

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

**REALIZZAZIONE DI UN SISTEMA PER
LA MISURA DI TEMPI DI VOLO DI
TRACCE CARICHE**

Relatore:
Chiar.mo Prof. Mauro Villa

Presentata da:
Massimiliano Fabianelli

Correlatore:
Dott. Roberto Spighi

Anno Accademico 2018/2019

A papà.

"Felice è colui che ha potuto conoscer la causa delle cose...".
Virgilio

Sommario

La tesi si svolge nell'ambito dell'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target), che ha come obiettivo principale quello di migliorare la precisione delle tecniche adroterapiche per la cura dei tumori attraverso lo studio del comportamento dei fasci di particelle utilizzati. FOOT è un progetto dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), approvato nel settembre del 2017, a cui partecipa anche la sezione di Bologna e che vanta una collaborazione internazionale con Germania e Giappone.

Il secondo, ma non meno importante aspetto dell'esperimento, riguarda lo studio della radioprotezione degli astronauti e delle apparecchiature elettroniche nello spazio al di fuori del campo magnetico terrestre; infatti, uno dei principali ostacoli all'esplorazione umana nello spazio profondo è proprio la grande quantità di radiazione ad alta energia presente, costituita soprattutto dai raggi cosmici.

La prima parte della tesi è dedicata alla descrizione dell'interazione tra nuclei del fascio e quella di un ipotetico bersaglio al fine di descrivere tutte le conoscenze raggiunte, ma soprattutto quelle ancora da acquisire, sia nel campo dell'adroterapia che nel campo della radioprotezione. A tale scopo nella seconda parte della tesi viene descritto il progetto di un supporto orientabile munito di scintillatori da me interamente realizzato, anche attraverso l'utilizzo di una stampante 3D, necessario per effettuare misure di tempi di volo che saranno utilizzate per migliorare la capacità dell'esperimento FOOT di identificare i frammenti prodotti. Al momento l'apparato è munito di scintillatori veloci accoppiati a fotomoltiplicatori convenzionali, che hanno permesso di ottenere una misura del tempo di volo di muoni cosmici con una precisione del 12%. Il passo successivo sarà quello di sostituire i fotomoltiplicatori con dei SiPM e gli scintillatori con altri di dimensioni più contenute, al fine di minimizzare le fluttuazioni temporali e ottenere misure più precise. L'attendibilità dei risultati ottenuti sulla misura dei tempi di volo è stata ulteriormente verificata misurando il flusso dei raggi cosmici in funzione dell'angolo di incidenza, che ha mostrato la distribuzione attesa.

Indice

| | | |
|----------|---|-----------|
| I | Fisica delle radiazioni e radioprotezione | 7 |
| 1 | Processi fisici di base | 8 |
| 1.1 | La radiazione | 8 |
| 1.1.1 | Decadimento α | 8 |
| 1.1.2 | Decadimento β | 9 |
| 1.1.3 | Cattura Elettronica | 10 |
| 1.1.4 | Raggi X caratteristici | 11 |
| 1.1.5 | Emissione γ | 12 |
| 1.1.6 | Bremsstrahlung | 13 |
| 1.1.7 | Radiazione di annichilazione | 14 |
| 1.1.8 | Conversione interna | 14 |
| 1.1.9 | Elettroni Auger | 15 |
| 1.1.10 | Sorgenti di neutroni | 15 |
| 1.1.11 | Radiazione di sincrotrone | 19 |
| 1.1.12 | Attività e legge di decadimento radioattivo | 19 |
| 2 | Meccanismi di interazione tra radiazione e materia | 24 |
| 2.1 | Probabilità d'interazione | 24 |
| 2.1.1 | Perdita di energia delle particelle cariche pesanti | 27 |
| 2.1.2 | Perdita di energia degli elettroni e positroni | 35 |
| 2.1.3 | Scattering elastico con i nuclei | 40 |
| 2.1.4 | Interazione dei fotoni | 43 |
| 2.1.5 | Interazione dei neutroni | 48 |
| 2.1.6 | Interazione dei nuclei leggeri | 50 |
| 3 | Raggi cosmici | 56 |
| 3.1 | Meccanismi di accelerazione | 59 |
| 3.1.1 | Ciclotrone | 59 |
| 3.1.2 | Coppia di macchie solari | 61 |
| 3.1.3 | Shock - Meccanismo di Fermi del primo ordine | 61 |
| 3.1.4 | Meccanismo di Fermi del secondo ordine | 64 |

| | | |
|-----------|--|------------|
| 3.1.5 | Pulsars | 66 |
| 3.1.6 | Binarie | 68 |
| 3.1.7 | Buchi neri e AGN | 68 |
| 3.2 | Raggi cosmici primari | 69 |
| 3.2.1 | Spettro di energia | 70 |
| 3.3 | Raggi cosmici secondari | 73 |
| 4 | Effetti biologici della radiazione | 80 |
| 4.1 | Unità dosimetriche | 80 |
| 4.2 | Modificazioni chimiche conseguenti all'assorbimento di radiazioni ionizzanti | 84 |
| 4.3 | Modificazioni biologiche conseguenti all'assorbimento di radiazioni ionizzanti | 86 |
| 4.3.1 | Effetti sulle proteine | 86 |
| 4.3.2 | Effetti sugli acidi nucleici | 86 |
| 4.4 | Curve di sopravvivenza cellulare | 96 |
| 4.5 | Effetti globali sul corpo umano in funzione della dose | 101 |
| 4.5.1 | Dosi elevate ricevute in breve tempo | 101 |
| 4.5.2 | Dosi basse | 102 |
| 4.6 | Schermatura dalle radiazioni | 104 |
| 4.7 | La radiazione nelle missioni spaziali | 105 |
| II | Esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target) | 107 |
| 5 | Scopi e metodi | 108 |
| 5.1 | La cinematica inversa | 108 |
| 5.2 | La cinematica diretta | 109 |
| 6 | Rivelatori | 111 |
| 6.1 | L'apparato per i frammenti pesanti | 111 |
| 6.1.1 | Regione pre-target | 112 |
| 6.1.2 | Tracciatore | 114 |
| 6.1.3 | ΔE e rivelatore TOF | 116 |
| 6.1.4 | Il calorimetro | 117 |
| 6.2 | L'apparato per i frammenti leggeri | 118 |
| 7 | Identificazione dei frammenti | 122 |
| 7.1 | Identificazione della carica Z | 122 |
| 7.2 | Identificazione del numero di massa A | 124 |

| | | |
|------------|---|------------|
| III | Esperienza di laboratorio | 128 |
| 8 | Realizzazione meccanica e rivelatori | 129 |
| 8.1 | Introduzione | 129 |
| 8.2 | Il supporto orientabile | 130 |
| 8.3 | I rivelatori a scintillazione | 134 |
| 8.4 | Elettronica e acquisizione | 141 |
| 9 | Misura del tempo di volo dei muoni | 145 |
| 9.1 | Calibrazione | 145 |
| 9.2 | Misure e risultati | 147 |
| IV | Conclusioni | 150 |
| A | Disegni costruttivi | 153 |
| A.1 | Supporto orientabile | 153 |
| A.2 | Guide di luce | 154 |
| A.3 | Scintillatori | 155 |
| A.4 | Scatola di protezione | 156 |
| | Bibliografia | 161 |
| | Ringraziamenti | 164 |

Introduzione

Il lavoro di questa tesi si svolge nell'ambito dell'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target), che ha come obiettivo principale quello di migliorare la precisione delle tecniche adroterapiche per la cura dei tumori attraverso lo studio del comportamento dei fasci di particelle utilizzati. FOOT è un progetto dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), approvato nel settembre del 2017, a cui partecipa anche la sezione INFN di Bologna e che vanta una collaborazione internazionale con Germania e Giappone. Le particelle usate in adroterapia (principalmente protoni e ioni carbonio) interagiscono con i nuclei presenti nel corpo umano frammentandosi, danneggiando e uccidendo le cellule tumorali. I frammenti nucleari prodotti, però, sono una importante fonte di danno biologico non solo per le cellule tumorali ma anche per quelle sane vicine. E' dunque di fondamentale importanza la conoscenza approfondita del processo di interazione per poter effettuare un trattamento medico il più efficace e sicuro possibile.

FOOT misurerà con grande precisione (inferiore al 5%) la sezione d'urto della frammentazione nucleare di ioni mediamente leggeri, come quelli che più abbondano nel nostro organismo (carbonio, ossigeno, azoto) e per la quale sono assenti misure sperimentali alle energie utilizzate nei trattamenti di adroterapia (100-300 MeV/nucleone). Le incertezze sulle attuali sezioni d'urto portano ad avere piani di trattamento oncologici, stilati secondo principi di cautela, meno efficaci o meno efficienti di quelli che si potrebbero avere con una migliore conoscenza degli aspetti nucleari dell'adroterapia.

Il secondo aspetto dell'esperimento riguarda lo studio della radioprotezione degli astronauti e delle apparecchiature elettroniche nello spazio al di fuori del campo magnetico terrestre (al di fuori dell'orbita della Luna); infatti, uno dei principali ostacoli all'esplorazione umana nello spazio profondo è proprio la grande quantità di radiazione ad alta energia presente oltre l'orbita lunare, costituita soprattutto dai raggi cosmici ed in particolar modo dai nuclei ad alto deposito di energia. La NASA ed altre agenzie spaziali hanno iniziato da diversi anni la valutazione del rischio per la salute degli astronauti che partecipano a missioni di esplorazione spaziale di lunga durata, come ad esempio il primo viaggio su Marte. Lo spazio è un ambiente altamente ostile e le radiazioni cosmiche risultano uno dei maggiori rischi per la salute dell'essere umano e per il corretto funzionamento delle delicate apparecchiature elettroniche necessarie allo svolgimento delle missioni spaziali. Non esistono infatti stime precise del danno dovuto a radiazioni alta-

mente energetiche e ionizzanti, come quelle del vento solare o dei raggi cosmici galattici ed extragalattici, né contromisure efficaci per la schermatura degli equipaggi spaziali; i raggi cosmici, infatti, hanno un range di energie che copre diversi ordini di grandezza (anche superiori a quelle raggiungibili nei moderni acceleratori di particelle terrestri) e il panorama sperimentale è ancora piuttosto carente di misure. Questa radiazione primaria potrebbe interagire con le pareti delle navicelle spaziali producendo particelle cariche e neutroni a energie più basse di quelle dei raggi cosmici primari, ma letali per gli equipaggi e la strumentazione. I dati raccolti dall'esperimento FOOT potranno quindi fornire informazioni essenziali anche in questo campo, indagando in particolare la produzione di frammenti nucleari nell'interazione tra fasci di ioni C e O ad alte energie (fino a 700 MeV/u) e i tessuti biologici, cosa che sarà alla base dello sviluppo dei sistemi di protezione a bordo delle navette spaziali.

La prima parte della tesi è dedicata alla radioprotezione: per cominciare vengono descritti i principali processi di emissione di radiazione (α , β , x , γ , neutroni) e le leggi di decadimento degli isotopi radioattivi; a seguire vengono trattati i meccanismi di interazione fra la radiazione e la materia, mentre un capitolo a parte è dedicato ai processi di emissione e di accelerazione dei raggi cosmici e ai meccanismi di interazione di questi con l'atmosfera terrestre.

La teoria generale viene poi applicata alla materia biologica: dopo un'esposizione dei principali concetti di dosimetria, vengono trattate le modificazioni chimiche e biologiche che si hanno nelle cellule, soprattutto nel DNA, in seguito all'esposizione dei tessuti cellulari alla radiazione ionizzante, con un accenno alle curve di sopravvivenza cellulare e agli effetti globali sul corpo umano in funzione della dose; inoltre vengono discussi i rischi da radiazione che si hanno nelle missioni spaziali e la non linearità dell'efficacia degli schermi per le radiazioni nello spazio.

Nella seconda parte vengono discussi gli aspetti interessanti, gli scopi, e la fisica alla base dei rivelatori dell'esperimento FOOT, con particolare attenzione all'apparato TOF (Time Of Flight) che misura il tempo di volo delle particelle. Infatti, da simulazioni fatte per la determinazione del numero di massa A dei frammenti che si generano nell'interazione tra il fascio di ioni e il bersaglio nell'esperimento FOOT, risulta che la risoluzione sul tempo di volo dei frammenti generati è il parametro che incide in maniera più significativa sulla precisione di A , il quale a sua volta è fondamentale nella determinazione della sezione d'urto differenziale dei frammenti.

Nella terza parte, dopo un'introduzione che chiarisce lo scopo della mia esperienza, viene descritta la realizzazione del supporto orientabile da me progettato e costruito in officina meccanica INFN Bologna, comprensivo di tre rivelatori a scintillatore più le guide di luce e i diodi al silicio per la rivelazione dei segnali, denominati SiPM (Silicon Photo Multiplier); viene descritta inoltre l'elettronica di elaborazione del segnale con la quale è stato possibile ricavare i dati per la misura del tempo di volo dei muoni fra due scintillatori, posti a una distanza data. Dal tempo di volo ho potuto poi ricavare la velocità dei muoni rispetto alla superficie terrestre.

Questo setup è servito anche per la verifica della legge sperimentale di attenuazione del flusso dei muoni al variare dell'angolo di incidenza rispetto allo zenith.
Nella quarta ed ultima parte vengono tratte le conclusioni generali riguardo al lavoro svolto in questa tesi.

Parte I

**Fisica delle radiazioni e
radioprotezione**

Capitolo 1

Processi fisici di base

1.1 La radiazione

Per comprendere come la radiazione interagisce con la materia biologica e non biologica è necessario prima di tutto rivelarla e classificarla. Esiste una grande varietà di particelle atomiche, sub-atomiche, ionizzate e neutre che vengono indicate con il termine generico di radiazione. La rivelazione di queste particelle è il procedimento sperimentale attraverso il quale vengono individuate in base alla loro massa, carica, quantità di moto ed energia. Non esistono rivelatori in grado di vedere tutte le particelle, ma solo rivelatori ottimizzati per vederne alcune e che rappresentano per queste un buon compromesso tra efficienza, sensibilità, risposta e risoluzione. La rivelazione avviene tramite l'acquisizione di un segnale generato dall'interazione della radiazione con il materiale di cui è fatto il rivelatore; in particolare le particelle cariche, interagendo molto frequentemente, sono molto più facili da rivelare di quelle neutre. E' importante che un rivelatore sia in grado di discriminare le particelle che si vogliono vedere da quelle che non si vogliono vedere e che sia anche in grado di distinguere il loro segnale da quello del rumore di fondo; a questo scopo il rivelatore viene opportunamente progettato e calibrato, tramite delle opportune sorgenti di radiazione, dette sorgenti di calibrazione. Come sorgenti di calibrazione si possono usare delle sostanze radioattive, come ad esempio le sorgenti di particelle α e β , i fasci di particelle degli acceleratori, i raggi cosmici, eccetera.

Vediamo quali sono i principali processi fisici di emissione di radiazione e cosa s'intende per attività e decadimento radioattivo:

1.1.1 Decadimento α

E' il responsabile dell'emissione delle particelle α . Queste non sono altro che nuclei di ${}^4\text{He}$, un sistema legato di due protoni e due neutroni, che vengono emessi da nuclei di massa molto elevata e che contengono troppi nucleoni per essere stabili; a causa dell'elevata energia di legame di 4 nucleoni l'emissione di α risulta energeticamente più

| Isotopo | Tempo di dimezzamento | Energie [MeV] | Branching |
|-------------------|-----------------------|---------------|-----------|
| ^{241}Am | 433 anni | 5.486 | 85 % |
| ^{210}Po | 138 giorni | 5.443 | 12.8 % |
| ^{242}Cm | 163 giorni | 5.305 | 100 % |
| | | 6.113 | 74 % |
| | | 7.070 | 26 % |

Tabella 1.1: Caratteristiche di alcuni α emettitori [12].

vantaggiosa rispetto a quella dei singoli nucleoni. Il processo si può schematizzare come:

$$(Z, A) \longrightarrow (Z - 2, A - 4) + \alpha \quad (1.1)$$

La spiegazione teorica sta nel meccanismo di tunneling di Gamow-Condon, che permette l'attraversamento della barriera di potenziale del nucleo da parte delle particelle α , e che spiega lo spettro monoenergetico di queste. Lo spettro è limitato all'intervallo 4-6 MeV, con le sorgenti a più alta energia che hanno la probabilità di trasmissione più alta e quindi la vita media più bassa. A causa della carica $+2e$ le particelle α perdono energia molto velocemente nella materia; per esempio, il range di una particella di 5 MeV in aria è solo di pochi cm. Per questa ragione è necessario che gli emettitori α siano molto sottili al fine di minimizzare la perdita di energia e l'autoassorbimento nel materiale della sorgente. Per questo motivo le particelle α non sono pericolose per contatto, in quanto vengono arrestate dallo strato superficiale morto dell'epidermide, ma restano pericolose per inalazione e ingestione. Alcune delle sorgenti α più note sono riportate nella tabella 1.1.

1.1.2 Decadimento β

E' il responsabile dell'emissione delle particelle β , ovvero di elettroni (e^-) o positroni (e^+) veloci, provenienti dal decadimento debole di neutroni o protoni nei nuclei che contengono un eccesso di questi nucleoni. In un nucleo ricco di di protoni, per esempio, un neutrone si può trasformare in un protone secondo il processo detto β^- :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

nel quale vengono emessi un elettrone e un antineutrino e il protone rimane legato al nucleo; il nucleo figlio in questo caso aumenta il suo numero atomico di 1. Analogamente in un nucleo che ha troppi protoni si può avere il processo detto β^+ :

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (1.3)$$

nel quale vengono emessi un positrone e un neutrino e il nucleo figlio diminuisce il suo numero atomico di 1. Entrambi i processi sono governati dall'interazione debole.

Trascurando la bassa energia di rinculo del nucleo figlio che ha massa molto più grande delle altre due particelle, l'energia disponibile per il decadimento (il Q-valore della reazione) viene condivisa per la maggior parte tra la particella β e il neutrino. Per questo motivo lo spettro di emissione β è continuo come quello di un decadimento a due corpi e la sua energia massima E_{max} (figura 1.1) corrisponde circa al Q-valore della reazione. Per la maggior parte delle sorgenti β questo valore massimo è compreso tra i 10 keV e

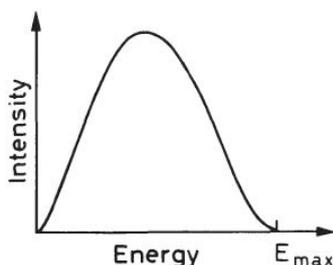


Figura 1.1: Tipico spettro di energia β [12].

qualche MeV. Spesso gli emettitori β sono anche emettitori γ , poichè i nuclei figli sono emessi in stati eccitati, che poi decadono con emissione di uno o più fotoni e secondo diversi modi di decadimento (branching ratio); gli emettitori puri sono rari, come si può vedere nella tabella 1.2. Anche per le sorgenti β è preferibile avere degli emettitori sottili, al fine di minimizzare la perdita di energia e l'auto-assorbimento nel materiale; infatti gli e^- sono carichi e quindi perdono energia piuttosto rapidamente nella materia, mentre i e^+ tendono ad annichilirsi rapidamente con gli e^- presenti negli atomi vicini.

1.1.3 Cattura Elettronica

In alternativa al processo β^+ un nucleo ricco di protoni può trasformarsi per cattura di un e^- da un orbitale atomico:



La reazione fornisce gli stessi prodotti della (1.3), ma con la differenza che nella (1.4) la particella β sta a sinistra della freccia. La cattura di un e^- lascia una lacuna nell'orbitale atomico che viene poi colmata da un altro e^- nelle vicinanze, dando origine all'emissione di un raggio X caratteristico o, come vedremo più avanti, all'emissione di un elettrone Auger.

| Sorgente | Tempo di dimezzamento | E_{max} [MeV] |
|--------------------|-------------------------|-----------------|
| 3H | 12.26 anni | 0.0186 |
| ^{14}C | 5730 anni | 0.156 |
| ^{32}P | 14.28 giorni | 1.710 |
| ^{33}P | 24.4 giorni | 0.248 |
| ^{35}S | 87.9 giorni | 0.167 |
| ^{36}Cl | 3.08×10^5 anni | 0.714 |
| ^{45}Ca | 165 giorni | 0.252 |
| ^{63}Ni | 92 anni | 0.067 |
| $^{90}Sr / ^{90}Y$ | 27.7 giorni / 24 ore | 0.546 / 2.27 |
| ^{99}Tc | 2.12×10^5 anni | 0.292 |
| ^{147}Pm | 2.62 anni | 0.224 |
| ^{204}Tl | 3.81 anni | 0.766 |

Tabella 1.2: Lista degli emettitori β^- puri [12].

1.1.4 Raggi X caratteristici

Quando un processo di eccitazione perturba gli orbitali elettronici di un atomo, l'atomo può permanere nello stato eccitato per un brevissimo tempo. Infatti la tendenza naturale degli elettroni è quella di riorganizzarsi in maniera che l'atomo ritorni nello stato a energia più bassa, detto *fondamentale*, entro un tempo caratteristico minore di un nanosecondo (in un materiale solido). L'energia liberata nella transizione da stato eccitato a stato fondamentale prende la forma di un fotone, detto *raggio X caratteristico*, la cui energia è pari alla differenza tra le energie dello stato iniziale e quello finale. Se per esempio viene creata una lacuna nella shell elettronica K , quando successivamente questa viene riempita da un elettrone viene emesso anche un raggio X caratteristico. Se l'elettrone viene da una shell L , allora viene emesso un fotone K_α con energia pari alla differenza fra la shell K e quella L . Se invece viene da una shell M , sarà prodotto un fotone K_β con un'energia leggermente superiore e così via. Il fotone più energetico della serie K viene prodotto quando la lacuna viene riempita da un elettrone non legato, producendo l'emissione di un fotone di energia pari all'energia di legame della shell K . Le lacune create nelle shell esterne alla K per colmare quella interna vengono riempite successivamente, causando l'emissione di serie L, M, \dots di raggi X caratteristici. A causa delle loro energie maggiori, i raggi X della serie K sono i più importanti. Le loro energie aumentano all'aumentare del numero atomico dell'elemento e sono, per esempio, circa 1 keV per il sodio ($Z=11$), 10 keV per il gallio ($Z=31$) e 100 keV per il radio ($Z=88$). I raggi X della serie L non raggiungono 1 keV fino $Z=28$ e 10 keV fino a $Z=74$. Per un atomo eccitato l'emissione di un elettrone Auger è un processo in competizione con quello di emissione di un raggio

X. A causa dell'unicità delle righe di emissione, i raggi X vengono spesso usati nella ricerca di elementi chimici in campioni di materiale sconosciuto. Si definisce *produzione di fluorescenza* l'insieme di tutti i modi in cui un atomo può emettere un fotone X quando si diseccita. I valori di produzione di fluorescenza sono tabulati per poter fare indagini spettroscopiche. Esistono un gran numero di processi che possono dar luogo a delle popolazioni di stati eccitati e in genere l'emissione relativa delle serie *K*, *L* e successive, dipende dal metodo di eccitazione; l'energia dei singoli fotoni però dipende soltanto dall'energia di legame.

1.1.5 Emissione γ

Come per la struttura a shell degli elettroni atomici, anche i nuclei sono caratterizzati da livelli energetici discretizzati. Le transizioni fra questi livelli possono avvenire soltanto attraverso l'emissione (o l'assorbimento) di una quantità di radiazione elettromagnetica pari alla differenza tra le energie dei livelli che partecipano alla transizione. I fotoni emessi sono detti raggi γ ed hanno energie comprese fra le centinaia di keV e qualche MeV, il che testimonia l'elevata energia di legame dei nuclei. I raggi γ quindi mostrano delle righe spettrali che sono caratteristiche dei nuclei emettitori; per esempio nella figura 1.2 si può vedere la struttura a livelli energetici di alcune sorgenti γ . Come già visto, molte

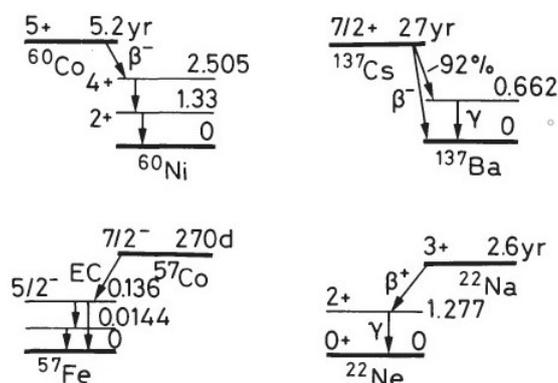


Figura 1.2: Diagramma a livelli nucleari di alcune sorgenti γ comuni; le energie riportate sono in MeV [12].

sorgenti γ sono in realtà dovute a decadimenti β , in cui e^+ ed e^- sono auto assorbiti internamente e non vengono rivelati al di fuori di esse.

Stati isomerici

Alcuni stati nucleari hanno tempi di vita eccezionalmente lunghi, a causa di una grande differenza di spin fra lo stato eccitato e quello di partenza. In questo caso si parla di

transizioni proibite, che determinano tempi di diseccitazione da pochi secondi fino ad anni. Un nuclide intrappolato in uno di questi stati è detto un'*isomero* e presenta delle proprietà radioattive diverse dai nuclidi normali. Gli isomeri si denotano con una m dopo il numero atomico; esempio: ^{60m}Co oppure ^{69m}Zn .

1.1.6 Bremsstrahlung

È una radiazione elettromagnetica che viene prodotta a causa dell'accelerazione di una particella carica, tipicamente un elettrone quando passa nelle vicinanze di un nucleo atomico; il fenomeno è noto anche come radiazione di frenamento. La particella in moto, quando è deviata dal campo elettrico di un nucleo, perde energia cinetica e per soddisfare il principio di conservazione dell'energia emette radiazione sotto forma di un fotone. La frazione di energia convertita aumenta all'aumentare dell'energia della particella incidente ed è maggiore per le particelle cariche leggere e per i materiali assorbenti a più elevato numero atomico. È su questo processo che si basa la produzione artificiale di raggi X in appositi tubi. Lo spettro emesso da elettroni monoenergetici che rallentano fino a fermarsi in un dato materiale è continuo, con energie dei fotoni che si estendono fino a quelle degli stessi elettroni, come si può vedere nella figura 2.33 per un fascio di elettroni incidenti su di un bersaglio di Au-W. Il γ di Bremsstrahlung viene prodotto

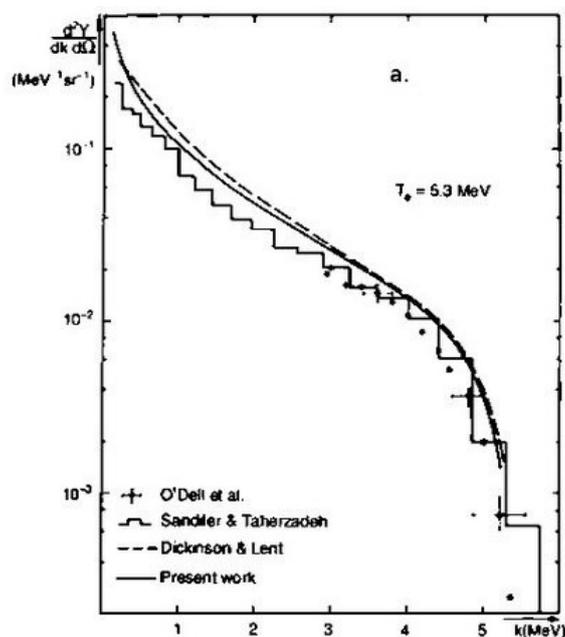


Figura 1.3: Spettro di Bremsstrahlung emesso da elettroni incidenti su un bersaglio di Au-W, con energia di 5.3 Mev [10].

anche dalle particelle β emesse dagli isotopi che decadono incapsulati in un materiale

assorbitore. In tutti i casi, oltre alla radiazione di frenamento, vengono emessi anche dei raggi X caratteristici che producono delle righe di emissione a energie ben definite. Per questo motivo lo spettro complessivo che si misura nei tubi a raggi X e in altre sorgenti mostra sempre dei picchi sovrapposti al continuo del Bremsstrahlung (figura 1.4).

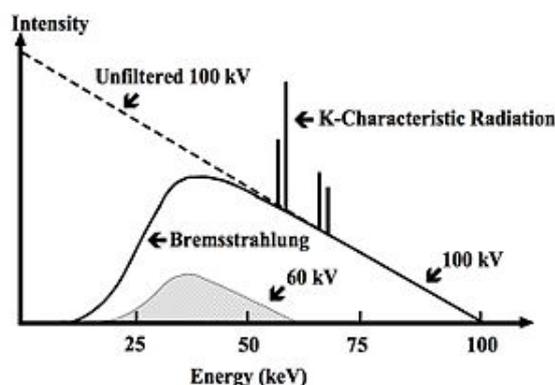


Figura 1.4: Spettro di Bremsstrahlung con sovrapposizione di raggi X caratteristici.

1.1.7 Radiazione di annichilazione

Un'altra sorgente di fotoni ad alta energia è l'annichilazione dei positroni. Se un e^+ che parte da una sorgente incontra un e^- del materiale assorbente, si annichila con esso producendo due fotoni, ciascuno di energia pari alla massa dell' e^- : 511 MeV. Poiché la quantità di moto si conserva, i due γ vengono sempre emessi in due direzioni opposte, una rispetto all'altra. Lo spettro γ di una sorgente spessa di positroni mostra quindi un picco a 511 MeV (corrispondente alla rivelazione di uno dei due γ) più un picco caratteristico corrispondente alla transizione del nucleo figlio. Per esempio, nella figura 1.5 si può vedere lo spettro di una sorgente di ^{22}Na .

1.1.8 Conversione interna

La diseccitazione nucleare può avvenire anche per *conversione interna*, ovvero per trasferimento d'energia a un elettrone atomico anziché per emissione di un fotone. L'elettrone viene espulso dall'atomo con un'energia cinetica pari alla differenza fra l'energia di eccitazione e l'energia di legame atomico. A differenza del decadimento β , gli elettroni espulsi sono monoenergetici ed hanno circa la stessa energia dei γ in competizione, cioè da alcune centinaia di keV ad alcuni MeV. Gli elettroni della *shell K* sono quelli che hanno la maggior probabilità di fare conversione interna, ma anche tutti gli altri, sia pur con probabilità minore, possono farla; per questo motivo le sorgenti a conversione interna possono mostrare in certi casi una serie di righe di emissione. Queste sorgenti

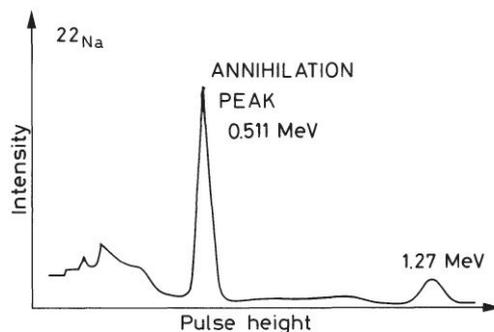


Figura 1.5: Spettro γ di una sorgente di ^{22}Na [12].

| Sorgente | Energie [KeV] |
|-------------------|----------------|
| ^{207}Bi | 480, 967, 1047 |
| ^{137}Cs | 624 |
| ^{113}Sn | 365 |
| ^{133}Ba | 266, 319 |

Tabella 1.3: Alcune sorgenti a conversione interna [12].

sono fra le poche a produrre e^- monoenergetici, per cui vengono utilizzate come sorgenti di calibrazione. Nella tabella 1.3 ne sono visibili alcune.

1.1.9 Elettroni Auger

Come per le sorgenti a conversione interna, l'energia di eccitazione che si origina nelle shell degli elettroni atomici può trasferirsi a un elettrone atomico anzichè produrre un raggio X caratteristico. Gli e^- espulsi con questo processo sono detti *Auger* e sono monoenergetici (con energie tipiche dei processi atomici, cioè di qualche keV). Una sorgente Auger può avere, come nel caso della conversione interna, una serie di righe di emissione anche se, date le basse energie, le righe sono suscettibili di auto assorbimento e quindi difficili da vedere.

1.1.10 Sorgenti di neutroni

Sebbene sia possibile produrre artificialmente isotopi che emettono neutroni, in pratica è più conveniente utilizzare sorgenti naturali, basate sulla fissione spontanea o sulle reazioni nucleari.

Fissione spontanea

La fissione spontanea può avvenire in diversi elementi transuranici, con rilascio di neutroni assieme a frammenti di fissione. I frammenti possono poi decadere emettendo radiazione β e γ , ma se la sorgente è incapsulata in uno spesso contenitore quest'ultima può essere assorbita, lasciando passare solo i neutroni che sono molto penetranti. La sorgente più nota di neutroni è il ^{252}Cf , che se decadesse solo per fissione spontanea avrebbe un tempo di dimezzamento pari a $\tau_{1/2} = 85 \text{ anni}$, ma siccome emette α con probabilità molto più elevata di quella di fissione, ha in realtà un tempo di dimezzamento pari a $\tau_{1/2} = 2.65 \text{ anni}$. Un campione di un microgrammo di ^{252}Cf è in grado di emettere 1.92×10^7 particelle α e di fare fissione spontanea 6.14×10^5 volte ogni secondo [10]. Ogni fissione spontanea dà luogo a due frammenti di fissione di numero di massa media di 108 e 143 e all'emissione di un certo numero di neutroni veloci. La distribuzione del numero di massa dei frammenti emessi è visibile nella figura 1.6. Lo spettro di energia

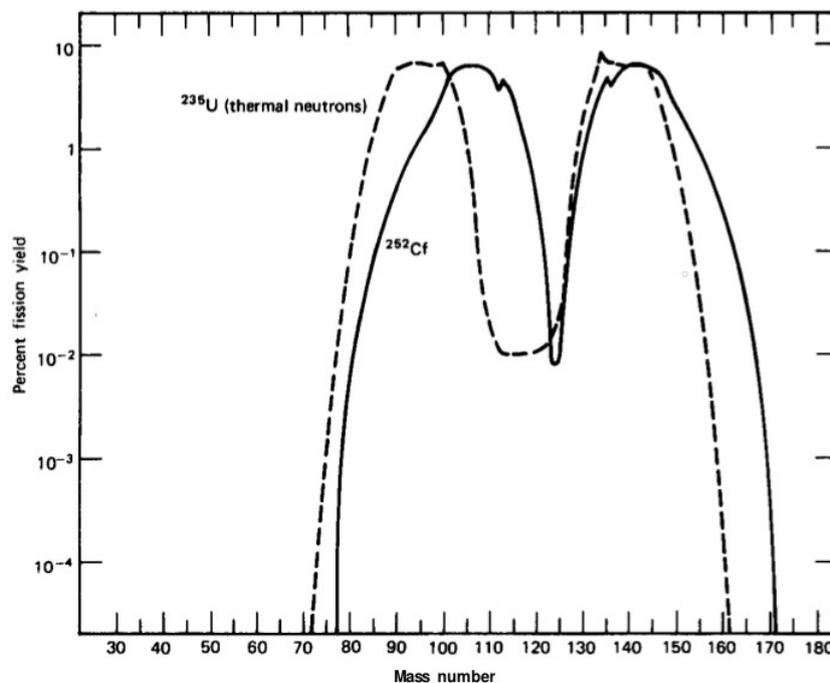


Figura 1.6: Distribuzione del numero di massa dei frammenti di fissione spontanea del ^{252}Cf [10].

dei neutroni emessi è continuo fino a circa 10 MeV ed ha una forma maxwelliana, come si vede nella figura 1.7 ed è descritta dalla relazione:

$$\frac{dN}{dE} = \sqrt{E} \exp\left(\frac{-E}{T}\right), \quad (1.5)$$

dove $T=1.3 \text{ MeV}$.

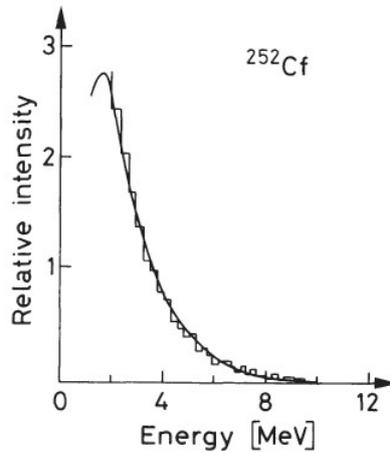
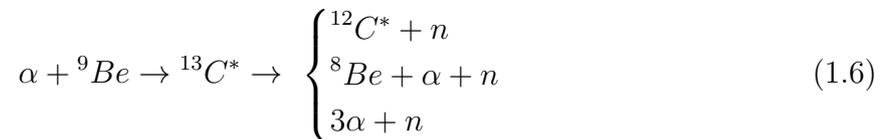


Figura 1.7: Spettro di una sorgente di neutroni di ^{252}Cf [12].

