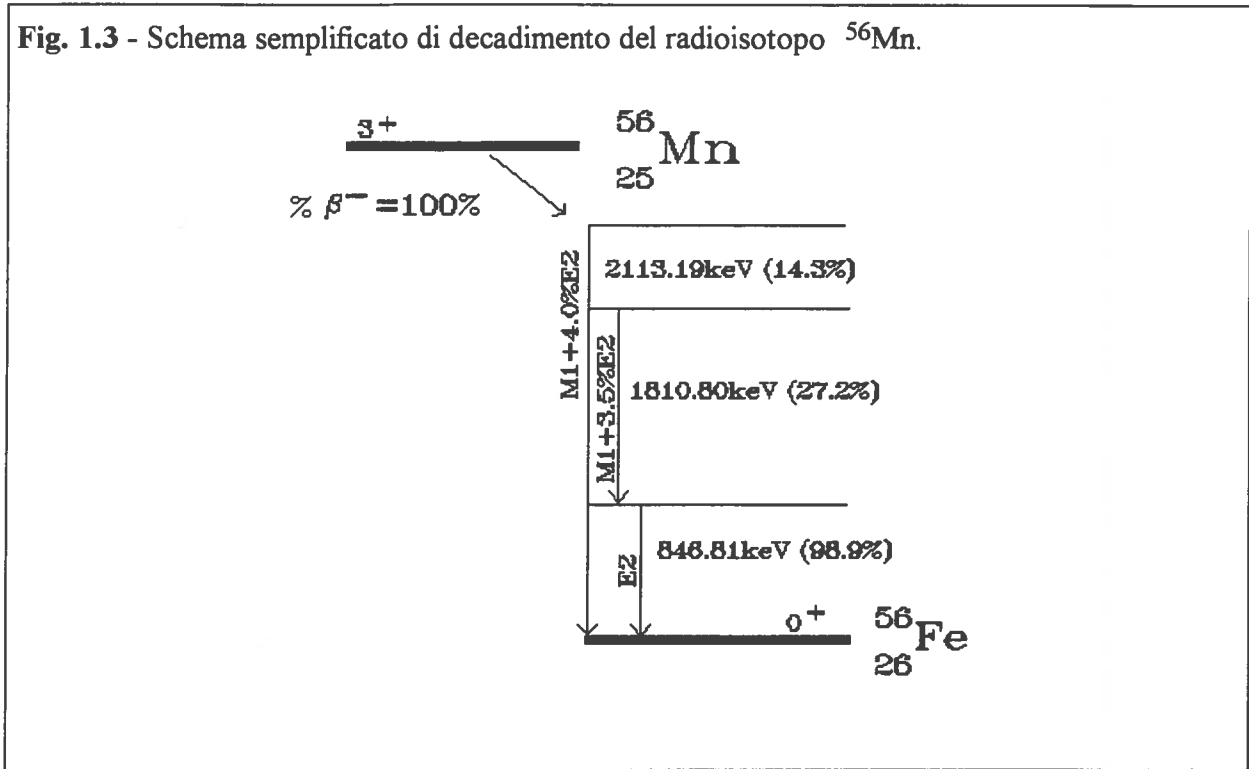
In alternativa, il ^{54}Mn può essere prodotto mediante reazioni (α, n) su ^{51}V o reazioni (p, xn) o (d, xn) su targhette di ^{53}Cr e ^{54}Cr . Altre reazioni, quali $^{59}\text{Co}(p, \alpha d)$, sono possibili, ma comunque dotate di sezioni d'urto molto più basse delle precedenti (12).

1.2.3. - Manganese-56

Il ^{56}Mn decade per emissione di β^- sull'isotopo stabile ^{56}Fe . Esso presenta tre righe di emissione γ , con abbondanza sufficientemente elevata (Fig. 1.3) (8). L'emissione più abbondante (98.9%), a 846.81 keV, non può essere risolta da quella del ^{52g}Mn neanche con un rivelatore al germanio; per l'identificazione del ^{56}Mn mediante spettrometria γ , in presenza di ^{52g}Mn , è quindi necessario usare una delle altre due (a 1810.80 keV, con abbondanza del 27.2%, o a 2113.19 keV, con abbondanza del 14.3%) ovvero tecniche di conteggio basate sul diverso tempo di dimezzamento.

Il ^{56}Mn viene, ad esempio, prodotto presso il reattore nucleare di Pavia, mediante la reazione di cattura radiativa $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$. Il tracciante ottenuto è in forma Carrier Added (CA), in quanto viene irraggiato un composto di manganese, quale ad esempio il cloruro di manganese (II), dal quale il radioisotopo non può essere separato chimicamente. La resa di produzione nel canale F di tale reattore ($4.5 \cdot 10^{12}$ n/cm² s) è pari a $7.3 \cdot 10^5$ GBq per grammo di manganese e per ora di irraggiamento (11). In queste condizioni, la massima attività specifica (ottenibile a saturazione) è pari a 2.7 GBq/ μg di manganese, corrispondente ad un fattore di diluizione isotopica pari a circa 300.

Fig. 1.3 - Schema semplificato di decadimento del radioisotopo ^{56}Mn .

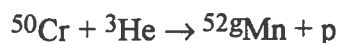
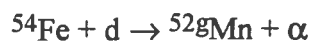
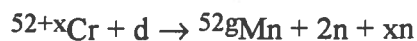
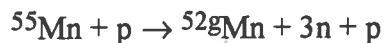
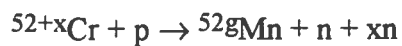


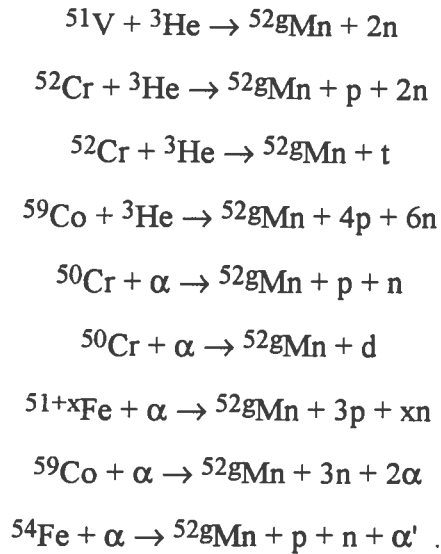
2. - PRODUZIONE DEL RADIOISOTOPO ^{52g}Mn : CONSIDERAZIONI TEORICHE

Nel presente capitolo, si fara' riferimento alle principali reazioni nucleari per la produzione del ^{52g}Mn mediante ioni leggeri (p, d, τ , α). Tra queste, verranno selezionate quelle utilizzando proiettili nel range di energie caratteristico di un ciclotrone compatto quale quello del CCR-Ispra, caratterizzato da un K (bending) pari a 38.

2.1. - Meccanismi di produzione del ^{52g}Mn

Il ^{52g}Mn puo' essere prodotto dal decadimento del ^{52}Fe (Fig. 1.1), nonche' mediante irraggiamento con ioni leggeri via le principali reazioni nucleari:





Per scegliere il metodo di produzione piu' consono allo scopo prefissato, e' necessario fare delle considerazioni preliminari:

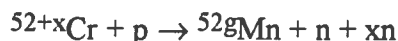
- il ${}^{52}\text{Fe}$ ($t_{1/2} = 8.27$ ore ⁽⁸⁾) decade, con una probabilita' del 100%, sul ${}^{52\text{m}}\text{Mn}$. Poiche', come si e' detto (vedi Fig. 1.1), la probabilita' di transizione isomerica $\text{m} \rightarrow \text{g}$ del ${}^{52}\text{Mn}$ e' pari solo all'1.75%, l'uso del primo radioisotopo come generatore non e' stato preso in considerazione;
- il ciclotrone Scanditronix MC-40 del CCR-Ispra, avendo un K pari a 38, e' in grado di accelerare fasci di protoni e particelle α fino a 38 MeV e deutoni fino a 19 MeV;
- in base alle considerazioni dell' **Allegato 1**, ci si aspetta che la sezione d'urto σ di una reazione nucleare con ioni leggeri assuma valori piu' elevati per $Z_r = 0$ e Z_p, M_p e M_r minimi, cioe' reazioni del tipo (p,xn) e (d,xn) ;
- come sara' mostrato nel seguito, lo yield di reazione cresce al diminuire dello stopping-power di p ; per particelle tipo protoni, deutoni e α , quest'ultimo e' proporzionale al quadrato della loro carica; in generale, quindi, i primi due forniscono yield piu' elevati rispetto a quelli prodotti con le α ;
- la potenza P [W] dissipata dal fascio nella targhetta e' legata a Z_p dalla relazione:

$$[1] \quad P = \frac{\Delta E}{Z_p} I$$

dove ΔE [MeV] e' la perdita di energia del fascio nella targhetta e I [μA] la corrente del fascio stesso; tale quantita' deve mantenersi entro valori opportuni, in modo che il bersaglio non subisca fenomeni di fusione od evaporazione ⁽¹³⁾;

- nel caso del ciclotrone impiegato per gli irraggiamenti, le sorgenti di protoni e deutoni si esauriscono in tempi molto più lunghi di quelle α , che risultano quindi economicamente svantaggiose.

In base alle precedenti osservazioni, le reazioni prese in considerazione sono:



In Tabella I sono riportati i valori delle energie a riposo di alcuni nuclei e particelle, calcolati sulla base dei dati numerici della bibliografia ⁽⁸⁾ e della seguente relazione:

$$[2] \quad 931.502 M_N = 931.502 (M_A - Zm_o) - \sum B_i$$

dove M_N = massa del nucleo [uma], M_A = massa atomica [uma], m_o = massa dell'elettrone [uma], Z = numero atomico e B_i = energia di legame [MeV] dell' i -esimo elettrone dell'atomo in considerazione.

La bibliografia citata riporta l' *eccesso di massa* Δ espresso in keV, cioè la quantità 931501.6 ($M_A - A$), dove A è il numero di massa considerato. Ne consegue che l'energia a riposo del nucleo espressa in MeV ($931.5016 M_N$ ⁽⁸⁾) è calcolabile tramite la relazione:

$$[3] \quad 931.502 M_N = 931.502 A + \Delta/1000 - 931.502 Zm_o - \sum B_i.$$

Comunque, nell'eseguire il calcolo di M_N si è trascurato il termine dovuto alle energie di legame degli elettroni. Bisogna osservare, tuttavia, che ciò non introduce un errore rilevante nel calcolo del Q delle reazioni (Tabella II) poiché atomi con Z adiacenti hanno valori di energie di legame molto prossimi, che nella differenza $M_X - M_Y$ praticamente si annullano.

2.2. - Yield di targhetta sottile

Si definisce *targhetta sottile* un bersaglio in cui la perdita di energia di un fascio (supposto monocromatico) che lo attraversa sia trascurabile rispetto all'energia iniziale (dell'ordine di qualche %).

Se si attiva una targhetta sottile di materiale monoisotopico, contenente dN_T atomi per unità di superficie [atomi/cm²] del nucleo bersaglio, con un fascio monocromatico di N_F particelle per unità di tempo [s⁻¹], il numero di nuclei radioattivi prodotti $d(dN_{RP})$ in un tempo dt [s] è dato dall'espressione:

$$[4] \quad d(dN_{RP}) = \sigma(E) N_F dN_T dt$$

dove $\sigma(E)$ [cm^2] e' la sezione d'urto per la reazione considerata all'energia E [MeV] del fascio incidente.

Indicata con λ [s^{-1}] la costante di decadimento del radioisotopo prodotto, il numero dN_R di nuclei radioattivi presenti nella targhetta sottile soddisfa l'equazione differenziale:

$$[5] \quad \frac{d(dN_R)}{dt} = \frac{d(dN_{RP})}{dt} - \lambda dN_R = \sigma(E) N_F dN_T - \lambda dN_R .$$

Integrando tale espressione tra $t=0$ e $t=\tau$, si ottiene il numero di nuclei radioattivi presenti nella targhetta sottile al tempo τ [s] di irraggiamento:

$$[6] \quad dN_R(\tau, E) = \frac{\sigma(E) N_F dN_T}{\lambda} (1 - e^{-\lambda\tau}).$$

L'attivita' della targhetta al tempo τ risulta espressa dalla relazione:

$$[7] \quad dA(\tau, E) = \lambda dN_R(\tau, E) = \sigma(E) N_F (1 - e^{-\lambda\tau}) dN_T$$

E' possibile esprimere dN_T come funzione della densita' ρ [g/cm^3] e dello spessore geometrico dx [cm] della targhetta tramite la relazione:

$$[8] \quad dN_T = \frac{\rho N_A dx}{PA}$$

dove PA = massa atomica della targhetta [g/mol] e N_A = numero di Avogadro = $6.0220 \cdot 10^{23}$ [atomi/mol].

Inoltre, N_F si puo' esprimere come funzione della corrente di fascio I :

$$[9] \quad N_F = \frac{N_{FTOT}}{\tau} = \frac{Q_{TOT}}{Ze \tau} = \frac{I \tau}{Ze \tau} = \frac{I}{Ze}$$

dove N_{FTOT} = numero di particelle del fascio, che fluiscono nel tempo τ , Q_{TOT} = carica totale del fascio accumulata nel tempo τ [C], Ze = carica di una particella del fascio [C] ed I = corrente di fascio [A], supposta costante nel tempo.

Sostituendo nella [7] le [8] e [9], si ricava:

$$[10] \quad dA(\tau, E) = \frac{\sigma(E) N_A I(1-e^{-\lambda\tau}) dS}{PA Ze}$$

o anche:

$$[11] \quad d\left(\frac{A(\tau, E)}{I}\right) = \frac{\sigma(E) N_A (1-e^{-\lambda\tau}) dS}{PA Ze}$$

dove $dS = \rho dx$ = spessore massico della targhetta [g/cm²].

Si definisce *yield di targhetta sottile* la quantita':

$$[12] \quad Y(E) \equiv \frac{d}{d\tau} \left[\frac{d}{dE} \left(\frac{A(\tau, E)}{I} \right) \right]_{\tau=0} =$$

$$[13] \quad = \frac{d}{d\tau} \left[\frac{\sigma(E) N_A (1-e^{-\lambda\tau})}{PA Ze \left(\frac{dE}{dS}(E) \right)} \right]_{\tau=0} =$$

$$[14] \quad = \frac{\sigma(E) N_A \lambda}{PA Ze \left(\frac{dE}{dS}(E) \right)}$$

dove E = energia del fascio [MeV] e $\frac{dE}{dS}$ = stopping-power massico [MeV cm²/g].

Nel caso in cui la targhetta sia costituita da una miscela di isotopi, la sezione d'urto da impiegarsi nelle equazioni precedenti e' la somma pesata sulle frazioni isotopiche f_i delle sezioni d'urto $\sigma_i(E)$ [cm²] dei singoli componenti della miscela:

$$[15] \quad \sigma(E) = \sum_i f_i \sigma_i(E).$$

Viceversa, sono assolutamente trascurabili le differenze negli stopping-power delle particelle nei vari isotopi dello stesso elemento.

Si noti che nelle equazioni [6], [7], [10], [11] e [13], il termine $(1-e^{-\lambda\tau})$ e' approssimabile a $\lambda\tau$ ogni qualvolta la durata dell'irraggiamento τ risulti trascurabile rispetto al $t_{1/2}$ del radionuclide prodotto.

Le usuali unita' di misura di Y sono il MBq/C MeV e il $\mu\text{Ci}/\mu\text{Ah}$ MeV, legate tra loro dalla relazione:

$$1 \mu\text{Ci}/\mu\text{Ah MeV} \equiv 37000/3600 \text{ MBq/C MeV}$$

nella quale il μAh e' da intendersi come una carica pari a 3600 μC raccolta "istantaneamente" sul bersaglio.

2.3. - Yield di targhetta spessa

Si definisce *yield di targhetta spessa* la quantita':

$$[16] \quad Y(E, \Delta E) \equiv \int_{E-\Delta E}^E Y(\epsilon) d\epsilon$$

dove $Y(\epsilon)$ = yield di targhetta sottile [MBq/C MeV] all'energia ϵ , E = energia del fascio incidente sulla targhetta [MeV] ed $E-\Delta E$ = energia media del fascio uscente dalla targhetta [MeV]. Per quest'ultima quantita', e' necessario considerare il valore medio, in quanto il fascio utilizzato ha ancor prima di giungere al bersaglio, uno *spread energetico*, il quale viene ulteriormente incrementato nell'attraversamento della targhetta stessa (*energy straggling*).

Sostituendo nell'espressione di Y quella di Y ricavata dalla [14], si ottiene:

$$[17] \quad Y(E, \Delta E) = \frac{\lambda N_A}{PA Ze} \int_{E-\Delta E}^E \frac{\sigma(\epsilon)}{SP(\epsilon)} d\epsilon$$

dove $SP = \frac{dE}{dS}$ [MeV cm²/g].

Le convenzionali unita' di misura per Y sono il MBq/C e il $\mu\text{Ci}/\mu\text{Ah}$, legate tra loro dalla relazione:

$$1 \mu\text{Ci}/\mu\text{Ah} \equiv 37000/3600 \text{ MBq/C.}$$

Per il calcolo esplicito dello yield di targhetta spessa e' necessario, fissati lo spessore massico ΔS [g/cm²] e l'energia delle particelle incidenti E [MeV], determinare l'energia media del fascio $E-\Delta E$ [MeV] in uscita dalla targhetta. Questa operazione puo' essere eseguita avendo a disposizione tabelle o relazioni analitiche che forniscano i range delle particelle del fascio nel materiale di cui e' costituita la targhetta, in funzione dell'energia E . Infatti, indicati con R_{inc} e R_{out} i range [g/cm²] corrispondenti alle energie E ed $E-\Delta E$, sussiste la relazione:

$$[18] \quad R_{\text{out}} = R_{\text{inc}} - \Delta S.$$

Viceversa, fissati E e ΔE , e' possibile determinare lo spessore massico ΔS attraversato dal fascio. Si puo' quindi costruire una famiglia di curve che riportino Y in funzione di E e ΔE . Tali grafici consentono di determinare i parametri di irraggiamento per l'ottimizzazione di Y .

2.4. - Attivita' della targhetta irraggiata

L'attivita' della targhetta irraggiata puo' essere espressa in funzione dello yield di reazione.

Per una targhetta sottile, le due grandezze sono legate dall'equazione differenziale:

$$[19] \quad \frac{d(dA)}{dt} = Y(E) I dE - \lambda dA.$$

Quest'ultima si ottiene dalle [5], [8] e [9] tenendo presente che $dA = \lambda dN_R$:

$$[20] \quad \lambda \frac{d(dN_R)}{dt} = \lambda \left(\sigma(E) \frac{I}{Ze} \frac{N_A dS}{PA} - d(\lambda N_R) \right)$$

da cui:

$$[21] \quad \frac{d(\lambda dN_R)}{dt} = \lambda \left(\sigma(E) \frac{I}{Ze} \frac{N_A dS}{PA} - d(\lambda N_R) \right).$$

Essa, integrata tra $t=0$ e $t=\tau$, fornisce l'espressione per l'attivita' dopo un tempo τ di irraggiamento di una targhetta sottile, in cui la perdita di energia delle particelle e' dE :

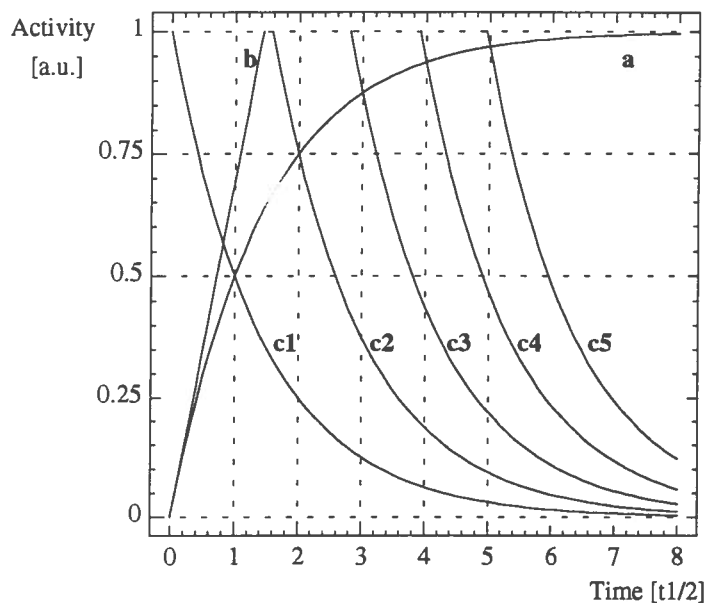
$$[22] \quad dA(\tau, E) = \frac{Y(E) I}{\lambda} (1 - e^{-\lambda\tau}) dE.$$

Indicato con t il tempo, misurato a partire dall'inizio dell'irraggiamento ($\tau=0$), in cui il radioisotopo viene utilizzato, l'attivita' in tale istante e' data dalla espressione:

$$[23] \quad dA(\tau, t, E) = \frac{Y(E) I}{\lambda} (1 - e^{-\lambda\tau}) e^{-\lambda(t-\tau)} dE.$$

Un tipico andamento dell'attivita', riferito ad un radioisotopo con tempo di dimezzamento generico $t_{1/2}$ irraggiato per $\tau = t_{1/2}, 2 t_{1/2}, 3t_{1/2}, \dots, nt_{1/2}$ in funzione del tempo, e' rappresentato in Fig. 2.1.

Fig. 2.1 - Attivita' prodotta di un generico radioisotopo in funzione del tempo di irraggiamento e del tempo di attesa trascorso dalla fine dell'irraggiamento in unita' di $t_{1/2}$.



a: Curva di accrescimento dell'attivita' del radionuclide.

b: Tangente nell'origine alla curva di accrescimento dell'attivita' del radionuclide, la cui pendenza e' il prodotto dello yield per la corrente di fascio. Nell'esempio rappresenteto tale prodotto e' stato scelto pari a λ .

cn: Curve di decadimento del radionuclide per tempi di irraggiamento pari a $n t_{1/2}$.

Per ottenere la stessa grandezza nel caso di una targhetta spessa, e' sufficiente integrare la [23] tra E ed $E - \Delta E$:

$$[24] \quad A(E, \Delta E, t, \tau) = \frac{Y(E, \Delta E)I}{\lambda} (1 - e^{-\lambda\tau}) e^{-\lambda(t-\tau)}.$$

3. - PRODUZIONE DEL RADIOISOTOPO ^{52}gMn : ASPETTI SPERIMENTALI

3.1. - Funzioni d'eccitazione per le reazioni $^{\text{nat}}\text{Cr}(p,xn)^{52}\text{gMn}$ e $^{\text{nat}}\text{Cr}(d,xn)^{52}\text{gMn}$

Per le funzioni d'eccitazione delle reazioni considerate si e' fatto riferimento ai dati sperimentali tratti dalla letteratura (14). Questi ultimi risultano essere i piu' recenti e completi e comunque in buon accordo con i precedenti di altri autori (15, 16, 17, 18).

Le misure delle funzioni d'eccitazione sono state eseguite dagli autori irraggiando con protoni e deutoni targhetta di cromo di composizione isotopica naturale (4.345% di ^{50}Cr , 83.789% di

^{52}Cr , 9.501% di ^{53}Cr , 2.365% di ^{54}Cr). Tali targhette erano state ottenute evaporando il cromo su fogli di alluminio di spessore geometrico 25 μm e diametro 2.5 cm. Lo spessore ottenuto era compreso tra 1.2 e 6.0 mg/cm^2 . L'incertezza dovuta a gradienti di spessore era inferiore al 2%. L'irraggiamento e' stato compiuto mediante ciclotrone, calibrato in energia con una accuratezza di ± 20 keV, la cui corrente di fascio e' stata misurata con la precisione dello 0.01%.

Al fine di determinare la sezione d'urto $\sigma(m)$ del livello metastabile sono stati compiuti degli irraggiamenti di durata trascurabile rispetto al $t_{1/2}$ di tale livello (1-2 minuti), seguiti da una serie di misure di spettrometria γ di 10 minuti ciascuna. Tali misure sono state eseguite con un rivelatore al germanio, accuratamente calibrato in efficienza ed energia, a partire da 10.0 min dopo l'attivazione. Questo breve periodo di attesa ha consentito il decadimento degli isotopi a vita media ultra-breve formati nel bersaglio. Successivamente, le targhette sono state nuovamente irraggiate, per un periodo di tempo piu' lungo, e risottoposte a spettrometria γ . Questa seconda serie di misure ha permesso la determinazione della **sezione d'urto totale** (o apparente) $\sigma(ga)$ relativa allo stato fondamentale nel caso della miscela isotopica naturale del cromo. In tale valore e' incluso il piccolo contributo dovuto al decadimento dello stato metastabile nello stato fondamentale, che incrementa la sezione d'urto $\sigma(g)$ di quest'ultimo di un fattore $f \lambda_m / (\lambda_m - \lambda_g)$, dove $f = 0.0175$ e' la probabilita' di transizione isomerica tra i due stati, $\lambda_m = 5.475 \cdot 10^{-4}$ s e' la costante di decadimento dello stato metastabile e $\lambda_g = 1.435 \cdot 10^{-6}$ s quella dello stato fondamentale:

$$[25] \quad \sigma(ga) = \sigma(g) + \left[\frac{f \lambda_m}{(\lambda_m - \lambda_g)} \right] \sigma(m) = \sigma(g) + 0.0176 \sigma(m).$$

Ai fini pratici, per la produzione di ^{52}gMn vengono compiuti irraggiamenti di durata molto superiore al tempo di dimezzamento del livello metastabile; quindi, la sezione d'urto totale $\sigma(ga)$ e' la grandezza da utilizzare per il calcolo degli yield di produzione di tale radioisotopo.