Reazioni nucleari

Un modo più conveniente per produrre neutroni è mediante le reazioni nucleari (α, n) o (γ, n) . Queste reazioni si ottengono mescolando un materiale bersaglio con dei forti emettitori α o γ . Il materiale più usato come bersaglio è il berillio, che bombardato con le particelle α dà luogo alle seguenti reazioni:



Il nucleo eccitato di ${}^{13}\text{C}^*$ può decadere in vari modi a seconda dell'energia di eccitazione, ma in generale nella reazione dominante decade in ${}^{12}\text{C}$ o in un suo stato eccitato a 4.44 MeV. Con ${}^{241}\text{Am}$ come sorgente α si può ottenere una produzione di $70 n/10^6\alpha$, mentre con una sorgente di ${}^{242}\text{Cm}$ si può arrivare a $106 n/10^6\alpha$. Altre sorgenti (α, n) sono ${}^{238}\text{Pu}/\text{Be}$, ${}^{226}\text{Ra}/\text{Be}$ e ${}^{227}\text{Ac}/\text{Be}$. Si possono usare anche bersagli come B, F e Li, ma con produzione minore. Naturalmente il tempo di dimezzamento di tutte queste sorgenti dipende da quello della sorgente α utilizzata. In teoria, per delle particelle α di energia incidente fissata, lo spettro di energia dei neutroni dovrebbe mostrare delle righe monoenergetiche corrispondenti ai diversi modi in cui la reazione si può svolgere. In realtà nelle sorgenti miste le α perdono energia in maniera stocastica durante il loro percorso nel materiale, differenziando un po' la loro energia di impatto sul bersaglio; inoltre è presente un allargamento Doppler delle righe di circa 2 MeV. A causa di ciò lo spettro finale risulta smussato, come si può vedere nella figura 1.8.

Nel caso delle fotoreazioni (γ, n) , sono utilizzabili soltanto due materiali come bersaglio:

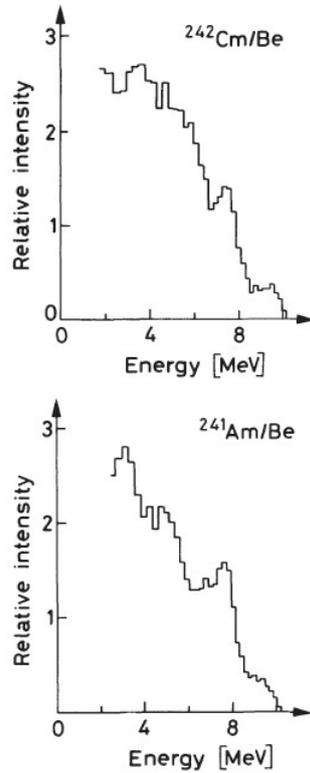


Figura 1.8: Spettro di due sorgenti di neutroni: $^{242}\text{Cm}/\text{Be}$ (sopra) e $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ (sotto) [12].

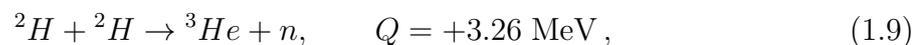
il berillio e il deuterio. Le rispettive reazioni sono:



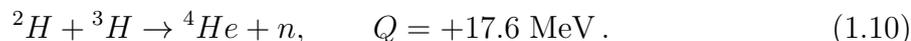
Queste sorgenti hanno il vantaggio di essere quasi monoenergetiche poiché i fotoni subiscono molto meno il rallentamento delle particelle α . Lo svantaggio è che hanno una produzione di neutroni di 1-2 ordini di grandezza più bassa rispetto alle precedenti e inoltre, poiché i fotoni non vengono assorbiti facilmente come le particelle α , producono anche un intenso fondo di radiazione γ .

Reazioni da particelle cariche accelerate

Le particelle α non sono le uniche che si possono inviare contro un bersaglio per ottenere la produzione di neutroni; si possono utilizzare anche protoni, deuterio, ed altre particelle cariche leggere, accelerate artificialmente. Le due reazioni più comuni di questo tipo sono la reazione D-D:



e la reazione D-T:



La barriera coulombiana fra il deuterio incidente e i nuclei leggeri è relativamente piccola, per cui non è necessario accelerare il deuterio ad energie elevatissime per avere una buona produzione; un potenziale di circa 100-300 kV è sufficiente, cosa che permette di costruire anche dei generatori portatili. Inoltre, essendo l'energia del deuterio piccola rispetto al Q-valore delle reazioni, tutti i neutroni prodotti avranno circa la stessa energia (circa 3 MeV per le reazioni D-D e circa 14 MeV per le reazioni D-T). Un fascio di 1 mA di ioni di deuterio può produrre circa 10^9 n/s da uno spesso bersaglio di deuterio e circa 10^{11} n/s da un bersaglio di trizio.

Altre reazioni di produzione di neutroni si possono ottenere bombardando il ${}^9\text{Be}$ con deuterio, il ${}^7\text{Li}$ con protoni e il ${}^3\text{H}$ con protoni. In questi ultimi tre casi, però, l'energia della particella incidente deve essere molto più elevata, il che significa che gli acceleratori devono essere molto più grandi (per esempio, ciclotroni o acceleratori di Van de Graaf).

1.1.11 Radiazione di sincrotrone

Per ottenere questo tipo di radiazione, utile in diversi campi della fisica fondamentale e applicata, vengono utilizzati diversi acceleratori di grandi dimensioni, che tipicamente accelerano elettroni a energie di 500 MeV e più. Il principio di funzionamento sfrutta le leggi dell'elettromagnetismo, per le quali quando un fascio di particelle cariche leggere ad alta energia viene piegato da un campo magnetico lungo un'orbita circolare, parte della sua energia viene irradiata esternamente, soprattutto in direzione tangente alla traiettoria del fascio e sotto forma di fotoni. È un caso particolare di Bremsstrahlung, nel quale i fotoni prodotti sono intensi e altamente direzionali ed hanno un'energia che può variare dai pochi eV (luce visibile) a circa 10^4 eV (raggi X). Di solito si seleziona il fascio di fotoni in uscita in modo da renderlo quasi monoenergetico, tramite un dispositivo detto *monocromatore*.

Le applicazioni di questa radiazione sono, per esempio: in fisica la cristallografia di proteine e molecole complesse e la spettroscopia per l'analisi dei materiali; nell'industria la litografia per la produzione di chip per i computer; in medicina la diagnosi di immagini e la terapia tumorale; nei beni culturali le datazioni, le attribuzioni e le tecniche pittoriche.

1.1.12 Attività e legge di decadimento radioattivo

L'*attività* di un campione radioattivo è definita come il numero medio di processi di decadimento che avvengono nell'unità di tempo. È un parametro che dipende dalla quantità di sorgente contenuta nel campione, ma non coincide necessariamente con la radiazione emessa, la quale dipende anche dallo schema di decadimento specifico; le due

quantità coincidono soltanto nel caso in cui ci sia un'unica transizione radiativa. Per esempio, nel caso della (1.6), dopo l'emissione di un nucleo instabile si ha un'ulteriore disintegrazione per cui la radiazione secondaria prodotta si mescola a quella iniziale. Invece nel caso di decadimento β^+ in competizione con la cattura elettronica (si vedano le 1.3 e 1.4), a due processi diversi corrisponde lo stesso tipo di radiazione emessa.

Le unità di misura adottate per l'attività sono il *Curie (Ci)*, corrispondente all'attività di 1 g di ^{226}Ra , ossia a 3.7×10^{10} disintegrazioni al secondo e il *Bequerel (Bq)*, corrispondente a 1 disintegrazione al secondo.

La *legge di decadimento radioattivo* è una legge sperimentale che afferma che l'attività di un campione radioattivo decade esponenzialmente nel tempo; dal punto di vista teorico questa legge si può ricavare considerando il fatto che il processo è governato dalla probabilità di transizione per unità di tempo λ , caratteristica della specie nucleare. Se un nuclide ha più di un modo di decadimento, allora λ è la somma di tutte le costanti di ogni modo:

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots \quad (1.11)$$

In un campione di N nuclei il numero medio di nuclei che decadono in un tempo dt sarà allora:

$$dN = -\lambda N dt, \quad (1.12)$$

assumendo N abbastanza grande da poterlo considerare continuo. Il prodotto $\lambda N = A$ quantifica l'attività del campione radioattivo. La (1.12) rappresenta la forma differenziale della legge di decadimento; integrandola si ricava la legge esponenziale:

$$N(t) = N(0) \exp(-\lambda t), \quad (1.13)$$

dove $N(0)$ è il numero di nuclei a $t=0$.

Spesso si usa la inversa di λ ,

$$\tau_m = \frac{1}{\lambda}, \quad (1.14)$$

detta *vita media*, che corrisponde al tempo necessario affinché l'attività iniziale si riduca di un fattore $1/e$. Allo stesso modo si definisce *tempo di dimezzamento*, $T_{1/2}$, il tempo necessario affinché l'attività del campione si riduca della metà di quella iniziale, cioè: $1/2 = \exp(-\lambda T_{1/2})$, il che implica:

$$T_{1/2} = \frac{1}{\lambda} \ln 2 = \tau \ln 2 = 0.693 \tau. \quad (1.15)$$

Se consideriamo ora un intervallo di tempo Δt piccolo rispetto al tempo di dimezzamento della sorgente, possiamo assumere che l'attività durante questo intervallo sia costante. Se ripetiamo diverse volte la misura del numero di decadimenti in questo intervallo, avremo delle fluttuazioni da misura a misura dovute alla natura statistica del processo.

Si può dimostrare che la probabilità di osservare n conteggi nel periodo Δt è data dalla distribuzione di Poisson [12]:

$$P(n, \Delta t) = \frac{m^n}{n!} \exp(-m), \quad (1.16)$$

dove m è il numero medio di conteggi nel periodo Δt e la deviazione standard è:

$$\sigma = \sqrt{m}. \quad (1.17)$$

Spesso può capitare la situazione in cui si forma una catena di decadimenti in cui un nuclide decade in un nucleo figlio, il quale a sua volta decade in un altro nucleo instabile e così via. Il caso più semplice è quello di una catena di tre nuclei: $A \rightarrow B \rightarrow C$, con C stabile. Applicando la (1.13) si ottiene:

$$\begin{cases} \frac{dN_a}{dt} = -\lambda_a N_a, \\ \frac{dN_b}{dt} = \lambda_a N_a - \lambda_b N_b, \\ \frac{dN_c}{dt} = \lambda_b N_b, \end{cases} \quad (1.18)$$

dove λ_a e λ_b sono le corrispondenti costanti di decadimento. Per catene più lunghe le equazioni per altri nuclidi si possono ottenere in maniera analoga. Se fissiamo come condizioni iniziali $N_b(0) = N_c(0) = 0$, la soluzione della (1.18) diventa:

$$\begin{cases} N_a(t) = N_a(0) \exp(-\lambda_a t), \\ N_b(t) = N_a(0) \frac{\lambda_a}{\lambda_b - \lambda_a} [\exp(-\lambda_a t) - \exp(-\lambda_b t)], \\ N_c(t) = N_a(0) \left\{ 1 + \frac{\lambda_a}{\lambda_b - \lambda_a} [\lambda_a \exp(-\lambda_b t) - \lambda_b \exp(-\lambda_a t)] \right\}. \end{cases} \quad (1.19)$$

Notare che l'attività di B ($\lambda_b N_b$) ora non coincide con dN_b/dt , perchè contiene anche il contributo creato dal decadimento di A . Il comportamento delle tre specie nucleari è visibile nella figura 1.9 a sinistra. Ponendo uguale a zero la derivata del secondo membro della seconda equazione delle (1.19), si vede che N_b passa attraverso un massimo, corrispondente al tempo:

$$t_{max} = \frac{\ln \frac{\lambda_b}{\lambda_a}}{\lambda_b - \lambda_a}. \quad (1.20)$$

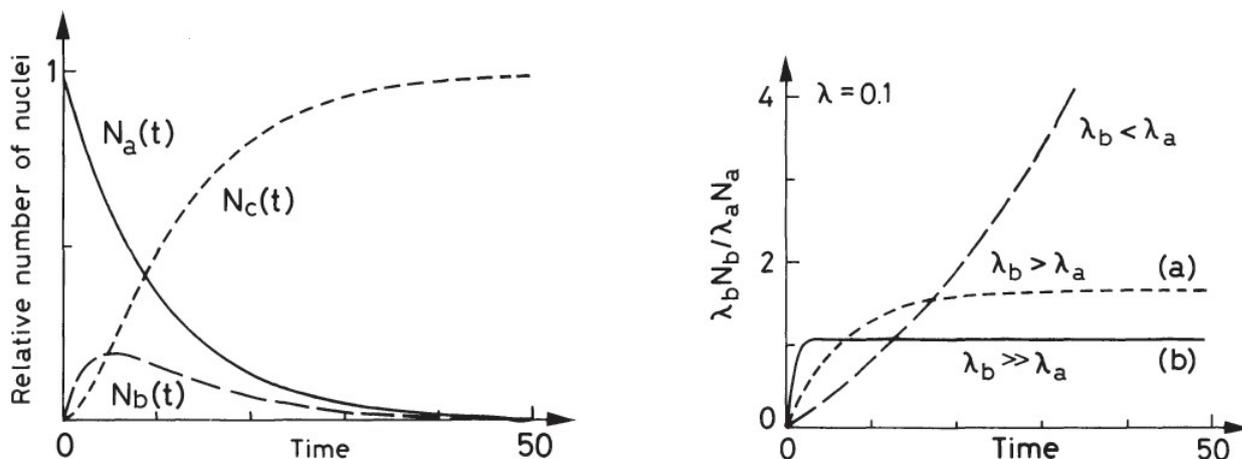


Figura 1.9: A sinistra: decadimento radioattivo di una catena di tre nuclei. A destra: rapporto di attività fra nucleo padre e nucleo figlio; la curva (a) mostra l'equilibrio transiente, mentre la curva (b) l'equilibrio secolare [12].

Nell'istante t_{max} le due attività di B ed A coincidono:

$$\lambda_b N_b = \lambda_a N_a, \quad (1.21)$$

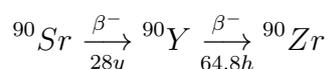
e si dice che le due sostanze sono in *equilibrio ideale*. In ogni altro istante il rapporto fra le due attività è dato da:

$$\frac{\lambda_b N_b}{\lambda_a N_a} = \frac{\lambda_b}{\lambda_b - \lambda_a} \{1 - \exp[-(\lambda_b - \lambda_a)t]\} \quad (1.22)$$

e possiamo distinguere tre casi:

1. se $\lambda_a > \lambda_b$, il rapporto (1.22) cresce esponenzialmente nel tempo.
2. se $\lambda_b > \lambda_a$, il rapporto diventa circa costante (> 1) per tempi abbastanza grandi; in questa situazione si parla di *equilibrio transiente*.
3. se $\lambda_b \gg \lambda_a$, il rapporto raggiunge velocemente $\simeq 1$, permanendo in uno stato, detto di *equilibrio secolare*.

I tre casi sono illustrati nella figura 1.9 a destra. Notare che nell'equilibrio secolare l'attività di B rimane uguale a quella di A ; questo significa che la velocità con cui B si disintegra è uguale a quella con cui viene creato, indipendentemente dal valore di λ_b . Per capire meglio, consideriamo l'esempio del decadimento β^- dello ^{90}Sr :



Nonostante un nucleo di ^{90}Y trasmuti in 64.8 h, a causa del tempo di dimezzamento dello ^{90}Sr ci vogliono 28 anni prima di avere un atomo di ^{90}Zr .

Un esempio di applicazione della (1.18) è la produzione di un isotopo radioattivo per irraggiamento di un elemento stabile. In questo caso abbiamo una reazione del tipo¹:

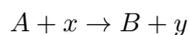


dove l'isotopo B , prodotto con costante λ_a , decade in quello C con costante λ_b . Se $\sigma(A \rightarrow B)$ è la sezione d'urto di produzione di B , F è il flusso di particelle x e N_a è il numero di nuclei di A , allora l'equazione del decadimento radioattivo risulta:

$$\begin{cases} \frac{dN_a}{dt} = -F\sigma(A \rightarrow B)N_a = -\lambda_a N_a, \\ \frac{dN_b}{dt} = -\lambda_b N_b + \lambda_a N_a. \end{cases} \quad (1.23)$$

Quindi il massimo di produzione dell'isotopo B risulta al tempo t_{max} dato dalla (1.20).

¹Il membro a sinistra non è altro che una notazione compatta della reazione:



in cui un isotopo A viene urtato da una particella x e vengono di conseguenza prodotti l'isotopo B e una particella leggera y . Nel caso in cui $x = \gamma$ si tratta di una reazione fotonucleare (o fotoreazione), tipo la (1.7) e la (1.8). Il membro a destra della reazione indica che l'isotopo B decade spontaneamente in quello C , ma è implicito che ci può essere anche l'emissione di altre particelle più leggere.

Capitolo 2

Meccanismi di interazione tra radiazione e materia

La radiazione che attraversa la materia interagisce con essa in termini dei suoi costituenti di base, cioè di aggregati di elettroni e nuclei a loro volta formati da altre particelle. I processi coinvolti durante l'interazione tra radiazione e materia spiegano la penetrabilità in essa, la facilità di rivelazione e la pericolosità per gli organismi biologici.

2.1 Probabilità d'interazione

La probabilità di collisione o interazione di due particelle viene descritta in termini generali dalla *sezione d'urto*. Questa grandezza si può definire formalmente nella seguente maniera [12]: consideriamo un fascio di particelle incidenti su un bersaglio (figura 2.1); assumiamo che il fascio abbia una sezione più larga di quella del bersaglio e che le particelle siano uniformemente distribuite nello spazio e nel tempo. Possiamo quindi definire il flusso F come il numero di particelle incidenti per unità di area e unità di tempo:

$$[F] = [cm^{-2} s^{-1}] . \quad (2.1)$$

Se N_s è il numero di particelle diffuse in un angolo solido $d\Omega$ nell'unità di tempo:

$$[N_s] = [s^{-1}] , \quad (2.2)$$

possiamo definire la *sezione d'urto differenziale* come:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E) = \frac{1}{F} \frac{dN_s}{d\Omega} , \quad (2.3)$$

che corrisponde alla frazione media di particelle diffuse nell'angolo $d\Omega$ per unità di tempo e di flusso. Se integriamo su tutto l'angolo solido per un'energia E fissata, otteniamo la

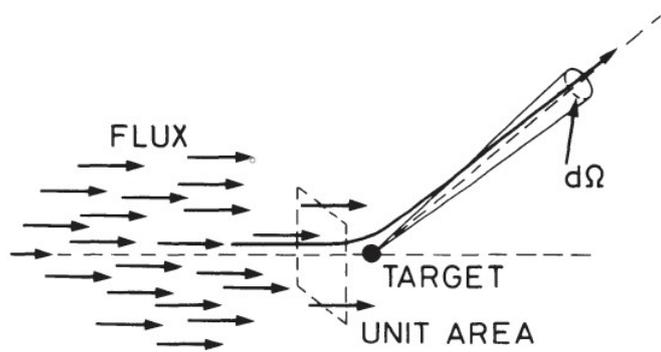


Figura 2.1: Definizione di sezione d'urto di scattering [12].

sezione d'urto totale per qualsiasi angolo di scattering:

$$\sigma(E) = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} . \quad (2.4)$$

Notare che σ , ha le dimensioni di una superficie:

$$[\sigma] = [cm^2] , \quad (2.5)$$

questo ci dà l'interpretazione euristica di sezione geometrica del bersaglio intercettata dal flusso di particelle. Se il bersaglio è fatto di uno strato di materiale con tanti centri di diffusione (gli atomi) e se assumiamo che questi siano uniformemente distribuiti e lo strato sia sottile, allora il numero di centri per unità di area perpendicolare visti dal fascio sarà $N\delta x$, dove N è la densità dei centri e δx è lo spessore del materiale lungo la direzione del fascio. Se A è l'area totale del bersaglio perpendicolare alla direzione del fascio, il numero totale di particelle che possono interagire nell'unità di tempo sarà allora FA . Il numero medio di particelle diffuse nell'angolo $d\Omega$ e nell'unità di tempo è allora:

$$N_s(\Omega) = F A N \delta x \frac{d\sigma}{d\Omega} , \quad (2.6)$$

mentre il numero totale di particelle diffuse nell'angolo solido nell'unità di tempo risulta:

$$N_{tot} = F A N \delta x \sigma . \quad (2.7)$$

Dividendo la (2.7) per FA otteniamo quindi la *probabilità d'interazione di una singola particella del fascio in uno spessore δx* :

$$P(\delta x) = \frac{N_{tot}}{F A} = N \sigma \delta x . \quad (2.8)$$

Nel limite di uno spessore infinitesimo dx e posto:

$$w = N \sigma , \quad (2.9)$$

la (2.8) diventa:

$$dP = w dx . \quad (2.10)$$

La probabilità di avere un'interazione tra x e $x + dx$ sarà quindi:

$$P(x + dx) = P(x) dP = P(x) w dx . \quad (2.11)$$

Se $P_s(x)$ è la probabilità di non avere un'interazione dopo una distanza x , o *probabilità di sopravvivenza*, la probabilità di sopravvivenza tra x e $x + dx$ sarà:

$$P_s(x + dx) = P_s(x)(1 - w dx) ,$$

cioè:

$$P_s + \frac{dP_s}{dx} = P_s - P_s w dx ,$$

e semplificando si ha:

$$dP_s = -w P_s dx ,$$

da cui integrando si ottiene:

$$P_s = C \exp(-w x) ,$$

dove C è una costante. Dovendo essere $P_s(0) = 1$ si ricava che $C = 1$, per cui infine si ha:

$$P_s(x) = \exp(-w x) , \quad (2.12)$$

cioè la probabilità di sopravvivenza è esponenziale rispetto alla distanza percorsa nel materiale x . Da questa segue immediatamente che la probabilità di avere un'interazione in un qualunque punto del percorso x è:

$$P_{int}(x) = 1 - P_s = 1 - \exp(-w x) , \quad (2.13)$$

mentre la probabilità di avere una collisione tra x e $x + dx$ dopo un percorso x è:

$$P_s(x) dP = \exp(-w x) w dx . \quad (2.14)$$

La distanza media percorsa dalla particella senza avere collisioni è detta *cammino libero medio* e si calcola come:

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x P_s(x)}{\int_0^\infty P_s(x)} = \frac{\int_0^\infty x e^{-wx}}{\int_0^\infty e^{-wx}} = \frac{1}{w} ,$$

cioè:

$$\lambda = \frac{1}{N \sigma} , \quad (2.15)$$

Sostituendo la (2.15) nelle (2.12), (2.13), (2.14) si ricava:

$$P_s(x) = \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) = \exp(-N \sigma x), \quad (2.16)$$

$$P_{int}(x) = 1 - \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) = 1 - \exp(-N \sigma x), \quad (2.17)$$

$$P_s(x) dP = \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \frac{dx}{\lambda} = \exp(-N \sigma x) N \sigma dx. \quad (2.18)$$

Una quantità che viene spesso usata per descrivere lo spessore di un materiale assorbente è la *densità superficiale*, o *spessore di massa*, data dal prodotto della densità ρ del materiale per il suo spessore t :

$$\text{Spessore di massa} = \rho t. \quad [g/cm^2] \quad (2.19)$$

Lo spessore di massa ha la proprietà utile di normalizzare materiali diversi; come vedremo, uguali spessori di massa di materiali diversi hanno circa lo stesso effetto sulla stessa radiazione.

2.1.1 Perdita di energia delle particelle cariche pesanti

Il passaggio di una particella carica nella materia produce principalmente:

- perdita di energia della particella dovuta alle collisioni anelastiche con gli elettroni del materiale.
- deviazione della particella dalla sua direzione di incidenza dovuta allo scattering elastico con i nuclei del materiale; se la massa della particella è piccola rispetto a quella del nucleo l'energia trasferita è poca, ma la deviazione è grande.

Questi processi avvengono molte volte per unità di lunghezza percorsa nella materia. Più raramente si può avere anche:

- emissione di radiazione Cherenkov.
- reazioni nucleari.
- Bremsstrahlung.

Formula di Bethe-Bloch

Le collisioni anelastiche con gli elettroni del materiale sono le maggiori responsabili della perdita di energia delle particelle cariche pesanti, con una sezione d'urto $\sigma \simeq 10^{-17} - 10^{-16} \text{ cm}^2$. L'energia trasferita agli atomi del materiale può produrre eccitazione atomica (in questo caso si parla di *collisioni soft*), oppure ionizzazione (in questo caso si parla di *collisioni hard*). In caso di ionizzazione gli elettroni accelerati lontano dagli atomi sono detti raggi δ o anche *elettroni di knock-on*. Lo scattering elastico con i nuclei è abbastanza frequente, anche se non avviene così spesso come nelle collisioni con gli elettroni; tuttavia, se la massa dei nuclei atomici è molto maggiore di quella delle particelle entranti, l'energia trasferita in questo processo è trascurabile rispetto a quella per collisioni con gli elettroni (questo non è vero, per esempio, nel caso di particelle α che attraversano un volume d'idrogeno).

Le collisioni anelastiche avvengono con una certa probabilità quantomeccanica e sono quindi di natura statistica, tuttavia sono talmente numerose in un cammino macroscopico che le fluttuazioni nella perdita di energia totale sono piccole e si può ragionare sulla perdita di energia media per unità di percorso; questa quantità, chiamata *potere frenante lineare* $-dE/dx$, o *stopping power*, è interpretabile come una forza media che agisce rallentando le particelle ed è stata calcolata per la prima volta da Bohr con la meccanica classica. Successivamente è stata perfezionata da Bethe, Bloch e altri con la meccanica quantistica ottenendo la *formula di Bethe-Bloch* [12]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right], \quad (2.20)$$

[MeV cm⁻¹]

dove:

$$2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g},$$

N_A è il numero di Avogadro ($6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), r_e e m_e sono il raggio classico dell'elettrone ($2.817 \times 10^{-13} \text{ cm}$) e la sua massa ($9.109 \times 10^{-28} \text{ g}$), ρ è la densità del materiale assorbitore, Z e A sono rispettivamente il numero atomico e il peso atomico del materiale assorbitore, z è la carica della particella incidente in unità di quella dell'elettrone, $\beta = v/c$ dove v è la velocità della particella incidente e c è la velocità della luce ($\simeq 3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$), $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$. La (2.20) è quindi parametrizzata in termini di β , una grandezza fisica correlata sia all'impulso, sia all'energia relativistica di una particella di massa m che attraversa il materiale assorbitore ¹:

¹Le due grandezze sono legate fra loro dalla relazione di *Einstein*: $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$, dove m è la massa a riposo della particella. L'energia cinetica della particella invece è $T = E - mc^2 = mc^2(\gamma - 1)$.

$$p = mv\gamma = mc\beta\gamma, \quad (2.21)$$

$$E = mc^2\gamma. \quad (2.22)$$

La (2.20) vale per particelle elementari e nuclei di massa maggiore o uguale a quella delle particelle α e per $\beta > 0.1$; se queste condizioni non sono rispettate perde di accuratezza. W_{max} è l'energia massima trasferita in una singola collisione, ovvero in una collisione frontale (di knock-on) e dipende dalla cinematica degli urti; se la massa della particella è molto più grande di quella dell'elettrone allora $W_{max} \propto \gamma^2 v^2$. I è il potenziale medio di ionizzazione del materiale assorbente; è difficile da calcolare e quindi viene dedotto dalle misure di dE/dx e poi tabulato. δ è il *termine di correzione di densità*, mentre C è il *termine di correzione di shell*.

L'effetto di densità δ tiene conto del fatto che il campo elettrico della particella tende a polarizzare gli atomi lungo il suo percorso; in questo modo gli elettroni lontani vengono schermati e contribuiscono meno alla dE/dx . δ aumenta all'aumentare dell'energia della particella e all'aumentare della densità ρ del materiale.

L'effetto di shell C tiene conto del fatto che quando la velocità della particella è sufficientemente bassa, diventa paragonabile o minore della velocità orbitale degli elettroni legati. E' una correzione piccola, che si evidenzia alle basse energie.

Un esempio di curva di Bethe-Bloch in funzione dell'energia della particella proiettile, con e senza correzioni δ e C (curva a trattini), è visibile nella figura 2.2. Nella figura 2.3, invece, sono mostrate le curve di Bethe-Bloch in funzione dell'energia per particelle diverse.

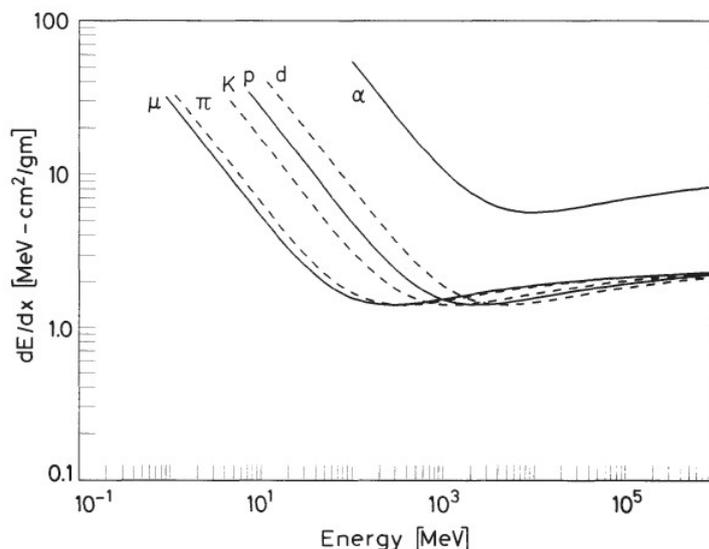


Figura 2.3: Curva di Bethe-Bloch in funzione dell'energia per particelle diverse [12].

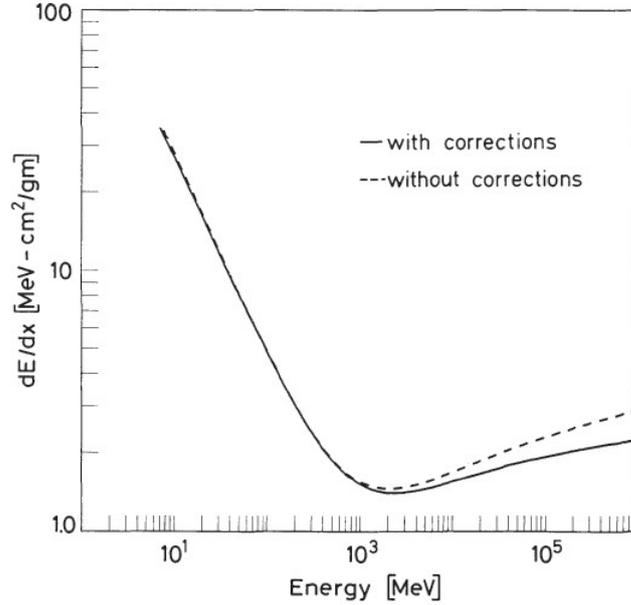


Figura 2.2: Curva di Bethe-Bloch con e senza le correzioni di densità e di shell (materiale assorbitore: rame) [12].

Alle basse energie (non relativistiche) la dE/dx è dominata dal fattore $1/\beta^2$, per cui decresce all'aumentare della velocità fino a $v \simeq 0.96 c$, dove raggiunge un minimo, detto *minimo di ionizzazione*. Notare che questo minimo è circa lo stesso per tutte le particelle che hanno la stessa carica. Oltre questa energia il termine $1/\beta^2$ diventa circa costante e la dE/dx comincia a risalire a causa della dipendenza logaritmica. Questa *risalita relativistica* viene comunque smorzata dalla correzione di densità δ . Per energie sotto il minimo di ionizzazione ogni particella esibisce una curva della dE/dx diversa dalle altre; questa caratteristica viene usata per distinguere le particelle in questo intervallo di energie: particelle più pesanti raggiungono il minimo a energie maggiori e le curve sono traslate una rispetto all'altra. La risalita relativistica invece è circa uguale per tutte le curve.

In regioni di energie molto basse la (2.20) non vale più: a velocità confrontabili con le velocità degli elettroni orbitali la perdita d'energia raggiunge un massimo per poi calare repentinamente; questo a causa di una serie di effetti complicati che coinvolgono l'urto e il trasferimento di energia con atomi e non più con elettroni isolati ². La dinamica degli urti diviene più complicata e si ha un diverso stopping power per cariche positive o negative (*effetto Barkas*). In prima approssimazione, per $E \ll 1$ MeV, lo stopping

²Primo fra tutti il fatto che il trasferimento di energia cinetica diminuisce all'aumentare della massa del bersaglio con cui uno ione interagisce.

power ha un andamento del tipo:

$$-\frac{dE}{dx} \propto E^b,$$

con $0 < b < 1$.

La curva della perdita d'energia in funzione della profondità di penetrazione nel materiale è detta *curva di Bragg*. Nella figura 2.4 si può vedere che nella curva di Bragg la maggior parte dell'energia viene rilasciata verso la fine della traiettoria,

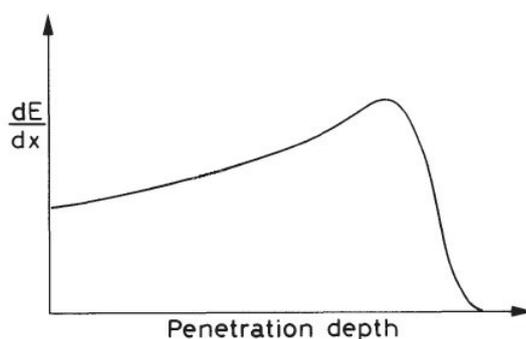


Figura 2.4: Variazione della dE/dx in funzione della profondità di penetrazione di una particella carica nella materia. Il massimo di ionizzazione si ha in corrispondenza del picco di Bragg [12].

dove l'energia cinetica della particella è molto bassa e si ha un picco, detto *picco di Bragg*; superato il picco la dE/dx va subito a zero. Questo si rivela molto utile in campo medico nelle cure contro i tumori tramite l'utilizzo di fasci di particelle cariche (adroterapia); il picco di Bragg, infatti, permette di ottenere il massimo del danno cellulare ad una profondità ben definita, limitando i danni collaterali ai tessuti sani circostanti. Gli intervalli di energie usati in adroterapia sono $50 < E < 250$ MeV per i protoni e $50 < E < 400$ MeV/u per gli ioni di carbonio, corrispondenti alla prima metà della curva di Bethe-Bloch, prima del minimo di ionizzazione [1].

Per particelle che attraversano lo stesso materiale la (2.20) si può esprimere come:

$$-\frac{dE}{dx} = z^2 f(\beta), \quad (2.23)$$

dove $f(\beta)$ è funzione solo della velocità (energia cinetica) della particella. Quindi la perdita di energia di una particella in un qualsiasi materiale dato dipende soltanto dalla sua carica e velocità. Se per esempio fissiamo un materiale e misuriamo la dE_1/dx della particella 1 di carica z_1 e massa M_1 , allora la dE_2/dx della particella 2 di carica z_2 , massa

M_2 ed energia cinetica T_2 si può ricavare riscaldando la dE_1/dx [12]:

$$-\frac{dE_2}{dx}(T_2) = -\frac{z_2^2}{z_1^2} \frac{dE_1}{dx} \left(T_2 \frac{M_1}{M_2} \right). \quad (2.24)$$

Quando la perdita d'energia viene espressa in unità di spessore di massa essa varia poco al variare del tipo di materiale; infatti, se evidenziamo la dipendenza dal materiale nella (2.20) otteniamo:

$$-\frac{dE}{d\epsilon} = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = z^2 \frac{Z}{A} f(\beta, I), \quad (2.25)$$

dove $d\epsilon = \rho dx$; per Z non troppo diversi, il rapporto Z/A varia poco ed $I(Z)$ incide poco perché è nell'argomento di un logaritmo, quindi la $dE/d\epsilon$ è quasi indipendente dal tipo di materiale. Per esempio, un protone di 10 MeV perderà circa la stessa energia in 1 g/cm^2 di rame, come in 1 g/cm^2 di alluminio, eccetera.

Nel caso di un composto chimico si possono fare delle misure dirette della perdita di energia, ma una buona approssimazione è ottenibile mediando la $dE/d\epsilon$ di ogni elemento chimico (*regola di Bragg*):

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \sum_i^n \frac{w_i}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx} \right)_i, \quad (2.26)$$

dove w_i è la frazione dell'elemento i -esimo pesata sul suo numero di elettroni e ρ_i è la densità dell'elemento i -esimo.

In materiali che hanno una struttura atomica cristallina la perdita d'energia dipende anche dell'angolo d'incidenza delle particelle: quando una particella attraversa un cristallo con un angolo di incidenza piccolo rispetto al suo asse di simmetria, si può avere un effetto di *channeling*, per cui la perdita d'energia risulta inferiore a quella che si potrebbe calcolare con la (2.20).

Range

Il *range*, o *spessore di assorbimento* di una particella, è la distanza che una particella percorre nel materiale prima di aver perso tutta la sua energia cinetica. Se la perdita d'energia fosse continua il range sarebbe una costante, a parità di energia iniziale e di materiale attraversato. In realtà questo è vero solo in maniera approssimata, come si dimostra facendo passare un fascio di particelle di energia fissata (monocromatico) attraverso una serie di spessori diversi di uno stesso materiale. L'intensità trasmessa attraverso uno spessore è definita come:

$$T = \frac{\text{Numero particelle trasmesse}}{\text{Numero particelle incidenti}}; \quad (2.27)$$

facendo il grafico dell'intensità in funzione dello spessore si vede una dispersione del range attorno a un valore medio, che rispecchia il fatto che la perdita di energia non è

deterministica ma è di natura statistica: due particelle identiche non subiscono mai lo stesso numero di collisioni nell'attraversare lo stesso spessore di materiale (figura 2.5). La distribuzione dei valori attorno al valore medio è detta *range straggling* e si può assumere che sia gaussiana; il valore medio è detto *range medio* e corrisponde allo spessore per cui circa la metà delle particelle viene assorbito, mentre l'intersezione fra la tangente nel punto a metà altezza della curva con l'asse delle ascisse è detta *range estrapolato* ed è lo spessore oltre cui quasi tutte le particelle vengono assorbite.

Nella figura 2.6 si può vedere, per esempio, il range medio delle particelle α in aria, a una temperatura di 15° centigradi e ad una pressione di 760 mm di Hg.

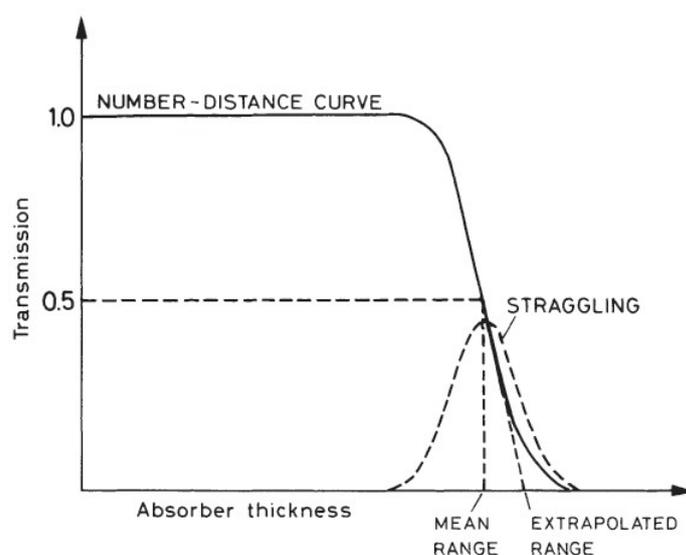


Figura 2.5: Esempio di curva di trasmissione di particelle cariche pesanti nel materiale [12].

Esiste una formula semi-empirica per calcolare il range in funzione dell'energia cinetica, valida per un ampio intervallo di energie e per molti materiali [12]:

$$R \propto E^{1.75} , \quad (2.28)$$

dove R è il range in cm ed E è l'energia in MeV.

La (2.28) può essere molto utile, per esempio, per calcolare l'energia di una particella, misurandone il range, oppure per dimensionare lo spessore di uno schermo per la radiazione, o per progettare un rivelatore.

Dalla (2.24) si può ricavare una legge di scala per il range di particelle diverse nello stesso materiale:

$$R_2(T_2) = \frac{M_2}{M_1} \frac{z_1^2}{z_2^2} R_1 \left(T_2 \frac{M_1}{M_2} \right) . \quad (2.29)$$

Per la stessa particella in materiali diversi si ha la relazione approssimata di Bragg-Kleeman:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{\sqrt{A_1}}{\sqrt{A_2}}, \quad (2.30)$$

dove ρ_i ed A_i sono le densità e i numeri atomici dei materiali.

Per i composti chimici si ha la formula approssimata:

$$R_{comp} = \frac{A_{comp}}{\sum \frac{a_i A_i}{R_i}}, \quad (2.31)$$

dove A_{comp} è il peso molecolare del composto, A_i e a_i sono, rispettivamente, il peso atomico e il numero di nuclei dell'elemento i -esimo della molecola del composto e R_i è il range dell'elemento i -esimo.

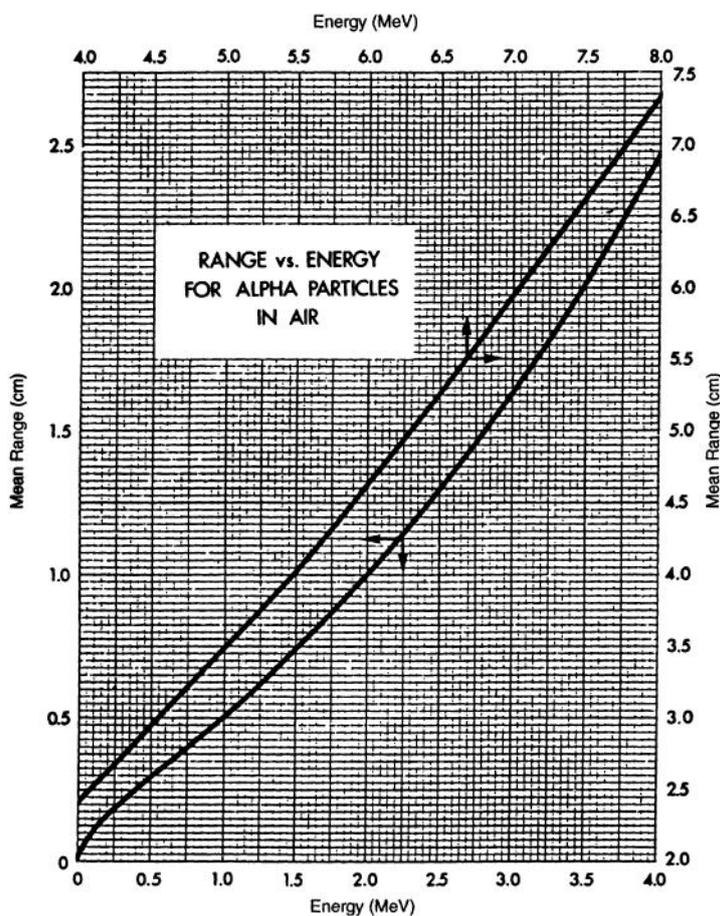


Figura 2.6: Range medio delle particelle α in aria, a una temperatura di 15° centigradi e ad una pressione di 760 mm di Hg [10].

2.1.2 Perdita di energia degli elettroni e positroni

Anche gli elettroni e i positroni, come le particelle cariche pesanti, subiscono perdite di energia per collisione con gli elettroni atomici quando attraversano la materia. A causa della loro massa molto piccola, però, perdono energia anche per emissione di radiazione elettromagnetica (Bremsstrahlung), dovuta all'interazione con il campo elettrico dei nuclei e, in misura minore, con il campo elettrico degli elettroni atomici; ad energie di pochi MeV questo processo è trascurabile, ma già ad energie dell'ordine dei 10 MeV diventa paragonabile a quello per collisione.

La perdita di energia totale di elettroni e positroni, quindi, ha due contributi:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}. \quad (2.32)$$

La formula di Bethe-Bloch per collisioni non è molto diversa da quella per le particelle pesanti, tranne per il fatto che $z = 1$, che gli elettroni sono indistinguibili da quelli atomici e che la massima energia trasferibile permessa in una singola collisione è $W_{max} = T_e / 2$, dove T_e è l'energia iniziale dell'elettrone (positrone).

Invece la perdita di energia per radiazione dipende dalla sezione d'urto per Bremsstrahlung e può essere espressa come:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 4N E_0 Z^2 r_e^2 \alpha \Phi_{rad}, \quad (2.33)$$

dove N è il numero di atomi per cm^3 , E_0 è l'energia iniziale dell'elettrone (positrone), Z è il numero atomico del materiale, r_e è il raggio classico dell'elettrone, $\alpha = 1/137$ e Φ_{rad} è una funzione di E_0 e di Z che si può integrare numericamente, ma che nei casi limite di nuclei non schermati dagli elettroni esterni e di nuclei totalmente schermati dagli elettroni esterni ha un'espressione analitica [12].

Confrontando la (2.20) con la (2.33) si nota che entrambe sono proporzionali alla densità del materiale, ma la cosa notevole è che la perdita d'energia per radiazione diventa più importante per alte energie e per materiali ad alto Z :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} \propto \ln E_0 \quad \propto Z \quad \propto \rho; \quad (2.34)$$

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \propto E_0 \quad \propto Z^2 \quad \propto N. \quad (2.35)$$

Inoltre, mentre la perdita d'energia per collisioni è quasi continua, trattandosi spesso di una lunga sequenza di urti dove si perde una piccola frazione dell'energia iniziale (tipicamente ~ 100 eV/urto), la perdita di energia per radiazione è fortemente discontinua, in quanto in una singola emissione si può perdere quasi tutta l'energia cinetica iniziale.

Ne consegue che per gli elettroni (positroni) si hanno grandi fluttuazioni nel valore finale della dE/dx a parità di percorso nel materiale.

Per ogni materiale, quindi, esiste un'energia critica E_c per la quale

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}.$$

Per $E_0 < E_c$ domina la perdita d'energia per collisioni, mentre per $E_0 > E_c$ domina quella per radiazione.

E_c è proporzionale a Z^{-1} ; infatti vale la formula approssimata [12]:

$$E_c \simeq \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2}. \quad (2.36)$$

Nella figura 2.7 possiamo vedere un esempio di dE/dx per gli elettroni nel rame, mentre nella tabella 2.1 sono elencate le energie critiche di alcuni materiali.

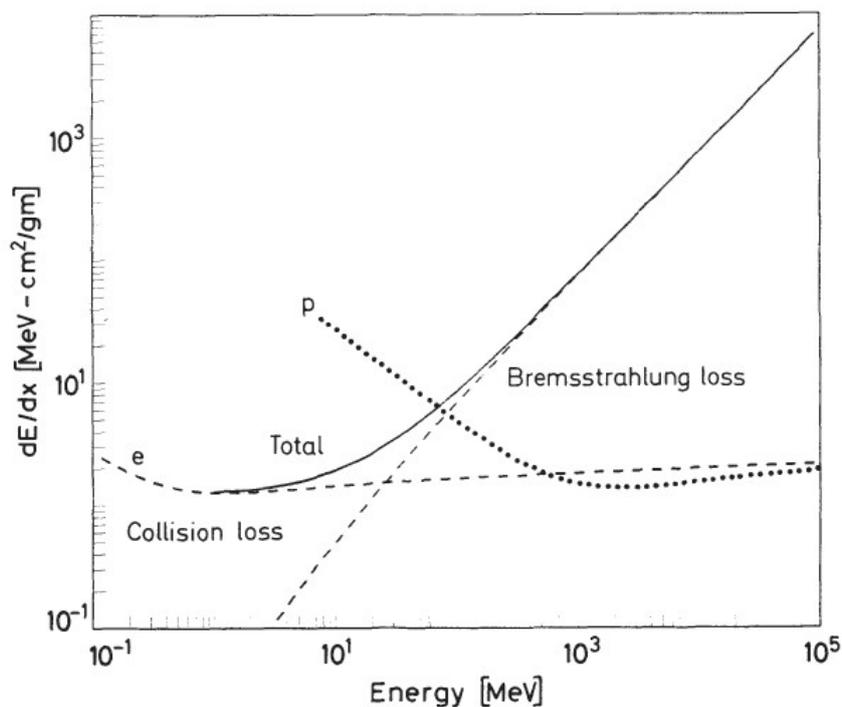


Figura 2.7: Perdita di energia totale per radiazione e collisione degli elettroni nel rame. In tratteggiato sono evidenziate le curve dei contributi per collisione e per radiazione; l'energia critica corrisponde al punto di intersezione di queste due curve. Per confronto viene mostrata anche la dE/dx per i protoni (linea a puntini) [12].

| Materiale | Energia critica [MeV] |
|------------------|-----------------------|
| Pb | 9.51 |
| Al | 51.0 |
| Fe | 27.4 |
| Cu | 24.8 |
| Aria (STP) | 102 |
| Lucite | 100 |
| Polistirene | 109 |
| NaI | 17.4 |
| Antracene | 105 |
| H ₂ O | 92 |

Tabella 2.1: Energie critiche per alcuni materiali [12].

Range

Gli elettroni sono molto sensibili allo scattering con i nuclei perché hanno una massa molto piccola e subiscono deviazioni molto grandi quando collidono con essi; per questo motivo il loro range è molto diverso da quello calcolato integrando la formula della Bethe-Bloch. Inoltre la loro perdita d'energia ha una fluttuazione maggiore che nel caso delle particelle pesanti, per due motivi: la maggior energia trasferita per singola collisione e l'emissione discontinua di Bremsstrahlung; questi fattori producono uno straggling molto grande, che interessa tutta la lunghezza della curva di intensità trasmessa (figura 2.8).

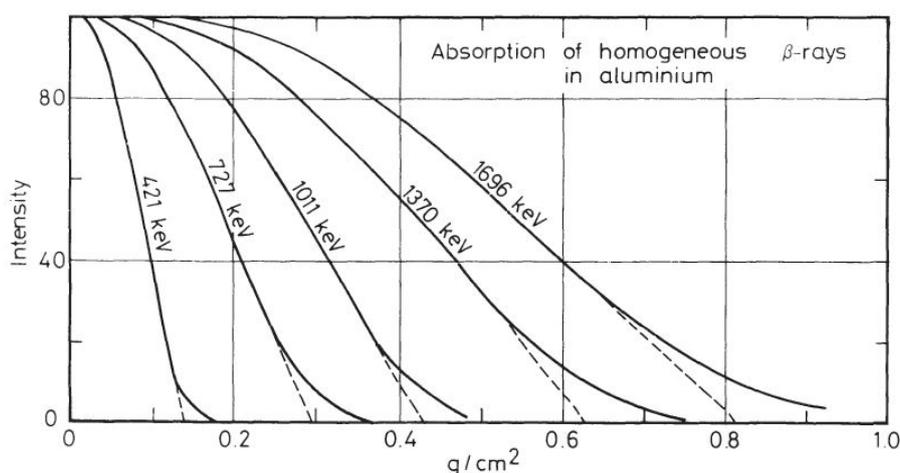


Figura 2.8: Curve di intensità trasmessa per elettroni in alluminio [12].

Un esempio di range in funzione dell'energia, per materiali diversi, si può vedere nella figura 2.9; poichè il range è espresso in unità di spessore di massa le curve sono quasi coincidenti.

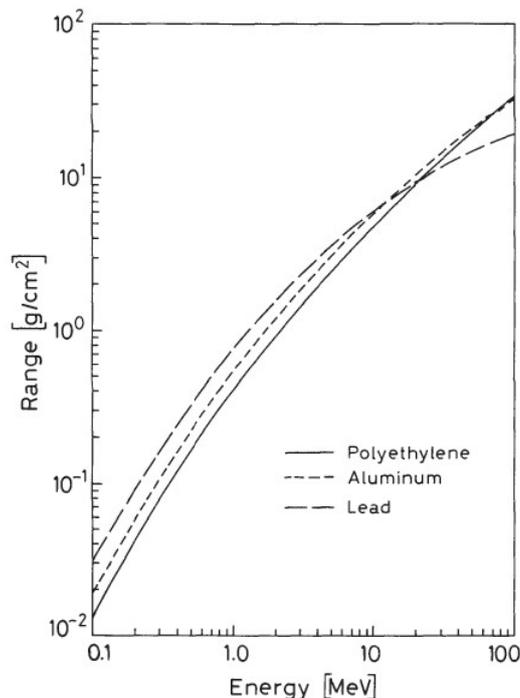


Figura 2.9: Range degli elettroni in materiali diversi [12].

Assorbimento di radiazione β

A causa dello spettro continuo di energia, l'assorbimento degli elettroni (positroni) provenienti dal decadimento β è descritto bene da una funzione esponenziale. Per esempio nella figura 2.10 sono visibili, in scala semi-logaritmica, le curve di assorbimento di elettroni provenienti dal decadimento β del ^{185}W ; le curve assomigliano a delle rette, ciò significa che sono descritte bene da una funzione del tipo:

$$I = I_0 \exp(-\mu x), \quad (2.37)$$

dove μ è il coefficiente di assorbimento che dipende dal tipo di materiale, x è lo spessore attraversato, I_0 è l'intensità iniziale ed I è quella finale.

La *lunghezza di radiazione* X_0 è definita come la distanza alla quale l'energia dell'elettrone (positrone) si riduce di un fattore $1/e$ ($\simeq 0.37$); X_0 dipende dal tipo di materiale attraversato. Nel limite di alte energie le perdite per collisione si possono trascurare e Φ_{rad} , nella (2.33), diventa indipendente dall'energia, per cui si ricava che:

$$E = E_0 \exp(-x/X_0), \quad (2.38)$$

dove x è lo spessore attraversato dalla particella. Se esprimiamo x in unità di X_0 , ponendo $t = x/X_0$, otteniamo una formula per la perdita di energia indipendente dal tipo di materiale:

$$E = E_0 \exp(-t). \quad (2.39)$$

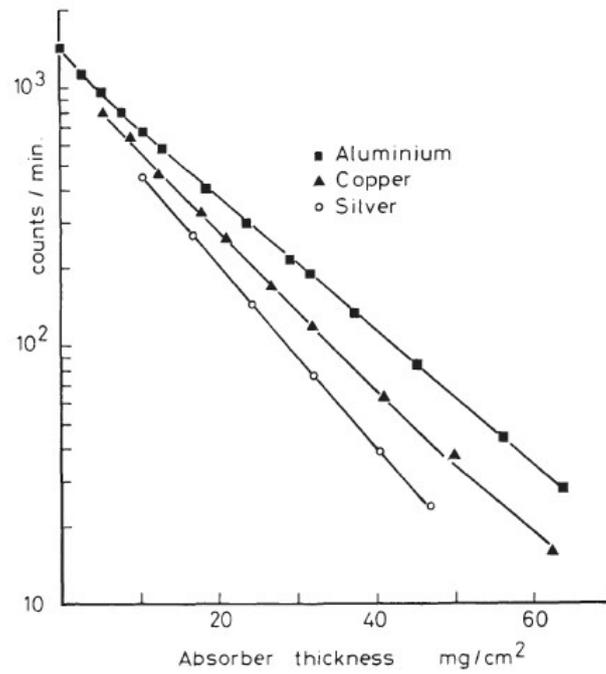


Figura 2.10: Curve di assorbimento di elettroni provenienti dal decadimento β del ^{185}W [12].

2.1.3 Scattering elastico con i nuclei

In aggiunta alle collisioni inelastiche con gli elettroni atomici, le particelle cariche che attraversano la materia subiscono anche uno scattering multiplo di Coulomb con i nuclei, sebbene con piccola probabilità. Ignorando l'effetto di spin e di schermatura degli elettroni e assumendo che le masse dei nuclei siano molto più grandi di quelle delle particelle incidenti (l'energia trasferita è piccola), le singole collisioni si possono descrivere con la formula della sezione d'urto di Rutherford:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = z_2^2 z_1^2 r_e^2 \frac{(m_e c / \beta p)^2}{4 \sin^4(\theta/2)}. \quad (2.40)$$

A causa della dipendenza da $1/\sin^4(\theta/2)$, la maggior parte delle collisioni ha un angolo di deflessione piccolo, per cui le particelle seguono un percorso casuale a zig-zag; l'effetto cumulativo di tutti gli urti, però, può determinare una deviazione netta dalla direzione originale (figura 2.11).

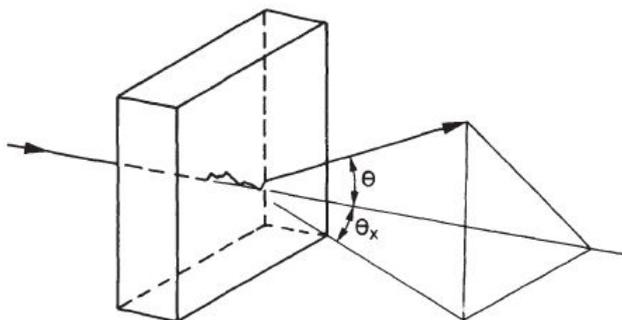


Figura 2.11: Scattering multiplo di una particella carica con i nuclei [12].

Nella figura 2.12, per esempio, si può vedere la distribuzione angolare di un fascio di elettroni di 15.7 MeV che incide su un sottile foglio d'oro. Per piccoli angoli la distribuzione assomiglia molto ad una gaussiana, ma per grandi angoli entra in gioco la correzione di Rutherford di $1/\sin^4(\theta/2)$; questo si spiega perchè, in genere, le deviazioni a grandi angoli sono dovute a pochi urti, mentre quelle a piccoli angoli sono dovute a tanti urti consecutivi, che in media si compensano.

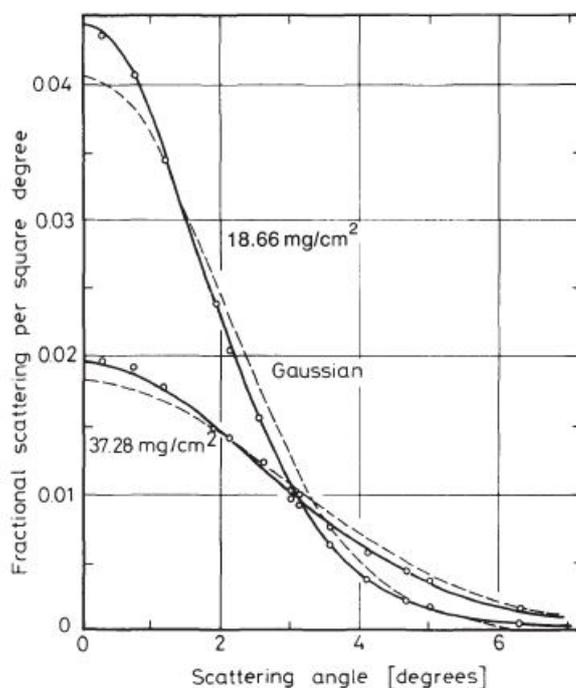


Figura 2.12: Distribuzione angolare di un fascio di elettroni di 15.7 MeV che incide su un sottile foglio d'oro [12].

La massa degli elettroni è talmente piccola che la probabilità che abbiano deviazioni a grandi angoli è elevata; può succedere quindi che, a seguito di scattering multiplo con i nuclei, tornino indietro da dove sono venuti (figura 2.13 a sinistra). Questo effetto, detto di *backscattering*, è particolarmente importante per gli elettroni di bassa energia e aumenta al crescere del numero atomico Z del materiale. Il backscattering dipende anche dall'angolo di incidenza: è molto più probabile che un elettrone torni indietro se incide da una direzione obliqua che se incide da una direzione perpendicolare alla superficie del bersaglio.

Il rapporto fra il numero di elettroni che tornano indietro e il numero di elettroni incidenti è detto *coefficiente di backscattering* η , o albedo (figura 2.13 a destra).

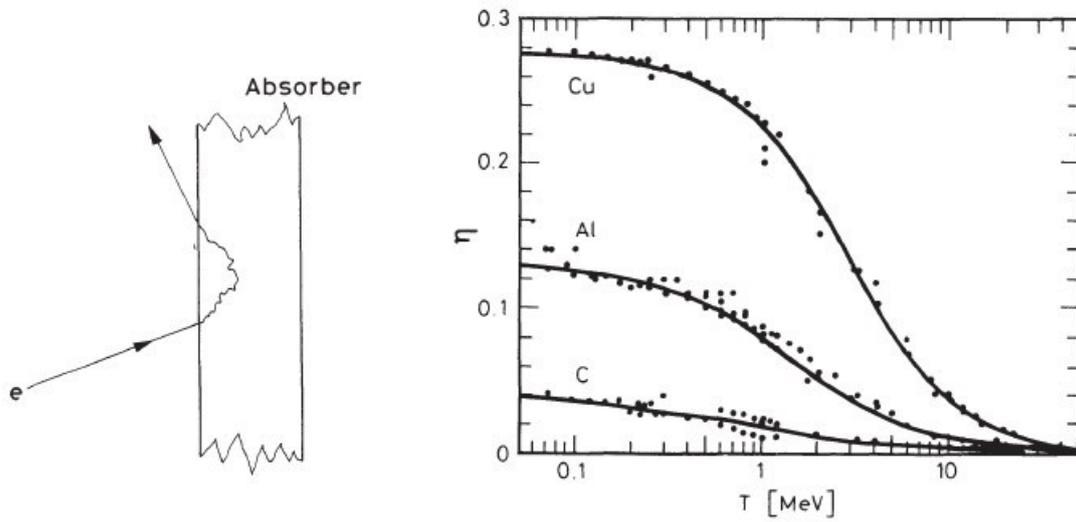


Figura 2.13: A sinistra: backscattering di elettroni; a destra: coefficiente di backscattering in funzione dell'energia, per materiali diversi [12].

2.1.4 Interazione dei fotoni

L'interazione dei fotoni con la materia (raggi X e γ) è completamente diversa da quella delle particelle cariche. I processi di interazione più importanti che si possono avere sono:

- Effetto fotoelettrico;
- Scattering Compton (compreso quello Thomson e Rayleigh);
- Produzione di coppie.

Questi processi spiegano perché i raggi X e γ sono molto più penetranti delle particelle cariche: la loro sezione d'urto è molto più piccola di quella per collisione inelastica con gli elettroni. Inoltre si spiega perché un fascio di fotoni non si degrada in energia quando passa attraverso uno spessore di materiale, ma si attenua solo in intensità: alcuni fotoni vengono rimossi completamente, per assorbimento o per scattering, mentre quelli che rimangono non subiscono alcuna interazione e mantengono la loro energia originale. L'attenuazione del fascio, quindi, risulta esponenziale rispetto allo spessore del materiale:

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x), \quad (2.41)$$

dove μ è il coefficiente di assorbimento, che dipende dal tipo di materiale ed è in relazione alla sezione d'urto totale d'interazione, cioè alla somma delle sezioni d'urto di tutti i processi possibili, x è lo spessore attraversato, I_0 è l'intensità iniziale ed I è quella finale.

Effetto fotoelettrico

L'effetto fotoelettrico si ha quando un elettrone atomico viene espulso in conseguenza dell'assorbimento di un fotone. L'energia dell'elettrone uscente è:

$$E_e = E_\gamma - E_b, \quad (2.42)$$

dove $E_\gamma = h\nu$ è l'energia del fotone (h =costante di Planck, ν =frequenza del fotone), mentre E_b è l'energia di legame dell'elettrone.

E' un effetto importante per $0.01 < E_\gamma < 0.1$ MeV ed ha una sezione d'urto del tipo:

$$\sigma_{photo} \simeq \text{cost.} \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}}, \quad (2.43)$$

dove: $4 < n < 5$, in funzione dell'energia E_γ . La sezione d'urto presenta delle discontinuità in corrispondenza delle energie di legame degli elettroni nelle shell atomiche: L-edge, K-edge, ... (figura 2.16).

Diffusione Compton

In teoria è lo scattering di un fotone con un elettrone libero; in pratica l'elettrone è quasi sempre legato, ma se la sua energia di legame è molto più piccola di quella del fotone può essere considerato libero.

Si definisce *lunghezza Compton* dell'elettrone:

$$\lambda_0 = \frac{h}{m_e c}, \quad (2.44)$$

$$= 2.43 \times 10^{-14} \text{ cm},$$

dove m_e è la massa a riposo dell'elettrone, h è la costante di Planck e c è la velocità della luce. Dalla conservazione della quantità di moto e dell'energia nell'urto la variazione della lunghezza d'onda del fotone dopo lo scattering risulta:

$$\lambda' - \lambda = \Delta \lambda = \lambda_0 (1 - \cos \theta), \quad (2.45)$$

dove θ è l'angolo fra la direzione iniziale e quella finale del fotone (figura 2.14).

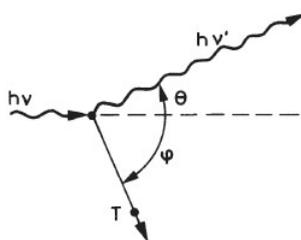


Figura 2.14: Cinematica dell'effetto Compton [12].

$\Delta \lambda$ ha un massimo per $\theta = \pi$, pari a:

$$\Delta \lambda = 2 \lambda_0. \quad (2.46)$$

Poichè $E = h\nu = hc/\lambda$, la (2.45) è equivalente a:

$$\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} = \frac{1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta),$$

da cui si ricava l'energia del fotone di rinculo:

$$E' = h\nu' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (2.47)$$

Essendo un urto a due corpi, l'energia trasferita all'elettrone è:

$$T = E - E' = E \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \right). \quad (2.48)$$

Il massimo dell'energia trasferita all'elettrone (*Compton edge*) si ha per $\theta = \pi$ ed è pari a:

$$T_{max} = E \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{2E}{m_e c^2}} \right), \quad (2.49)$$

corrispondente al minimo di energia del fotone che rimbalza:

$$E_{min}' = \frac{E}{1 + \frac{2E}{m_e c^2}}. \quad (2.50)$$

E' immediato verificare che per fotoni sufficientemente energetici la (2.50) tende a una costante, pari alla metà dell'energia a riposo dell'elettrone:

$$E_{min}' \xrightarrow{h\nu \gg m_e c^2} \frac{1}{2} m_e c^2 \simeq 0.256 \text{ MeV}. \quad (2.51)$$

L'effetto Compton risulta più probabile per $0.1 < E_\gamma < 5 \text{ MeV}$ ed ha una distribuzione angolare dei fotoni diffusi descritta dalla formula di Klein-Nishina (sezione d'urto differenziale di scattering) [10]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_0^2 \left(\frac{1}{(1 + \alpha(1 - \cos \theta))} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)(1 + \alpha(1 - \cos \theta))} \right), \quad (2.52)$$

dove $\alpha = h\nu/m_e c^2$ e $r_0 = e^2/(4\pi \varepsilon_0 m_e c^2)$ è il raggio classico dell'elettrone.

Nel limite di $E_\gamma \ll m_e c^2$ la formula di Klein-Nishina si riduce a quella della sezione d'urto classica di Thomson:

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2. \quad (2.53)$$

Anche lo scattering di Rayleigh, o scattering coerente, è un processo che avviene a energie molto basse e nel quale partecipano contemporaneamente tutti gli elettroni di un atomo; sia nello scattering Thomson che in quello Rayleigh non c'è trasferimento di energia al materiale, cioè non c'è né eccitazione né ionizzazione.

Produzione di coppie

E' il processo in cui un fotone scompare trasformandosi in una coppia elettrone-positrone, con un'energia di soglia pari al doppio della massa a riposo dell'elettrone ($E_{\gamma_{min}} = 1.022 \text{ MeV}$); diventa più probabile dello scattering Compton per $E_{\gamma} > 5 \text{ MeV}$. Per la conservazione della quantità di moto, può avvenire soltanto in presenza di un terzo corpo, di solito un nucleo.

Dal punto di vista teorico, è l'inverso del Bremsstrahlung ed ha una sezione d'urto $\propto Z^2$ e $\propto \ln E_{\gamma}$.

Se si calcola il cammino libero medio di un fotone che fa produzione di coppie λ_{pp} , vale la relazione [12]:

$$\lambda_{pp} \simeq \frac{9}{7} X_0 . \quad (2.54)$$

Nella figura 2.15 possiamo vedere la prevalenza dei tre processi principale, al variare dell'energia e di Z , mentre nella figura 2.16 vediamo un esempio di sezione d'urto totale nel piombo.

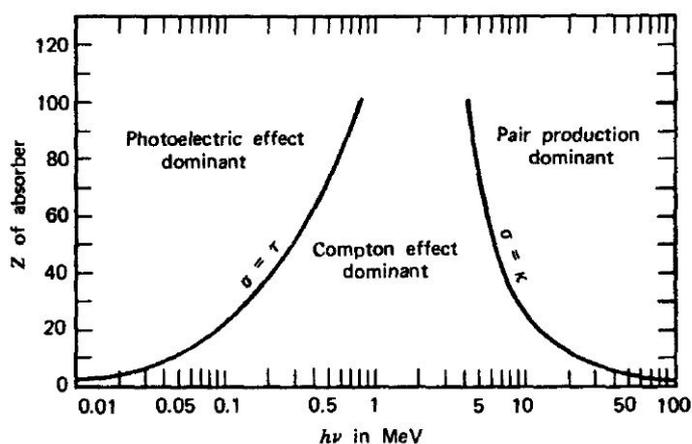


Figura 2.15: Prevalenza dei processi al variare di E_{γ} e di Z [10].

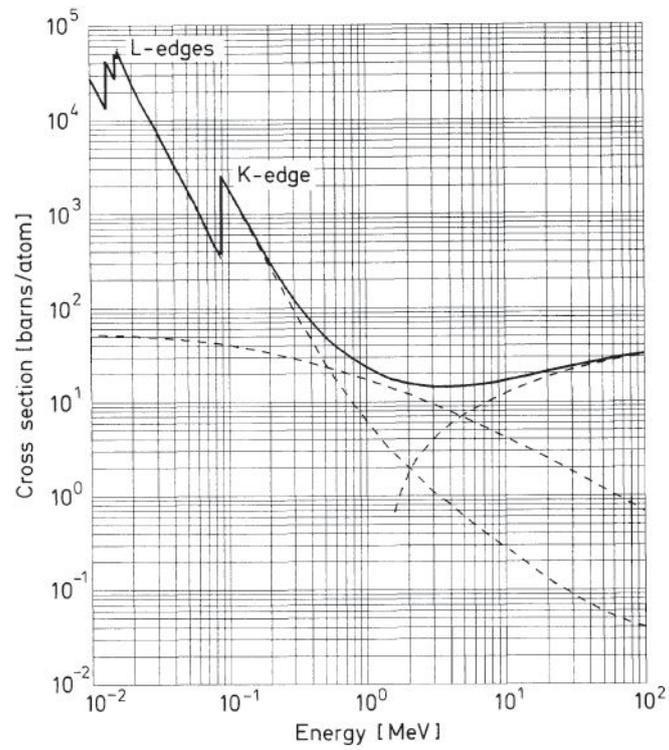


Figura 2.16: Sezione d'urto totale di assorbimento per i fotoni nel piombo. In tratteggiato sono visibili i contributi degli effetti fotoelettrico, Compton e produzione di coppie [12].

2.1.5 Interazione dei neutroni

I neutroni, essendo neutri, non interagiscono con gli elettroni atomici ma con i nuclei tramite la *forza forte*, a distanze dell'ordine di 10^{-13} cm. Poiché lo spazio in un atomo è occupato soprattutto dai suoi orbitali atomici, i nuclei sono relativamente distanti fra loro e la probabilità d'interazione risulta molto più bassa di quella delle particelle cariche; per questo motivo i neutroni sono in grado di attraversare grandi spessori di materia senza interagire. Quando interagiscono, però, hanno diverse modalità per farlo, in funzione della loro energia iniziale E_0 ; la radiazione secondaria che ne scaturisce è costituita perlopiù da particelle cariche pesanti (in grado di eccitare e ionizzare la materia), cioè sia dai nuclei accelerati del materiale assorbente, che da altre particelle cariche derivanti dalle reazioni nucleari indotte da essi, come la fissione, la cattura elettronica e gli sciami adronici ad alta energia.

I processi possibili sono quindi:

- Scattering con i nuclei:
 - elastico: un nucleo viene accelerato, poi perde energia eccitando e ionizzando la materia lungo il suo percorso. Si ha per $E_0 \leq 1$ MeV.
 - inelastico: un nucleo viene accelerato e perde energia nella materia e inoltre rimane eccitato fino a che non decade, emettendo un raggio γ o in altri modi. Si ha per una soglia di $E_0 > 1$ MeV.
- Cattura radiativa: si ha quando un nucleo cattura un neutrone lento, aumentando il suo numero di massa A di una unità. La sezione d'urto è $\propto 1/v$, dove v è la velocità del neutrone; quindi l'assorbimento è più probabile a basse velocità e inoltre, a seconda del materiale, ci possono essere picchi di risonanza che incrementano localmente la probabilità di cattura.
- Reazioni nucleari e fissione: si hanno quando il neutrone viene catturato da un nucleo ed altre particelle vengono emesse di conseguenza; sono molto probabili ad energie nell'intervallo che va dagli eV ai keV ed hanno una sezione d'urto $\propto 1/v$, con possibili picchi di risonanza.
- Produzione di sciami adronici ad alta energia: avviene soltanto per neutroni di alta energia, con $E_0 > 100$ MeV.

Poiché questi processi dipendono dall'energia iniziale E_0 , anche i neutroni vengono classificati in base ad essa; possiamo quindi avere: neutroni ad alta energia ($E_0 > 100$ MeV), veloci (100 keV $\leq E_0 \leq 100$ MeV), epitermici (0.1 eV $\leq E_0 \leq 100$ keV), termici o lenti ($E_0 \simeq kT \simeq 1/40$ eV), freddi o ultrafreddi (10^{-3} eV $\leq E_0 \leq 10^{-6}$ eV).

Se σ_{tot} è la sezione d'urto totale, cioè la somma delle sezioni d'urto di tutti i processi possibili e λ è il cammino libero medio di un neutrone, definito nella (2.15), per un

fascio collimato di neutroni, incidente su un bersaglio, vale la legge di attenuazione esponenziale:

$$N = N_0 \exp(-x/\lambda) , \quad (2.55)$$

dove x è lo spessore attraversato, N_0 è il numero iniziale di neutroni ed N è quello finale. Lo scattering elastico è il processo più importante nel rallentamento dei neutroni veloci. Si può dimostrare che più è leggero un nucleo e maggiore è la perdita di energia media dei neutroni negli urti [12]; questo significa che il rallentamento dei neutroni è più efficiente quando vengono utilizzati materiali contenenti protoni, cioè idrogeno, come acqua e paraffina.