Nelle Tabelle III e IV sono riportati i valori sperimentali delle sezioni d'urto totali dello stato fondamentale $\sigma(ga)$ per le reazioni nucleari $^{nat}\text{Cr}(p,xn)^{52}\text{gMn}$ e $^{nat}\text{Cr}(d,xn)^{52}\text{gMn}$. Tali sezioni d'urto sono state da noi fittate con il programma TABLECURVE, v.2.12 dell'AINN Software, e i risultati sono riportati nell'Figg. 3.1 e 3.2. I fit ottenuti consistono in elaborazioni puramente numeriche, non legate ad alcun modello teorico di reazione.

3.2. - Range e stopping-power per protoni e deutoni nel cromo

Le Tabelle V e VI riportano i valori dei range e degli stopping-power massici per protoni e deutoni in cromo, in funzione dell'energia incidente E. Tali valori sono stati calcolati per

Fig. 3.1 - Fit per la funzione d'eccitazione (σ in mb, E in MeV) delle reazioni ${}^{nat}\text{Cr}(p, xn){}^{52}\text{gMn}$, ottenuto mediante il programma TABLECURVE:

$$\sigma(E) = a + bE^3 + cf(E)$$

$$a = -9.7475415 \quad b = 0.00075804285 \quad c = 132.7225 \quad f(E) = \exp\left[-\frac{\ln\left(\frac{E}{13.2476433}\right)^2}{2(0.349634275)^2}\right]$$

$$r^2 = 0.999553969$$

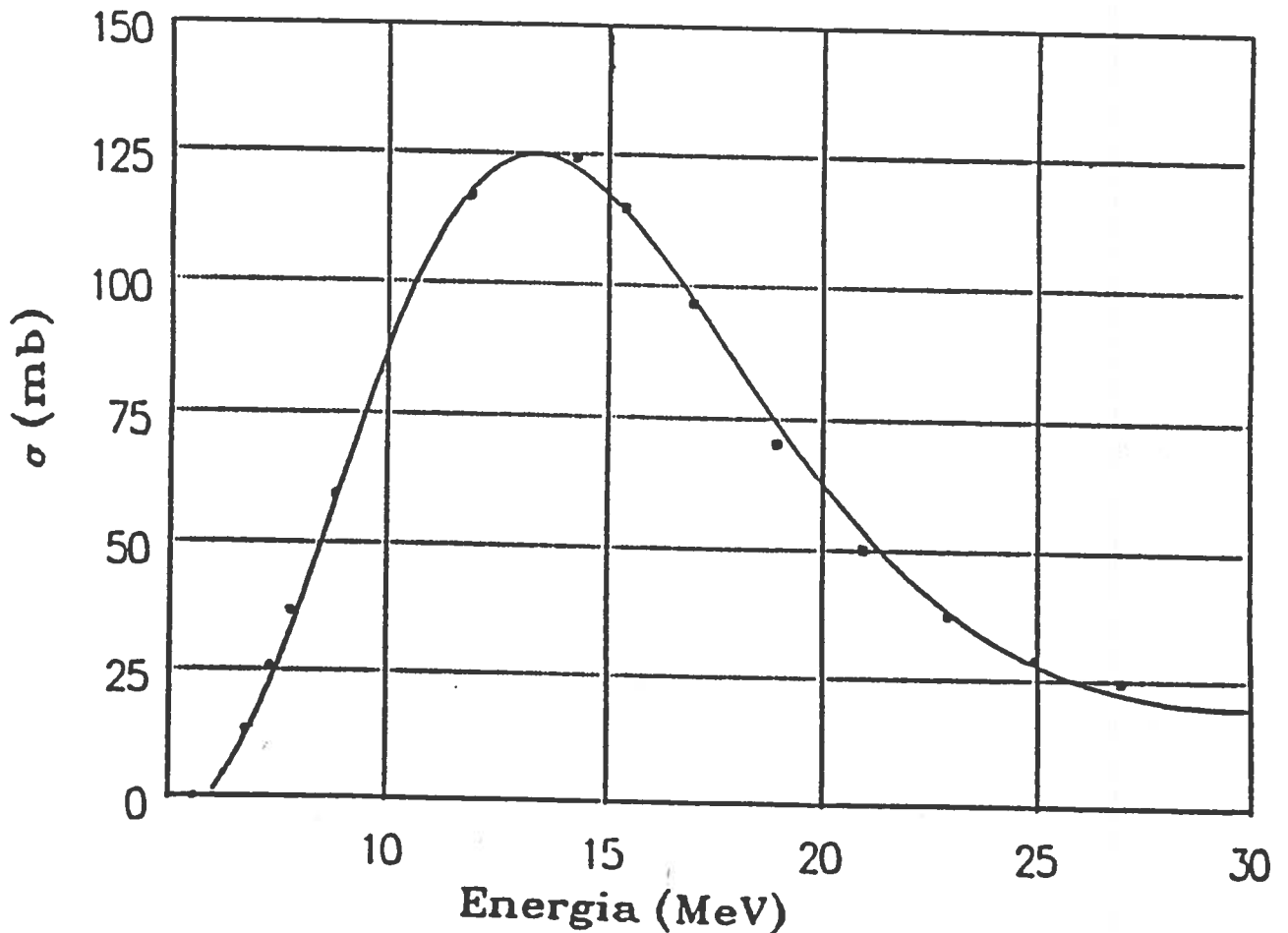
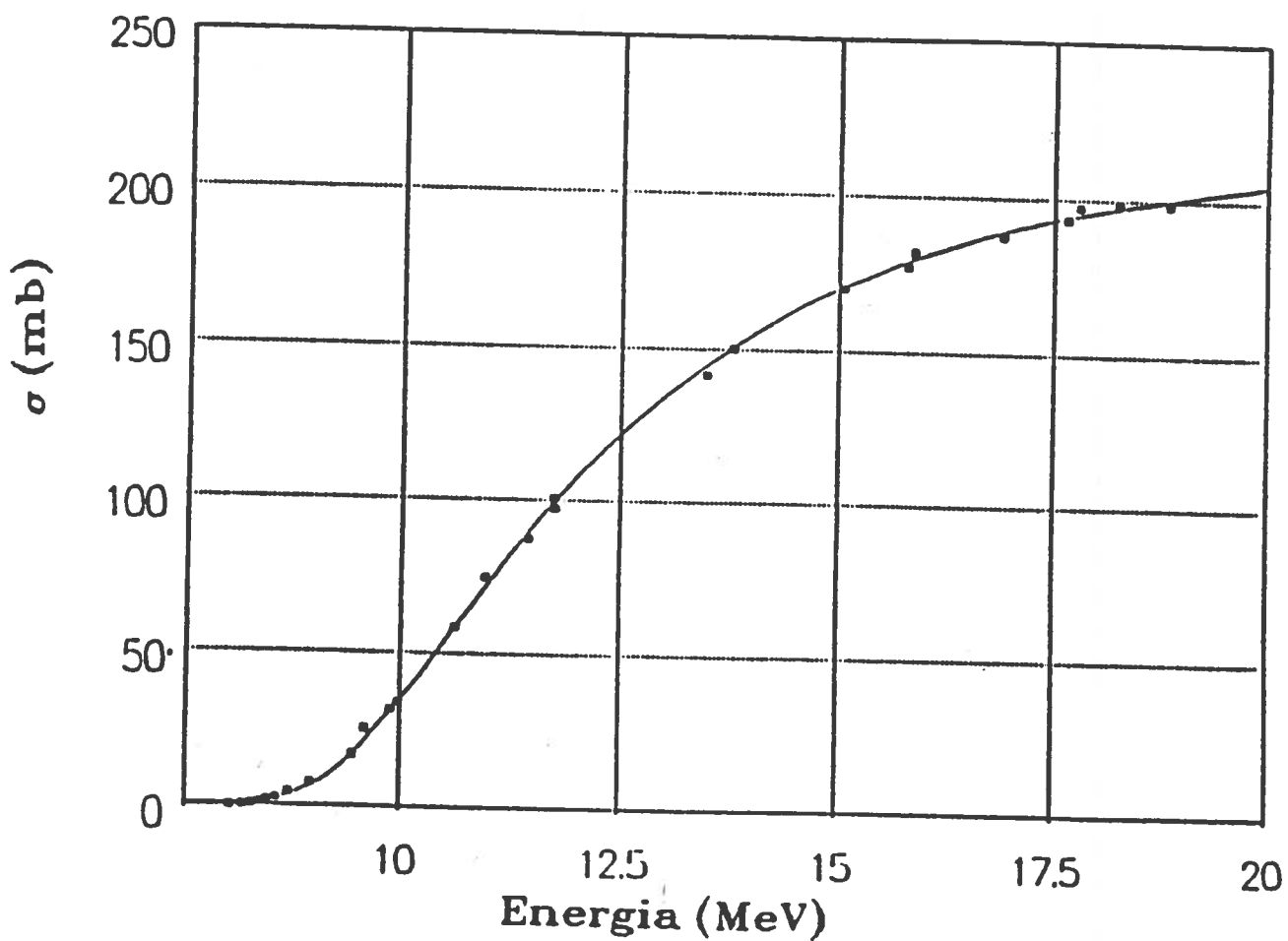


Fig. 3.2 - Fit per la funzione d'eccitazione (σ in mb, E in MeV) delle reazioni ${}^{nat}\text{Cr}(d,xn){}^{52}\text{Mn}$, ottenuto mediante il programma TABLECURVE:

$$\sigma(E) = \frac{a + cE + eE^2}{1 + bE + dE^2}$$

$$a = 13.508642 \quad b = -0.22714036 \quad c = -3.4698628 \quad d = 0.014726269 \quad e = 0.22372244$$

$$r^2 = 0.999553969$$



interpolazione lineare da quelli tabulati da C.F. Williamson per protoni e deutoni in vanadio ($Z=23$) e ferro ($Z=26$) ⁽¹⁹⁾. Le relazioni utilizzate sono:

$$[26] \quad R_{Cr} = R_V + \frac{R_{Fe} - R_V}{3}$$

$$[27] \quad SP_{Cr} = SP_V + \frac{SP_{Fe} - SP_V}{3}$$

dove R_X e SP_X sono rispettivamente il range e lo stopping-power massico nel mezzo X. Questi valori sono stati poi fittati con il medesimo programma TABLECURVE, e i risultati sono riportati nell' **Allegato 2**. E' opportuno ricordare che l'autore citato riporta valori di stopping-power massici calcolati per via teorica, ottenuti essenzialmente dalla formula di Bethe-Bloch ⁽²⁰⁾. Altri, come J.F. Ziegler ⁽²¹⁾, propongono modifiche di quest' ultima ricavate da fit di dati sperimentali (**Allegato 2** e Tabella VII); altri ancora, come J.F. Janni ⁽²²⁾, riportano dati ottenuti teoricamente apportando tutte le correzioni necessarie alla formula semiclassica (**Allegato 2** e Tabella VIII).