2.1.6 Interazione dei nuclei leggeri

Lo scopo principale dell'esperimento FOOT è quello di studiare i processi di frammentazione del bersaglio (protone su nucleo) e di frammentazione del proiettile (nucleo su protone), nelle collisioni fra nuclei leggeri che avvengono alle energie tipiche della terapia con adroni. La difficoltà delle misure sta nel fatto che nelle collisioni periferiche la quantità di moto e l'energia trasferita al bersaglio sono piccole a causa del coinvolgimento nell'urto di pochi nucleoni (il proiettile colpisce solo una parte del bersaglio), per cui risulta difficile ricavare i parametri dei frammenti nell'ambito di una cinematica diretta (quantità di moto, energia, angoli di diffusione, sezione d'urto di produzione). Per ovviare a questa difficoltà nell'esperimento FOOT si utilizza un approccio a *cinematica inversa*, ossia anziché accelerare i proiettili di massa piccola contro i bersagli, si accelerano i bersagli di massa grande contro i proiettili, per poi ricavare i parametri dei frammenti con una *trasformazione di Lorentz* inversa.

Le collisioni possono essere di *tipo centrale* (nel 10% dei casi) e portare alla completa distruzione del bersaglio e del proiettile, oppure di *tipo periferico* (nel 90% dei casi) e produrre una serie di frammenti secondari, del bersaglio e del proiettile.

Nelle collisioni protone-protone (a queste energie) non si ha mai frammentazione, mentre nelle collisioni fra un protone e un nucleo si ha soltanto la frammentazione del nucleo. Se si utilizza un nucleo come proiettile contro un protone si ha soltanto la frammentazione del nucleo; nel caso in cui sia il bersaglio che il proiettile siano nuclei, una collisione produce la frammentazione di entrambi.

Secondo il modello di collisione periferica di *abrasione-ablazione* i processi di frammentazione avvengono in due fasi (figura 2.17): nella prima fase (abrasione) i nucleoni colpiti guadagnano una certa quantità di energia e vengono espulsi dal bersaglio; allo stesso tempo anche alcuni nucleoni del proiettile vengono espulsi. Nella seconda fase (ablazione) si ha la termalizzazione e la diseccitazione dei nuclei rimanenti, con l'emissione di fotoni e di frammenti secondari. Durante l'abrasione si crea anche una *fireball*, cioè una massa di nucleoni eccitati, strappati al bersaglio e al proiettile, che evapora diseccitandosi durante l'ablazione.

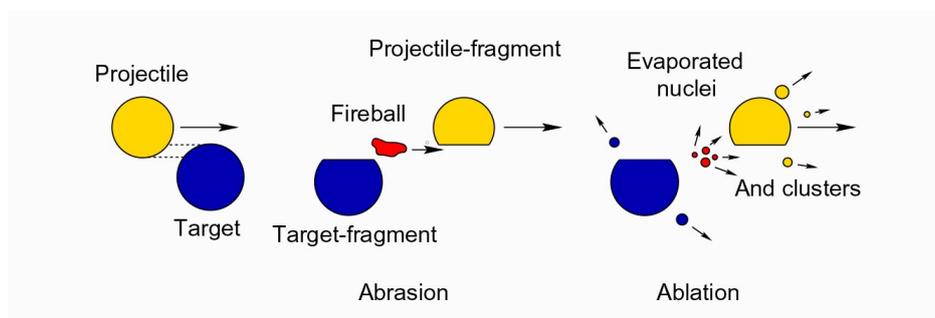


Figura 2.17: Modello di abrasione-ablazione in due fasi.

L'interesse verso lo studio degli ioni leggeri in adroterapia deriva dal fatto che lo scopo di un trattamento adroterapico è quello di eliminare le cellule tumorali con la radiazione, risparmiando il più possibile i tessuti sani.

Gli elettroni, i raggi X e γ e gli ioni penetrano nei tessuti biologici in modo diverso: gli elettroni hanno un range piuttosto limitato e colpiscono solo i tumori prossimi alla superficie della zona irradiata. I raggi X e γ penetrano molto più profondamente ma hanno un rilascio di energia consistente su tutto il percorso (esponenziale), che danneggia anche i tessuti sani vicini al tumore. Gli ioni leggeri invece (protoni, deuterio, trizio, elio, carbonio, ossigeno), hanno la proprietà di rilasciare quasi tutta l'energia verso la fine del percorso (nel picco di Bragg), cosa che permette, mediante un'opportuna calibrazione dell'energia iniziale, di localizzare il danno al volume tumorale. Superato il picco di Bragg l'energia rilasciata dai protoni scende a zero, mentre quella rilasciata dagli ioni leggeri scende quasi a zero; per esempio, nella figura 2.18 si vede il confronto tra i profili di dose di diverse particelle; come si può notare, i protoni hanno un basso rilascio di energia in entrata e quasi nullo in uscita dal picco di Bragg.

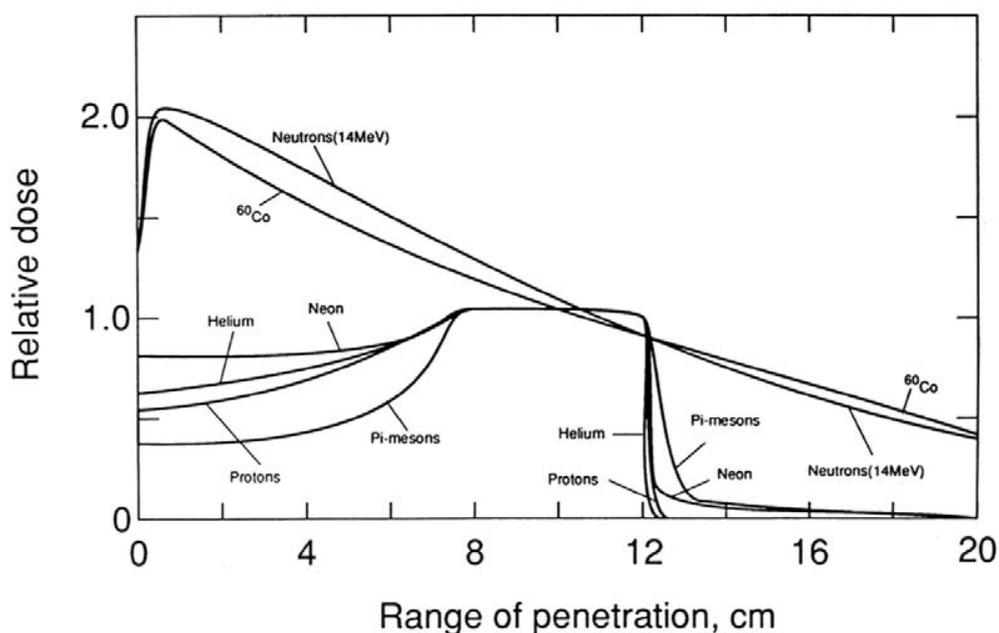


Figura 2.18: Confronto tra i profili di dose di diverse particelle [14].

Gli ioni leggeri hanno una carica maggiore dei protoni, per cui rilasciano più energia a parità di velocità e di materiale attraversato, ma producono più frammentazione nucleare nel materiale dei protoni, cosa che rappresenta un rischio maggiore per i tessuti sani perché determina un maggiore rilascio di energia, prima e dopo il picco di Bragg. Per esempio, nella figura 2.19 si vede il confronto tra le curve di Bragg di un fascio di protoni

di energia $E = 145$ MeV e un fascio di ioni di carbonio di energia $E = 276$ MeV/u; come si può notare, a parità di energia rilasciata in prossimità del picco, gli ioni di carbonio rilasciano più energia anche prima e dopo il picco.

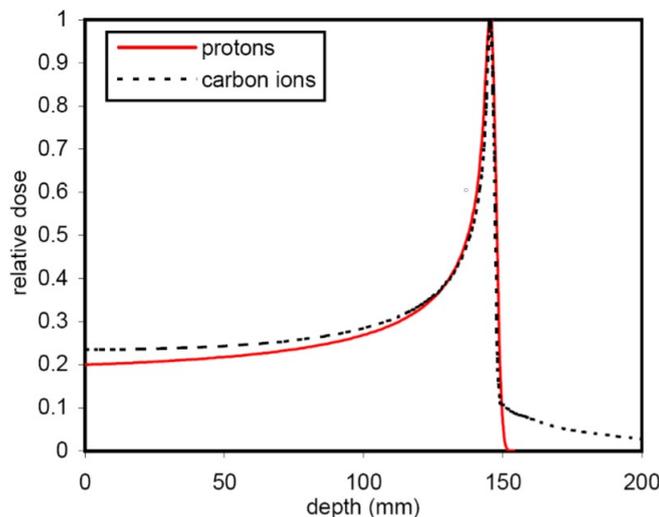


Figura 2.19: Confronto tra le curve di Bragg di un fascio di protoni ($E = 145$ MeV) e un fascio di ioni di carbonio ($E = 276$ MeV/u) [7].

Un buon compromesso fra efficacia biologica e assenza di frammentazione in adroterapia, quindi, si ha nell'utilizzo dei protoni, anche se in futuro i risultati dell'esperimento FOOT potranno favorire l'utilizzo di altri ioni più pesanti, come per esempio il carbonio.

In particolare i protoni, come tutte le particelle cariche, possono interagire con la materia biologica secondo le modalità già viste in precedenza: cioè facendo urti anelastici con gli elettroni del materiale (con probabilità elevata), facendo urti elastici con i nuclei (cioè scattering di Coulomb multiplo, con probabilità media), facendo reazioni nucleari anelastiche con emissione di particelle secondarie (con probabilità piccola); il Bremsstrahlung è teoricamente possibile, ma alle energie usate in adroterapia è trascurabile.

Dato il rapporto fra la massa a riposo di un protone e quella di un elettrone (1832:1), i protoni che interagiscono con gli elettroni non subiscono sostanziali deviazioni dalla loro traiettoria ed hanno un percorso nella materia quasi rettilineo. Quelli che fanno scattering di Coulomb multiplo con i nuclei, però, possono subire deviazioni anche grandi (paragrafo 2.1.3); in adroterapia questo può essere un vantaggio, perché determina un allargamento laterale del fascio utile a investire un tumore in maniera uniforme.

Le reazioni nucleari anelastiche sono le meno frequenti ma portano alle conseguenze più importanti, perché possono determinare l'emissione di protoni, ioni leggeri e neutroni.

Dall'equazione (2.20) è evidente che la perdita d'energia dei protoni nel corpo umano dipende da β ($dE/dx \propto 1/\beta^2$) e dal tipo di materiale attraversato (ρ , Z , I); essa può

infatti variare di un fattore 60 in acqua, per protoni che hanno energie tra 1 e 250 MeV e di tre ordini di grandezza in funzione del tipo di materiale attraversato; dall'aria presente nei polmoni, alle ossa [14].

La ionizzazione degli elettroni atomici crea anche delle tracce di elettroni secondari di pochi mm di lunghezza; per esempio, per un protone energia di 200 MeV la massima energia di un elettrone secondario emesso è di 0.5 MeV, che corrisponde a un range in acqua di circa 2 mm.³

Per quanto riguarda le reazioni nucleari indotte, i nuclei vengono trasformati in maniera irreversibile; per esempio si può avere l'assorbimento di un protone e la conseguente emissione di un neutrone (reazione (p,n)). L'effetto più evidente nella regione irradiata è un calo dell'energia assorbita dovuto alla rimozione dei protoni primari, compensato poi dalla liberazione di protoni secondari ed altri ioni.

Infatti, se osserviamo il range dei protoni in acqua (figura 2.20), il calo graduale dei protoni che si ha da $z = 0$ fino alle vicinanze del range medio è causato dalle reazioni nucleari, mentre il brusco taglio finale nel numero di protoni è dovuto al fatto che l'energia dei protoni cala sotto la soglia minima per cui vengono assorbiti dal materiale. La forma sigmoideale del tratto finale della curva è dovuta alle fluttuazioni stocastiche della perdita di energia di ciascun protone (range straggling).

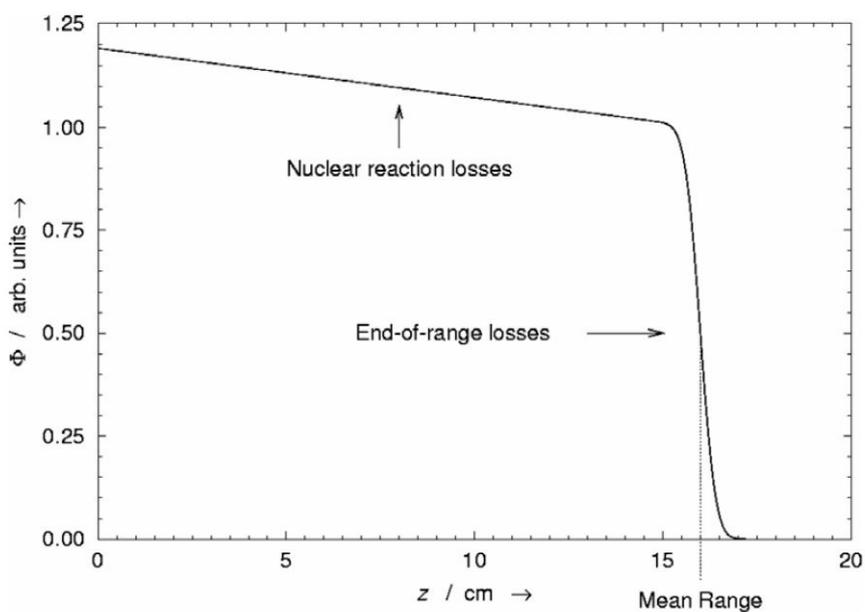


Figura 2.20: Range dei protoni in acqua [14].

³Quando si parla di range delle particelle nel corpo umano si utilizza come paragone il *range in acqua*; questo perché i tessuti del corpo umano hanno densità, Z/A ed altre proprietà che mediamente sono equivalenti a quelle dell'acqua [14].

Per colpire un nucleo un protone deve avere un'energia sufficiente a vincere la sua repulsione coulombiana, che dipende dal numero atomico. Per i nuclei più comuni nei materiali biologici la sezione d'urto totale di reazione nucleare ha un'energia di soglia dell'ordine di 8 MeV, che cresce rapidamente fino ad un massimo di 20 MeV, per poi calare asintoticamente a circa la metà del suo valore massimo, verso i 100 MeV; per esempio, nella figura 2.21 viene mostrata la sezione d'urto totale di reazione nucleare protone-ossigeno.

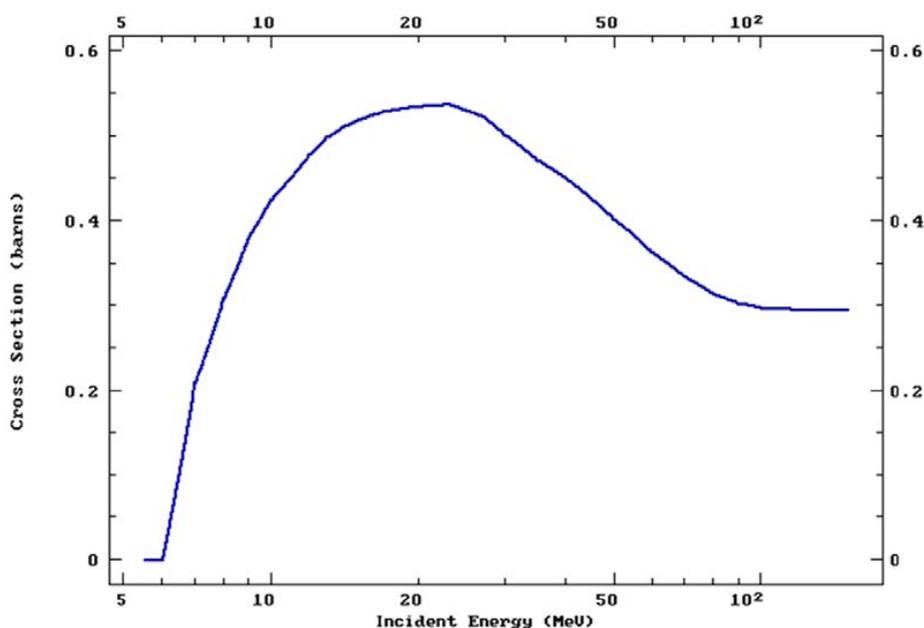


Figura 2.21: Sezione d'urto totale di reazione nucleare protone-ossigeno [14].

Le reazioni nucleari indotte dai fasci di protoni possono produrre protoni secondari, 2H , 3H , 3He , 4He ed altri ioni. I protoni secondari determinano circa il 10% della dose totale assorbita in un trattamento con protoni ad alta energia, per cui hanno un impatto modesto ma non trascurabile in un paziente. Invece tutti gli altri ioni, a partire dal deuterio, determinano una frazione minore dell'1% della dose totale assorbita; il loro range è molto piccolo e la loro energia, molto piccola, viene depositata vicino al punto dove si generano [14].

Un fascio di protoni che attraversa un paziente e le apparecchiature che si trovano nelle vicinanze può produrre anche dei neutroni che, oltre a costituire un rischio importante per la salute del paziente, possono danneggiare i componenti a semiconduttore e attivare la materia con cui interagiscono. I neutroni vengono generati in grande quantità, in un intervallo di energie che varia su 10 ordini di grandezza e la loro distribuzione di energia è strettamente legata all'energia e alla direzione del fascio di protoni; sono estremamente

penetranti e la loro efficacia biologica è di 20 volte superiore a quella dei protoni, per cui aumentano anche il rischio di effetti radiogenici tardivi.

L'energia del fascio incidente su un paziente deve essere accuratamente calibrata in fase di pianificazione di un trattamento di adroterapia, allo scopo di far coincidere la posizione del picco di Bragg con la profondità alla quale si trova il tessuto malato.

Per ricoprire più efficacemente l'intero volume tumorale, però, vengono generati diversi fasci mono-energetici ad energie diverse, che si sommano per determinare un profilo di dose efficace più ampio, chiamato *Spread Out Bragg Peak* (SOBP); nella figura 2.22 è visibile un esempio di SOBP in acqua.

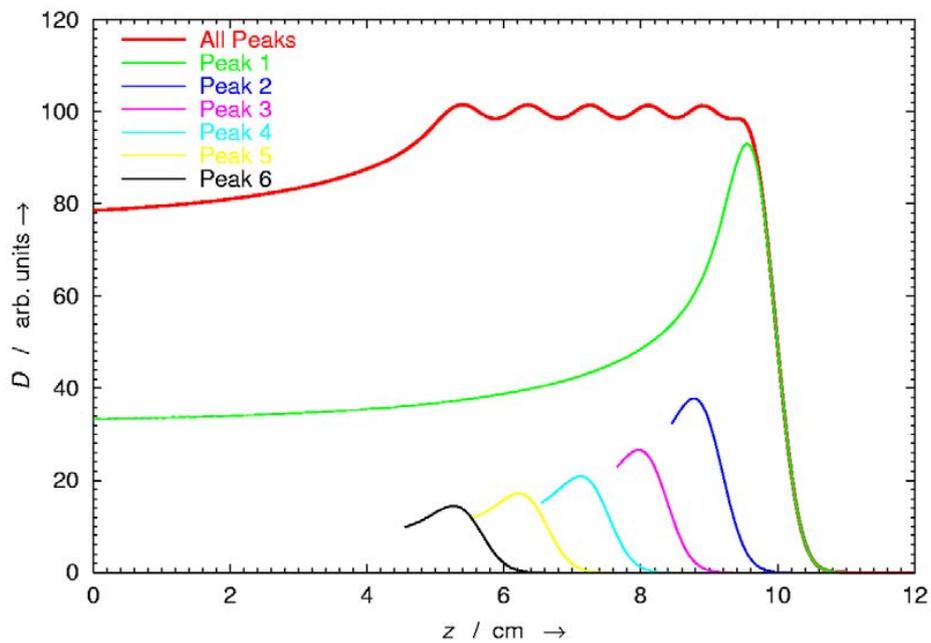


Figura 2.22: Spread Out Bragg Peak in acqua ottenuto come somma di diverse componenti mono-energetiche [14].

Capitolo 3

Raggi cosmici

Nel 1903 Rutherford scoprì che schermando un elettroscopio la sua conduttività residua si riduceva; assunse quindi che le rocce radioattive presenti nella crosta terrestre lo influenzassero con la loro radiazione ionizzante, da poco scoperta da Becquerel. Nel 1910 Wulf misurò la riduzione d'intensità in un elettrometro posto in cima alla torre Eiffel a conferma di questa ipotesi ma, da misure fatte da Hess nel 1911-1912 con palloni sonda ad altitudini maggiori di 5000 m, fu chiaro che in aggiunta alla componente terrestre di radiazione doveva esserci anche qualcosa che aumentava d'intensità al crescere della quota; questa cosa venne poi chiamata radiazione cosmica. Negli anni '20, con lo sviluppo del contatore Geiger unito alle tecniche di coincidenza di Rossi e con l'utilizzo delle camere a nebbia di Wilson (immerse in un campo magnetico), si capì che la radiazione cosmica era costituita perlopiù da particelle cariche (positive e negative) ad altissima energia. Nel 1927 Clay, a riprova del fatto che le particelle erano cariche, dimostrò la dipendenza dell'intensità dei raggi cosmici dalla latitudine geomagnetica, che non si verifica per i fotoni che sono neutri e non vengono influenzati dal campo magnetico. I raggi cosmici possono penetrare profondamente nell'atmosfera terrestre in corrispondenza dei poli poiché li viaggiano paralleli alle linee del campo magnetico e non sono soggetti alla forza di Lorentz, mentre all'equatore questo non è vero perché viaggiano perpendicolari alle linee del campo; infatti la forza di Lorentz è data da:

$$\vec{F} = q (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (3.1)$$

dove q è la carica della particella, \vec{v} è la sua velocità e \vec{B} è il campo magnetico terrestre. In entrambi i casi si ha sempre una perdita di energia dovuta alla ionizzazione dell'atmosfera di circa 2 GeV, che riduce l'intensità al livello del mare. Nei primi anni '30 Stoermer, nel calcolare le traiettorie delle particelle cariche, comprese che quelle con una certa quantità di moto potevano rimanere intrappolate nel campo magnetico terrestre, creando un flusso che si propagava ciclicamente da un polo all'altro del nostro pianeta (effetto di mirroring). L'accumulo di queste particelle in fasce di radiazione fu poi scoperto da Van Allen nel 1958, con un esperimento a bordo del satellite artificiale Explorer I (figura 3.1). L'effetto

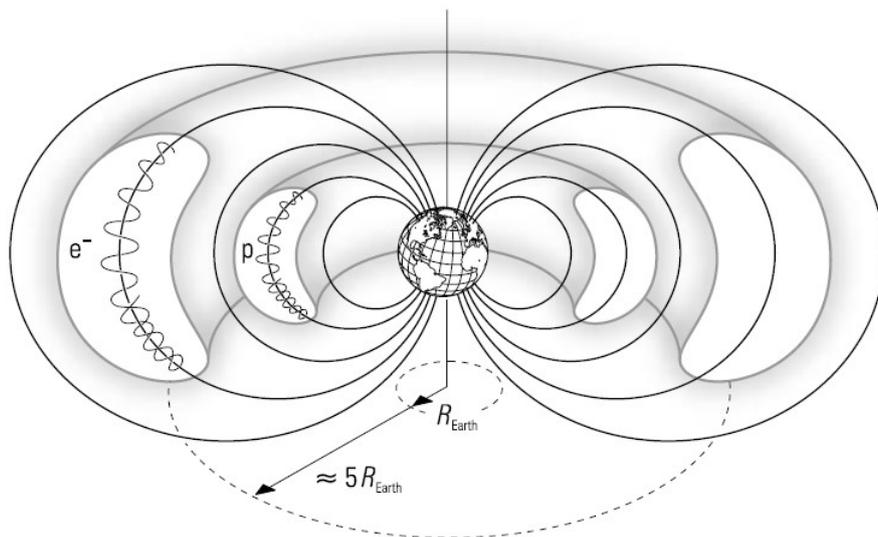


Figura 3.1: Fasce di Van Allen [8].

est-ovest, scoperto per la prima volta da Johnson, Alvarez e Compton, mostrava una diminuzione del flusso delle particelle provenienti da est rispetto a quelle provenienti da ovest, dimostrando che i raggi cosmici sono principalmente a carica positiva.

Raggi cosmici di origine solare: Nel 1937 Forbush scoprì un calo notevole dell'intensità dei raggi cosmici in correlazione all'aumento dell'attività solare; questo calo è dovuto al vento solare, generato dall'attività del sole, costituito da un flusso di particelle cariche diretto dal Sole verso la Terra e che trasporta anche parte del campo magnetico del Sole. Il campo risultante dalla somma del campo terrestre e quello solare scherma ancor di più la Terra dai raggi cosmici extrasolari, diminuendone l'intensità (figura 3.2). L'esistenza del vento solare è evidente se si osserva la direzione delle code delle comete, che puntano sempre verso l'esterno del sistema solare; la sua composizione chimica è nota dalla misura diretta fatta dalla sonda Mariner 2 nel 1962, dalla quale risulta che è composto da particelle cariche di energia < 1 GeV, principalmente da protoni, elettroni e una piccola percentuale di particelle α ed ha un'intensità pari a 2×10^8 ioni/cm²s ad una distanza di una unità astronomica dal Sole (distanza media tra la Terra e il Sole) [8].

Raggi cosmici di origine extrasolare: La componente solare non è che una piccola parte della totalità dei raggi cosmici che giungono alla atmosfera terrestre (*componente primaria*), anche se è molto intensa a causa della vicinanza della Terra alla sorgente (il Sole). Le particelle della componente primaria con energia > 1 GeV (in realtà anche $\gg 1$ GeV) sono di origine galattica o addirittura extragalattica.

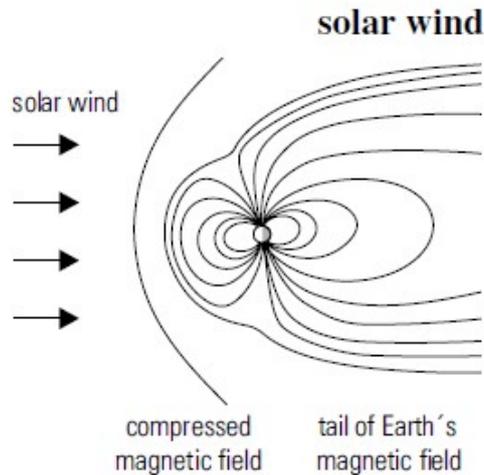


Figura 3.2: Influenza del vento solare sul campo magnetico terrestre [8].

Da misure fatte nel 1949 da Schein, Jessie e Wollan, usando palloni sonda, risultava che la radiazione cosmica primaria, fosse composta principalmente da protoni. Nel frattempo Fermi cercava delle spiegazioni al fatto che la radiazione cosmica fosse accelerata nello spazio a energie così grandi (meccanismo di Fermi). Più tardi si scoprì che oltre ai protoni, gli elettroni e le particelle α , la radiazione cosmica primaria conteneva anche tracce di tutti i nuclei pesanti conosciuti.

Nel 1950 Harr fece l'ipotesi che l'origine dei raggi cosmici di alta energia fossero le esplosioni di supernovae; un'idea confermata più tardi da simulazioni e misure. Dopo la scoperta del positrone nel 1932 (Anderson-Backett-Occhialini) e dell'antiprotone nel 1955 (Chamberlain-Segrè), le antiparticelle furono osservate anche nei raggi cosmici primari; il positrone da Meyer, Vogt e Earl nel 1961, mentre l'antiprotone da Golden nel 1979. Si pensa comunque che queste antiparticelle non siano originate da sorgenti di antimateria, ma che siano prodotte in interazioni secondarie tra la radiazione primaria e i gas interstellari, o in interazioni con i primi strati dell'atmosfera terrestre.

In aggiunta ai raggi cosmici carichi, nello spazio sono presenti anche altri tipi di radiazioni ionizzanti, costituiti da raggi X e γ emessi dalle stelle (come per esempio il Sole) e dalle galassie nella loro totalità.

L'origine dei raggi cosmici ad alta energia non è ancora del tutto chiara ma è molto probabilmente collegata ai processi più energetici dell'universo: esistono infatti dei fenomeni esotici molto brevi (dell'ordine dei 10 ms) ma di intensa produzione di energia sotto forma di raggi X e particelle cariche, detti gamma-ray bursts (GRB) e scoperti per la prima volta nel 1967 e che potrebbero essere dovuti ad esplosioni di supernovae, o a collisioni fra stelle di neutroni, oppure a buchi neri che assorbono materia.

Nel 1960 vennero scoperti i quasars (quasi stellar radio sources), che sono oggetti con

una luminosità apparente pari a quella di una stella vicina ma che in realtà, in base a misure di redshift dello spettro, si è scoperto che sono lontanissimi, nello spazio e nel tempo e che hanno una luminosità assoluta pari a quella di un'intera galassia; questo fa supporre che siano dei buchi neri primordiali che esistevano già in un'era in cui l'universo aveva circa il 5% della sua età attuale, la cui luminosità deriva dal fatto che la materia prima di oltrepassare l'orizzonte degli eventi subisce un'accelerazione fortissima emettendo particelle cariche e radiazione X per Bremsstrahlung.

L'intensa emissione di radiazione è evidente anche nei nuclei di alcune galassie attive detti AGN (Active Galactic Nuclei); questa emissione si spiegherebbe con la presenza al centro degli AGN di un buco nero super massiccio che assorbe materia, di massa che può raggiungere fino a 10^9 masse solari [8].

I raggi cosmici ad alta energia si possono produrre anche tramite l'accelerazione di particelle cariche provenienti da una sorgente esterna al sito di accelerazione, come si suppone che avvenga in una stella di neutroni rotante ad elevatissima velocità (*pulsar*), oppure tramite l'interazione con campi elettromagnetici o gravitazionali, come nel caso dei resti di una supernova o di un AGN. E' anche possibile che le particelle vengano accelerate durante la propagazione nel mezzo interstellare o intergalattico a causa delle collisioni con i costituenti delle nubi di gas create dalle irregolarità del campo magnetico spaziale. Nel modello *top-down* i raggi cosmici ad alta energia sarebbero prodotti nel decadimento di difetti topologici: particelle super simmetriche e stringhe cosmiche, che sarebbero i resti delle prime fasi evolutive dell'universo dopo il Big Bang [8].

D'altra parte è possibile che diversi meccanismi di produzione agiscano per diverse energie dello spettro misurato; vediamo di seguito quali sono i modelli di accelerazione più plausibili.

3.1 Meccanismi di accelerazione

3.1.1 Ciclotrone

Anche una semplice stella può accelerare delle particelle cariche, grazie ai campi magnetici variabili che si formano su alcune zone della sua superficie dette macchie stellari o, come si dice nel caso del Sole, macchie solari. Le macchie solari sono dovute ai moti turbolenti del plasma all'interno del Sole e possono avere una dimensione tipica dell'ordine della dimensione della Terra (10^9 cm) ed una vita media di diversi periodi di rotazione. Una macchia solare ha una temperatura leggermente più bassa rispetto al resto della superficie poiché parte della sua energia termica viene convertita in energia magnetica, con un incremento del campo magnetico locale maggiore di 1000 G; è per questo motivo che appare più scura della superficie adiacente. Quando una macchia scompare si ha nuovamente una variazione del campo magnetico che genera un campo elettrico, che sarebbe in grado di accelerare protoni ed elettroni ad energie dell'ordine del GeV; queste

energie in effetti si osservano nella maggior parte dei casi e in alcuni casi se ne osservano anche delle maggiori.

Il modello di accelerazione è schematizzato nella figura 3.3: se una macchia ha un'area

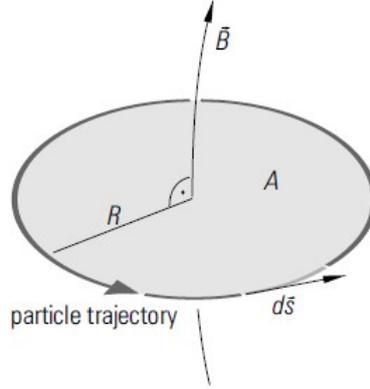


Figura 3.3: Schema di accelerazione di una particella in una macchia solare [8].

$A = \pi R^2$ ed un campo magnetico variabile \vec{B} , la forza elettromotrice indotta dalla variazione del flusso magnetico è ¹ :

$$-\frac{d\phi}{dt} = \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = U, \quad (3.2)$$

dove \vec{E} è il campo elettrico e $d\vec{s}$ è lo spostamento infinitesimo della carica lungo la traiettoria della particella. Il flusso del campo magnetico è dato da:

$$\phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{A} = B \pi R^2, \quad (3.3)$$

dove $d\vec{A}$ è l'elemento d'area infinitesimale e si assume che \vec{B} sia perpendicolare alla superficie A . Dalle (3.2), (3.3) e dal fatto che l'energia guadagnata è $T = qU$ si ottiene:

$$T = q \pi R^2 \frac{dB}{dt}. \quad (3.4)$$

Se, per esempio, q è la carica dell'elettrone ($= 1.602 \times 10^{-19}$ C), $R = 10^9$ cm e $dB/dt = 2000$ G/24 h si ottiene $T = 0.73$ GeV.

Il modello a ciclotrone riesce quindi a spiegare le corrette energie, ma non spiega perché le particelle dovrebbero muoversi in orbite circolari attorno al vettore del campo \vec{B} , in assenza di un campo di contenimento ².

¹Legge di Faraday-Neumann-Lenz.

²Il campo di contenimento viene utilizzato, per esempio, negli acceleratori di particelle artificiali sulla Terra.

3.1.2 Coppia di macchie solari

Questo modello giustifica le energie osservate senza la necessità di avere il campo di contenimento tipico del ciclotrone.

Spesso le macchie solari appaiono in coppie di opposta polarità magnetica per avere la continuità delle linee di campo \vec{B} , come viene schematizzato nella figura 3.4: se una

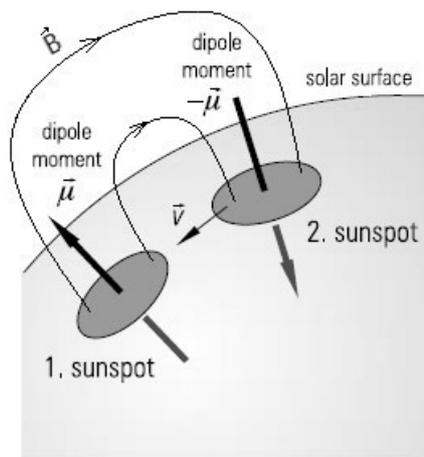


Figura 3.4: Schema di accelerazione di una particella in una coppia di macchie solari [8].

delle due si avvicina all'altra con velocità relativa \vec{v} , il movimento del dipolo magnetico produce un campo elettrico perpendicolare ad esso e alla direzione del moto \vec{v} (cioè parallelo a $\vec{v} \times \vec{B}$) che può raggiungere un'intensità di 10 V/m. Si tratta di un'intensità piuttosto bassa, ma anche la perdita di energia per collisioni nella rarefatta cromosfera solare è bassa; se assumiamo ragionevolmente che la distanza fra le macchie sia di 10^7 m, che la velocità relativa sia di $v = 10^7$ m/giorno e che l'intensità dei campi magnetici sia di 2000 G, i protoni presenti nella cromosfera solare possono essere accelerati fino ad energie dell'ordine del GeV. Questo meccanismo spiega i raggi cosmici a bassa energia; per produrre raggi cosmici con $E > 1$ GeV, che hanno una origine extrasolare, servono altri meccanismi.

3.1.3 Shock - Meccanismo di Fermi del primo ordine

Quando esplose una supernova, i gas dell'atmosfera stellare espulsi all'esterno costituiscono un *fronte di shock* nei confronti del mezzo interstellare. Se assumiamo che il fronte si muova con velocità u_1 e che dietro il gas receda a velocità u_2 , allora nel sistema del laboratorio il gas avrà una velocità pari a $u_1 - u_2$ (figura 3.5). Una particella di velocità

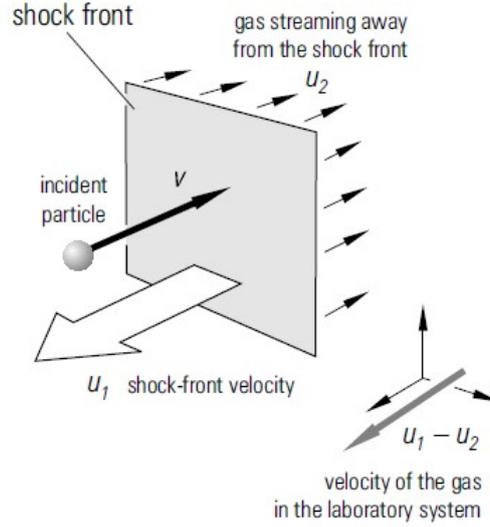


Figura 3.5: Accelerazione di una particella dovuta ad un fronte di shock [8].

v che collide con il fronte di shock verrà riflessa e guadagnerà un'energia pari a

$$\begin{aligned}\Delta E &= \frac{1}{2}m(v + (u_1 - u_2))^2 - \frac{1}{2}mv^2 \\ &= \frac{1}{2}m(2v(u_1 - u_2) + (u_1 - u_2)^2).\end{aligned}\quad (3.5)$$

Poiché domina il termine lineare ($v \gg u_1, u_2, u_1 > u_2$) questo semplice modello fornisce un guadagno relativo di energia pari a

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{2(u_1 - u_2)}{v}.\quad (3.6)$$

Una trattazione più generale, relativistica, comprendente anche gli angoli di scattering porta a [8]

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c},\quad (3.7)$$

dove si è assunto che $v \approx c$.

Risultati simili si possono ottenere se si suppone che la particella sia intrappolata tra due fronti di shock e che venga riflessa avanti e indietro da questi. Il fronte interno avrà una velocità v_2 più elevata di quella del fronte esterno v_1 , rallentato dall'interazione con il mezzo interstellare (figura 3.6). Da misure di spostamento Doppler si è visto che il fronte interno può raggiungere velocità di 20000 km/s mentre quello esterno ha velocità che possono variare da 100 a 1000 km/s.³

³Negli AGN si possono avere anche fronti d'onda super veloci, con velocità $v_2 = 0.9c$.

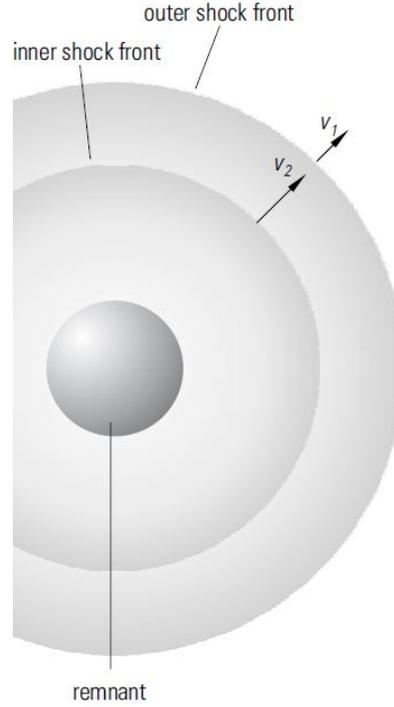


Figura 3.6: Accelerazione di una particella dovuta a una riflessione multipla fra due fronti di shock [8].

Una particella che viene riflessa dal fronte interno guadagnerà l'energia pari a

$$\begin{aligned}\Delta E_1 &= \frac{1}{2}m(v + v_2)^2 - \frac{1}{2}mv^2 \\ &= \frac{1}{2}m(v_2^2 + 2vv_2).\end{aligned}\tag{3.8}$$

La riflessione sul fronte esterno porta ad una perdita di energia pari a

$$\begin{aligned}\Delta E_2 &= \frac{1}{2}m(v - v_1)^2 - \frac{1}{2}mv^2 \\ &= \frac{1}{2}m(v_1^2 - 2vv_1).\end{aligned}\tag{3.9}$$

Quindi mediamente la particella guadagna un'energia pari a

$$\Delta E = \frac{1}{2}m(v_1^2 + v_2^2 + 2v(v_2 - v_1)).\tag{3.10}$$

Poiché i termini quadratici sono di ordine inferiore e poiché $v_2 > v_1$, in maniera analoga a quanto visto nelle (3.5), (3.6), si ottiene

$$\Delta E \approx mv\Delta v \implies \frac{\Delta E}{E} \approx 2\frac{\Delta v}{v}. \quad (3.11)$$

Abbiamo dimostrato che in generale il meccanismo di accelerazione per shock (detto anche *meccanismo di Fermi del primo ordine*) è lineare nella velocità relativa. Sotto ragionevoli condizioni e utilizzando una trattazione relativistica, questo modello può giustificare l'esistenza di raggi cosmici aventi energie fino a 100 TeV.

3.1.4 Meccanismo di Fermi del secondo ordine

Questo modello descrive l'accelerazione dei raggi cosmici tramite le collisioni delle particelle con le nubi di gas interstellare. E' detto *del secondo ordine* perchè risulta quadratico nelle velocità delle nubi.

Se una particella che arriva con velocità \vec{v} viene riflessa da una nube di gas che si muove a velocità \vec{u} (figura 3.7), se \vec{v} e \vec{u} sono antiparalleli la particella guadagna un'energia

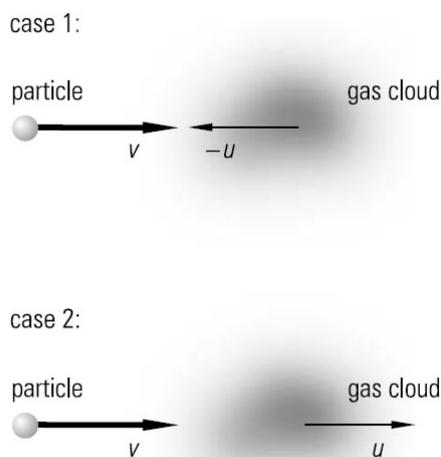


Figura 3.7: Guadagno in energia di una particella riflessa da una nube interstellare [8].

$$\begin{aligned} \Delta E_1 &= \frac{1}{2}m(v+u)^2 - \frac{1}{2}mv^2 \\ &= \frac{1}{2}m(2uv + u^2), \end{aligned} \quad (3.12)$$

mentre nel caso in cui \vec{v} e \vec{u} sono paralleli la particella perde un'energia

$$\begin{aligned}\Delta E_2 &= \frac{1}{2}m(v-u)^2 - \frac{1}{2}mv^2 \\ &= \frac{1}{2}m(-2uv + u^2).\end{aligned}\tag{3.13}$$

In media risulta un guadagno netto di energia

$$\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2 = mu^2,\tag{3.14}$$

corrispondente a un guadagno di energia relativo

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{u^2}{v^2}.\tag{3.15}$$

Il risultato della (3.15) rimane valido anche sotto assunzioni relativistiche.

Poichè la velocità delle nubi è molto bassa rispetto alla velocità della particella ($u \ll v \approx c$) il guadagno di energia per collisione ($\sim u^2$) è molto piccolo, per cui l'accelerazione di particelle richiede tempi molto lunghi nonostante si assuma che le nubi abbiano una densità maggiore del normale a causa dei campi magnetici locali (nubi magnetiche), cosa che aumenta la probabilità di riflessione. In ogni caso le particelle subiscono anche una perdita d'energia causata dall'interazione con il gas interstellare o intergalattico fra una collisione e l'altra; per questo motivo è necessario un minimo di iniezione di energia che permetta al processo di funzionare; questa energia può essere fornita, per esempio, dal meccanismo di Fermi del primo ordine, cioè dall'esplosione di una supernova.

3.1.5 Pulsars

Le pulsars sono stelle di neutroni rotanti ad altissima velocità con periodi di rotazione dell'ordine dei ms , residui di esplosioni di supernovae. Le stelle originarie hanno raggi dell'ordine di 10^6 km, che si riducono a dimensioni dell'ordine dei 20 km in seguito all'esplosione e al collasso gravitazionale. La contrazione delle linee di campo che segue al collasso amplifica il campo magnetico in maniera enorme; se per esempio il campo magnetico iniziale di una stella di raggio di 10^6 km è di 1000 G, dopo la contrazione a 20 km il campo avrà un'intensità di 10^{12} G = 10^8 T [8] (figura 3.8).

L'asse di rotazione di una pulsar di solito non coincide con la direzione dell'asse magnetico, per cui il vettore di campo magnetico rotante produce un fortissimo campo elettrico, di intensità che può raggiungere i 10^{15} V/m. Questo implica che una singola particella carica può guadagnare 1 PeV = 1000 TeV per metro, anche se come ciò avvenga non è ancora chiaro nei dettagli [8].

Una pulsar tipica, di massa 2×10^{30} kg, raggio 20 km e periodo 30 ms, ha un'energia rotazionale di circa 4.4×10^{61} eV; se supponiamo che abbia una vita media di 10^{10} anni e che solo l'1% della sua enorme energia sia convertita in accelerazione di particelle di raggi cosmici, otterremo un rateo di iniezione di 1.4×10^{42} eV/s. La nostra galassia contiene circa 10^{11} stelle e se supponiamo che sia esplosa una supernova ogni secolo, il numero totale di pulsar create dai tempi della formazione della nostra galassia (di età di $\approx 10^{10}$ anni) sarà di 10^8 ; queste pulsar avranno prodotto un'energia totale di 2.2×10^{67} eV, considerando un tempo medio di iniezione di 5×10^9 anni [8]. Essendo il volume totale della nostra galassia (di raggio 15 kpc e di spessore medio del disco 1 kpc) di 2×10^{67} cm³, la densità di energia dei raggi cosmici risultante è di 1.1 eV/cm³. Se consideriamo che i raggi cosmici permangono per un tempo limitato nella galassia e che subiscono dei processi di perdita di energia, questa stima si avvicina molto alla densità di energia attualmente misurata di ≈ 1 eV/cm³ [8].

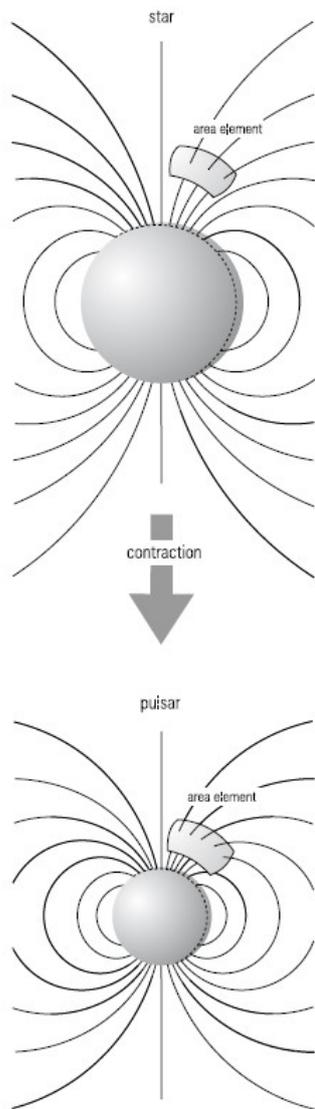


Figura 3.8: Incremento del campo magnetico durante il collasso gravitazionale di una stella di neutroni [8].

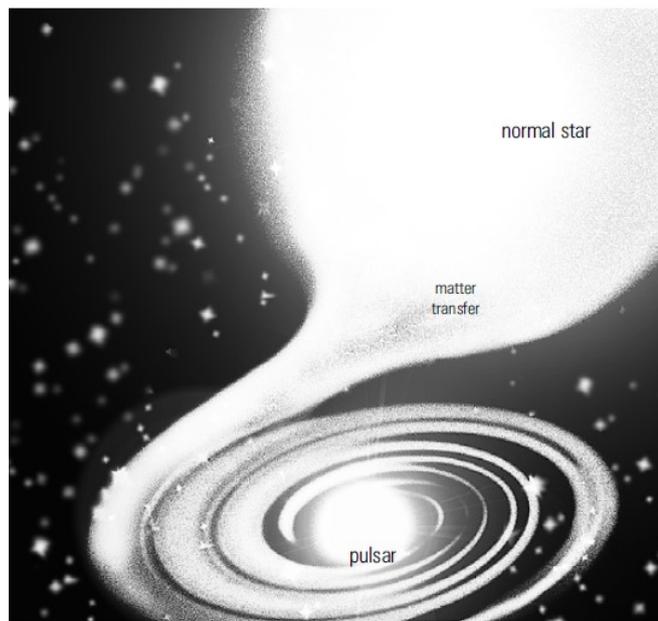


Figura 3.9: Disco di accrescimento in un sistema binario [8].

3.1.6 Binarie

Le stelle binarie, costituite da una pulsar legata gravitazionalmente ad una stella normale⁴, sono considerate dei siti di accelerazione di raggi cosmici. In questi sistemi binari la materia della stella normale viene costantemente risucchiata dalla compagna e forma un vortice intorno ad essa, detto *disco di accrescimento*. A causa di questo enorme movimento di plasma vengono prodotti nel disco di accrescimento dei campi elettromagnetici intensissimi (figura 3.9), che possono accelerare le particelle cariche fino ad energie di 3×10^{19} eV [8].

3.1.7 Buchi neri e AGN

Se il disco di accrescimento si forma attorno a un buco nero o al nucleo di una galassia attiva (AGN), si possono avere accelerazione ad energie di diversi ordini di grandezza più grandi di quelle delle stelle binarie, con formazione di getti collimati di particelle ad altissima energia, detti *jets* (figura 3.10). I dettagli di questi processi non sono ancora ben chiari, ma si suppone che i getti di particelle siano iniettati nel campo di radiazione della sorgente e che i protoni e gli elettroni accelerati per shock producano cascate adroniche ed elettromagnetiche, con emissione di raggi γ per scattering Compton inverso degli elettroni ed emissione di neutrini per decadimento dei pioni carichi [8].

⁴Per esempio, il sistema Cygnus X3 a 33000 anni luce dalla Terra.

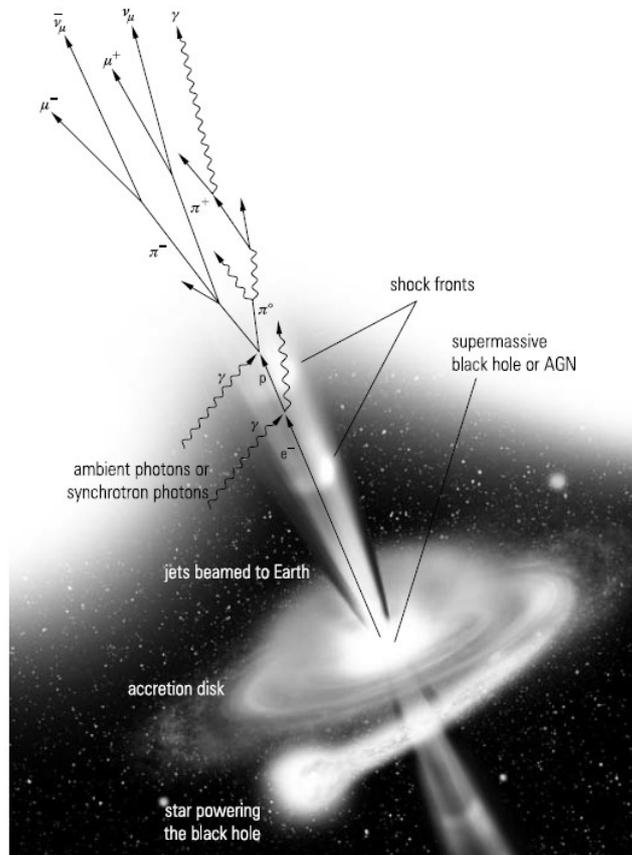


Figura 3.10: Modello di jet in un AGN [8].

3.2 Raggi cosmici primari

I raggi cosmici che arrivano imperturbati fino all'atmosfera terrestre vengono chiamati *primari* e sono costituiti principalmente da particelle cariche come protoni ed elettroni, ma non solo: se le particelle cariche interagiscono all'interno delle loro sorgenti possono produrre delle particelle secondarie instabili, come per esempio i pioni e kaoni, che poi decadono producendo delle particelle stabili, come per esempio i fotoni e i neutrini, che possono raggiungere la Terra.

I raggi cosmici possono provenire dall'interno o dall'esterno della nostra galassia, ma le loro abbondanze chimiche sono sempre simili a quelle che si riscontrano nel sistema solare, con $\approx 85\%$ di protoni, $\approx 12\%$ di elio e $\approx 3\%$ di litio e tutti gli altri elementi della tavola periodica. Le differenze più sostanziali con le abbondanze del sistema solare si riscontrano per il litio, il berillio, il boro ($Z = 3 - 5$) e per un gruppo di elementi che vengono prima del ferro ($Z < 26$) (figura 3.11).

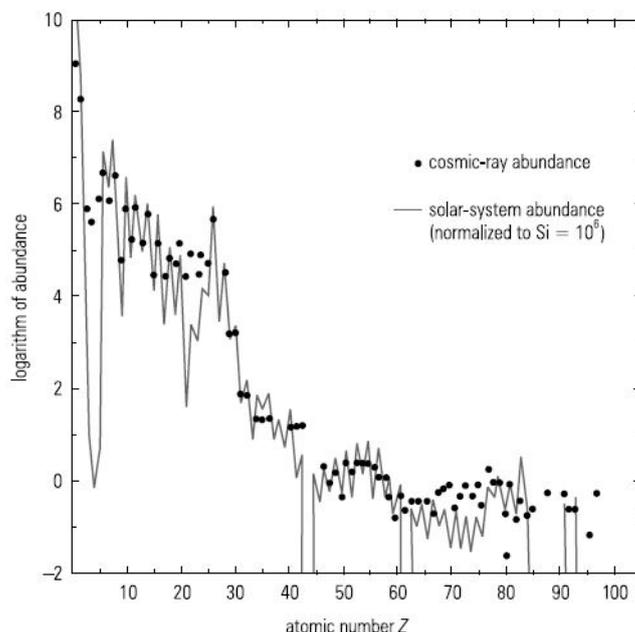


Figura 3.11: Abbondanza degli elementi chimici nei raggi cosmici primari [8].

La maggiore abbondanza di Li, Be e B si può facilmente spiegare con la frammentazione dei nuclei più pesanti, come il carbonio ($Z=6$) e l'ossigeno ($Z=8$), che avviene durante il passaggio di questi attraverso la materia intergalattica, nel viaggio dalla sorgente alla Terra. Allo stesso modo la frammentazione o la spallazione nucleare di elementi più pesanti del ferro spiega le abbondanze relative del gruppo di elementi con $Z < 26$.

L'andamento generale della dipendenza della composizione chimica dal numero atomico dei raggi cosmici si può spiegare con argomenti di fisica nucleare; nell'ambito del *modello a shell*, si può vedere che le configurazioni nucleari con numeri pari di protoni e neutroni (nuclei pari-pari) sono più stabili e quindi più abbondanti, rispetto alle configurazioni con numeri pari-dispari, dispari-pari e dispari-dispari di protoni e neutroni.

I nuclei più stabili sono quelli che riempiono le shell (*nuclei magici*) e che hanno i *numeri magici* di 2, 8, 20, 50, 82, 126 protoni o neutroni. Ecco che si spiega come i nuclei *doppiamente magici*, come l'elio (2 protoni e 2 neutroni) e l'ossigeno (8 protoni e 8 neutroni), siano particolarmente stabili e abbondanti.

Anche i nuclei prodotti nei processi di fusione con un'energia di legame molto forte, come per esempio il ferro, sono relativamente abbondanti nei raggi cosmici.

3.2.1 Spettro di energia

Anche se ad oggi non è del tutto chiaro quali siano i principali meccanismi di accelerazione, ci sono buoni motivi per ritenere che la maggior parte dei raggi cosmici sia

accelerata per shock da esplosione di supernovae e poi ulteriormente accelerata tramite il meccanismo di Fermi del secondo ordine; la parte rimanente a più alta energia sarebbe accelerata dalle pulsar, dalle stelle binarie, dai buchi neri e dagli AGN.

Per quanto riguarda il meccanismo di shock in un'esplosione di supernova, la forma dello spettro di energia si può ricavare dal meccanismo di accelerazione stesso ed è in accordo con le osservazioni; si può dimostrare [8] che se E_0 è l'energia iniziale di una particella, se εE_0 è l'energia guadagnata per ogni riflessione contro un fronte di shock e se $1 - P$ è la probabilità di interazione della particella con il fronte di shock, la forma dello spettro risultante è a legge di potenza, del tipo

$$N(> E) \sim \frac{1}{P} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} \sim E^{-\gamma}, \quad (3.16)$$

dove

$$\gamma = \frac{\ln(1/(1 - P))}{\ln(1 + \varepsilon)}. \quad (3.17)$$

L'energia guadagnata per ogni riflessione è sicuramente molto piccola ($\varepsilon \ll 1$) ma se anche la probabilità di sfuggire alla riflessione P è piccola, l'indice spettrale si può semplificare

$$\gamma \approx \frac{P}{\varepsilon} \quad (P \ll 1). \quad (3.18)$$

Sperimentalmente per energie fino a 10^{15} eV si ricava un indice spettrale $\gamma = 1.7$, mentre per energie superiori l'indice si innalza fino a $\gamma = 2$.

Lo spettro di energia dei nuclei primari di H, He, C ed Fe è visibile nella figura 3.12. La parte iniziale dello spettro risente del campo magnetico solare e terrestre; in particolare il ciclo di 11 anni delle macchie solari, cioè l'attività solare, modula l'intensità dei raggi cosmici a bassa energia (< 1 GeV/nucleone) che raggiungono il nostro pianeta.

In generale l'intensità misurata decresce al crescere dell'energia, come si vede nella figura 3.13, dove è rappresentato lo spettro di tutte le componenti a tutte le energie:

Si pensa che fino a circa 10^{15} eV l'emissione sia originata principalmente all'interno della nostra galassia, mentre che al di sopra dei 10^{18} eV il contributo della componente extragalattica diventi più importante [8].

Per particelle con energie maggiori di 10^{19} eV l'intensità cala drasticamente; il flusso a queste energie è dell'ordine di una particella per km^2 per anno.

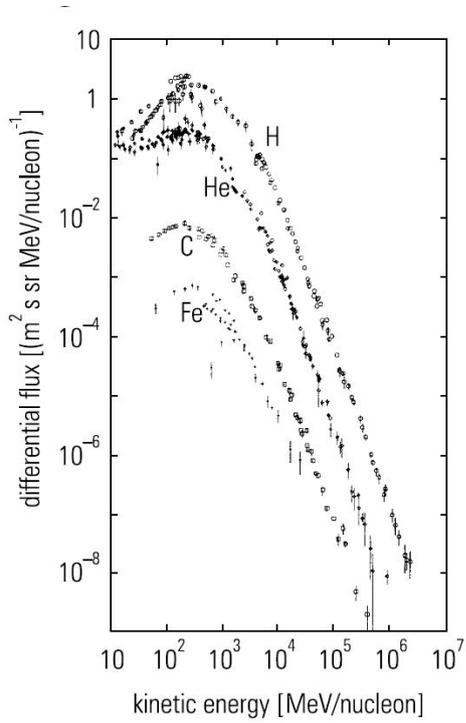


Figura 3.12: Spettro di energia dei principali componenti dei raggi cosmici primari carichi [8].

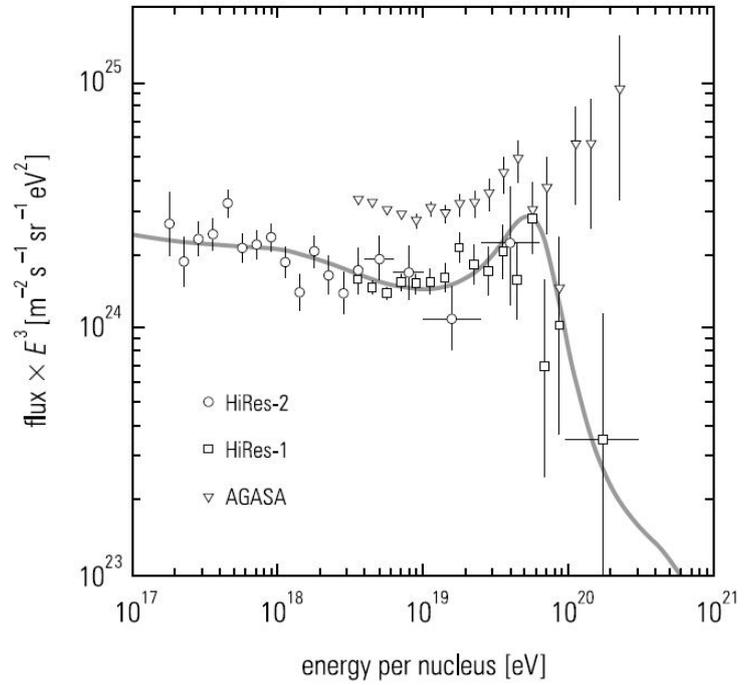


Figura 3.13: Spettro di energia dei raggi cosmici primari, scalato di un fattore E^3 [8].

3.3 Raggi cosmici secondari

I raggi cosmici primari che interagiscono con gli atomi presenti nell'atmosfera terrestre danno luogo ai *raggi cosmici secondari*.

Lo spessore di massa di una colonna di atmosfera è di circa 1000 g/cm^2 , corrispondente a una pressione di circa 10^5 Pa (1 atm), ma già all'altezza di 35-40 km si riduce a qualche g/cm^2 . Per direzioni inclinate rispetto allo zenith lo spessore atmosferico aumenta rapidamente (circa come $1/\cos\theta$, con $\theta =$ angolo allo zenith), come si può vedere nella figura 3.14.

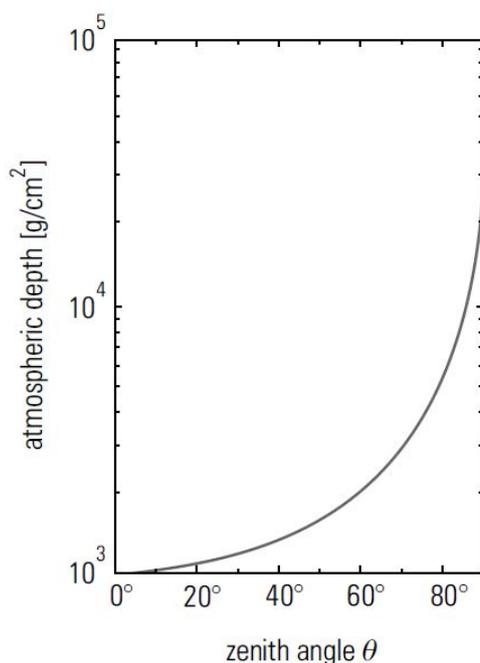


Figura 3.14: Relazione fra angolo zenitale e spessore atmosferico [8].

Un parametro importante è la lunghezza di radiazione o di interazione in aria: per i fotoni e gli elettroni la lunghezza di radiazione è $X_0 = 36.66 \text{ g/cm}^2$, il che implica che lo spessore dell'atmosfera per queste particelle è di circa 27 lunghezze di radiazione; per gli adroni la lunghezza di interazione è $\lambda = 90.0 \text{ g/cm}^2$ e lo spessore dell'atmosfera per queste particelle è di circa 11 lunghezze di interazione. Da ciò si deduce che le particelle primarie che raggiungono la superficie terrestre sono molto poche e con una bassa energia, a causa delle interazioni multiple nell'atmosfera.

Altre particelle che possono raggiungere la superficie terrestre sono prodotte nelle cascate elettromagnetiche e adroniche. Nella figura 3.15 si può vedere uno schema della trasformazione dei raggi cosmici primari in atmosfera. I protoni costituiscono l'85% dei

raggi cosmici primari e già ad altitudini tra i 15 e i 20 km interagiscono con i nuclei atomici dell'aria, producendo *cascate elettromagnetiche* e *adroniche*; le particelle secondarie prodotte in maggior quantità sono i *pioni*, mentre i *kaoni* sono prodotti con una probabilità del 10% rispetto ai pioni.

I pioni neutri decadono in due fotoni

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma,$$

ma poiché la lunghezza di radiazione dei fotoni è relativamente corta ($X_0 \approx 1/3 \lambda$ in aria), le cascate elettromagnetiche prodotte vengono presto assorbite dall'atmosfera e quindi queste particelle vengono dette *componente soft* dei raggi cosmici secondari.

I pioni e i kaoni carichi invece decadono producendo particelle molto più penetranti, i muoni e i neutrini:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu; \quad K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

I muoni possono a loro volta decadere in elettroni e neutrini, contribuendo alla componente soft e alla *componente di neutrini* dei raggi cosmici secondari:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

I muoni che non decadono hanno una bassa perdita di energia in atmosfera (≈ 1.8 GeV), per cui costituiscono la maggior parte delle particelle secondarie cariche che raggiungono il livello del mare ($\approx 80\%$ del totale). Alcuni mesoni e barioni secondari possono sopravvivere fino al livello del mare, ma in pratica la maggior parte di queste particelle osservate a terra è prodotta localmente e in ogni caso si parla di quantità molto piccole. Le cascate elettromagnetiche e adroniche si propagano contemporaneamente sia in direzione verticale che nel piano perpendicolare ad essa. Nel caso delle cascate elettromagnetiche la velocità di diffusione laterale dipende dallo scattering multiplo degli elettroni e dei positroni, mentre nel caso delle cascate adroniche dipende dalla quantità di moto trasversale delle particelle secondarie ed è più grande della prima. Per esempio, nella figura 3.16 a sinistra sono visibili le cascate prodotte da un fotone e a destra da un protone, per un'energia iniziale di entrambe le particelle di 100 TeV; si vede chiaramente come la cascata adronica risulti più allargata di quella elettromagnetica.

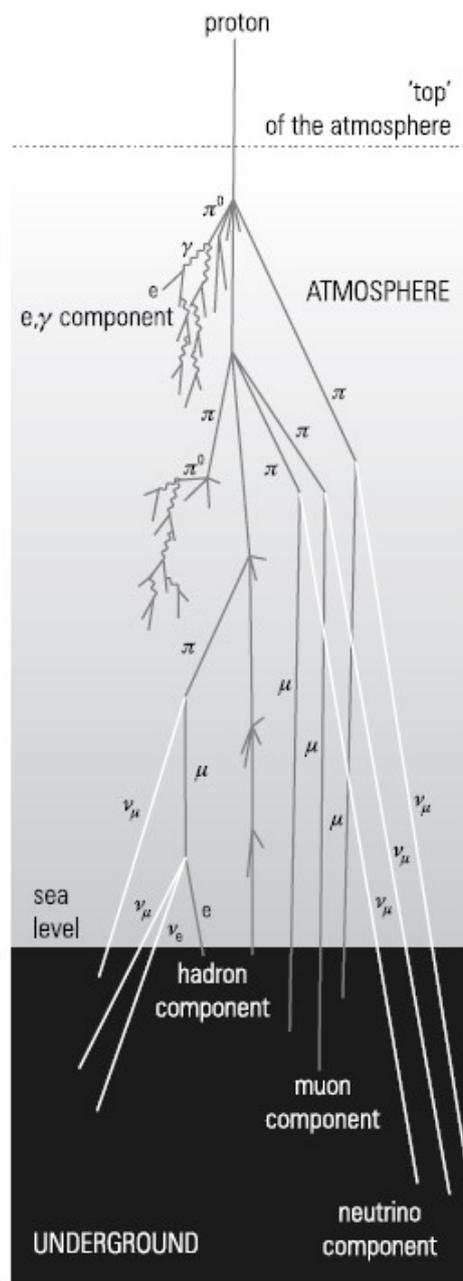


Figura 3.15: Trasformazione dei raggi cosmici primari nell'atmosfera [8].

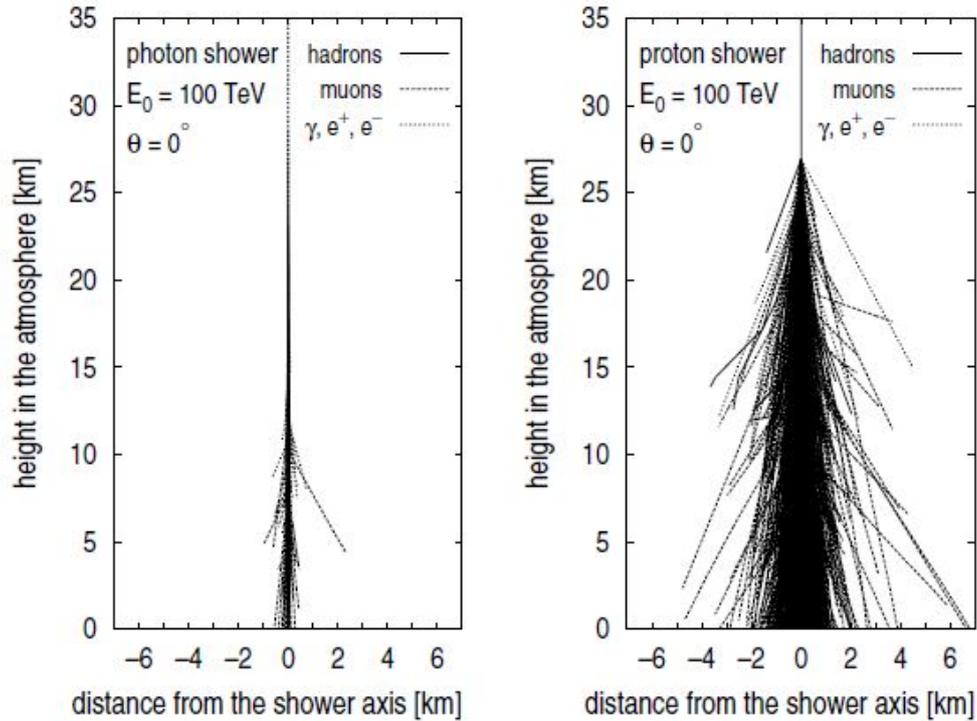


Figura 3.16: A sinistra: cascata elettromagnetica prodotta da un fotone. A destra: cascata adronica prodotta da un protone. Entrambe le particelle hanno un'energia iniziale di 100 TeV [8].

I nucleoni primari (protoni e neutroni) dominano sulle altre specie di particelle fino ad altitudini di 9 km, dove poi i muoni prendono il sopravvento.

A causa della loro bassa probabilità di interazione, i neutrini non vengono praticamente assorbiti dall'atmosfera; inoltre il loro flusso cresce in maniera monotona perché vengono continuamente prodotti per decadimento di altre particelle.

Poiché lo spettro delle particelle primarie decresce rapidamente per alte energie, anche lo spettro dei raggi cosmici secondari si comporta di conseguenza, come è evidente nella figura 3.17, in cui si vede lo spettro dei protoni e dei muoni a varie altitudini nell'atmosfera. Al crescere dello spessore atmosferico attraversato, il flusso dei muoni tende a prevalere su quello dei protoni, specialmente ad alte energie; al livello del mare il flusso dei muoni è di circa una particella per cm^2 per minuto, mentre quello dei protoni è praticamente nullo.

I muoni sono originati prevalentemente per decadimento dei pioni, a loro volta prodotti in grande quantità nelle cascate adroniche; quindi il loro spettro dipende da quello dei pioni. Nella figura 3.18 si può vedere lo spettro dei pioni confrontato con quello dei muoni al livello del mare. Le due curve sono abbastanza simili tra i 10 e i 100 GeV/c,

mentre sotto 10 GeV/c e sopra 100 GeV/c si ha una riduzione dell'intensità dei muoni rispetto a quella dei pioni.

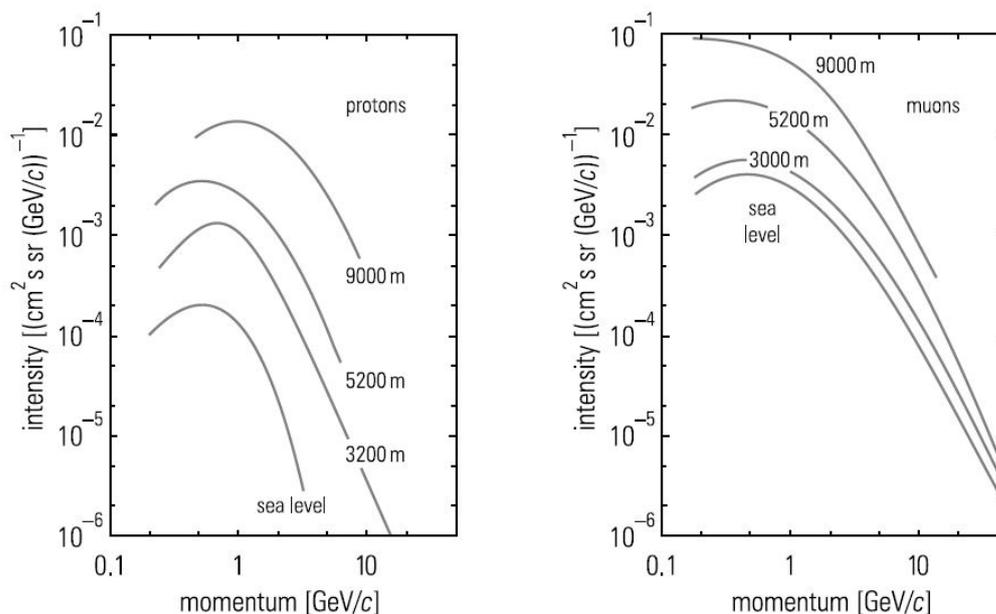


Figura 3.17: Spettro della quantità di moto dei protoni e dei muoni, a varie altitudini nell'atmosfera [8].

Per spiegare queste differenze bisogna fare alcune considerazioni:

Per basse energie la probabilità di decadimento dei muoni aumenta, per cui una frazione di particelle decade prima di arrivare al suolo. Infatti i pioni sono prodotti ad altitudini di circa 15 km e decadono in muoni molto velocemente: se, per esempio, un pione di 1.4 GeV, con un fattore di Lorentz $\gamma = E/m_\pi c^2 = 10$, decade in un muone di 1 GeV, con un $\gamma = E/m_\mu c^2 = 9.4$, in uno spazio $s_\pi = \gamma \tau_\pi c \approx 78$ m, il muone decade poi a sua volta in uno spazio $s_\mu = \gamma \tau_\mu c \approx 6.2$ km; la somma dei due spazi è minore di 15 km, per cui il muone prodotto decade prima di raggiungere la superficie o viene assorbito nell'atmosfera.