I range delle particelle per una certa energia incidente E possono essere ottenuti mediante la formula:

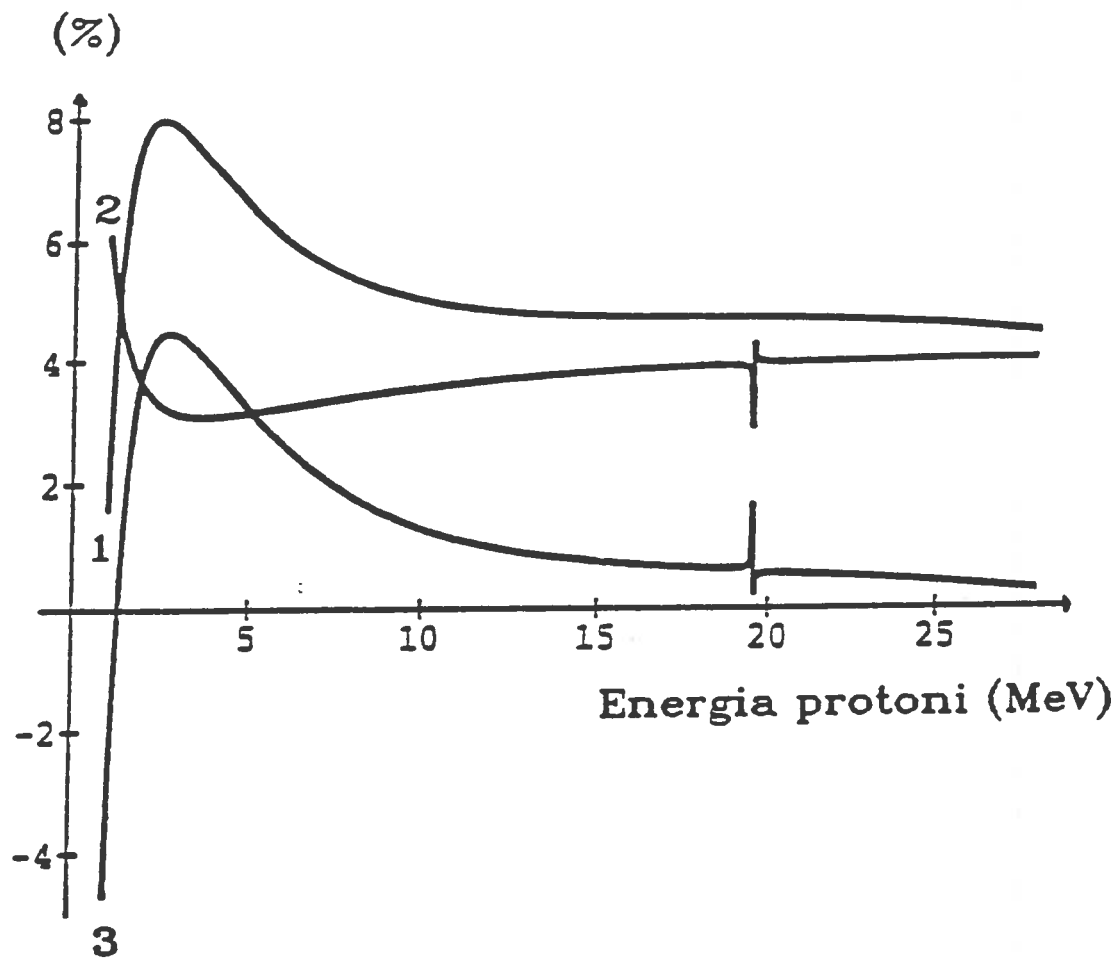
$$[28] \quad R(E) = \int_{E_{lim}}^E \frac{1}{SP(\epsilon)} d\epsilon$$

dove E_{lim} e' circa uguale a zero. La necessita' di introdurre tale limite deriva dal fatto che C.F. Williamson e J.F. Janni non definiscono $SP(0)$; viceversa, J.F. Ziegler impone $SP(0)=0$. In entrambi i casi, comunque, non e' possibile inserire $SP(0)$ nell'espressione del range. In **Allegato 2** sono riportate le espressioni analitiche dei range in funzione dell'energia, ottenute mediante fit dei range tabulati per C.F. Williamson e J.F. Janni, e calcolati mediante la [28] con il metodo dei trapezi per J.F. Ziegler. I dati di J.F. Ziegler e J.F. Janni relativi ai deutoni non sono disponibili.

In Fig. 3.3 sono riportate la differenze percentuali tra i fit degli stopping-power massici dei protoni in cromo dei tre autori e, come si puo' notare, i risultati, in certi intervalli energetici, risultano differire fino all' 8%.

In seguito, comunque, si utilizzeranno i valori di C.F. Williamson per un confronto diretto tra gli yield delle reazioni con deutoni e protoni, ma verranno riportati anche i valori per questi ultimi ottenuti con i dati di J.F. Ziegler e J.F. Janni.

Fig. 3.3 -Differenze percentuali tra gli stopping-power massici di protoni in cromo dei tre autori. Il grafico e' stato ottenuto con il programma MATHEMATICA.



- 1: $\frac{SP(\text{Ziegler}) - SP(\text{Janni})}{SP(\text{Janni})} \%$
- 2: $\frac{SP(\text{Ziegler}) - SP(\text{Williamson})}{SP(\text{Ziegler})} \%$
- 3: $\frac{SP(\text{Williamson}) - SP(\text{Janni})}{SP(\text{Janni})} \%$

3.3. - Calcolo degli yield di targhetta sottile e spessa per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(p,xn)^{52}\text{gMn}$ e $^{nat}\text{Cr}(d,xn)^{52}\text{gMn}$

Considerando le formule delle sezioni d'urto totali $\sigma(\text{ga})$ e degli stopping-power massici SP fornite dai fit, e il valore della costante di decadimento dello stato fondamentale del ^{52}Mn , $\lambda = 1.435 \cdot 10^{-6}$ s, e' possibile calcolare, in base alla relazione [14], gli yield di targhetta sottile per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(p,xn)^{52}\text{gMn}$ e $^{nat}\text{Cr}(d,xn)^{52}\text{gMn}$.

I risultati sono stati ottenuti ponendo $Z = 1$, $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ [C], $PA = 51.996$ [g/mol] e sono riportati nelle Figg. 3.4 e 3.5 e nelle Tabelle IX, X, XI e XII. Non vengono riportate le figure relative agli yield di targhetta sottile calcolati con gli stopping-power di J.F. Janni e J.F. Ziegler, in quanto sostanzialmente indistingubili da quelle ottenute con i dati di C.F. Williamson.

Gli yield di targhetta spessa sono stati ottenuti mediante la [17] per integrazione degli yield di targhetta sottile con il metodo dei trapezi a step di 0.25 MeV. Le Tabelle XIII, XIV, XV e XVI riportano i risultati per alcuni valori di ΔE . Come si vede da tali tabelle, gli yield di targhetta spessa calcolati con i fit dello stopping-power massico di C.F. Williamson e J.F. Janni differiscono molto poco tra loro, mentre quelli calcolati con la formula di J.F. Ziegler si discostano dai precedenti fino al 5% circa, nella zona di energie di interesse.

Nelle Figg. 3.6 e 3.7 sono rappresentate le famiglie di curve dello yield di targhetta spessa, in funzione delle coppie (E, ΔE). Non vengono riportate le figure relative agli yield di targhetta spessa calcolati con gli stopping-power di J.F. Janni e J.F. Ziegler, in quanto sostanzialmente indistingubili da quelle ottenute con i dati di C.F. Williamson. Come si puo' osservare dai grafici, per ogni ΔE esiste una E che massimizza tale funzione. Con il procedimento spiegato nel par. 2.3, e' possibile poi ricavare lo spessore ΔS corrispondente alle coppie (E, ΔE) ottimali. I risultati sono riportati nelle Tabelle XVII, XVIII, XIX e XX.

Sono stati infine eseguiti dei fit dell'energia del fascio incidente E ottimale e del relativo yield massimo in funzione di ΔS e in **Allegato 2** sono riportati i risultati.

3.4. - Scelta dei parametri di irraggiamento per l'ottimizzazione dello yield di reazione

Dai risultati del par. 3.3, si deduce che la reazione con protoni da' yield piu' elevati. Per la scelta dell'energia incidente del fascio e' sufficiente, una volta fissato lo spessore massico della targhetta, utilizzare gli ultimi fit riportati (**Allegato 2**).

La corrente di fascio I puo' essere scelta a piacimento, tenendo comunque presente il problema della potenza P dissipata nella targhetta (vedi [1], par. 2.1). Poiche' l'attivita' di quest'ultima puo' essere incrementata aumentando il prodotto $I \tau$, e' preferibile prolungare il tempo di irraggiamento τ (non legato a P) e limitare I, compatibilmente con le esigenze operative del laboratorio di produzione.

Fig. 3.4 - Yield di targetta sottile [MBq/C MeV] per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(p,xn)^{52}\text{gMn}$, ottenuto con lo stopping-power massico di C.F. Williamson. Il grafico e' stato eseguito con il programma STATGRAPHICS.

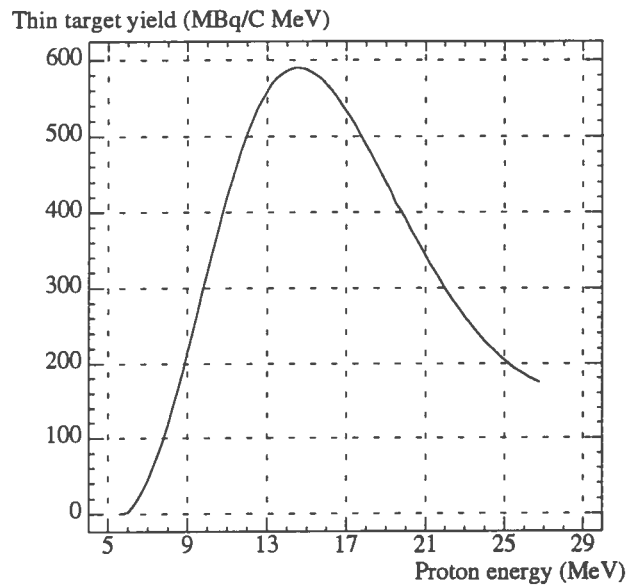


Fig. 3.5 - Yield di targetta sottile [MBq/C MeV] per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(d,xn)^{52}\text{gMn}$, ottenuto con lo stopping-power massico di C.F. Williamson. Il grafico e' stato eseguito con il programma STATGRAPHICS.

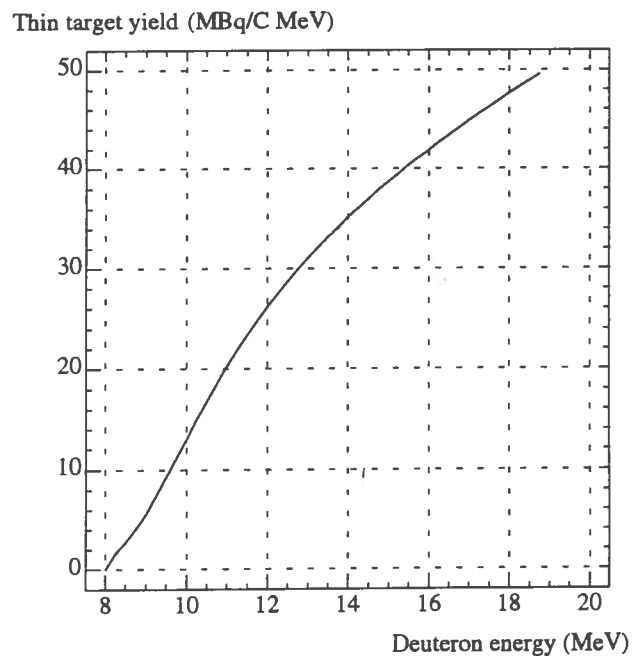


Fig. 3.6 - Yield di targhetta spessa [GBq/C] per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(p,xn)^{52}\text{Mn}$, ottenuto con lo stopping-power massico di C.F. Williamson. Il grafico e' stato eseguito con il programma STATGRAPHICS.

Thick target yield (GBq/C)

Energy loss [MeV]

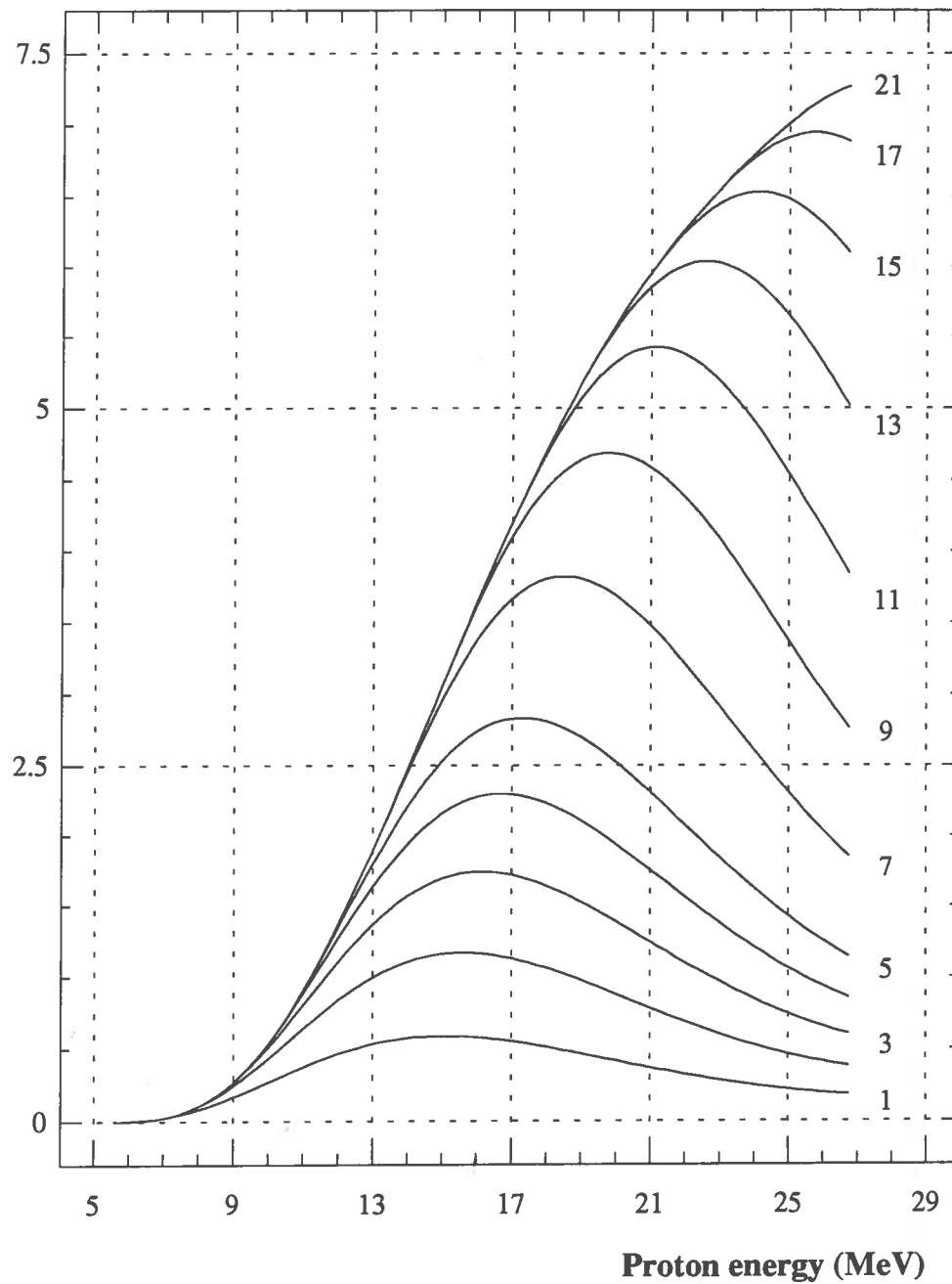
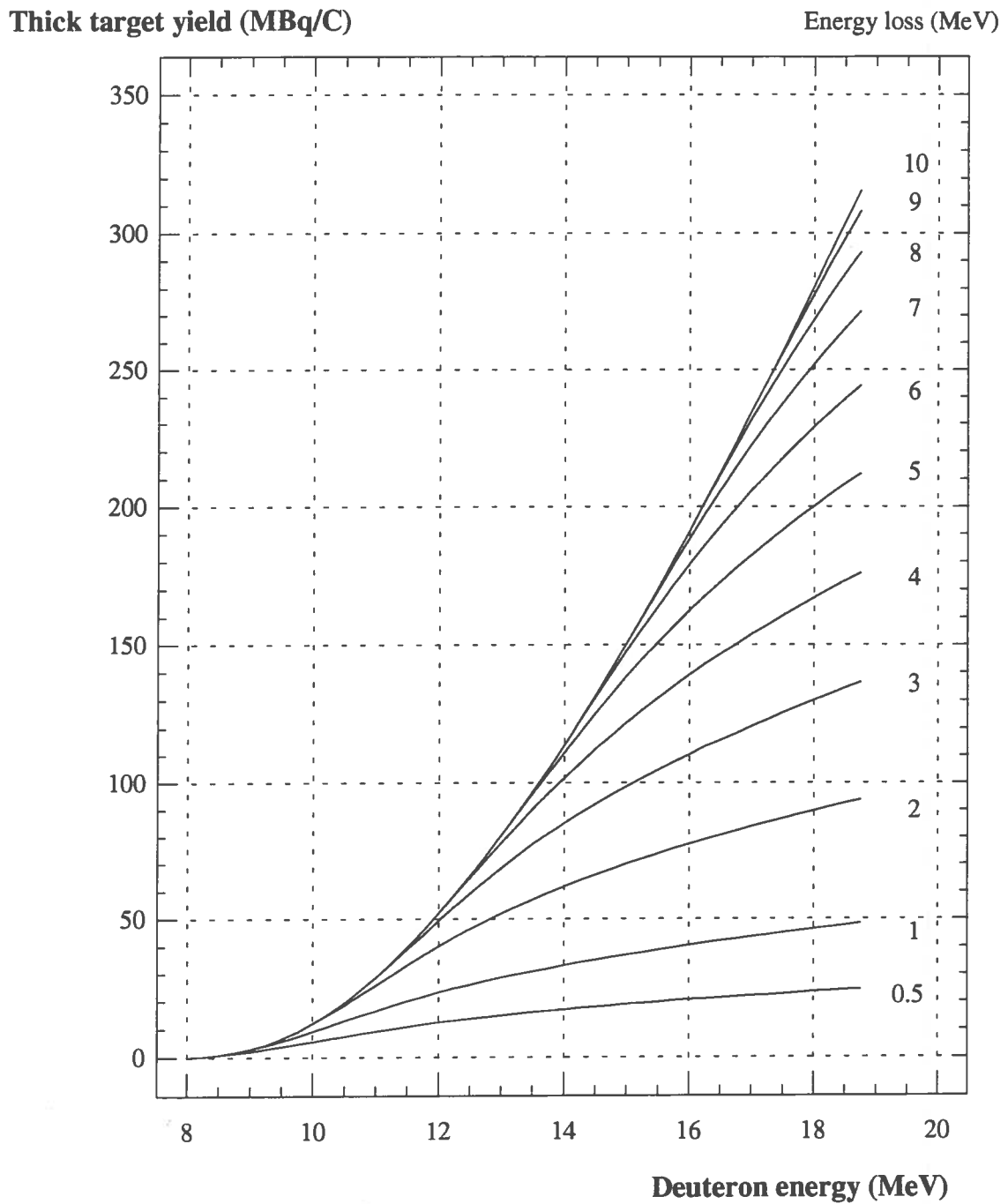


Fig. 3.7 - Yield di targhetta spessa [MBq/C] per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(d,xn)^{52}\text{gMn}$, ottenuto con lo stopping-power massico di C.F. Williamson. Il grafico e' stato eseguito con il programma STATGRAPHICS.



3.5. - Verifica delle previsioni teoriche mediante irraggiamento in ciclotrone

Al fine di verificare le previsioni teoriche relative allo yield di targhetta spessa per le reazioni ${}^{\text{nat}}\text{Cr}(p,xn){}^{52}\text{gMn}$, sono state irraggiate con protoni tre targhette di cromo metallico di composizione isotopica naturale, le cui caratteristiche sono riportate in Tabella XXI. L'attività di ${}^{52}\text{gMn}$ indotta da tali irraggiamenti, i cui parametri sono elencati in Tabella XXII, è stata determinata mediante spettrometria γ fuori linea ed ha fornito risultati sperimentali in accordo entro il 20% con le previsioni teoriche. L'analisi degli spettri γ al termine degli irraggiamenti ha mostrato anche la presenza del radioisotopo ${}^{54}\text{Mn}$, con attività pari a circa lo 0.3% rispetto al ${}^{52}\text{gMn}$. Tale radioisotopo è stato prodotto mediante reazione ${}^{54}\text{Cr}(p,n)$, che non può essere eliminata utilizzando targhette di composizione isotopica naturale, di cui il ${}^{54}\text{Cr}$ costituisce il 2.36%. È stata infine evidenziata la presenza del radioisotopo ${}^{51}\text{Cr}$, prodotto sia da reazioni dirette ${}^{\text{nat}}\text{Cr}(p,pxn)$ che dal decadimento del radionuclide a vita breve ${}^{51}\text{Mn}$.

Le prime due targhette, di spessore nominale 0.1 mm (Goodfellow Metals, UK), sono state inoltre utilizzate per la messa a punto di una separazione radiochimica del ${}^{52}\text{gMn}$ dal cromo (24,25).

La terza targhetta, di spessore 0.35 mm, è stata utilizzata per la preparazione di 2 mCi (74 MBq) del radiotracciante, con il quale sono stati compiuti studi di neurotossicologia su colture cellulari in collaborazione con l'Istituto dell'Ambiente del CCR-Ispra (9).

4. - CONCLUSIONI

L'esistenza dei due radiotraccianti di manganese, il ${}^{54}\text{Mn}$ e il ${}^{56}\text{Mn}$, permette il compimento di esperimenti di doppia marcatura a breve e medio termine su colture cellulari, al fine di valutare la neurotossicità del manganese. La disponibilità di un terzo radiotracciante di manganese, il ${}^{52}\text{gMn}$, rivelabile contemporaneamente agli altri due radioisotopi sopra menzionati mediante spettrometria γ ad alta risoluzione, permette di studiare, mediante tecniche di tripla marcatura, il movimento intracellulare di tale elemento conseguente a ripetute esposizioni discontinue, che in qualche modo simulerebbero la situazione reale. Da qui, è nato lo stimolo per studiare la produzione di ${}^{52}\text{gMn}$ mediante ciclotrone.

A tal fine, sono stati ottimizzati i parametri di produzione del ${}^{52}\text{gMn}$, mediante l'analisi critica dei dati presenti in letteratura, riguardanti le funzioni d'eccitazione delle reazioni ${}^{\text{nat}}\text{Cr}(p,xn)$ e ${}^{\text{nat}}\text{Cr}(d,xn)$. Gli yield di targhetta spessa delle reazioni indotte da protoni sono risultati più elevati. È interessante notare come la verifica sperimentale delle previsioni dello yield sia in ragionevole accordo con i dati teorici. Per quanto riguarda tali reazioni nucleari, sono state costruite delle famiglie di curve di yield di targhetta spessa, mediante elaborazione numerica dei dati di sezioni d'urto reperiti in letteratura. Tali famiglie di curve presentano dei luoghi di massimi, che sono stati utilizzati per gli irraggiamenti delle targhette di cromo. Il risultato più

utile, dal punto di vista operativo, e' stato l'ottenimento di una relazione analitica tra lo spessore massico delle targhette di cromo e l'energia ottimale del fascio.

E' stato quindi possibile produrre mediante irraggiamento in ciclotrone attività di ^{52}gMn dell'ordine di 2 mCi (74 MBq), come richiesto dalle indagini sperimentali in sistemi biologici.

ALLEGATO 1

Considerata la reazione ${}^A_Z\text{X} + p \rightarrow {}^{A'}_{Z'}\text{Y} + r$, dove ${}^A_Z\text{X}$ e ${}^{A'}_{Z'}\text{Y}$ sono i nuclei bersaglio e residuo, p il proiettile e r l'insieme delle restanti particelle emesse nella reazione, si definisce *tonalita' termica* Q [MeV] la quantita' (23):

$$Q = 931.5016 (M_X + M_p - M_Y - M_r)$$

dove M_X , M_p , M_Y , M_r sono le masse di X, p , Y e r rispettivamente (esprese in uma). Per le reazioni il cui Q e' negativo (reazioni endoenergetiche), esiste una energia cinetica di soglia E_S della particella p , al di sotto della quale la reazione stessa non puo' avvenire. E_S , nel sistema di laboratorio, e' legata a Q dalla espressione:

$$E_S \approx -Q \left(\frac{M_Y + M_r}{M_Y + M_r - M_p} \right)$$

Poiche' $M_X + M_p \approx M_Y + M_r$, quest'ultima espressione puo' essere semplificata in:

$$E_S \approx -Q \left(\frac{M_X + M_p}{M_X} \right)$$

Nel caso in cui p o r siano particelle cariche, bisogna considerare anche la barriera coulombiana che esse devono superare, rispettivamente per "entrare" nel nucleo bersaglio e per "uscire" dal nucleo prodotto. L'ampiezza BC_a di tale barriera e' data dalla relazione:

$$BC_a \cong \frac{M_a + M_N}{M_N} \frac{Z_a Z_N}{A_a^{1/3} + A_N^{1/3}}$$

dove M_a e M_N sono le masse della particella incidente (uscente) e del nucleo bersaglio (prodotto), A_a e A_N i numeri di massa corrispondenti e Z_a e Z_N i relativi numeri atomici. Le relazioni che sussistono tra E_S , BC_p , BC_r e l'energia della particella incidente E_p si riflettono sull'andamento della sezione d'urto σ della reazione in funzione di E_p (funzione d'eccitazione).

In generale:

- se $Z_r = 0$ ed $E_S \leq BC_p$, i valori di σ per $E_S \leq E_p \leq BC_p$ sono molto piccoli rispetto all'ampiezza massima di σ e si dice che la reazione avviene sottobarriera;
- se $Z_r = 0$ ed $E_S > BC_p$, σ cresce molto rapidamente per energie E_p di poco superiori a E_S ;
- se $Z_r \neq 0$, $BC_r \neq 0$ ed σ presenta un andamento analogo a quello del primo caso, con i valori piu' piccoli nell'intervallo energetico da E_S a $E_S + BC_r$.

ALLEGATO 2

Nel presente allegato sono riportati i fit ed i relativi parametri statistici degli stopping-power massici e range di protoni e deutoni in cromo naturale, ottenuti per elaborazione numerica dei dati di C.F. Williamson, J.F. Janni e J.F. Ziegler. Inoltre, sono riportati i fit per gli yield di targhetta spessa e le energie ottimali, ottenuti per elaborazione numerica dei dati di sezioni d'urto delle reazioni (p,xn) e (d,xn) su cromo naturale di H.I. West ⁽¹⁴⁾.