Per alte energie i pioni iniziali hanno un'alta probabilità di produrre pioni terziari per interazione, che poi decadono in muoni di bassa energia che, come appena detto, decadono prima di arrivare al suolo. Per esempio, un pione di 100 GeV ha un fattore di Lorentz $\gamma = E/m_\pi c^2 = 716,3$ e decade in uno spazio $s_\pi = \gamma \tau_\pi c \approx 5.6$ km, che è maggiore della lunghezza di interazione per produzione di pioni terziari, per cui preferibilmente produce pioni terziari di energia inferiore a quella iniziale, i quali decadono in muoni di bassa energia.

C'è un ulteriore aspetto da prendere in considerazione: consideriamo i muoni che arrivano da direzioni inclinate rispetto alla verticale; per grandi angoli rispetto allo zenith i pioni che li hanno prodotti hanno viaggiato per lunghe distanze in una atmosfera rarefatta in cui la probabilità di decadimento è maggiore di quella d'interazione, per cui si producono più muoni ad alta energia che nel caso di una direzione verticale.

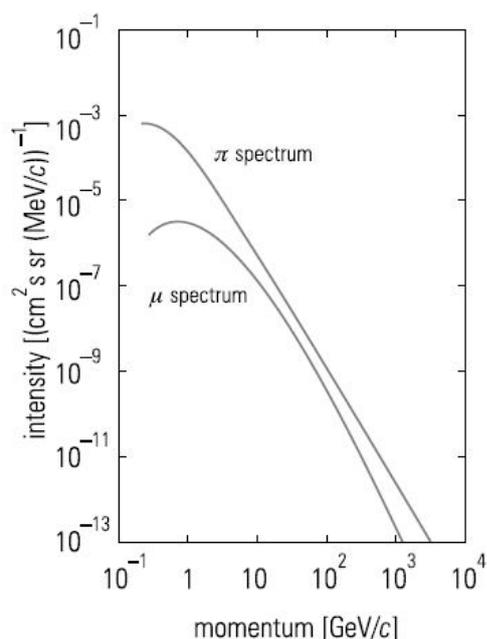


Figura 3.18: Confronto fra spettro dei pioni e spettro dei muoni [8].

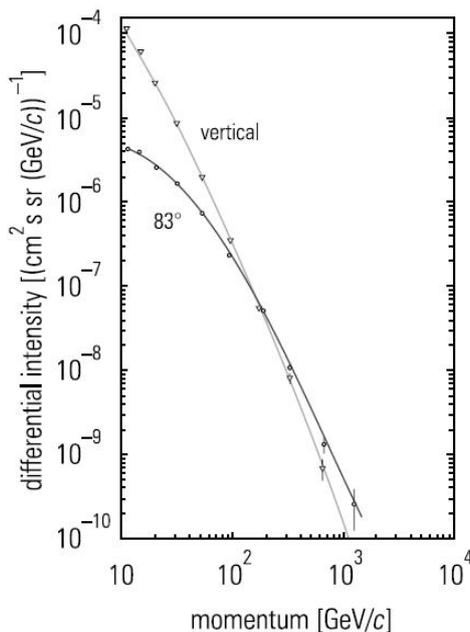


Figura 3.19: Spettro dei muoni per direzione verticale e inclinata [8].

Per esempio, nella figura 3.19 si vede il confronto tra lo spettro al livello del mare dei muoni provenienti dalla direzione verticale e quello dei muoni provenienti da una direzione inclinata a 83° rispetto allo zenith. Come si può notare, oltre i 170 GeV/c l'intensità dei muoni inclinati supera quella dei muoni verticali, mentre sotto questo valore è ridotta a causa del decadimento e dell'assorbimento dei muoni a bassa energia nello spesso strato di atmosfera. Nonostante ciò, il contributo più importante al flusso totale è dato dalle particelle a bassa energia.

Per angoli allo zenith non troppo grandi, vale la seguente relazione:

$$I_{\mu}(\theta) = I_{\mu}(\theta = 0) \cos^n \theta, \quad (3.19)$$

per $n \simeq 2$; n varia poco se vengono contati solo i muoni con un'energia maggiore di un valore fissato [8].

I muoni vengono prodotti anche per decadimento di mesoni *charm* con una vita media brevissima. Per esempio il D^0 e il D^1 hanno una vita media dell'ordine del picosecondo e decadono senza interagire producendo muoni ad alta energia; il loro contributo, però, diventa importante soltanto per altissime energie di interazione protone-nucleone.

Al livello del mare, oltre ai muoni e ai protoni, è possibile trovare elettroni, positroni, fotoni e naturalmente neutrini provenienti dalle cascate elettromagnetiche.

Una parte di elettroni e positroni deriva dal decadimento dei muoni; gli elettroni che arrivano a terra si possono originare anche nelle interazioni secondarie dei muoni nell'atmosfera (elettroni di *knock-on*). I pochi pioni e kaoni che si osservano in superficie sono prodotti principalmente in interazioni locali.

Capitolo 4

Effetti biologici della radiazione

4.1 Unità dosimetriche

La quantità di radiazione ricevuta da un organo o un tessuto biologico può essere quantificata dalla ionizzazione degli atomi e delle molecole che compongono le sue cellule, oppure dalla quantità di energia che assorbe.

L'*esposizione* X , definita soltanto per le sorgenti di raggi X e γ in aria, è data dalla carica dQ degli ioni di uno stesso segno, prodotta in un volume d'aria di massa dm quando gli elettroni secondari messi in moto dalla radiazione sono completamente fermi:

$$X = dQ/dm \quad (4.1)$$

La sua unità di misura è il *Roentgen*, definito come:

1 *Roentgen* (R) = quantità di radiazione che produce una ionizzazione di 1 esu/cm³ = (2.58 × 10⁻⁴ Coulomb/kg) in aria, in condizioni normali di temperatura e pressione, o, in maniera equivalente, la quantità di radiazione che produce una ionizzazione di uno statcoulomb, ovvero circa 2.08 × 10⁹ coppie di ioni per ogni cm³ di aria a 0 °C e 1 Atm. L'esposizione è una quantità facile da misurare in una camera a ionizzazione, ma non lo è altrettanto in un tessuto vivente o in un organo irradiato. Per questo motivo, in radioprotezione, è preferibile riferirsi alla *dose assorbita* D , cioè alla quantità di energia assorbita dall'unità di massa:

$$D = dE/dm . \quad (4.2)$$

La sua unità di misura è il *Gray*, definito come:

1 Gray (Gy) = 1 Joule/kg.

Un'altra unità utilizzata, ma oramai in disuso, è il *rad*:

1 rad = 100 erg/g = 0.01 Gy,

quindi:

1 Gy = 100 rad.

| Tipo di radiazione ed energia | Fattore di qualità, w_R |
|---|---------------------------|
| Fotoni di tutte le energie | 1 |
| Elettroni e muoni di tutte le energie | 1 |
| Neutroni: | |
| < 10 keV | 5 |
| da 10 keV a 100 keV | 10 |
| > 100 keV fino a 2 MeV | 20 |
| > 2 MeV fino a 20 MeV | 10 |
| > 20 MeV | 5 |
| Protoni, diversi da protoni di rinculo, di energia > 2 MeV | 5 |
| Particelle α , frammenti di fissione, nuclei pesanti | 20 |

Tabella 4.1: Fattori qualità per i vari tipi di radiazione [12].

La dose assorbita, però, non dà nessuna indicazione nè sul tipo nè sull'energia della radiazione, fattori che sono importanti quando si considerano gli effetti biologici della radiazione.

L'energia depositata localmente per unità di percorso, il LET (Linear Energy Transfer), è diversa per ogni tipo di particella perché dipende dalla velocità e dalla carica della particella. La differenza tra la perdita d'energia dE/dx e il LET è che nel LET non viene considerata l'emissione di Bremsstrahlung, che in genere sfugge dalla regione del percorso della particella.

Le particelle α , i neutroni e i protoni sono ad alto LET, mentre i raggi X, γ e gli elettroni veloci sono a basso LET; quindi una dose assorbita di particelle α produce più danni di una uguale dose di protoni e molti più danni di una dose simile di elettroni, o raggi X, o γ . Per tenere conto di questo fatto, ad ogni tipo di radiazione viene assegnato un coefficiente, detto *fattore di qualità* (w_R), che indica l'efficacia biologica relativa a una radiazione di riferimento, di solito raggi X o γ .

A tale scopo si definisce come efficacia biologica relativa il rapporto:

$$RBE = \frac{D_X}{D_T}, \quad (4.3)$$

dove D_X è la dose assorbita di una radiazione X di riferimento (raggi X o γ) necessaria a produrre un certo effetto biologico e D_T è la dose assorbita di una radiazione T necessaria a produrre lo stesso effetto biologico della radiazione X . La relazione tra RBE e LET, però, non è monotona (figura 4.1): in un sistema biologico, ad elevate densità di ionizzazione, viene ceduta molta più energia di quanta sia necessaria per produrre un effetto distruttivo; quindi una gran parte dell'energia assorbita non influisce sul danno creato e la curva LET-RBE decresce repentinamente oltre un certo valore di LET (*overkill*).

Nella tabella 4.1 possiamo vedere i fattori di qualità per diversi tipi di radiazione, mentre nella figura 4.1 si vede la dipendenza della RBE dal LET; si può notare il massimo, a circa 100 keV/μm.

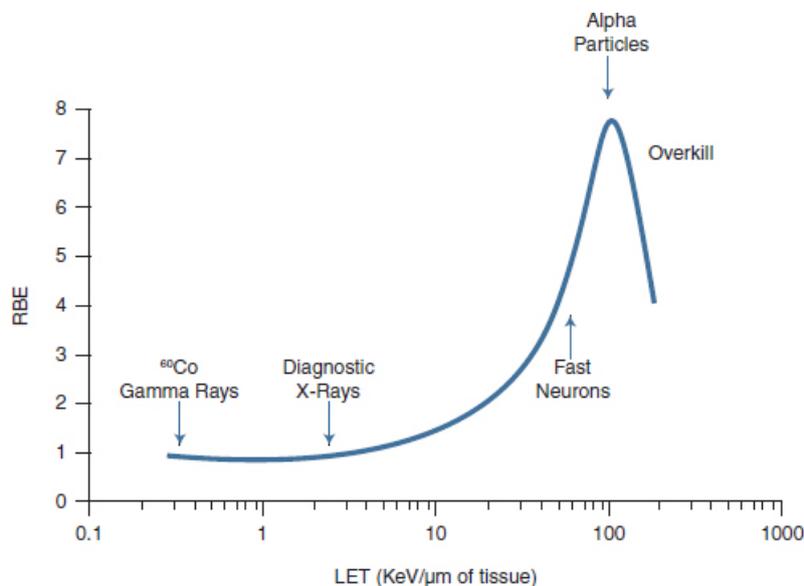


Figura 4.1: Dipendenza della RBE dal LET [4].

L'effetto biologico su un tessuto (o un organo) irradiato, quindi, si quantifica con la *dose equivalente* H_T , che è data dalla dose media assorbita su tutto il tessuto (o organo) D_R , moltiplicata per il fattore di qualità w_R :

$$H_T = w_R \times D_{T,R} , \quad (4.4)$$

Se sono presenti più tipi di radiazione la dose equivalente diventa una somma:

$$H_T = \sum_R w_R \times D_{T,R} . \quad (4.5)$$

L'unità di misura della dose equivalente è il Sievert (Sv), che ha le stesse dimensioni del Gray (J/kg) ma che, a differenza di questo, indica che la dose è normalizzata sulla RBE. Quindi 1 Sv di particelle α produce lo stesso effetto di 1 Sv di raggi γ , o di una qualsiasi radiazione. A differenza della dose assorbita la dose equivalente non è una quantità direttamente misurabile, ma è calcolata.

Un'altra unità utilizzata, ma oramai in disuso, è il *rem*:

$$1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem} .$$

La relazione tra la probabilità di sviluppare un effetto biologico, come un cancro o un'anomalia genetica, dipende anche dalla sensibilità del tessuto (o organo) alla specifica

| Tessuto o organo | Fattore peso, w_T |
|-------------------|---------------------|
| Gonadi | 0.20 |
| Midollo osseo | 0.12 |
| Colon | 0.12 |
| Polmoni | 0.12 |
| Stomaco | 0.12 |
| Vescica | 0.05 |
| Mammella | 0.05 |
| Fegato | 0.05 |
| Esofago | 0.05 |
| Tiroide | 0.05 |
| Pelle | 0.01 |
| Superficie ossea | 0.01 |
| Tessuti rimanenti | 0.05 |

Tabella 4.2: Coefficienti per organi e tessuti del corpo umano [12].

radiazione. Per tenere conto di questo viene definito un opportuno *coefficiente* w_T per ogni tessuto (tabella 4.2). Usando questi coefficienti si può definire la *dose efficace* E come:

$$E = \sum_T w_T \times H_T, \quad (4.6)$$

dove la somma è fatta su tutti i tessuti (o organi) esposti.

Anche la dose efficace si misura in Sievert; poiché la somma dei coefficienti relativi agli organi è normalizzata a 1, per una dose equivalente uniforme su tutto il corpo umano la dose efficace è numericamente uguale alla dose equivalente.

Oltre alla conoscenza della dose ricevuta è fondamentale conoscere l'intervallo (o gli intervalli) di tempo in cui questa viene somministrata, ovvero l'intensità della dose (Gy/h, mGy/s). L'intensità, infatti, può alterare notevolmente l'effetto prodotto a parità di radiazione complessiva somministrata, cioè a parità di ionizzazione prodotta nel tessuto: spesso si osserva che a bassa intensità (per esempio, per una dose di 1 Gy al giorno) la risposta biologica è minore che ad alta intensità (per esempio, per una dose di 1 Gy al secondo) e questo suggerisce l'ipotesi che nel primo caso ci possa essere una *riparazione* del danno biologico, mentre nel secondo caso no.

La suddivisione (o frazionamento) di una dose in due o più frazioni separate da un intervallo di tempo, quindi, provoca un danno biologico minore di quello prodotto da una irradiazione in una dose unica. Per esempio: 10 Gy somministrati in unica dose possono uccidere quasi il 100% di una popolazione di cellule, mentre due dosi di 5 Gy

ciascuna, somministrate con 24 ore di intervallo tra la prima e la seconda, possono uccidere solo il 40% delle cellule [4].

D'altra parte ci sono anche effetti biologici che non sono influenzati dall'intensità e che quindi non sono riparabili.

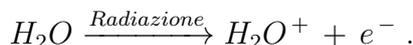
Il corpo umano è costantemente immerso nella radiazione proveniente da una serie di sorgenti naturali e artificiali, che comprendono i raggi cosmici, gli isotopi radioattivi dell'ambiente che lo circonda (provenienti dal suolo, dai materiali di costruzione, eccetera), il fallout nucleare, le analisi mediche e le sorgenti radioattive usate nell'industria.

La dose mediamente assorbita per persona dovuta a questo fondo naturale e artificiale varia dai 3.3 ai 3.5 mSV/anno. Questi valori possono variare anche di un fattore 2 o 3 in funzione della regione del globo in cui vive un individuo e dell'altitudine rispetto al livello del mare [12].

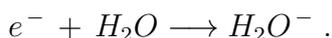
4.2 Modificazioni chimiche conseguenti all'assorbimento di radiazioni ionizzanti

La radiazione produce eccitazione e ionizzazione a caso nella materia. Quindi nella materia vivente è più probabile che siano ionizzate le molecole presenti in maggior numero. Poiché il materiale vivente è composto per il 70-90% d'acqua, la maggior parte dell'energia assorbita sarà catturata dalle molecole d'acqua.

L'acqua irradiata si ionizza producendo un elettrone libero più una molecola d'acqua con carica positiva:



L'elettrone si lega poi ad un'altra molecola d'acqua, trasformandola in una molecola a carica negativa:



Questo processo è relativamente lento e l'elettrone può diventare idrato, vale a dire circondato da molecole d'acqua in modo che i dipoli delle varie molecole siano orientati verso la carica negativa dell'elettrone.

Né l' H_2O^- né l' H_2O^+ sono stabili e ciascuno si dissocia per fornire uno ione e un radicale libero:



dove il puntino (\bullet) indica il radicale libero, ossia un atomo neutro o una molecola neutra con un elettrone spaiato.

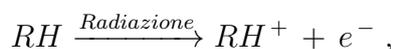
Gli elettroni idrati, i radicali ossidrilici (OH^\bullet), e gli atomi d'idrogeno (H^\bullet) sono estremamente reattivi e possono reagire fra essi o con altre molecole d'acqua producendo H_2 , H_2O_2 , HO_2^\bullet (radicale idroperossido).

I radicali liberi possono anche estrarre l'idrogeno da molecole organiche complesse, RH , producendo radicali liberi secondari R^\bullet :

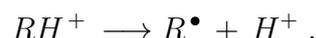


I radicali liberi, primari e secondari, possono poi reagire con molecole biologicamente importanti e provocare danni radiobiologici.

Tutte queste reazioni sono ritenute importanti nella cosiddetta *azione indiretta delle radiazioni*, che implica la partecipazione dei radicali liberi acquosi quali intermediari nel trasferimento di energia di radiazione alle molecole biologiche. Nell'*azione diretta*, invece, si ha semplicemente l'interazione tra la radiazione ionizzante e le molecole biologiche critiche:



e in seguito si ha la reazione di scissione:



Dal punto di vista del danno biologico non ha nessuna importanza se una molecola è danneggiata in modo diretto o indiretto. Tuttavia è probabile che la maggior parte del danno biologico avvenga per azione indiretta, in quanto cellule e tessuti sono composti principalmente d'acqua.

I radicali liberi possono reagire con le molecole di ossigeno e tali reazioni possono condurre alla produzione di *radicali perossidi*, sia di idrogeno che di importanti molecole organiche, alcuni dei quali si sono rivelati biologicamente dannosi.

Il potenziamento dell'efficacia delle radiazioni in presenza di ossigeno, dovuto al maggior numero di radicali liberi dannosi che si formano, è conosciuto come *effetto ossigeno*. Per quantificare questo effetto si definisce il rapporto OER (Oxygen Enhancement Ratio) come:

$$OER = \frac{D_{anoss}}{D_{oss}} , \quad (4.7)$$

dove D_{anoss} è la dose necessaria a produrre un certo effetto in assenza di ossigeno e D_{oss} è la dose necessaria a produrre lo stesso effetto in presenza di ossigeno.

La catena di reazioni chimiche che portano a un danno delle molecole biologiche può verificarsi in un tempo complessivo di 10^{-6} s, mentre la manifestazione finale del danno biologico può richiedere ore, giorni o anche decine di anni.

4.3 Modificazioni biologiche conseguenti all'assorbimento di radiazioni ionizzanti

4.3.1 Effetti sulle proteine

Le proteine sono molecole complesse formate da catene di amminoacidi che costituiscono la base organica più importante del citoplasma di una cellula. Le caratteristiche specifiche di una proteina sono determinate dalla sequenza e dalla natura degli amminoacidi nella sua catena (la struttura primaria) e dal complesso avvolgimento della catena (la struttura secondaria e terziaria). Alcune proteine agiscono come componenti strutturali di una cellula, mentre altre agiscono come componenti e catalizzatori delle reazioni biochimiche cellulari (enzimi).

Il criterio per rilevare un danno a livello fisico-chimico consiste nell'osservare la riduzione del peso molecolare (dovuta alla frammentazione della catena polipeptidica), la variazione della solubilità, il disordine creato nelle strutture secondarie e terziarie, la formazione di ponti e di aggregati tra le molecole e la distruzione di amminoacidi della catena.

Il danno biochimico, invece, è evidenziato nella incapacità della molecola di compiere le reazioni chimiche. La percentuale di molecole inattivate aumenta all'aumentare della dose, mentre la radiosensibilità, cioè la risposta alla radiazione per unità di dose, aumenta alle basse concentrazioni di molecole: con il diminuire della concentrazione aumenta il numero relativo di molecole d'acqua, per cui si ha un maggior danno prodotto dai radicali liberi. Le dosi per produrre una inattivazione apprezzabile dell'attività catalizzatrice di un enzima, in vitro o in vivo, sono dell'ordine delle decine di Gy, quindi si può concludere che per provocare un danno agli enzimi si richiedono dosi più alte di quelle richieste per produrre intense modificazioni cellulari e perfino la morte cellulare.

In generale la radiosensibilità del nucleo di una cellula è circa 100 volte quella del suo citoplasma ed è legata alla complessità del DNA; quindi sarà massima nei mammiferi e minima nei virus a catena singola.

4.3.2 Effetti sugli acidi nucleici

Il DNA (acido desossiribonucleico) si trova nel nucleo della cellula e svolge principalmente due funzioni:

- assicura il perpetuarsi dei caratteri ereditari durante la duplicazione della cellula; quindi è responsabile di come viene codificata, copiata e replicata l'informazione genetica.
- controlla la sintesi proteica nella cellula.

La molecola del DNA è formata da due catene complementari di nucleotidi (due lunghe catene di polimeri) avvolti a forma di doppia elica. Un nucleotide è costituito da un

nucleoside legato ad uno o più gruppi fosfato. Un nucleoside è una molecola composta da una base azotata legata a uno zucchero, il desossiribosio.

Nucleotide = zucchero + base azotata + acido fosforico

Anche l'RNA (acido ribonucleico) è assemblato come una catena di nucleotidi, ma a differenza del DNA ha un singolo filamento elicoidale e lo zucchero che si lega alle basi azotate è il ribosio.

Le basi azotate si dividono in

- *purine*: adenina e timina (solo per il DNA);
- *pirimidine*: guanina, citosina, uracile (solo per l'RNA).

Nel DNA lo scheletro (backbone) a doppia elica di zuccheri-fosfati è posto all'esterno della molecola, mentre all'interno ci sono le basi azotate che uniscono i due filamenti con dei legami a ponte di idrogeno (figura 4.2).

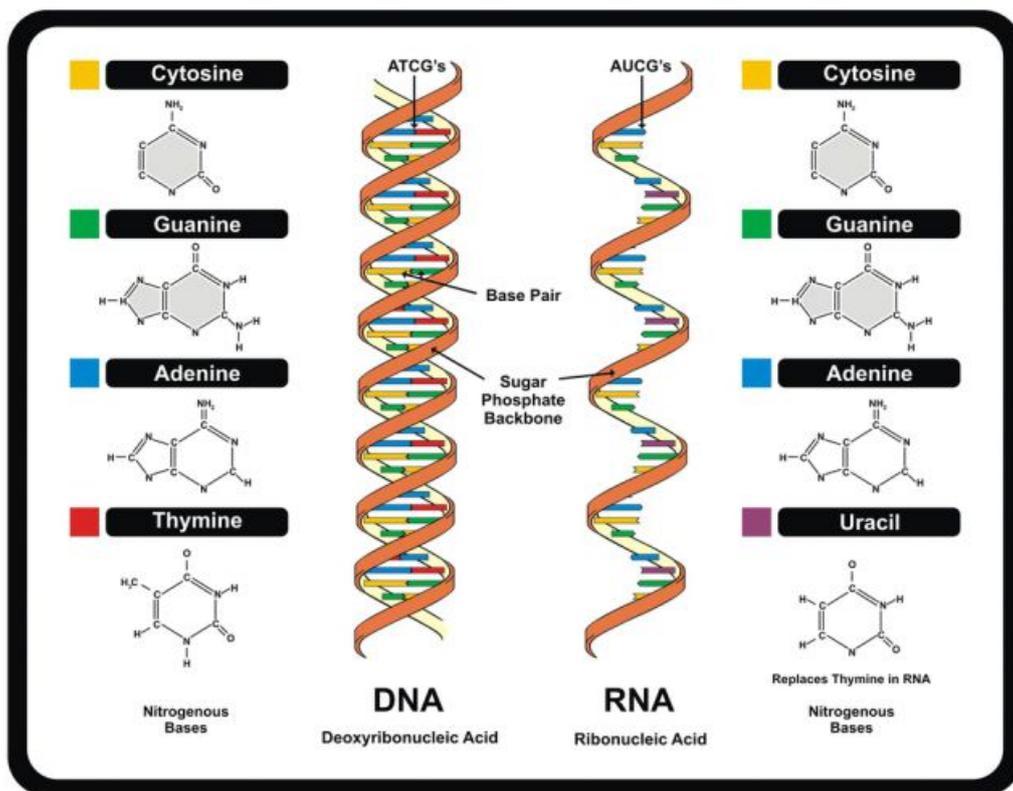


Figura 4.2: Struttura del DNA.

L'adenina si accoppia sempre con la timina, mentre la citosina si accoppia sempre con la guanina. Le due coppie occupano circa lo stesso ingombro nello spazio, in modo che i due filamenti rimangono alla stessa distanza lungo la molecola. La coppia adenina-timina forma due legami a idrogeno mentre quella guanina-citosina ne forma tre, con energie di legame dell'ordine di 10 kcal/mole che conferiscono un'ottima stabilità alla molecola anche dopo la morte della cellula (l'energia di legame covalente C - C è 32 kcal/mole). A causa di questi accoppiamenti il numero di molecole di adenina è sempre uguale al numero di molecole di timina e, similmente, il numero di molecole di citosina uguaglia sempre quello delle molecole di guanina. E' il meccanismo ad incastro delle coppie di basi opposte a rendere ogni catena singola complementare all'altra. L'incastro delle basi determina anche l'orientazione opposta nello spazio dei due filamenti di DNA, che pertanto si dicono *antiparalleli*. L'accoppiamento antiparallelo tramite i legami a idrogeno delle basi è schematizzato nella figura 4.3.

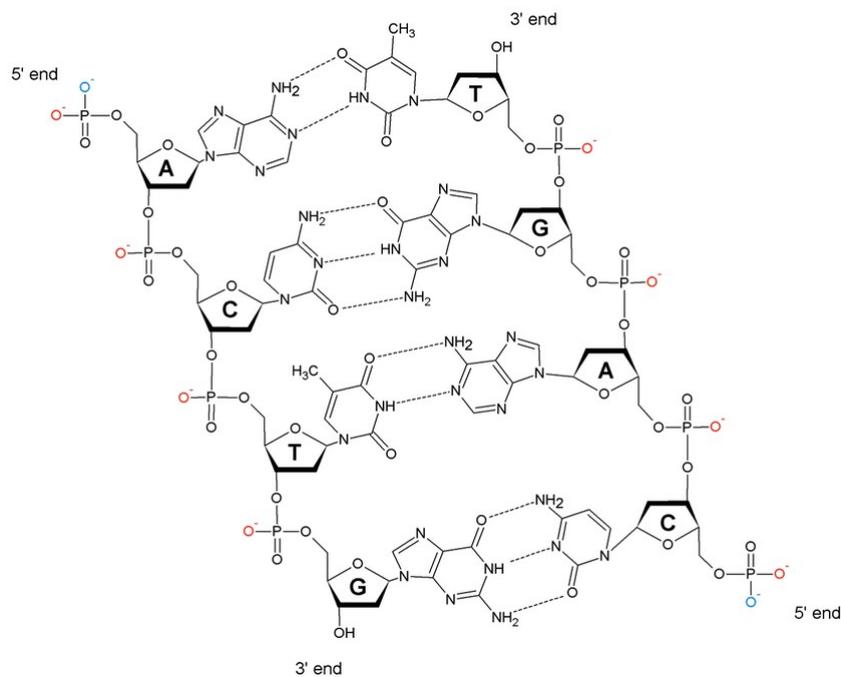


Figura 4.3: Accoppiamento antiparallelo del DNA.

Secondo Watson e Crick l'informazione genetica nel nucleo è legata alla sequenza lineare di basi (i geni): l'informazione è in forma di alfabeto di 4 lettere (le quattro basi), con "parole" formate da tre lettere ciascuna. Ogni tripletta di basi adiacenti è il codice di un amminoacido. Ad ogni sequenza specifica di basi corrisponde perciò una sequenza di amminoacidi, cioè una molecola proteica. La molecola proteica, però, viene sintetizzata fuori dal nucleo, nel citoplasma, dentro a degli organelli detti *ribosomi*; a tale scopo

vengono utilizzate delle molecole intermedie di RNA messaggero (mRNA), che copiano soltanto quella parte del DNA necessaria alla sintesi della proteina.

Dentro ai ribosomi la selezione degli amminoacidi da inserire nella catena polipeptidica viene fatta in base al codice di basi presenti nell'mRNA, mentre gli amminoacidi vengono forniti dall'RNA di trasporto (tRNA).

L'mRNA, quindi, agisce come uno stampo (o modello) per la sintesi della proteina.

Le cellule producono proteine di continuo e quindi devono produrre anche RNA di continuo, tranne che per un brevissimo periodo di tempo, durante la divisione nucleare, detta *mitosi*. Per contro, il processo di replicazione del DNA non è continuo, ma avviene in una fase ben definita del ciclo di divisione cellulare (fase S).

Le fasi del ciclo cellulare di un mammifero sono illustrate nella figura 4.4.

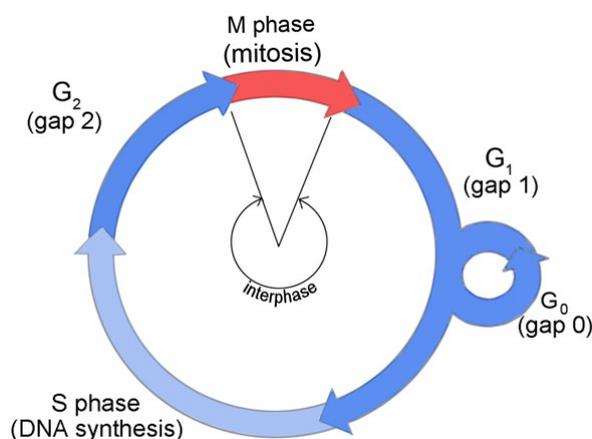


Figura 4.4: Fasi del ciclo cellulare di un mammifero.

Durante la replicazione le due catene del DNA si separano per formare altre due catene che utilizzano accoppiamenti a basi complementari sulle catene originali; vengono create così due molecole di DNA identiche. Queste si dividono poi nella mitosi (fase M), consentendo la trasmissione dell'informazione genetica alle due cellule figlie.

Gli esseri umani hanno più di 3 miliardi di basi suddivise in 25.000 geni. Un gene definisce una regione del genoma che viene trascritta nell'RNA per la codifica di determinate proteine. I geni sono a loro volta distribuiti nei *cromosomi*, che sono organizzazioni di tipo mesoscopico con le quali ciascuna unità di DNA (dopo la duplicazione) si compatta grazie a specifiche proteine e viene trasmessa alle cellule figlie. I cromosomi iniziano ad evidenziarsi nel nucleo per poi migrare nel citoplasma nelle varie fasi della mitosi; lontano dalla mitosi non sono visibili perché rimangono raggruppati all'interno del nucleo, in una struttura tridimensionale colorata detta *cromatina*. Le cellule umane hanno 23 coppie di cromosomi (corredo diploide), di cui una sola è sostanzialmente diversa dalle altre, quella relativa al sesso: Le femmine presentano due cromosomi X, mentre i maschi hanno

un cromosoma X e uno Y. Nei gameti (spermatozoi, ovuli) il corredo è aploide, cioè si hanno solo 23 cromosomi.

La complessità del processo di trasmissione del patrimonio genetico ci fa capire che la mitosi e la divisione cellulare sono tra i processi più delicati della vita cellulare, per cui le cellule che si dividono sono più radiosensibili di quelle che non lo fanno. per questo motivo l'effetto della radiazione su piante e animali viene spesso riferito all'inibizione della divisione cellulare.

I principali danni da radiazione sul DNA possono avvenire nello scheletro esterno di zuccheri-fosfati oppure nelle basi interne ai due filamenti e sono:

- rotture di catena singola, o single strand breaks, SSBs (figura 4.5 a), nelle quali viene danneggiato un filamento in un punto assieme a qualche base vicina;
- rotture di catena doppia, o double strand breaks, DSBs (figura 4.5 b), nelle quali vengono danneggiati entrambi i filamenti e le basi vicine, in un certo punto;
- distruzione di basi (figura 4.5 c).

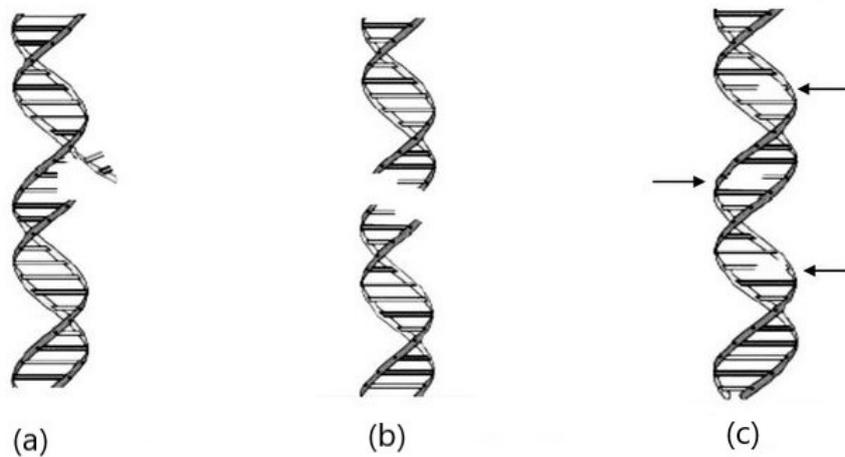


Figura 4.5: Principali danni da radiazione al DNA.

Una notevole percentuale di energia delle cellule viene spesa nella sintesi di enzimi che riparano e ripristinano il codice genetico. I principali processi di riparazione del DNA sono:

- riparazione per asportazione;
- riparazione post-replicazione;

- riparazione di rottura della catena doppia.

E' dimostrato che il numero di rotture di catena singola è correlato in modo lineare alla dose di radiazione in un intervallo di valori molto grande, da 0.2 Gy a 60000 Gy. Ciò significa che, per quanto piccola sia la dose, si verificheranno sempre delle SSBs. L'induzione di queste rotture varia secondo numerosi fattori biochimici e richiede un'energia media compresa fra i 10 e i 20 eV, per radiazioni a basso LET. Un'elevata percentuale di SSBs avvengono attraverso un meccanismo che coinvolge i radicali OH^\bullet dell'acqua. Inoltre, il numero di SSBs che avvengono nelle cellule di mammifero ossigenate è 3-4 volte superiore a quello rilevato in cellule in condizioni di ipossia [4].

La riparazione delle SSBs nelle cellule di mammifero è molto rapida ed efficiente; essa avviene con il meccanismo denominato *riparazione per asportazione*, che consiste nell'asportazione del tratto di catena nucleotidica danneggiato e nella sua sostituzione con un nuovo tratto copiato dalla catena complementare (figura 4.6).

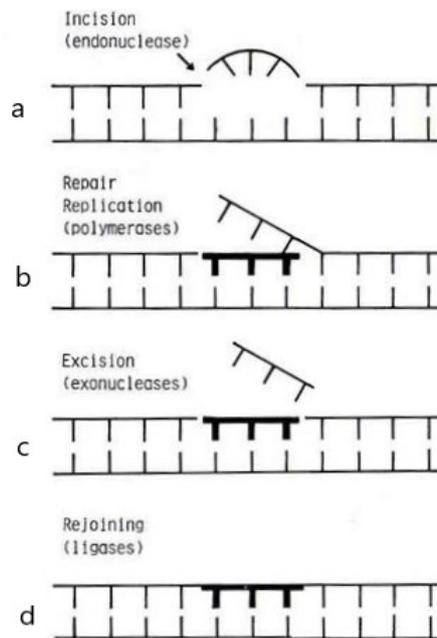


Figura 4.6: Schema meccanismo di riparazione per asportazione [4].

Il processo è controllato da enzimi e dipende dalla temperatura, in quanto a 0 °C non avvengono riparazioni, ma a temperature ordinarie è molto veloce: la metà delle SSBs viene riparata entro 15 minuti. Poiché ciò accade anche in cellule pesantemente irradiate, si ritiene che le SSBs siano molto meno causa di morte cellulare che non le rotture di catena doppia o la distruzione di basi. Le rotture di catena singola non riparate possono naturalmente prendere parte alla formazione di rotture di catena doppia.

Nel meccanismo di *riparazione post-replicazione*, invece, la sintesi del DNA durante la sua replicazione procede oltre il punto dell'alterazione lasciando una lacuna nella catena figlia, che viene poi colmata con un frammento di catena genitrice mediante un processo di ricombinazione; la lacuna che si forma nella catena genitrice viene a sua volta colmata con un nuovo tratto copiato dalla catena complementare. Il danno locale non è effettivamente riparato, ma l'informazione perduta viene sostituita dall'informazione ridondante all'interno del DNA (figura 4.7).

Le rotture di catena doppia possono prodursi per un singolo evento ionizzante o per la coincidenza di casuali rotture di catena singola sulle catene complementari. Il rapporto tra la dose e il numero di DSBs indotte non è certo, almeno nelle cellule di mammifero. In certi casi si osserva una semplice risposta lineare all'inizio, poi il numero di DSBs aumenta con una potenza della dose.

E' difficile immaginare come possa avvenire la riparazione delle DSBs quando la sequenza di basi nucleotidiche non è disponibile su entrambi i filamenti del DNA e per questo motivo si potrebbe pensare che le DSBs non siano riparabili; in realtà esiste la prova che in alcuni casi sono riparabili: nei batteri, nei fermenti e nelle cellule dei mammiferi trattati con i raggi X [4].

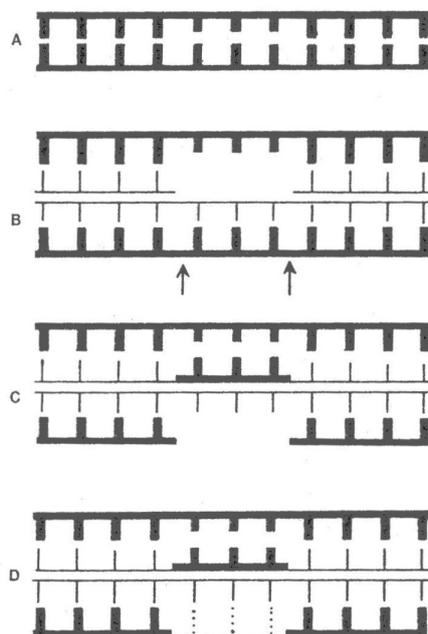


Figura 4.7: Schema meccanismo di riparazione post-replicazione [4].

Un modello teorico che potrebbe spiegare come ciò possa avvenire è stato proposto da Resnick (figura 4.8): le parti di catena vicine alle lesioni vengono incise da enzimi,

poi le parti di catene mancanti vengono prese da delle catene omologhe indenni, come nella riparazione post-replicazione. Le lacune rimanenti nelle catene omologhe, dopo le ricombinazioni, vengono poi ripristinate per copia dalla catena complementare, come nel meccanismo di riparazione delle SSBs.

Nella figura 4.9 viene schematizzata la distribuzione degli eventi ionizzanti nella molecola del DNA per radiazioni a diverso LET.

Alla luce di quanto appena detto si può dare una spiegazione qualitativa del fatto che l'RBE abbia un massimo a circa $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$, indipendentemente dal tipo di cellule irraggiate e dal tipo di radiazione: a questo LET, infatti, la distanza tra un evento di ionizzazione e il successivo è pari al diametro del DNA, che è di circa 20 \AA ; questo implica che la probabilità di avere rotture di catena doppia è massima e quindi che, dato che le DSBs possono originare gravi danni biologici, a questo LET la RBE è massima [9].

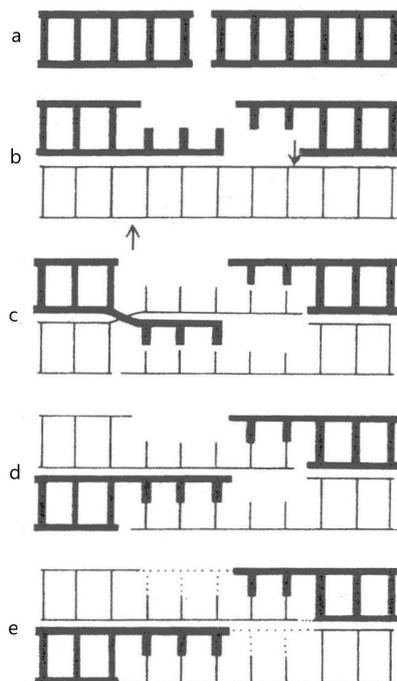


Figura 4.8: Modello proposto per la riparazione di rotture di catena doppia del DNA [4].

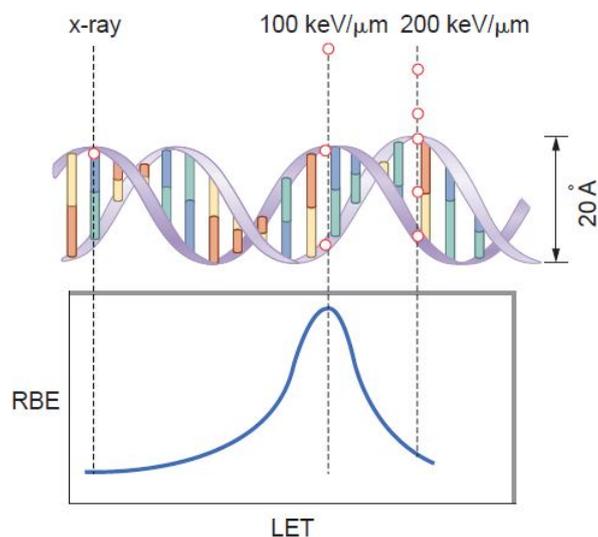


Figura 4.9: Distribuzione degli eventi ionizzanti nella molecola del DNA per radiazioni a diverso LET. Notare il massimo di RBE a $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$ [9].

Il danno da radiazione a carico delle purine e pirimidine nel DNA presenta una correlazione lineare con la dose e si ritiene che sia dovuto all'interazione delle basi con i radicali liberi acquosi, come OH^\bullet . Per esempio, nei mammiferi l'alterazione della timina è più frequente delle rotture di catena singola.

Le basi alterate vengono sostituite con il meccanismo di riparazione mediante asportazione, descritto per le SSBs. La mancata riparazione di una base alterata costituisce un pericolo per la sopravvivenza di una cellula: ad esempio, i malati di *atalassia telangiectasia* (AT), oltre ad avere problemi alla cute, al sistema nervoso e al sistema immunitario, hanno cellule caratterizzate da un'estrema radiosensibilità e da una ridotta capacità di riparare alcuni tipi di distruzione di basi.

Abbiamo visto che la riparazione del danno da radiazione, o chimico, a carico del DNA è una funzione cellulare fondamentale. Esistono in linea di principio tre tipi di riparazioni:

- la *riparazione esente da errori*, che avviene mediante asportazione e che non causa letalità e mutazioni (figura 4.6).
- la *riparazione tendente all'errore*, che può provocare mutazioni non letali o letali, in cui il danno non viene proprio riparato, ma escluso durante la replicazione del DNA e può lasciare lacune nelle catene figlie; il materiale genetico mancante viene sostituito attraverso un processo di ricombinazione della catena di DNA genitrice (figure 4.7, 4.8).
- la *riparazione incompleta*, in cui non viene ripristinata la continuità delle catene di DNA; è letale ma non necessariamente mutagena.

L'efficacia di questi meccanismi di riparazione dipende anche dall'importanza del danno nel DNA; se questi meccanismi falliscono la cellula può avere i seguenti destini:

- la morte.
- un difetto del funzionamento che può condurre ad effetti somatici (cioè ad effetti fisici sofferti solo dalla cellula irradiata), tipo il cancro.
- un'alterazione permanente che sarà trasmessa alle generazioni successive (cioè una mutazione genetica).

4.4 Curve di sopravvivenza cellulare

Una *curva di sopravvivenza cellulare* descrive la relazione tra la dose di radiazione e la percentuale di cellule che sopravvivono. Per le cellule differenziate che non proliferano, come quelle dei nervi, dei muscoli e le cellule secretorie, la morte può essere definita come la perdita di una specifica funzione, mentre per le cellule che si riproducono, come le cellule staminali, le cellule ematiche del midollo spinale e le cellule dell'epitelio intestinale, può essere definita come la perdita della capacità di riprodursi, detta anche *morte riproduttiva*. In tutti i casi il bersaglio principale per le radiazioni è il DNA, che durante la divisione cellulare forma i cromosomi.

La morte cellulare può sopraggiungere per diversi motivi ma la forma più comune di morte per le cellule che possono dividersi è quella *mitotica*, ovvero quella che avviene in fase di mitosi a causa di un danno ai cromosomi. Questa può avvenire alla prima o alle successive divisioni ed è il meccanismo principale di eliminazione delle cellule tumorali irradiate.

Un altro tipo di morte cellulare è l'*apoptosi*, o morte cellulare programmata. L'apoptosi è fisiologica nello stadio dello sviluppo embrionale, in cui alcuni tessuti diventano obsoleti ed è caratterizzata dal fatto che le cellule, per morire, smettono di comunicare con le cellule vicine. L'apoptosi è diversa dalla necrosi, che è la conseguenza di uno stato patologico o di un trauma e può essere indotta anche dalle radiazioni, per esempio nel caso di alcuni tipi di cellule come quelle emopoietiche e quelle linfoidi.

L'*effetto bystander*, o effetto spettatore, è definito come l'induzione di un effetto biologico in cellule che non vengono attraversate direttamente dalla radiazione, ma che sono in prossimità di cellule che sono irradiate. Da studi fatti sembra che queste ultime producano delle molecole in grado di uccidere quelle vicine; da questo si deduce che il bersaglio per produrre un danno biologico è in realtà molto più grande del nucleo, addirittura più grande della cellula stessa. L'effetto bystander domina principalmente alle basse dosi e a basso LET (raggi X e γ), in cui si ha una bassa densità di ionizzazione; per questo è fondamentale nella stima del rischio da radiazione.

L'*autofagia*, o morte programmata del secondo tipo, è un processo che la cellula mette in atto in caso di carenza di nutrienti allo scopo di ristabilire o mantenere l'omeostasi cellulare e che prevede la digestione dei suoi stessi organelli e di vecchie proteine. Sebbene in condizioni di normalità funzioni come un meccanismo protettivo delle cellule, ci sono studi recenti che indicano che in condizioni di stress continuativo possa attivarsi senza che ci sia un'effettiva necessità di nutrimento [9].

La *senescenza cellulare* è la possibile risposta di una cellula ad un accumulo di danni al DNA nel tempo, costituita da uno stato di invecchiamento in cui la cellula non è più in grado di proliferare ed è caratterizzata dalla perdita delle funzioni fisiologiche e dalla resistenza ad andare in apoptosi. La senescenza svolge funzioni importanti legate al corretto sviluppo di alcuni organi e di protezione dalla proliferazione incontrollata delle cellule tumorali.

Qualunque sia il tipo di morte il risultato è lo stesso: la cellula perde la sua capacità di proliferare indefinitamente, ovvero la sua integrità riproduttiva.

In genere è necessaria una dose di 100 Gy per interrompere una funzione cellulare di una cellula che non si riproduce, ma servono soltanto 2 Gy per toglierle la capacità di riprodursi.

La prova più evidente che una singola cellula ha conservato la sua integrità riproduttiva è la capacità di moltiplicarsi e di creare una colonia, cioè un aggregato di cellule visibile ad occhio nudo. E' possibile verificare questo coltivando un campione di cellule di un tessuto in vitro, sotto opportune condizioni di nutrimento e di temperatura.

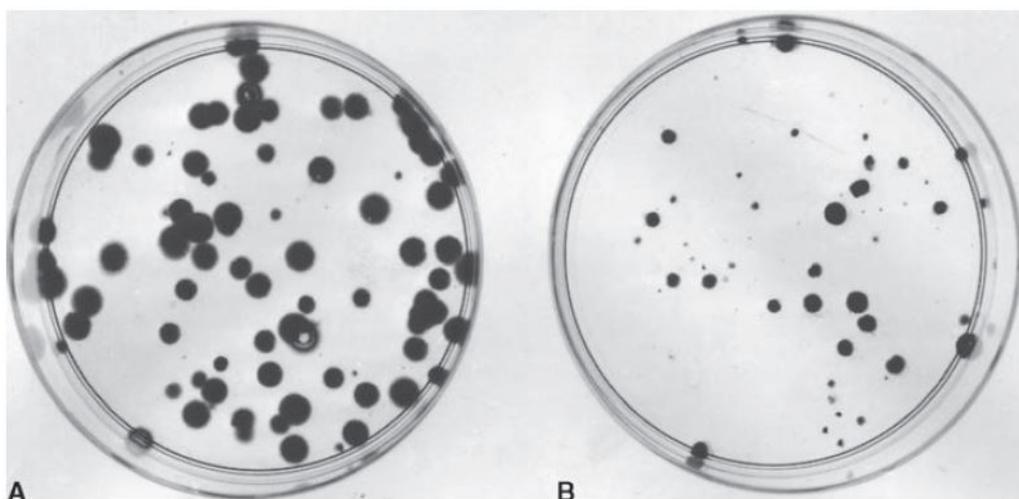


Figura 4.10: Due colture in vitro dello stesso tipo di cellule di mammifero (in scatole Petri). (A): cellule non irradiate. (B): cellule irradiate [9].

Un esperimento tipico che si può fare, per esempio, è quello rappresentato nella figura 4.10, in cui sono visibili due colture in vitro dello stesso tipo di cellule di mammifero. Il numero di cellule iniziali e il tempo di incubazione è lo stesso per entrambe le colture (100 cellule per due settimane di incubazione), ma in un caso (figura A) le cellule non sono state irradiate, mentre nell'altro (figura B) sono state irradiate con una dose di 8 Gy di raggi X.

Contando le colonie che si formano nel caso della figura 4.10-A è possibile calcolare l'efficienza di impianto, PE (Plating Efficiency), che rappresenta la percentuale di cellule impiantate che sviluppano delle colonie in una coltura non irradiata:

$$PE = \frac{\text{Numero di colonie contate}}{\text{Numero di cellule impiantate}} \times 100 . \quad (4.8)$$

Contando le colonie che si formano nel caso della figura 4.10-B, poi, è possibile calcolare la frazione di sopravvivenza, SF (Surviving Fraction), che invece rappresenta la frazione

di cellule che mantengono la capacità di riprodursi pur avendo subito una certa dose di radiazione:

$$SF = \frac{\text{Numero di colonie contate dopo la dose}}{\text{Numero di cellule impiantate prima della dose} \times (PE/100)} \quad (4.9)$$

Notare che questo tipo di esperimento non distingue fra cellule che muoiono per morte mitotica o per apoptosi.

Ripetendo l'esperimento, al variare della dose, è possibile ricavare una curva di sopravvivenza ai raggi X di quel tipo di cellule di mammifero.

In generale una curva di sopravvivenza per le cellule di mammifero ha la forma mostrata nella figura 4.11:

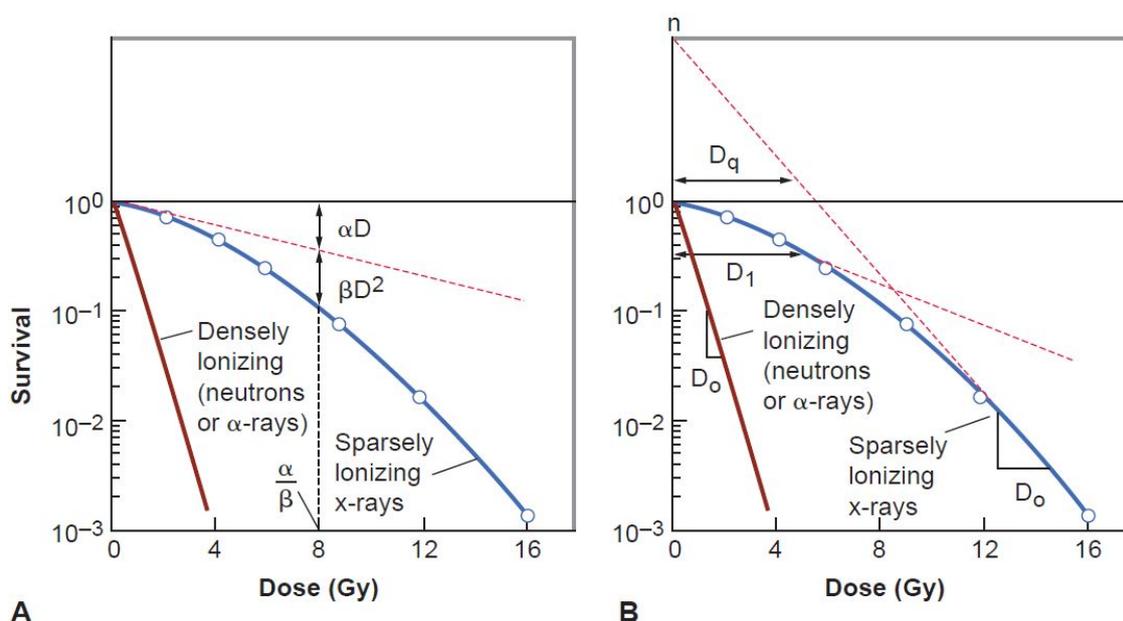


Figura 4.11: Curve di sopravvivenza cellulare per cellule di mammifero; nella figura A è visibile il modello lineare-quadratico, mentre nella B il modello multi-target [9].

Per radiazioni a basso LET (ad esempio i raggi X) e a basse dosi, la curva ha un andamento quasi lineare, che in scala semi-logaritmica si traduce in un andamento esponenziale; a dosi più grandi (di alcuni Gy) diventa molto più ripida, per poi tornare esponenziale a dosi molto alte (curva superiore blu).

D'altra parte, per radiazioni ad alto LET (ad esempio le particelle α e i neutroni a bassa energia) la curva è esponenziale su tutto l'intervallo di dose (curva inferiore rossa).

Un modello che può spiegare le due pendenze diverse nel caso di radiazioni a basso LET è il *modello multitarget* (bersaglio multiplo) (figura 4.11-B), in cui si hanno due regimi

di comportamento a seconda del fatto che la cellula venga colpita in un unico punto sensibile (pendenza bassa) o in più punti sensibili (pendenza alta); n è il parametro di estrapolazione e D_q è la dose di quasi soglia che rappresentano, rispettivamente, l'altezza e lo spessore della "spalla" della curva. Le quantità D_1 e D_0 rappresentano l'incremento di dose necessario a ridurre di un fattore e^{-1} (0.37) la frazione di cellule, rispettivamente nella prima e nella seconda pendenza della curva.

Il modello più comunemente usato, però, è il *modello lineare-quadratico* (figura 4.11-A), in cui si assume che ci siano due componenti che uccidono le cellule, una proporzionale alla dose e una proporzionale al quadrato della dose. La frazione di sopravvivenza S è quindi descritta dalla funzione:

$$S = \exp(-\alpha D - \beta D^2), \quad (4.10)$$

dove α e β sono costanti.

Le due componenti, lineare e quadratica, sono uguali quando:

$$\alpha D = \beta D^2,$$

cioè quando la dose è pari a:

$$D = \alpha/\beta.$$

In radioterapia la dose di radiazione viene somministrata in una serie di frazioni uguali, separate da un tempo sufficiente alla riparazione del danno sub-letale causato da ogni frazione di dose. La curva di sopravvivenza risultante diventa esponenziale, perché è come se la spalla di una curva di dose singola fosse ripetuta tante volte, in modo da disegnare una curva simile a una retta nel piano semi-logaritmico; la "retta" parte dall'origine e passa per il punto della curva di dose singola corrispondente alla dose giornaliera (per esempio di 2 Gy) (figura 4.12, curva superiore, in verde).

Quando invece si somministra tutta la radiazione in un'unica dose (curva di dose singola) si ottiene un andamento di tipo lineare-quadratico (figura 4.12, curva inferiore, in rosso). Per le cellule umane la dose che riduce le cellule al 37%, D_0 , ha un valore di circa 3 Gy. Spesso si utilizza il parametro D_{10} , definito come la dose necessaria ad uccidere il 90% della popolazione:

$$D_{10} = 2.3 \times D_0, \quad (4.11)$$

poiché $2.3 = \ln 10$.

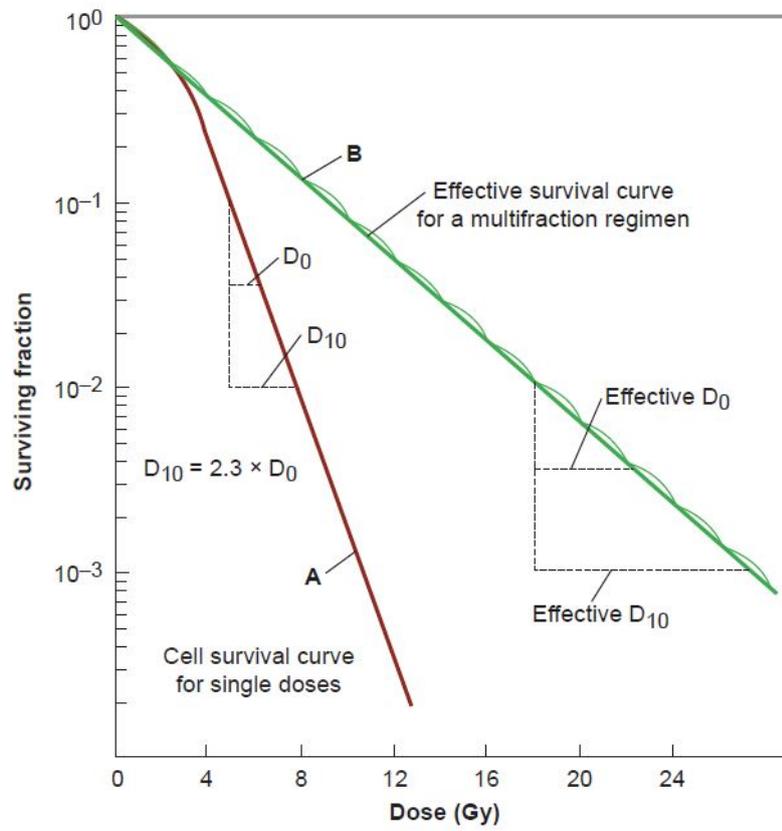


Figura 4.12: Curva di sopravvivenza cellulare ottenuta frazionando la dose (sopra, in verde) e in una dose singola (sotto, in rosso) per cellule di mammifero [9].

4.5 Effetti globali sul corpo umano in funzione della dose

4.5.1 Dosi elevate ricevute in breve tempo

Gli effetti di dosi elevate di radiazione (≥ 1 Gy) ricevute in breve periodo di tempo (≤ 1 h) sono in genere ben noti e sono detti *deterministici* o *non stocastici*.

L'effetto immediato nelle cellule che si dividono (mitotiche) è il danneggiamento del processo riproduttivo, che porta alla riduzione del loro numero e alla morte dei tessuti. Le cellule più sensibili alle radiazioni sono i globuli bianchi, le cellule del midollo osseo e le cellule dell'intestino. La prima conseguenza di una massiccia dose di radiazione in un individuo (panirradiazione) si evidenzia nel sangue (sindrome ematopoietica). Se la dose è maggiore di 2-3 Gy, la morte può avvenire sia per la cessata funzionalità degli organi che per altre complicazioni come, per esempio, per infezione.

La sequenza temporale dei sintomi che si manifestano dopo una dose di questo tipo, ricevuta in breve tempo, sono:

- da 0 a 48 ore: perdita di appetito, nausea, vomito, fatica e uno stato di abbattimento psicofisico.

Se il paziente ha la fortuna di guarire:

- da 2 giorni a 6-8 settimane: i sintomi precedenti scompaiono, il paziente si sente meglio e si avvia una fase di recupero.

Se il paziente non guarisce:

- da 2 giorni a 6-8 settimane: macchie sulla pelle ed emorragia, diarrea, perdita di capelli, febbre, letargia, morte.

Se il paziente sopravvive, ci sono una serie di altri effetti che si possono sviluppare più tardi, come per esempio l'arrossamento della pelle, la sterilità, la cataratta e le malformazioni alla nascita. Tutti questi effetti, inclusa la morte, hanno una soglia minima di dose, detta *soglia caratteristica*, sotto la quale non appaiono; sopra la soglia caratteristica esiste la possibilità di sviluppare uno o più di questi effetti, con probabilità che cresce al crescere della dose.

E' ragionevole pensare che la soglia caratteristica sia determinata dal numero minimo di cellule da uccidere per fare ammalare un organo, cosa che spiegherebbe anche la dipendenza degli effetti dalla dose.

E' importante sottolineare la sensibilità del feto alle radiazioni: l'irradiazione prenatale con dosi anche più piccole di 0.25 Gy in uno stadio critico di sviluppo embrionale (tra l'ottava e la 15-esima settimana), può causare anomalie della crescita e dello sviluppo mentale in uno stadio successivo, come si è anche riscontrato nei figli dei sopravvissuti alle bombe atomiche [4].

4.5.2 Dosi basse

Per dosi ≤ 0.2 Gy o dosi più alte, ma accumulate in un certo periodo, gli effetti principali sono il cancro e gli effetti genetici. A differenza del caso deterministico, però, si sa molto poco sulla relazione tra la dose e lo sviluppo della malattia; questo è dovuto in parte al fatto che passa molto tempo dall'irradiazione allo sviluppo del tumore e in parte alla difficoltà di isolare la radiazione dalle altre possibili cause come droghe, sigarette, agenti chimici, eccetera.

Per quanto riguarda gli effetti genetici, non c'è la prova che le radiazioni inducano modificazioni genetiche sugli esseri umani, nemmeno nei sopravvissuti alle esplosioni di Hiroshima e Nagasaki; molto di quello che sappiamo è basato sull'estrapolazione dei dati ottenuti in esperimenti fatti sugli animali. Nonostante questo è in generale accettato che questi effetti:

- non esibiscono una soglia, cioè non c'è un limite sicuro di radiazione sotto il quale non si osservano.
- non dipendono dal tempo di esposizione, ma piuttosto dalla dose totale accumulata.

Quindi, per una certa dose totale assorbita, esiste una probabilità non nulla di sviluppare il cancro o un difetto genetico e per questo motivo si parla di *effetti stocastici* o di natura probabilistica.

In genere si assume una relazione lineare tra dose totale e il rischio di sviluppare il cancro o un effetto genetico, con possibili deviazioni che tengono anche conto del LET della radiazione.

I dati da analizzare in questi casi sono i decessi per cancro, o la perdita di aspettativa di vita in una popolazione di persone, in base al tempo e al tipo di esposizione da radiazione. E' di fondamentale importanza sapere quindi, per chiunque sia esposto a radiazioni, quale è il limite massimo di dose che si può ricevere in aggiunta al fondo radioattivo.

Dal momento che non esiste un livello sicuro di radiazione e che gli effetti della dose sono cumulativi, non è facile definire un limite massimo di dose, poiché tale limite risulta soggettivo; d'altra parte non sarebbe sensato rinunciare alle diagnosi e alle terapie mediche mediante le radiazioni, per cui il limite viene stabilito in base al confronto fra il rischio e il beneficio.

L'ente riconosciuto a livello internazionale che raccomanda i limiti di dose massima è l'ICRP (International Commission on Radiological Protection)¹; l'ICRP propone un sistema di protezione dalle radiazioni ionizzanti basato su tre principi:

- *Principio di giustificazione*: ogni attività con radiazioni ionizzanti deve essere sempre giustificata, ovvero il beneficio ottenuto deve essere sempre superiore al danno per la salute.

¹L'ICRP raccomanda dei limiti, che poi i legislatori dei vari paesi possono accettare, rigettare o modificare.

| | Lavoratore radioesposto | Cittadino generico |
|------------------------------|----------------------------------|--|
| Tutto il corpo | 100 mSv in 5 anni, < 50 mSv/anno | 1 mSV/anno mediato su 5 anni consecutivi |
| Organi singoli | | |
| Cristallino | 150 mSV/anno | 15 mSV/anno |
| Pelle (100 cm ²) | 500 mSV/anno | 50 mSV/anno |
| Altri organi o tessuti | 500 mSV/anno | 50 mSV/anno |

Tabella 4.3: Limiti di dose raccomandati dall'ICRP [12].

- *Principio di ottimizzazione*: l'esposizione alle radiazioni deve essere mantenuta a livelli più bassi possibili, compatibilmente con le condizioni economiche e sociali.
- *Principio dei limiti di dose*: esistono due categorie di limiti:
 - una per i lavoratori radioesposti;
 - una per i per i cittadini generici.

Per ognuna di queste vengono definiti i limiti di dose per il corpo nella sua totalità e per le diverse parti del corpo (ciascun organo ha la sua radiosensibilità). I limiti di dose non devono mai essere superati, tranne che nelle esposizioni mediche e in radioterapia. Per esempio, nella tabella 4.3 sono riassunte alcune delle dosi permesse (in aggiunta al fondo naturale).

4.6 Schermatura dalle radiazioni

In laboratorio, o sul posto di lavoro, tutti i materiali radioattivi dovrebbero essere circondati da uno spessore sufficiente di materiale schermante, in modo da mantenere al minimo i livelli di radiazione nei dintorni. Lo spessore dello schermo dipende dal tipo di materiale, dalla distanza dalla sorgente e dal tempo di esposizione. La scelta del materiale dipende dal tipo di radiazione e dalla sua intensità:

- i raggi γ , per esempio, sono attenuati meglio dai materiali con elevato numero atomico; quindi materiali come piombo o ferro vanno meglio di materiali a basso Z , come plastica e acqua. A volte si mescola polvere di ferro a cemento per ottenere una schermatura composita (usata nella fisica delle particelle).
- per le particelle cariche pesanti è evidente dalla Bethe-Bloch che sono preferibili materiali ad alta densità e ad alto Z , per massimizzare la dE/dx .
- per i neutroni, invece, servono materiali idrogenati (a basso Z), che li rallentano principalmente per scattering elastico con i protoni, come per esempio acqua, paraffina e cemento. Una volta termalizzati, possono essere catturati da un materiale idoneo, come per esempio il ^{10}B o il ^6Li . Poi serve un ulteriore schermo di materiale ad alto Z , come il piombo, per assorbire la radiazione secondaria dovuta all'interazione con lo schermo primario, costituita da particelle cariche o da fotoni, emessi per cattura radiativa e per annichilazione dei positroni.
- per gli elettroni servono materiali a basso Z per minimizzare il Bremsstrahlung, come per esempio lucite e polistirene, più uno strato di materiale ad alto Z per assorbirlo.
- per i positroni servono materiali ad alto Z per assorbire i fotoni a 511 keV di annichilazione. Di solito un secondo strato non è necessario.

4.7 La radiazione nelle missioni spaziali

La NASA ed altre agenzie spaziali studiano già da diversi anni i rischi per la salute a cui saranno sottoposti gli astronauti nelle missioni spaziali di lunga durata come nei viaggi su Marte: isolamento, problemi psicosociali, modificazioni fisiologiche dovute alla microgravità, radiazioni eccetera.

Fra tutti questi il rischio di sviluppare il cancro a causa delle radiazioni è sicuramente il più importante, ma ci sono ancora grandi incertezze nella sua stima dovute alla mancanza di dati specifici.

La relazione tra effetti della radiazione cosmica sulle cellule umane e lo sviluppo di cellule tumorali è ancora poco nota; gli unici dati disponibili su cui si possono fare delle estrapolazioni sono quelli relativi ai sopravvissuti alle esplosioni nucleari e sugli esperimenti in vitro; i risultati, però, possono fornire soltanto stime approssimative del rischio.

Inoltre non esistono al momento contromisure totalmente efficaci contro la radiazione cosmica: l'ottimizzazione dei parametri, come la durata delle missioni e la selezione dell'equipaggio in base all'età e il sesso, oppure l'utilizzo di una dieta antiossidante a base di frutta e verdura e di integratori a base di vitamine (A, C, E), di glutazione e di SOD (Super Ossido Dismutasi), l'utilizzo di farmaci specifici antitumorali (amifostina), la schermatura delle astronavi, sono tutti stratagemmi che possono ridurre la percentuale del rischio, ma non eliminarlo.

Le sorgenti potenzialmente dannose nello spazio sono di tre tipi: la radiazione solare o SPEs (Solar Particle Events), i raggi cosmici galattici o GCR (Galactic Cosmic Rays) e le particelle intrappolate dai campi magnetici planetari (compreso quello terrestre). La radiazione che colpisce una nave spaziale contiene quindi protoni ad alta energia e nuclei ad elevata carica ed alta energia, detti HZE (High Charge and Energy), che sono particelle ad alto LET ed alta RBE (soprattutto i nuclei HZE, dato che $dE/dx \propto z^2$). La frazione dei nuclei HZE presenti nello spazio è molto più piccola rispetto a quella dei protoni e dei nuclei leggeri, ma essendo ad alto LET possono provocare danni molto più gravi di questi ultimi.

Il problema della radiazione cosmica primaria è che può incidere sulle pareti metalliche di una nave spaziale producendo una radiazione secondaria, dovuta a reazioni di frammentazione dei nuclei bersaglio del materiale delle pareti (di solito alluminio); la radiazione secondaria può poi investire l'equipaggio e le apparecchiature all'interno della nave, mettendo a rischio le persone e l'esito della missione. Le particelle secondarie prodotte possono essere neutroni e nuclei del tutto simili in massa ed energia a quelli studiati nella frammentazione nucleare dell'esperimento FOOT; pertanto le misure di FOOT saranno utili anche per migliorare la progettazione degli schermi per le navi spaziali.

Al contrario di quello che succede per le radiazioni a basso LET (X , γ , β), nel caso della GCR ad alta energia la diminuzione del rischio di morte per cancro non è propor-

zionale allo spessore di schermatura (figura 4.13); uno strato sottile di materiale è in grado di ridurre solo un po' la dose equivalente assorbita, ma all'aumentare dello spessore il rischio cala molto lentamente, perché le particelle a più bassa energia prodotte nella frammentazione hanno un fattore di qualità elevato, anche superiore a quello delle particelle incidenti [5].

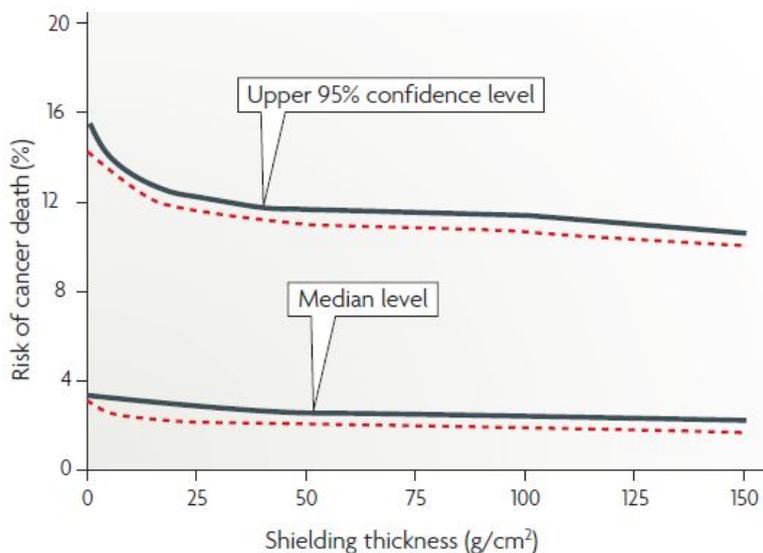


Figura 4.13: Dipendenza del rischio di cancro dallo spessore di schermatura in una missione spaziale verso Marte. Le curve continue sono per uno spessore di alluminio, mentre le curve tratteggiate sono per uno spessore d'acqua [5].

Le simulazioni numeriche e le prove negli acceleratori indicano che per gli schermi è meglio utilizzare materiali a basso Z . L'ideale sarebbe usare idrogeno liquido o acqua, ma il polietilene (C_2H_4) rappresenta un buon compromesso fra efficacia e facilità costruttiva; pertanto allo stato dell'arte le navicelle e le stazioni spaziali hanno pareti di alluminio schermate con fogli di polietilene, ma non si esclude che un domani non si possano usare anche altri metodi, come per esempio schermi elettromagnetici [5].

Per quanto riguarda l'esplorazione e la colonizzazione della superficie di Marte da parte di un equipaggio umano, la NASA ha fatto dei modelli numerici di calcolo del flusso di raggi cosmici sulla superficie marziana, basati sulla variazione degli eventi solari SPEs e sui dati della missione di esplorazione robotica Mars Global Surveyor (MGS). Questi modelli stimano che il numero medio di particelle nell'unità di tempo, che potrebbero colpire le cellule degli astronauti su Marte, potrebbe essere dai 10 ai 100 protoni per cellula per anno e dai 0.001 ai 0.01 ioni pesanti per cellula per anno [15].

Parte II

Esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target)

Capitolo 5

Scopi e metodi

L'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target) ha lo scopo di studiare i processi di frammentazione nucleare che si creano quando un fascio di particelle cariche o ioni incide su di un bersaglio. In particolare FOOT misura tutte le quantità cinematiche al fine di identificare i frammenti prodotti e per calcolarne la sezione d'urto di produzione, totale e differenziale. Oltre ad essere di grande importanza per la radioprotezione, la conoscenza dei processi di frammentazione nucleare è fondamentale in adroterapia e in ingegneria spaziale.

5.1 La cinematica inversa

La difficoltà principale nella misura della frammentazione indotta da un fascio di protoni, è dovuta al fatto che i frammenti prodotti derivano dalla frammentazione del bersaglio e che hanno una bassa probabilità di uscire dal bersaglio stesso e di attraversare i rivelatori, a causa del loro range troppo piccolo, dell'ordine dei 10 μm ; persino un bersaglio molto sottile potrebbe fermarli.

Un bersaglio gassoso aumenterebbe il range nel bersaglio, ma diminuirebbe la probabilità d'interazione con esso, per cui non sarebbe una scelta adeguata.