Stopping-power massico [MeV g/cm²], in funzione di E [MeV], dei **protoni** in cromo secondo:

C.F. Williamson

$$SP(E) = \frac{a + cE + eE^2 + gE^3 + iE^4 + kE^5}{1 + bE + dE^2 + fE^3 + hE^4 + jE^5}$$

$$a = 280.86651 \quad b = 1.5604379 \quad c = 70.718989 \quad d = 0.171717809$$

$$e = -4.3888049 \quad f = -0.016749557 \quad g = -0.077883146 \quad h = 2.7079784 \cdot 10^{-5}$$

$$i = 0.0039429682 \quad j = 8.4347296 \cdot 10^{-6} \quad k = 7.3060973 \cdot 10^{-6}$$

$$r^2 = 0.999999608$$

J. F. Ziegler

$$SP(\text{MeV cm}^2 / \text{g}) = a_1 / \beta^2 \left[\ln \frac{a_2 \beta^2}{1 - \beta^2} - \beta^2 - \sum_3^7 a_i \left(\ln \frac{1000 E}{1.008} \right)^i \right]$$

$$\text{con } a_1 = 0.01224 \cdot 10^{-21} N_A / PA = 0.14176, \quad a_2 = 3946,$$

$$a_3 = -9.09, \quad a_4 = 3.507, \quad a_5 = -0.4838,$$

$$a_6 = 0.02872, \quad a_7 = -0.0006243,$$

$$\beta^2 = 1 - 938.2796^2 / (E + 938.2796)^2, \quad E = \text{energia protone [MeV]}.$$

J. F. Janni

$$SP(E) = \sqrt{\frac{a + c E + e E^2}{1 + b E + d E^2}}$$

$$a = -50436.42 \quad b = -3.4748328 \quad c = -191.49688 \quad d = 0.34566805 \quad e = -5.5605499$$

$$r^2 = 0.999903022$$

Stopping-power massico [MeV g/cm²], in funzione di E [MeV], dei deutoni in cromo secondo:

C. F. Williamson

$$SP(E) = \sqrt{\frac{a + c E + e E^2}{1 + b E + d E^2}}$$

$$a = 84694.642 \quad b = 1.5846058 \quad c = 3414.791 \quad d = 0.35893143 \quad e = -32.670093$$

$$r^2 = 0.999999761$$

Range dei protoni [g/cm²], in funzione di E [MeV], in cromo secondo:

C.F. Williamson

$$R(E) = a + bE + cE^2 + dE^3 + eE^4 + fE^5 + gE^6 + hE^7 + iE^8 + jE^9 + kE^{10}$$

$$a = -0.0002483733 \quad b = 0.0040242313 \quad c = 0.0019888992 \quad d = -3.6147669 \cdot 10^{-5}$$

$$e = -9.7568026 \cdot 10^{-7} \quad f = 3.2875777 \cdot 10^{-7} \quad g = -2.7369563 \cdot 10^{-8} \quad h = 1.2194691 \cdot 10^{-9}$$

$$i = -3.1115522 \cdot 10^{-11} \quad j = 4.2761666 \cdot 10^{-13} \quad k = -2.4550765 \cdot 10^{-15}$$

$$r^2 = 0.999999891$$

J.F. Janni

$$R(E) = a + bE + cE^2 + dE^3 + eE^4 + fE^5 + gE^6 + hE^7 + iE^8 + jE^9 + kE^{10}$$

$$a = -2.6354886 \cdot 10^{-8} \quad b = 0.0030952979 \quad c = 0.0023089537 \quad d = -6.4064182 \cdot 10^{-5}$$

$$e = -1.5792573 \cdot 10^{-6} \quad f = 6.5212741 \cdot 10^{-7} \quad g = -5.7700344 \cdot 10^{-8} \quad h = 2.7148188 \cdot 10^{-9}$$

$$i = -7.3519837 \cdot 10^{-11} \quad j = 1.0803649 \cdot 10^{-12} \quad k = -6.6803451 \cdot 10^{-15}$$

$$r^2 = 1$$

J.F. Ziegler

$$R(E) = a + bE + cE^2 + dE^3 + eE^4 + fE^5 + gE^6 + hE^7 + iE^8 + jE^9 + kE^{10}$$

$$a = -4.7919873 \cdot 10^{-7} \quad b = 0.0057890972 \quad c = 0.00011607856 \quad d = 0.00060260437$$

$$e = -0.00011932791 \quad f = 1.3473152 \cdot 10^{-5} \quad g = -9.4605932 \cdot 10^{-7} \quad h = 4.1932188 \cdot 10^{-8}$$

$$i = -1.1403623 \cdot 10^{-11} \quad j = 1.7363996 \cdot 10^{-11} \quad k = -1.1329222 \cdot 10^{-13}$$

$$r^2 = 0.999999964$$

Range dei deutoni [g/cm²], in funzione di E [MeV], in cromo secondo:

C. F. Williamson

$$R(E) = a + bE + cE^2 + dE^3 + eE^4 + fE^5 + gE^6 + hE^7 + iE^8 + jE^9 + kE^{10}$$

$$a = -0.00016913589 \quad b = 0.0039931143 \quad c = 0.00073990987 \quad d = 0.00016201537$$

$$e = -5.2772049 \cdot 10^{-5} \quad f = 9.4669867 \cdot 10^{-7} \quad g = -1.0594315 \cdot 10^{-6} \quad h = 7.4955597 \cdot 10^{-8}$$

$$i = -3.2506575 \cdot 10^{-9} \quad j = 7.8732209 \cdot 10^{-11} \quad k = -8.1448034 \cdot 10^{-13}$$

$$r^2 = 0.999999993$$

E ottimale [MeV] in funzione di ΔS [g/cm²] per le reazioni ^{nat}Cr(p,xn)⁵²gMn secondo:

C. F. Williamson

$$E = a + b \Delta S$$

$$a = -1.14376 \quad \delta a = 4.6 \cdot 10^{-3} \quad b = 0.0797493 \quad \delta b = 2.2 \cdot 10^{-4}$$

J. F. Janni

$$E = a + b \Delta S$$

$$a = -1.14508 \quad \delta a = 4.5 \cdot 10^{-3} \quad b = 0.0798476 \quad \delta b = 4.5 \cdot 10^{-3}$$

J. F. Ziegler

$$E = a + b \Delta S$$

$$a = -1.10838 \quad \delta a = 4.3 \cdot 10^{-3} \quad b = 0.0772696 \quad \delta a = 2.1 \cdot 10^{-3}$$

E ottimale [MeV] in funzione di ΔS [g/cm²] per le reazioni ^{nat}Cr(d,xn)⁵²gMn secondo:

C. F. Williamson

$$E = 19$$

Yield ottimale [MBq/C] in funzione di ΔS [g/cm²] per le reazioni $\text{natCr}(p,xn)^{52}\text{gMn}$ secondo:

C.F. Williamson

$$Y(\Delta S) = a + b \Delta S + c \exp(-\Delta S) + df(\Delta S)$$

$$a = 18552 \quad b = -4600.39 \quad c = -18323.1 \quad d = -262.595$$

$$f(\Delta S) = \frac{1}{\left(1 + \exp\left(-\frac{\Delta S - 0.328094612}{-0.0729319476}\right)\right)} \quad r^2 = 0.999892603$$

J.F. Janni

$$Y(\Delta S) = a + b \Delta S + c \exp(-\Delta S) + df(\Delta S)$$

$$a = 18649.7 \quad b = -4608.07 \quad c = -18406.3 \quad d = -278.065$$

$$f(\Delta S) = \frac{1}{\left(1 + \exp\left(-\frac{\Delta S - 0.328470669}{-0.0744083585}\right)\right)} \quad r^2 = 0.999905663$$

J.F. Ziegler

$$Y(\Delta S) = a + b \Delta S + c \exp(-\Delta S) + df(\Delta S)$$

$$a = 18784.4 \quad b = -4952.13 \quad c = -18563.9 \quad d = -251.173$$

$$f(\Delta S) = \frac{1}{\left(1 + \exp\left(-\frac{\Delta S - 0.317391349}{-0.0708879626}\right)\right)} \quad r^2 = 0.999896652$$

Yield ottimale [MBq/C] in funzione di ΔS [g/cm²] per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(\text{d},\text{xn})^{52}\text{gMn}$ secondo:

C.F. Williamson

$$Y(\Delta S) = a + b \Delta S + c \Delta S^2 + d \Delta S^3 + e \Delta S^4 + f \Delta S^5 + g \Delta S^6 + h \Delta S^7 + i \Delta S^8 + j \Delta S^9$$

$$a = -0.094835314 \quad b = 1453.5738 \quad c = -223.67849 \quad d = 14479.681$$

$$e = -452786.73 \quad f = 6008039.3 \quad g = -44259194 \quad h = 1.8470946 \cdot 10^8$$

$$i = -4.1056162 \cdot 10^8 \quad j = 3.7519804 \cdot 10^8$$

$$r^2 = 0.999999905$$

Per l'esecuzione dei fit e l'analisi numerica dei dati sono stati utilizzati i seguenti pacchetti Software commerciali:

- TABLECURVE, v. 2.12 della AISN Software,
- MATHEMATICA, v. 1.2 della Wolfram Research Inc.,
- STATGRAPHICS, v. 5.0 della Statistical Graphics Corporation,
- SYMPHONY, v. 2.0 della Lotus Development Corporation.

Per l'acquisizione e l'analisi degli spettri γ e' stato utilizzato il pacchetto MAESTRO, v. 4.03 della EG&G.

Tabella I - Energia a riposo dei nuclei e particelle coinvolti nelle reazioni studiate.

Nucleo o particella	Energia [MeV]
p	938.287
n	939.571
d	1875.624
^{51}Cr	47442.869
^{52}Cr	48370.321
^{52}Mn	48374.522
^{53}Cr	49301.953
^{54}Cr	50231.805
^{54}Mn	50232.779
^{55}Cr	51162.527
^{56}Mn	52094.406

Tabella II - Tonalita' termica (Q), energia di soglia (E_s) e barriera coulombiana dei proiettili (BC) per alcune reazioni nucleari di interesse.

Reazione	Q [MeV]	E_s [MeV]	BC [MeV]
$^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{gMn}$	-5.49	5.59	5.17
$^{53}\text{Cr}(p,2n)^{52}\text{gMn}$	-13.42	13.68	5.14
$^{54}\text{Cr}(p,3n)^{52}\text{gMn}$	-23.14	23.57	5.11
$^{55}\text{Cr}(p,4n)^{52}\text{gMn}$	-31.99	32.58	5.09
$^{52}\text{Cr}(d,2n)^{52}\text{gMn}$	-7.72	8.02	4.99
$^{53}\text{Cr}(d,3n)^{52}\text{gMn}$	-15.66	16.25	4.97
$^{54}\text{Cr}(d,4n)^{52}\text{gMn}$	-25.38	26.32	4.94
$^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$	-2.26	2.30	5.11
$^{53}\text{Cr}(d,n)^{54}\text{Mn}$	5.23	-	4.97
$^{52}\text{Cr}(p,pn)^{51}\text{Cr}$	-12.12	12.35	5.17

Tabella III - Sezioni d'urto sperimentali per le reazioni ${}^{\text{nat}}\text{Cr}(p,xn){}^{52}\text{gMn}(1+)$.

E [MeV]	σ [mb]
6.30	4.44
6.75	14.14
7.32	26.0
7.79	41.1
8.78	56.9
9.84	80.9
11.82	111.7
14.24	138.2
15.39	120.7
16.89	96.1
18.90	61.1
20.91	44.4
22.91	35.7
24.91	29.1
26.91	24.6

Tabella IV - Sezioni d'urto sperimentali per le reazioni ${}^{\text{nat}}\text{Cr}(d,xn){}^{52}\text{gMn}(1+)$.

E [MeV]	σ [mb]
8.46	1.84
8.56	2.48
8.71	4.71
8.97	7.99
9.46	17.29
9.60	25.03
9.89	31.30
9.97	34.15
10.62	58.34
10.97	74.61
11.47	97.5
11.75	100.6
11.76	97.5
13.47	141.3
13.78	150.1
15.05	169.8
15.82	177.2
15.89	181.6
16.91	187.0
17.66	192.9
17.80	197.2
18.25	198.5
18.83	198.3

Tabella V - Range e stopping-power massico per protoni in cromo calcolati con i dati di C.F. Williamson ⁽¹⁹⁾.

E [MeV]	Range [g/cm ²]	SP [MeV cm ² /g]
1.00	5.7347 E-03	127.73
2.00	1.5443 E-02	86.51
3.00	2.8730 E-02	66.65
4.00	4.5363 E-02	54.80
5.00	6.5173 E-02	46.84
6.00	8.8013 E-02	41.10
6.50	1.005 E-01	38.78
7.00	1.138 E-01	36.73
7.50	1.277 E-01	34.91
8.00	1.424 E-01	33.29
8.50	1.578 E-01	31.82
9.00	1.738 E-01	30.50
9.50	1.906 E-01	29.29
10.00	2.080 E-01	28.19
11.00	2.448 E-01	26.23
12.00	2.842 E-01	24.56
13.00	3.262 E-01	23.12
14.00	3.707 E-01	21.85
15.00	4.178 E-01	20.73
16.00	4.672 E-01	19.73
17.00	5.191 E-01	18.83
18.00	5.734 E-01	18.03
19.00	6.300 E-01	17.29
20.00	6.891 E-01	16.62
21.00	7.504 E-01	16.01
22.00	8.140 E-01	15.45
23.00	8.798 E-01	14.93
24.00	9.480 E-01	14.45
25.00	1.018	14.00
26.00	1.091	13.59

Tabella VI - Range e stopping-power massico per deutoni in cromo calcolati con i dati di C.F. Williamson ⁽¹⁹⁾.

E [MeV]	Range [g/cm ²]	SP [MeV cm ² /g]
1.00	4.682 E-03	173.00
2.00	1.147 E-02	127.70
3.00	2.025 E-02	102.70
4.00	3.089 E-02	86.46
5.00	4.332 E-02	75.08
6.00	5.479 E-02	66.62
7.00	7.331 E-02	60.04
8.00	9.076 E-02	54.77
8.50	1.001 E-01	52.50
9.00	1.098 E-01	50.44
9.50	1.199 E-01	48.56
10.00	1.304 E-01	46.82
11.00	1.525 E-01	43.74
12.00	1.761 E-01	41.07
13.00	2.012 E-01	38.76
14.00	2.277 E-01	36.72
15.00	2.557 E-01	34.90
16.00	2.850 E-01	33.28
17.00	3.157 E-01	31.81
18.00	3.478 E-01	30.49
19.00	3.381 E-01	29.29

Tabella VII - Stopping-power massico e range per protoni in cromo, per energie comprese tra 1 e 27 MeV, calcolati con la formula di J.F. Ziegler valida in questa regione⁽²¹⁾.

E [MeV]	SP [MeV cm ² /g]	Range [g/cm ²]
1.00	136.02	0.5063 E-02
2.00	89.72	0.1440 E-01
3.00	68.82	0.2733 E-01
4.00	56.56	0.4354 E-01
5.00	48.38	0.6283 E-01
6.00	42.48	0.8507 E-01
7.00	38.00	0.1101
8.00	34.47	0.1380
9.00	31.60	0.1685
10.00	29.23	0.2016
11.00	27.22	0.2373
12.00	25.50	0.2755
13.00	24.01	0.3162
14.00	22.71	0.3593
15.00	21.55	0.4048
16.00	20.52	0.4526
17.00	19.59	0.5028
18.00	18.76	0.5553
19.00	18.00	0.6101
20.00	17.31	0.6671
21.00	16.67	0.7263
22.00	16.09	0.7878
23.00	15.55	0.8514
24.00	15.05	0.9172
25.00	14.59	0.9851
26.00	14.15	1.0550

Tabella VIII - Stopping-power massico e range per protoni in cromo, per energie comprese tra 1 e 27 MeV, calcolati con i dati di J.F. Janni⁽²²⁾.

E [MeV]	SP [MeV cm ² /g]	Range [g/cm ²]
1.00	133.98	0.5339 E-02
2.00	83.27	0.1491 E-01
3.00	63.82	0.2833 E-01
4.00	52.75	0.4529 E-01
5.00	45.39	0.6553 E-01
6.00	40.05	0.8884 E-01
7.00	32.70	0.1151
8.00	30.05	0.1441
9.00	27.83	0.1759
10.00	25.95	0.2103
11.00	24.33	0.2474
12.00	22.91	0.2870
13.00	21.67	0.3291
14.00	20.57	0.3738
15.00	19.59	0.4209
16.00	18.71	0.4704
17.00	17.91	0.5222
18.00	17.19	0.5765
19.00	16.53	0.6330
20.00	15.92	0.6919
21.00	15.37	0.7530
22.00	14.86	0.8164
23.00	14.38	0.8820
24.00	13.94	0.9499
25.00	13.53	1.0199
26.00	13.15	1.0921

Tabella IX - Yield di targetta sottile per le reazioni ${}^{\text{nat}}\text{Cr}(p,xn){}^{52}\text{gMn}$, ottenuto con lo stopping-power massico di C.F. Williamson.

E [MeV]	Yield [MBq/C MeV]
6.00	1.567101
7.00	44.197849
8.00	117.001595
9.00	213.772016
10.00	320.468754
11.00	421.142336
12.00	502.944226
13.00	558.506605
14.00	585.957674
15.00	587.601830
16.00	568.217935
17.00	533.556911
18.00	489.269994
19.00	440.250822
20.00	390.742475
21.00	343.153171
22.00	299.788815
23.00	261.839975
24.00	229.957044
25.00	204.375972
26.00	185.052482
27.00	171.769191

Tabella X - Yield di targetta sottile per le reazioni ${}^{\text{nat}}\text{Cr}(d,xn){}^{52}\text{gMn}$, ottenuto con il fit dello stopping-power massico di C.F. Williamson.

E [MeV]	Yield [MBq/C MeV]
9.00	0.557204
10.00	13.020092
11.00	20.182516
12.00	26.134994
13.00	31.013582
14.00	35.118866
15.00	38.691178
16.00	41.894116
17.00	44.835443
18.00	47.586607
19.00	50.195963

Tabella XI - Yield di targetta sottile per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(p,xn)^{52}\text{gMn}$, ottenuto con il fit dello stopping-power massico di J.F. Janni.

E [MeV]	Yield [MBq/C MeV]
6.00	1.608263
7.00	45.151579
8.00	119.094831
9.00	216.983671
10.00	324.573820
11.00	425.819984
12.00	507.874231
13.00	563.423957
14.00	590.669547
15.00	591.982637
16.00	572.196208
17.00	537.102170
18.00	492.384737
19.00	442.998552
20.00	392.899819
21.00	345.014635
22.00	301.342852
23.00	263.122800
24.00	231.008874
25.00	205.235156
26.00	185.752799
27.00	172.338028

Tabella XII - Yield di targetta sottile per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(p,xn)^{52}\text{gMn}$, ottenuto con lo stopping-power massico di J.F. Ziegler

E [MeV]	Yield [MBq/C MeV]
6.00	1.516166
7.00	42.723430
8.00	113.002161
9.00	206.301233
10.00	309.045386
11.00	405.864586
12.00	484.414352
13.00	537.648224
14.00	563.812947
15.00	565.165149
16.00	546.328415
17.00	512.848293
18.00	470.166764
19.00	423.025115
20.00	375.206636
21.00	329.507316
22.00	287.836476
23.00	251.375460
24.00	220.748298
25.00	196.178648
26.00	177.621373
27.00	164.865824

Tabella XIII - Yield di targetta spessa per le reazioni ${}^{\text{nat}}\text{Cr}(p,xn){}^{52}\text{gMn}$, ottenuti con il fit dello stopping-power massico di C.F. Williamson, in MBq/C.

E [MeV]	$\Delta E=1.00$ [MeV]	$\Delta E=5.00$ [MeV]	$\Delta E=10.00$ [MeV]	$\Delta E=15.00$ [MeV]	$\Delta E=18.00$ [MeV]
6.00	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25
7.00	20.55	20.80	20.80	20.80	20.80
8.00	78.34	99.14	99.14	99.14	99.14
9.00	163.99	263.13	263.13	263.13	263.13
10.00	266.98	530.11	530.11	530.11	530.11
11.00	371.85	901.71	901.96	901.96	901.96
12.00	463.89	1345.05	1365.85	1365.85	1365.85
13.00	532.92	1799.63	1898.77	1898.77	1898.77
14.00	574.39	2210.03	2473.16	2473.16	2473.16
15.00	588.63	2531.68	3061.79	3061.79	3061.79
16.00	579.33	2739.16	3640.87	3641.12	3641.12
17.00	551.85	2827.13	4172.17	4192.97	4192.97
18.00	511.96	2806.17	4605.80	4704.93	4704.93
19.00	464.97	2696.75	4906.77	5169.90	5169.90
20.00	414.70	2522.81	5054.49	5584.60	5584.60
21.00	366.68	2310.15	5049.32	5951.03	5951.28
22.00	321.09	2079.39	4906.51	6251.56	6272.36
23.00	280.36	1847.79	4653.95	6453.58	6552.72
24.00	245.41	1628.23	4324.98	6535.00	6797.88
25.00	216.67	1430.20	3953.02	6484.69	6994.00
26.00	194.23	1257.76	3567.91	6307.08	7109.90

Tabella XIV - Yield di targetta spessa per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(d,xn)^{52}\text{Mn}$, ottenuti con il fit dello stopping-power massico di C.F. Williamson, in MBq/C.

E [MeV]	$\Delta E=1.00$ [MeV]	$\Delta E=2.50$ [MeV]	$\Delta E=5.00$ [MeV]	$\Delta E=7.50$ [MeV]	$\Delta E=10.00$ [MeV]
9.00	2.75	2.75	2.75	2.75	2.75
10.00	9.22	11.97	11.97	11.97	11.97
11.00	16.69	27.93	28.66	28.66	28.66
12.00	23.25	45.49	51.91	51.91	51.91
13.00	28.65	61.14	80.56	80.56	80.56
14.00	33.12	74.13	110.92	113.67	113.67
15.00	36.94	84.99	138.64	150.61	150.61
16.00	40.32	94.33	162.27	190.20	190.93
17.00	43.38	102.61	182.40	227.89	234.31
18.00	46.22	110.16	199.98	261.12	280.54

Tabella XV - Yield di targetta spessa per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(p,xn)^{52}\text{gMn}$, ottenuti con il fit dello stopping-power massico di J.F. Janni, in MBq/C.

E [MeV]	$\Delta E=1.00$ [MeV]	$\Delta E=5.00$ [MeV]	$\Delta E=10.00$ [MeV]	$\Delta E=15.00$ [MeV]	$\Delta E=18.00$ [MeV]
6.00	0.26	0.26	0.26	0.26	0.26
7.00	21.02	21.28	21.28	21.28	21.28
8.00	79.85	101.13	101.13	101.13	101.13
9.00	166.65	267.78	267.78	267.78	267.78
10.00	270.66	538.45	538.45	538.45	538.45
11.00	376.27	914.46	914.71	914.71	914.71
12.00	468.72	1362.15	1383.43	1383.43	1383.43
13.00	537.86	1820.16	1921.29	1921.29	1921.29
14.00	579.21	2232.72	2500.51	2500.51	2500.51
15.00	593.19	2555.24	3093.69	3093.69	3093.69
16.00	583.52	2762.50	3676.95	3677.21	3677.21
17.00	555.62	2849.39	4211.55	4232.83	4232.83
18.00	515.29	2826.82	4646.98	4748.11	4748.11
19.00	467.89	2715.49	4948.22	5216.00	5216.00
20.00	417.88	2540.18	5095.43	5633.88	5633.88
21.00	368.69	2325.36	5087.86	6002.31	6002.57
22.00	322.79	2092.54	4941.93	6304.08	6325.36
23.00	281.77	1859.02	4685.84	6506.01	6607.14
24.00	246.57	1637.71	4353.20	6585.93	6853.45
25.00	195.01	1263.78	3589.14	6351.63	7165.22

Tabella XVI - Yield di targetta spessa per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(p,xn)^{52}\text{gMn}$, ottenuti con lo stopping-power massico di J.F. Ziegler, in MBq/C.

E [MeV]	$\Delta E=1.00$ [MeV]	$\Delta E=5.00$ [MeV]	$\Delta E=10.00$ [MeV]	$\Delta E=15.00$ [MeV]	$\Delta E=18.00$ [MeV]
6.00	0.24	0.24	0.24	0.24	0.24
7.00	19.87	20.11	20.11	20.11	20.11
8.00	75.68	95.80	95.80	95.80	95.80
9.00	158.31	254.11	254.11	254.11	254.11
10.00	257.55	511.66	511.66	511.66	511.66
11.00	358.47	869.89	870.13	870.13	870.13
12.00	446.92	1296.94	1317.05	1317.05	1317.05
13.00	513.15	1734.40	1830.20	1830.20	1830.20
14.00	552.80	2128.89	2383.00	2383.00	2383.00
15.00	566.27	2437.61	2949.27	2949.27	2949.27
16.00	557.11	2636.26	3506.14	3506.39	3506.39
17.00	530.51	2719.84	4016.79	4036.90	4036.90
18.00	492.03	2698.73	4433.13	4528.93	4528.93
19.00	446.78	2592.70	4721.60	4975.71	4975.71
20.00	399.05	2425.48	4863.09	5374.75	5374.75
21.00	352.11	2220.47	4856.73	5726.62	5726.86
22.00	308.30	1998.26	4718.11	6015.05	6035.16
23.00	269.17	1775.40	4474.13	6208.53	6304.33
24.00	235.59	1564.21	4156.92	6285.81	6539.68
25.00	207.99	1373.16	3798.64	6236.25	6727.80
26.00	196.44	1207.49	3427.96	6064.22	6838.55

Tabella XVII - Energia ottimale dei protoni per le reazioni ${}^{\text{nat}}\text{Cr}(p,xn){}^{52}\text{gMn}$ in funzione di ΔE e ΔS corrispondente ottenuto con il fit dello stopping-power massico di C.F. Williamson.

ΔE [MeV]	E ott. [MeV]	ΔS [g/cm ²]	Yield [MBq/C]	Yield [$\mu\text{Ci}/\mu\text{Ah}$]
1.00	15.00	0.04704	588.63	57.26
2.00	15.50	0.09404	1171.35	113.94
3.00	16.25	0.14288	1742.66	169.52
4.00	16.75	0.19047	2297.81	223.52
5.00	17.25	0.23802	2831.42	275.43
6.00	18.00	0.28922	3339.09	324.81
7.00	18.50	0.33728	3819.89	371.58
8.00	19.25	0.39020	4268.32	415.21
9.00	19.75	0.43875	4685.71	455.81
10.00	20.50	0.49336	5070.46	493.24
11.00	21.25	0.54910	5422.13	527.44
12.00	21.75	0.59864	5742.79	558.64
13.00	22.50	0.65611	6034.04	586.97
14.00	23.50	0.72302	6296.16	612.47
15.00	24.00	0.77409	6535.00	635.70
16.00	25.00	0.84445	6751.68	656.78
17.00	25.75	0.90677	6949.34	676.01
18.00	26.75	0.98097	7130.79	693.66
19.00	26.75	1.01169	7271.20	707.32
20.00	26.75	1.03962	7332.26	713.25
21.00	26.75	1.06468	7343.70	714.37

Tabella XVIII - Energia ottimale dei protoni per le reazioni ${}^{\text{nat}}\text{Cr}(p,xn){}^{52}\text{gMn}$ in funzione di ΔE e ΔS corrispondente ottenuto con il fit dello stopping-power massico di J.F. Janni.

ΔE [MeV]	E ott. [MeV]	ΔS [g/cm ²]	Yield [MBq/C]	Yield [$\mu\text{Ci}/\mu\text{Ah}$]
1.00	15.00	0.04708	593.19	57.70
2.00	15.50	0.09416	1180.44	114.83
3.00	16.25	0.14304	1755.98	170.82
4.00	16.75	0.19068	2315.47	225.24
5.00	17.25	0.23828	2853.32	277.56
6.00	18.00	0.28948	3364.80	327.32
7.00	18.50	0.33759	3849.44	374.46
8.00	19.25	0.39049	4301.29	418.41
9.00	19.75	0.43909	4722.85	459.42
10.00	20.50	0.49365	5110.31	497.11
11.00	21.25	0.54933	5464.50	531.57
12.00	21.75	0.59890	5788.05	563.04
13.00	22.50	0.65619	6081.39	591.57
14.00	23.25	0.71456	6346.48	617.36
15.00	24.00	0.77400	6585.93	640.65
16.00	25.00	0.84402	6803.55	661.82
17.00	25.75	0.90614	7002.58	681.18
18.00	26.50	0.96929	7185.12	698.94
19.00	26.75	1.01100	7327.49	712.79
20.00	26.75	1.03934	7389.78	718.85
21.00	26.75	1.06486	7401.49	719.99

Tabella XIX - Energia ottimale dei protoni per le reazioni ${}^{\text{nat}}\text{Cr}(p,xn){}^{52}\text{Mn}$ in funzione di ΔE e ΔS corrispondente ottenuto con lo stopping-power massico di J.F. Ziegler.

ΔE [MeV]	E ott. [MeV]	ΔS [g/cm ²]	Yield [MBq/C]	Yield [$\mu\text{Ci}/\mu\text{Ah}$]
1.00	15.00	0.0455	566.27	55.08
2.00	15.50	0.0910	1126.86	109.62
3.00	16.25	0.1382	1676.32	163.07
4.00	16.75	0.1843	2210.37	215.02
5.00	17.25	0.2303	2723.72	264.95
6.00	18.00	0.2798	3211.87	312.44
7.00	18.50	0.3263	3674.46	357.44
8.00	19.25	0.3775	4105.65	399.38
9.00	19.75	0.4245	4507.95	438.52
10.00	20.50	0.4773	4877.75	474.49
11.00	21.25	0.5312	5215.79	507.37
12.00	21.75	0.5791	5524.34	537.39
13.00	22.50	0.6346	5804.29	564.62
14.00	23.25	0.6911	6057.28	589.23
15.00	24.00	0.7487	6285.81	611.46
16.00	25.00	0.8166	6493.80	631.69
17.00	25.75	0.8768	6683.79	650.17
18.00	26.50	0.9380	6858.08	667.13
19.00	26.75	0.9782	6993.54	680.31
20.00	26.75	1.0050	7052.54	686.04
21.00	26.75	1.0300	7063.60	687.12

Tabella XX - Energia ottimale dei deutoni per le reazioni $^{nat}\text{Cr}(d,xn)^{52}\text{gMn}$ in funzione di ΔE e ΔS corrispondente ottenuto con il fit dello stopping-power massico di C.F. Williamson.

ΔE [MeV]	E ott. [MeV]	ΔS [g/cm ²]	Yield [MBq/C]	Yield [$\mu\text{Ci}/\mu\text{Ah}$]
1.00	18.75	0.0332	48.24	4.69
2.00	18.75	0.0649	93.78	9.12
3.00	18.75	0.0953	136.41	13.27
4.00	18.75	0.1242	175.92	17.11
5.00	18.75	0.1518	211.95	20.62
6.00	18.75	0.1780	244.02	23.74
7.00	18.75	0.2027	271.42	26.40
8.00	18.75	0.2260	293.14	28.52
9.00	18.75	0.2477	308.01	29.96
10.00	18.75	0.2679	315.41	30.68

Tabella XXI - Caratteristiche principali delle targhette di cromo naturale utilizzate per gli irraggiamenti.

Codice*	Spessore [mm]	Sezione	Dimensioni [mm ²]	Purezza	Backing
CR000192	0.1	circolare	25 π	99.99+%	poliestere
CR000192	0.1	circolare	25 π	99.99+%	poliestere
CR000210	0.5**	quadrata	94.4	99.99+%	assente

*Il codice riportato si riferisce al catalogo 1992 della Goodfellow Metals Limited (UK), ditta produttrice delle targhette.

**Lo spessore misurato e' risultato 0.34 mm.

Tabella XXII - Parametri di irraggiamento impiegati.

Spessore targhetta	Energia nominale	Energia effett.**	Durata irrag.	Carica integr.	Corrente fascio	Yield**** teor. sper.	
[mg/cm ²]	[MeV]	[MeV]	[h]	[μC]	[μA]	[μCi/μAh]	
72*	14	12.6	2	14400	2.0	91	107
72*	14	12.6	3.7***	39000	3.0	91	58
228	17	15.8	6	33242	1.5	275	220

*Per tali targhette si e' assunta una densita' pari a 7.2 g/cm³.

**L'energia effettiva dei protoni sulla targhetta tiene conto di una finestra di alluminio di 0.2 mm, posta davanti ad essa.

***Tale irraggiamento e' stato compiuto in due fasi, a distanza di circa 22 h una dall'altra.

****Gli yield teorici sono quelli calcolati con lo stopping-power massico di C.F. Williamson.

Tabella XXIII - Attivita' specifiche (AS) teoriche (Carrier Free) e reali e fattore di diluizione isotopica (FDI) corrispondente per i radionuclidi ⁵²Mn, ⁵⁴Mn e ⁵⁶Mn.

Radioisotopo	AS (CF) (GBq/μg)	AS (GBq/μg)	FDI
⁵² Mn	16.6	1.7 10 ⁻³	9800
⁵⁴ Mn	0.29	0.3 10 ⁻³	1000
⁵⁶ Mn.	802.9	0.73*	1100

*Il dato si riferisce ad un irraggiamento nel canale F del reattore di Pavia.

RINGRAZIAMENTI

Il presente lavoro e' stato finanziato nell'ambito dell'esperimento PREPUR del Gr V delle Sezioni INFN di Milano e Pavia.

Si ringrazia il Dr. E. Sabbioni del CCR-Ispra per gli irraggiamenti delle targhette di cromo presso il Laboratorio Ciclotrone di tale centro, nonche' per aver proposto e realizzato con i suoi collaboratori gli esperimenti di tripla marcatura su colture cellulari.

BIBLIOGRAFIA

- (1) S. Simon, Medical Atlas of Radionuclides used in medicine, biology, industry and agriculture, Commission of the European Communities, Contract N.046, 69, 5 PSTB, EUR 4606 f, e, Lussemburgo, 1972.
- (2) C. Birattari, M. Bonardi, L. Goetz, E. Sabbioni, Sci. Total Env. 17, 257 (1981).
- (3) M. Bonardi, E. Sabbioni, P.A. Salvadori, in Atti della Giornata di Studio su Radioisotopi da Ciclotrone. Aspetti radiochimici e radioprotezionistici, Milano, 15-12-1982, Report INFN, Frascati (Roma), pp. 51-176.
- (4) Metal neurotoxicity, Ed. S.C. Bondy e K.N. Prasad, CRC Press, Boca Raton (Florida), pp. 20-25.
- (5) Handbook of radioactive nuclides, Ed. Yen Wang, M.D., D.Sc.(Med.), The Chemical Rubber Co., 1969, pp. 837-844.
- (6) Handbook on the toxicology of metals, Ed. L. Friberg, G.F. Nordberg e V.B. Vouk, Elsevier/North-Holland Biomedical Press, Amsterdam - New York- Oxford, 1979, pp. 485-501.
- (7) Karlsruhe Nuklidkarte, W. Seelman-Eggebert, G. Pfennig, H. Mtnzel, H. Kleve-Nebenius, Ed. Druckhaus Haberbeck, D-4937 Lage, Lippe, FRG, 1981.
- (8) E. Browne, R.B. Firestone, Table of radioactive isotopes, Ed. S. Shirley, John Wiley & Sons, New York, 1986.
- (9) S. Saponaro, Produzione del Radioisotopo ^{52}Mn e suo uso in studi di tossicologia ambientale, Tesi di Laurea in Fisica, Universita' degli Studi di Milano, a.a. 1991-1992.
- (10) E. Sabbioni, Istituto dell' Ambiente, CCR-Ispra (VA), CCE, comunicazione privata.
- (11) E. Orvini, CRAA, Universita' di Pavia, comunicazione privata.
- (12) T.W. Burrows, J.S. Burt, The Bibliografy of Integral Charged Particle Nucler Data, BNL-NCS-50640, Upton, New York, USA, 1979.
- (13) M.Bonardi, M.Silari, Fundamental parameters for the optimization of yield and radionuclidic purity of accelerator produced radioisotopes. Part I: Thin-target excitation functions, Phys. Med. 1, 23 (1988); Part II: Beam control and monitoring, Phys. Med. 2, 94 (1988).

- (14) H.I. West Jr., R.G. Lanier, M.G. Mustafa, *Phys. Rev. C* **35**, 2067 (1986).
- (15) J. Wing, J.R. Huizenga, *Phys. Rev. C* **128**, 280 (1962).
- (16) B. Linder, R.A. James, *Phys. Rev. C* **114**, 322-325 (1959).
- (17) W.H. Burgus, G.A. Cowan, J.W. Hadley, W. Hess, T. Shull, M.L. Stevenson, H.F. York, *Phys. Rev. C* **95**, 750 (1954).
- (18) M. Cogneau, L. Gilly, J. Cara, *Nucl. Phys.* **79**, 203 (1966).
- (19) C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard, Table of range and stopping-power of chemical elements for charged particles of energy 0.05 to 500 MeV, Rapport **CEA-R 3042**, pp. 31, 105 (1966).
- (20) G. Friedlander, J.W. Kennedy, E.S. Macias, J.M. Miller, *Nuclear and Radiochemistry*, 3rd ed., John Wiley & Sons, New York, 1981, p.211.
- (21) H.H. Andersen, J.F. Ziegler, *The stopping and ranges of ions in matter*, vol.3, Pergamon Press, New York, pp.1-45.
- (22) J.F. Janni, *Proton Range-Energy Tables*, **ANDT 27** 148 (1982).
- (23) G.Deconninck, *Introduction to radioanalytical physics*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1978, pp.23-24.
- (24) M. Bonardi, M. Gallorini, F. Groppi, S. Saponaro, *Cyclotron Production and Radiochemical Separation/Purification of No Carrier Added Manganese-52g*, Comunicazione al XXII Congresso Nazionale di Chimica Inorganica della Societa' Chimica Italiana, Villasimius (CA), 1993.
- (25) M. Bonardi, M. Gallorini, F. Groppi, S. Saponaro, *Preparation and Purification of High Specific Activity Radionuclides for Environmental Studies*, Comunicazione ad invito al VI Hungaro-Italian Symposium on Spectrochemistry, Lillafuered, Hungary, 1993.