La soluzione adottata nell'esperimento FOOT è quella di ribaltare le condizioni sperimentali, sfruttando il principio di invarianza relativistica della sezione d'urto; cioè, anziché studiare gli urti protone-ione nel sistema di riferimento dello ione a riposo, si studiano gli urti ione-protone nel sistema di riferimento del protone a riposo; naturalmente, affinché l'invarianza relativistica sia rispettata, l'energia per nucleone dei due fasci deve essere la stessa. Questo viene fatto con diversi ioni di rilevanza biologica, quali C , C_a , O ed altri, su di un bersaglio arricchito di idrogeno come il C_2H_4 (polietilene) e su di un bersaglio di C (grafite); la sezione d'urto ione-protone si ottiene per differenza:

$$\frac{d\sigma}{dE}(H) = \frac{1}{4} \left[\frac{d\sigma}{dE}(C_2H_4) - 2 \frac{d\sigma}{dE}(C) \right] \quad (5.1)$$

La sezione d'urto protone-ione si ricava poi dalla (5.1) con una trasformazione relativistica inversa (boost di Lorentz).

La validità di questo approccio di calcolo si può verificare numericamente. Per esempio, nella figura 5.1, si vede il risultato di una simulazione fatta con il codice di trasporto di Monte Carlo *FLUKA*, della sezione d'urto differenziale in energia per un fascio di ioni di ^{12}C di energia di 200 MeV/u, incidente su un bersaglio di idrogeno (in cinematica inversa) [1].

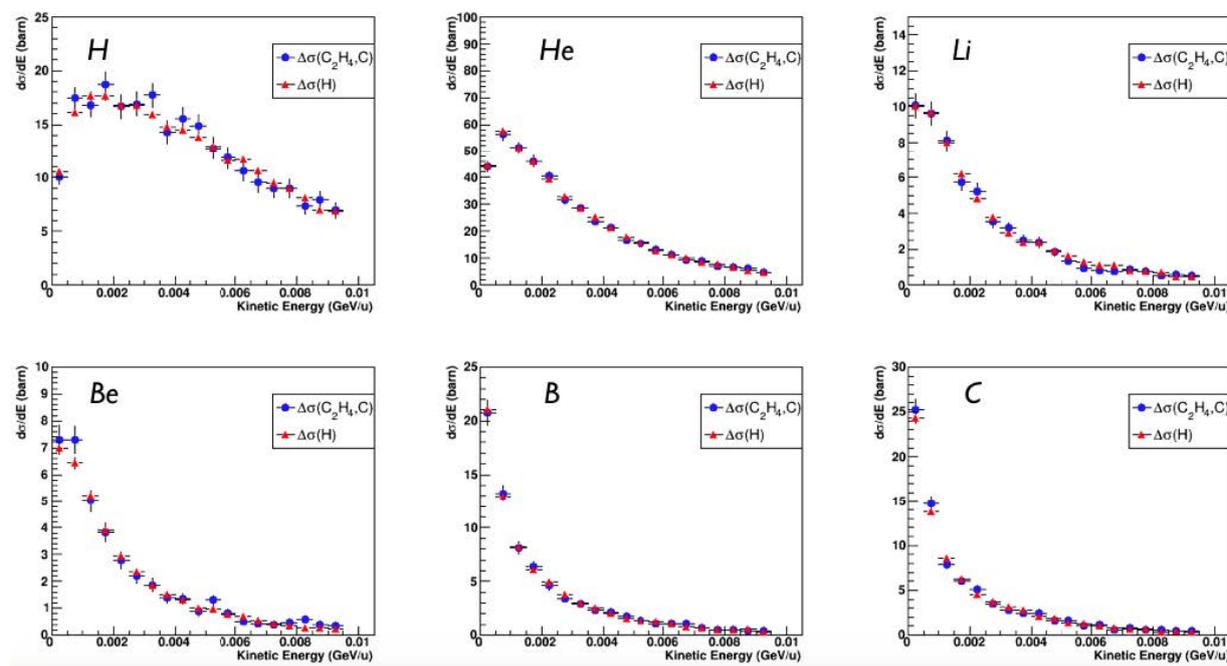


Figura 5.1: Sezione d'urto differenziale in energia, per un fascio di ioni di ^{12}C incidente su un bersaglio di idrogeno [1].

I punti blu rappresentano le stime fatte con i bersagli di C_2H_4 e C , sottraendo le due sezioni d'urto, mentre i punti rossi (a forma triangolare) quelle fatte direttamente con un bersaglio di H ; come si può notare, le due stime sono in accordo entro pochi barn.

5.2 La cinematica diretta

L'esperimento FOOT è naturalmente in grado di fornire i dati anche con una cinematica diretta, come per esempio nel caso di un fascio ioni di ossigeno che incide su un bersaglio. Gli ioni di ossigeno potrebbero avere un'importante applicazione in adroterapia nel caso di tumori ipossici, ovvero di tumori che diventano radioresistenti per mancanza di

ossigeno. Infatti nelle cellule ipossiche irradiate con radiazioni a più basso LET, come i protoni e gli ioni di carbonio, la mortalità cellulare aumenta all'aumentare della presenza di ossigeno fino ad un livello di saturazione; ciò è dovuto al fatto che in carenza di questo elemento la radiolisi dell'acqua produce meno radicali liberi e quindi meno danni letali alle cellule.

Quando si usano radiazioni a più alto LET, invece, l'influenza della presenza di ossigeno è minima, per cui in condizioni ipossiche l'uso degli ioni di ossigeno potrebbe essere più conveniente, a fronte di una maggiore efficacia biologica relativa; d'altra parte non è conveniente per le cellule in condizioni di normale ossigenazione, a causa della maggiore frammentazione prodotta rispetto ai protoni e agli ioni di carbonio.

Ultimamente c'è un interesse crescente per l'uso degli ioni di elio in adroterapia. L'elio rappresenta un'alternativa promettente ai protoni, con un miglior rapporto costi-benefici nell'implementazione rispetto agli ioni a LET più alto, come per esempio il carbonio. Il vantaggio dell'elio rispetto ai protoni è quello di avere deviazioni minori da scattering di Coulomb multiplo, cosa che migliora la risoluzione del fascio nelle vicinanze degli organi a rischio e di avere una maggiore RBE, che determina una maggiore efficacia sul bersaglio. D'altra parte, rispetto al carbonio e ad altri ioni più pesanti, l'elio determina una minore frammentazione, specialmente dopo il picco di Bragg. Questo è un vantaggio importante, soprattutto nei tumori pediatrici, nei quali la dose deve necessariamente annullarsi dopo il bersaglio (uno dei motivi per cui gli ioni di carbonio non si usano in questi casi).

Capitolo 6

Rivelatori

L'apparato sperimentale è progettato in modo da essere piccolo e facilmente trasportabile, perché nei centri di adroterapia gli spazi a disposizione sono limitati.

Per avere un buon compromesso tra prestazioni e angoli di accettazione, il rivelatore consiste di due configurazioni differenti:

- il *setup elettronico* è un rivelatore composto da due scintillatori, una camera a deriva, un bersaglio, uno spettrometro magnetico ed un calorimetro che coprono un angolo solido di $\pm 10^\circ$ rispetto al fascio, ottimizzato per lo studio dei frammenti pesanti che vengono emessi soprattutto vicino all'asse del fascio.
- per i frammenti più leggeri, emessi ad ampi angoli, si utilizza invece un rivelatore composto da uno scintillatore e una camera a deriva per la determinazione della direzione del fascio e di una camera ad emulsione per la rivelazione dei frammenti prodotti.

6.1 L'apparato per i frammenti pesanti

Questa parte del rivelatore serve a misurare la quantità di moto p , il tempo di volo *TOF* (Time Of Flight), la perdita d'energia dE/dx e l'energia cinetica E_k dei frammenti pesanti ($Z \geq 3$) ed è suddivisa in tre parti: la regione pre-target, il tracciatore e il calorimetro (figura 6.1).

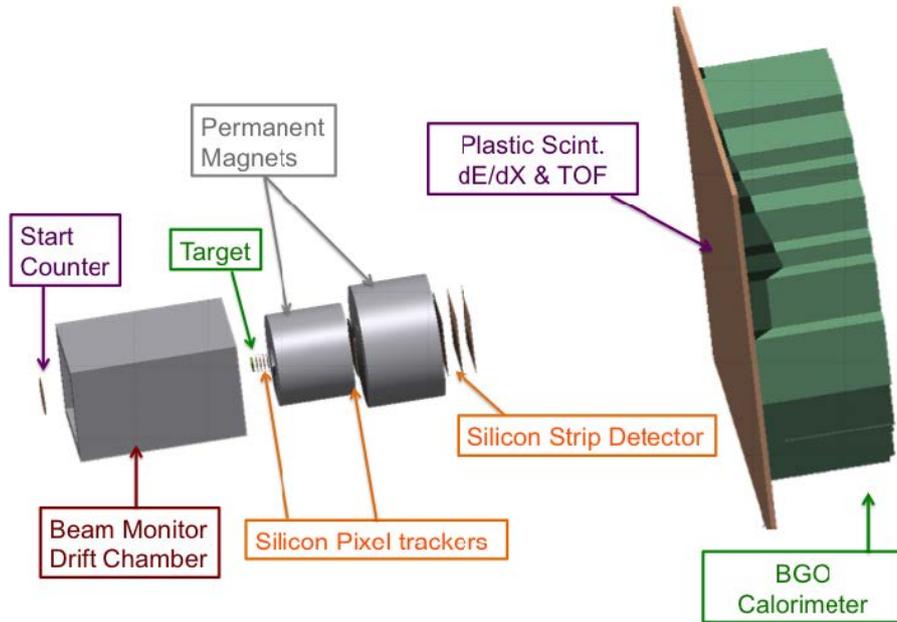


Figura 6.1: Schema dell'apparato di rivelazione dei frammenti pesanti [1].

La precisione che è possibile ottenere in questo apparato è:

- quantità di moto: $\sigma_p/p \leq 5\%$.
- tempo di volo: $\sigma_{TOF} \leq 100$ ps.
- perdita d'energia: $\sigma_{\Delta E}/\Delta E \leq 5\%$.
- energia cinetica: $\sigma_{E_k}/E_k \leq 2\%$.

6.1.1 Regione pre-target

Il primo dispositivo attraversato dal fascio è un sottile scintillatore plastico posto 20-30 cm prima del bersaglio, detto Start Counter (SC), fatto con un foglio di scintillatore plastico veloce (EJ-228) di $250\ \mu\text{m}$ di spessore e di 26 mm di diametro. La funzione dello SC è quella di dare il segnale di start (trigger) ai dispositivi che seguono nel rivelatore e di misurare il flusso degli ioni in entrata.

La luce prodotta nello SC viene convogliata tramite quattro fasci di fibre ottiche a quattro PMT (fotomoltiplicatori) per la lettura del segnale (figura 6.2).

Al momento è in fase di costruzione anche uno scintillatore che utilizza come rivelatori dei fotomoltiplicatori al silicio (SiPM), che dovrebbero garantire una maggior precisione nella misura dei tempi e dell'energia depositata.

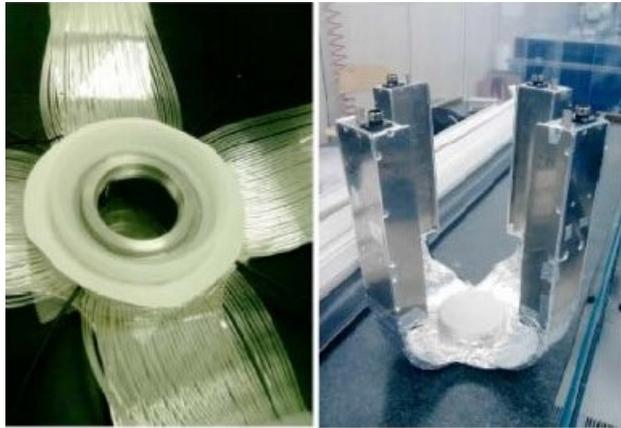


Figura 6.2: A sinistra: Dettaglio dello Start Counter. A destra: I fasci di fibre ottiche collegati ai PMT [1].

A valle dello SC si trova il Beam Monitor (BM), ovvero una camera a deriva posta fra lo SC e il bersaglio, che ha la funzione di misurare la direzione e il punto di impatto del fascio sul bersaglio (figura 6.3). Il BM contiene 12 strati di fili, con 3 celle rettangolari ($16\text{ mm} \times 10\text{ mm}$) a deriva per ogni strato, orientati alternativamente lungo l'asse x e l'asse y per poter ricostruire il profilo del fascio. Gli strati sono sfalsati fra di loro di mezza cella in modo da non avere ambiguità nella ricostruzione delle tracce.

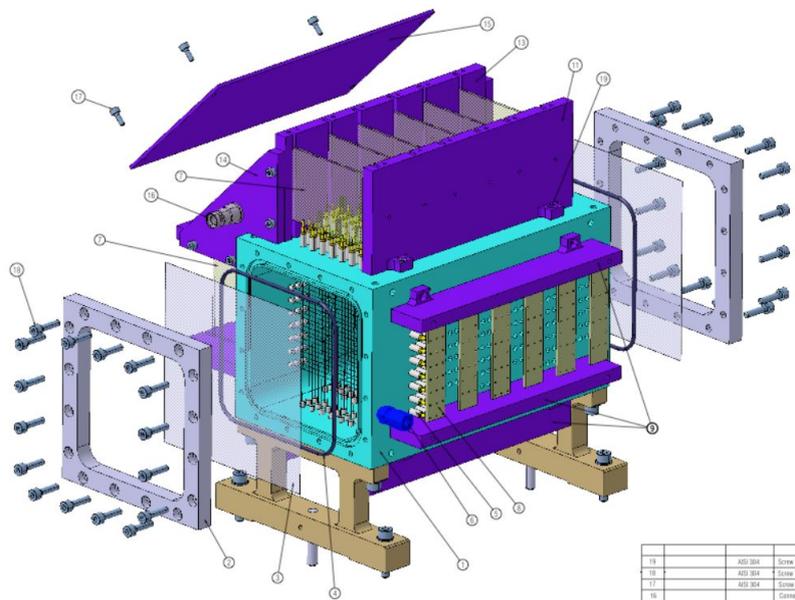


Figura 6.3: Disegno tecnico della camera a deriva BM [1].

Dopo il BM c'è il bersaglio (target), che divide la regione pre-target dal tracciatore.

6.1.2 Tracciatore

Il tracciatore è uno spettrometro magnetico posto subito dopo il bersaglio, composto da due magneti permanenti dipolari e da tre rivelatori al silicio, che serve a ricostruire le traiettorie dei frammenti, a misurare la loro quantità di moto e la loro perdita di energia. I due magneti sono posti fra i tre rivelatori e sono fatti di Sm-Co (Samarium-Cobalto); sono a geometria cilindrica cava di Halback, in modo da produrre un campo magnetico uniforme lungo l'asse del fascio (figura 6.4).

Il campo magnetico curva le traiettorie dei frammenti in base alla loro carica e quantità di moto ed ha un'intensità massima di 1 T. La quantità di moto è ricavata dalla curvatura che questi subiscono.

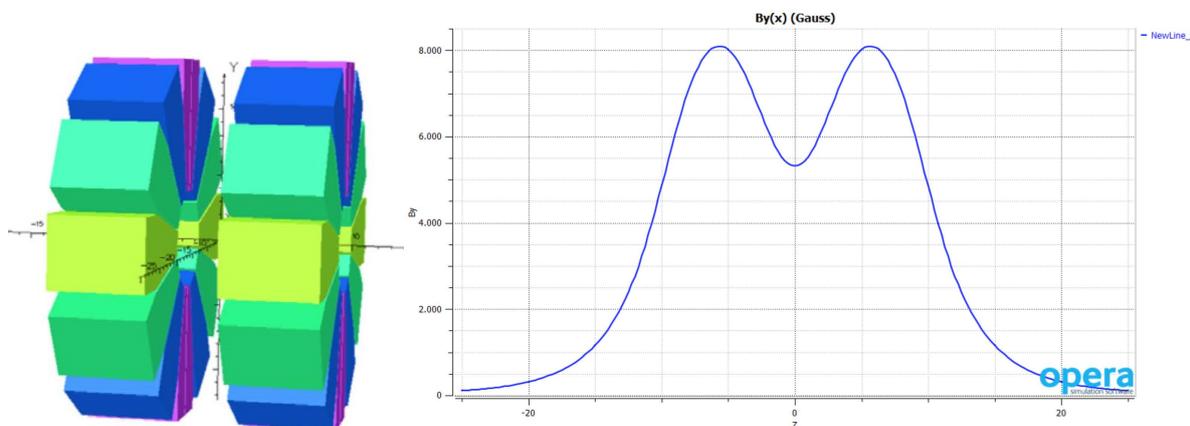


Figura 6.4: A sinistra: Illustrazione schematica del doppio magnete di Halback. A destra: Campo magnetico lungo l'asse del fascio [1].

Il primo rivelatore al silicio, il Vertex Tracker (VT), è posto prima dei due magneti permanenti e ha la funzione di identificare il punto in cui vengono prodotti i frammenti (vertice) e di ricostruire la parte iniziale della loro traiettoria. Prima del VT ci sono delle slitte rimovibili che possono alloggiare più di cinque bersagli, come si vede nella figura 6.5 a sinistra. Il VT è composto da quattro strati di sensori al silicio di tipo MIMOSA 28 (M28) a tecnologia CMOS MAPS (Monolithic Active Pixel Sensor); questa configurazione permette di avere un angolo di accettazione di $\pm 40^\circ$. Lo schema di montaggio del VT è visibile nella figura 6.5 a destra.

Ogni chip M28 contiene una matrice di 928×960 pixel quadrati di lato $20.7 \mu\text{m}$, ha una sezione frontale di $20.22 \times 22.71 \text{ mm}^2$ ed è spesso solo $50 \mu\text{m}$ al fine di minimizzare lo scattering di Coulomb multiplo.

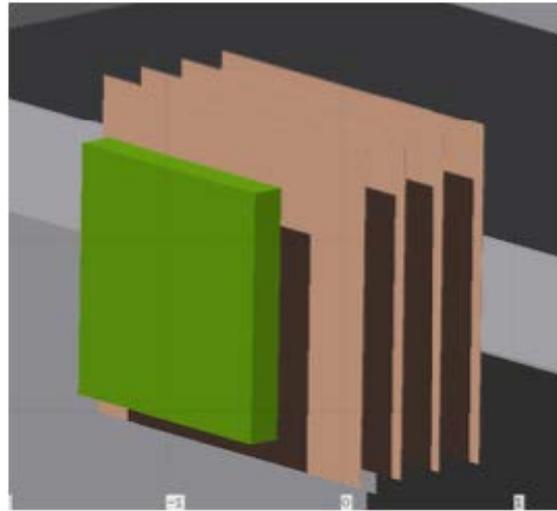


Figura 6.5: A sinistra: Immagine frontale del Vertex Tracker. A destra: Schema di posizionamento dei rivelatori nel Vertex Tracker [1].

Il secondo rivelatore al silicio, l'Inner Tracker (IT), si trova fra il primo e il secondo magnete permanente e copre un'area di circa $8 \times 8 \text{ cm}^2$. E' composto da due strati di rivelatori al silicio, ciascuno dei quali contiene 16 sensori M28 del tipo di quelli del VT; la disposizione dei sensori è schematizzata nella figura 6.6 a sinistra. Ogni M28 copre una superficie di $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Nella figura 6.6 a destra si vede un'immagine di un chip M28.

L'IT ha lo scopo di misurare la posizione di passaggio dei frammenti nel piano ortogonale al fascio e la direzione delle loro traiettorie nella zona fra i magneti.

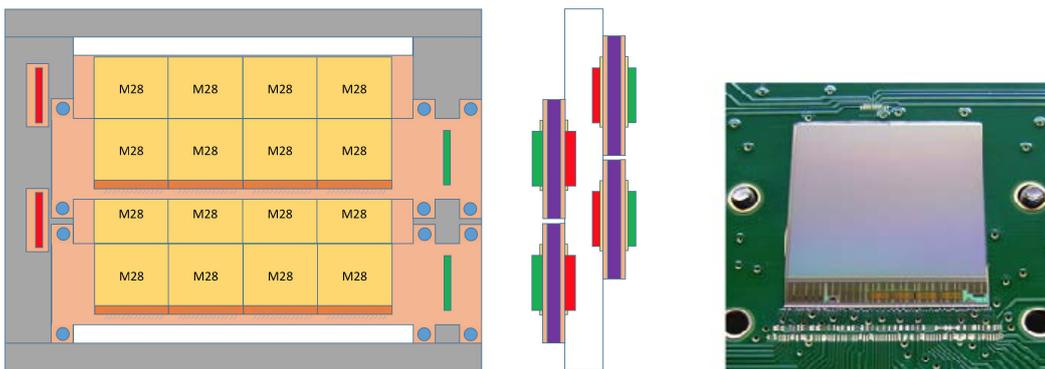


Figura 6.6: A sinistra: Schema di uno strato dell'Inner Tracker. A destra: Immagine di un chip M28 [1].

Il terzo rivelatore, il Micro Strip Detector (MSD) è posizionato subito dopo il secondo magnete permanente ed è composto da tre doppi strati di silicio separati l'uno dall'altro da uno spazio di 2 cm. Il MSD copre un'area di $9 \times 9 \text{ cm}^2$ ed ha un angolo di accettazione di ± 10 ; ha la funzione di misurare, insieme al VT e all'IT, la quantità di moto dei frammenti e di ricostruire le loro traiettorie; fornisce una misura della dE/dx degli ioni pesanti che hanno energie nell'intervallo compreso tra 200 e 700 MeV/u ed ha una risoluzione spaziale sul piano ortogonale al fascio $< 35 \mu\text{m}$.

Gli strati di silicio hanno uno spessore di $70 \mu\text{m}$ ciascuno e sono incollati a due a due con del nastro biadesivo (Kapton), spesso $30 \mu\text{m}$, per uno spessore totale equivalente di silicio di $\sim 155 \mu\text{m}$. Il doppio strato di silicio permette una misura più precisa della dE/dx e garantisce una maggior rigidità meccanica.

6.1.3 ΔE e rivelatore TOF

I frammenti creati nell'interazione tra il fascio e il bersaglio vengono fermati dal calorimetro, posto ad un metro dal bersaglio; davanti al calorimetro c'è il rivelatore per la misura della dE/dx (ΔE) e il TOF, fatto da due piani ortogonali di 20 barre di scintillatore plastico veloce EJ-200 della Eljen Technology, di spessore 3 mm e di area $2 \times 40 \text{ cm}^2$, per una sezione complessiva del rivelatore di $40 \times 40 \text{ cm}^2$.

La disposizione dei due strati di barre ortogonali consente di identificare la posizione di interazione dei frammenti sul piano normale all'asse del fascio, con una risoluzione data dalla larghezza delle barre, cioè di 2 cm.

La *granularità* di 2 cm del rivelatore è calcolata in modo che la probabilità di avere due frammenti che incidono nella stessa barra sia $< 1\%$ e coincide con la dimensione dei pixel del calorimetro di $2 \times 2 \text{ cm}^2$ (data dalla sezione delle barre longitudinali del calorimetro). Lo spessore di 3 mm di ciascuna barra rappresenta un buon compromesso fra la quantità di luce ottenuta (più luce significa migliore risoluzione su ΔE e TOF) e la ri-frammentazione dentro lo spessore della plastica (più ri-frammentazione significa una peggiore risoluzione su ΔE).

Le barre di scintillatore sono otticamente collegate (colla ottica Saint-Gobain, BC-630) ad entrambe le estremità a quattro fotomoltiplicatori al silicio (ASD-NUV SiPM) collegati in serie per massimizzare la raccolta di luce, per un totale di otto SiPM per ogni barra. I SiPM utilizzati hanno un'area attiva di $3 \times 3 \text{ mm}^2$, un'efficienza del 43 % a 420 nm, un conteggio di fotoni in modalità *dark* inferiore a 100 cps/mm^2 e una risoluzione temporale per un fotone singolo di 180 ps FWHM.

Una immagine di un prototipo di una di queste barre si può vedere nella figura 6.7; i quattro lati delle barre sono avvolti in un foglio di alluminio riflettente per guidare la luce nei fotomoltiplicatori e poi ricoperti con del nastro adesivo nero per proteggerla dalla luce. Le estremità a contatto con i fotomoltiplicatori sono state lucidate prima dell'incollaggio con i SiPM.



Figura 6.7: Prototipo di rivelatore per la dE/dx-TOF [1].

Da alcuni test su fascio fatti recentemente al PTC (Proton Therapy Centre) dell'Ospedale di Trento e al CNAO (Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica) di Pavia, su un prototipo di rivelatore con fasci di protoni e di carbonio a varie energie, risulta che la risoluzione in energia varia dal 5 al 10 %, mentre la risoluzione temporale è di 50 ps per il carbonio e di circa 100 ps per i protoni. Per quanto riguarda la risoluzione temporale, il minor numero di fotoni misurati nel caso dei protoni determina una maggiore sensibilità al rumore che nel caso del C e quindi ad una risoluzione complessivamente peggiore.

6.1.4 Il calorimetro

L'energia cinetica dei frammenti viene misurata alla fine dell'apparato, nel calorimetro, in circa 24 cm di spessore di cristallo BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$); il cristallo BGO è caratterizzato da un'elevata densità e da un elevato numero atomico, per cui il range dei frammenti pesanti al suo interno è di pochi cm e garantisce la completa raccolta dell'energia depositata.

L'angolo massimo di emissione dei frammenti pesanti, di 10° , determina il raggio di 20 cm del calorimetro, corrispondente a circa 350 cristalli di BGO di $2 \times 2 \text{ cm}^2$ di sezione trasversale, mentre la necessità di mantenere la probabilità che due o più frammenti incidano sullo stesso cristallo $< 1\%$ determina la sezione trasversale di $2 \times 2 \text{ cm}^2$ di ciascun cristallo.

I frammenti prodotti nell'esperimento FOOT hanno energie al di sotto della soglia di produzione delle cascate di particelle all'interno del calorimetro; pertanto i meccanismi di perdita di energia al suo interno derivano dall'interazione elettromagnetica e da quella nucleare. La produzione di neutroni che sfuggono dal calorimetro non rivelati produce una sottostima sistematica dell'energia iniziale. Nella figura 6.8 è visibile una rappresentazione schematica del calorimetro.

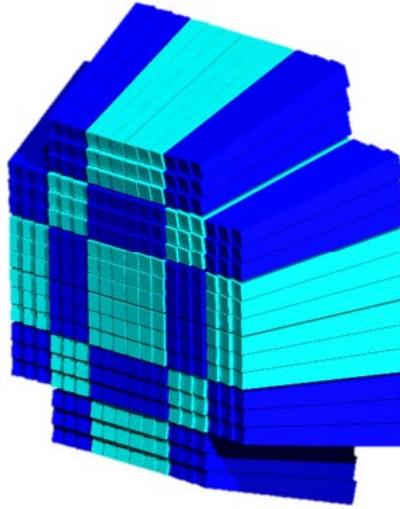


Figura 6.8: Rappresentazione schematica del calorimetro [1].

6.2 L'apparato per i frammenti leggeri

L'apparato per i frammenti più leggeri ($Z \leq 2$), che si diffondono con un'apertura angolare più ampia rispetto a quelli pesanti, ha la seguente struttura: la regione pre-target è la medesima dell'apparato per i frammenti pesanti ed è formata dallo Start Counter e dal Beam Monitor, mentre il bersaglio, il tracciatore (spettrometro magnetico), i rivelatori al silicio (Vertex Tracker, Inner Tracker, Microstrip Detector), gli scintillatori (ΔE -TOF) e i cristalli (calorimetro) sono sostituiti da uno spettrometro ad emulsione (ES) (figura 6.9), che permette di rivelare i frammenti emessi con angoli fino a 70° rispetto all'asse del fascio incidente.

La scelta di utilizzare una camera ad emulsione per la misura dei frammenti a grandi angoli è stata fatta perché per poter ricoprire 70° con un calorimetro a cristalli ci sarebbe voluto un calorimetro lungo diversi metri, cosa non conveniente, sia dal punto di vista economico che per il trasporto dell'apparato.

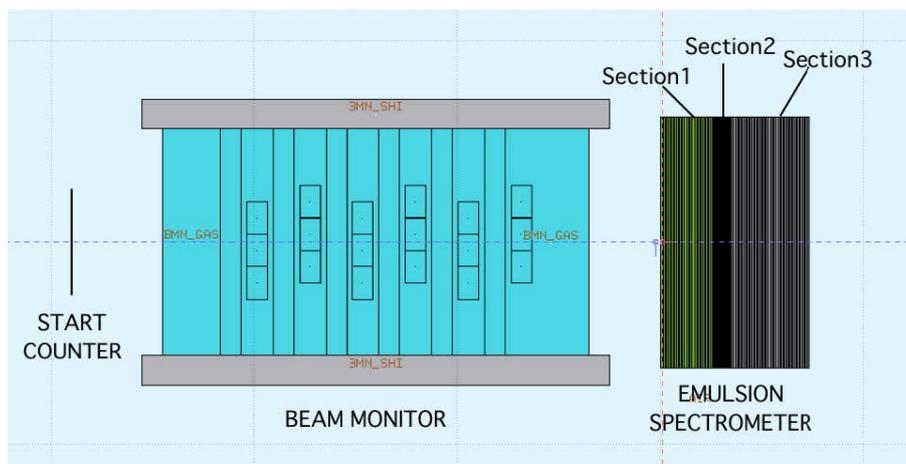


Figura 6.9: Schema dell'apparato di rivelazione dei frammenti leggeri [1].

I rivelatori a emulsione hanno il grande pregio di avere una risoluzione spaziale sul piano normale alla traccia incidente elevatissima, dell'ordine del μm . La risoluzione lungo l'asse del fascio, invece, dipende dalla distanza fra le pellicole a emulsione.

Lo spettrometro a emulsione dell'esperimento FOOT è costituito da strati di materiale passivo, come fogli C, C_2H_4 , alternati a pellicole ad emulsione nucleare; questa configurazione ha la doppia funzione di ricostruire le traiettorie dei frammenti e di misurare la ionizzazione prodotta al loro passaggio.

Le pellicole a emulsione nucleare consistono in due strati di $50\ \mu\text{m}$ di spessore di materiale sensibile, depositati su entrambe le facce di un foglio di plastica di $200\ \mu\text{m}$ di spessore, per un totale di $300\ \mu\text{m}$ di spessore. Il materiale sensibile è fatto di cristalli di bromuro d'argento (AgBr) di $0.2\ \mu\text{m}$ di diametro, mescolati uniformemente a una gelatina.

Quando una particella carica attraversa un'emulsione produce un'immagine latente che diventa visibile dopo un processo chimico di sviluppo. Lo sviluppo rende visibile l'immagine perché induce la crescita di agglomerati di grani d'argento di diametro di $0.6\ \mu\text{m}$ in corrispondenza del punto di passaggio della particella, visibili come macchie scure con un microscopio ottico. Essendo la densità dei grani proporzionale alla ionizzazione prodotta, l'immagine degli agglomerati fornisce anche una misura dell'energia rilasciata nell'emulsione dalla particella.

Dopo lo sviluppo, l'emulsione viene scansionata da un sistema automatico e l'immagine acquisita viene analizzata da un software dedicato al riconoscimento dell'allineamento di pixel scuri all'interno dell'emulsione, che rappresenta una *micro-traccia* del passaggio della particella. Due micro-tracce allineate fra il primo e il secondo strato di una pellicola a emulsione formano una *traccia base*, mentre un insieme di tracce base allineate su diverse pellicole rappresenta una traiettoria (*traccia di volume*); facendo un fit su questi tratti si può ricostruire la traiettoria in ogni suo punto mancante.

Lo spettrometro è suddiviso in tre sezioni, ognuna adibita a una specifica funzionalità (figura 6.10):

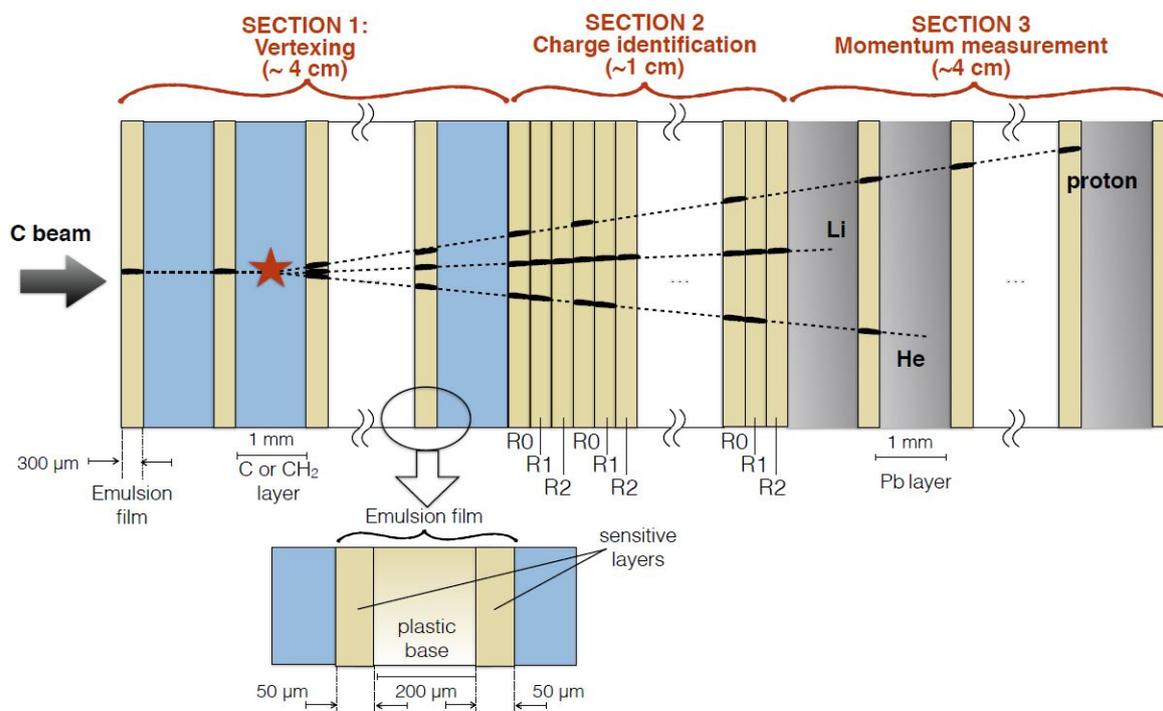


Figura 6.10: Schema dello spettrometro a emulsione per i frammenti leggeri [1].

- La prima sezione è un rivelatore di vertice/tracciatore ed è composta da diverse celle formate strati di C o C_2H_4 spessi 1 mm, che fungono da bersaglio, alternati a pellicole ad emulsione che fungono da tracciatore. In questa zona (vertice) il fascio primario produce i frammenti secondari che lasciano le tracce nelle emulsioni.
- La seconda sezione serve a misurare la carica dei frammenti a basso z prodotti (idrogeno, elio, litio); poiché la ionizzazione specifica e la densità dei grani sono proporzionali, la somma di tutti i grani lungo la traiettoria normalizzata sulla sua lunghezza è una variabile che dipende dalla ionizzazione specifica e quindi dalla carica della particella (detta *track volume*). Questo rivelatore è costituito da celle elementari, ognuna delle quali contiene tre pellicole a emulsione.
- La terza sezione è dedicata alla misura dell'energia, della quantità di moto e della massa dei frammenti; è composta da pellicole a emulsione alternate a piastre di piombo da 1 mm come materiale passivo.

L'energia di una particella viene calcolata in base al *range*; misurando la lunghezza di tutta la traiettoria di una particella, l'energia cinetica di una particella viene

stimata in base alla correlazione tra il range e l'energia usando i dati tabulati dal NIST (National Institute of Standards and Technology).

D'altra parte, dalla misura ad alta risoluzione della traiettoria è possibile ricavare la quantità di moto di una particella in base al *metodo dello Scattering di Coulomb Multiplo* [1]. Usando due metodi indipendenti, per l'energia e per la quantità di moto, è quindi possibile stimare la massa di un frammento.

Capitolo 7

Identificazione dei frammenti

Per misurare la sezione d'urto di un frammento prodotto nell'interazione tra un fascio di ioni e un bersaglio bisogna prima di tutto identificare il frammento; cioè bisogna determinare il suo numero atomico Z e il suo numero di massa A .

Tutte le informazioni necessarie a identificare Z e A dei frammenti derivano dal tempo di volo TOF, dalla quantità di moto (p), dalla perdita d'energia (ΔE) e dall'energia cinetica (E_k).

Le precisioni ottenute sulla misura del tempo di volo, dell'impulso, della perdita di energia e dell'energia cinetica hanno permesso di determinare la carica dei frammenti con una risoluzione del 2 % permettendo un'identificazione corretta nel 99 % dei frammenti e di misurare la massa con una precisione intorno al 4 %. Queste prestazioni presentano ancora un margine di miglioramento, specialmente nella misura del tempo di volo e dell'energia cinetica.

7.1 Identificazione della carica Z

Il rivelatore principalmente dedicato alla rivelazione della carica è lo scintillatore plastico per la misura della ΔE e del TOF.

Il tempo di volo TOF è l'intervallo di tempo che trascorre tra il segnale dello Start Counter e quello dello scintillatore plastico, cui va sottratto il tempo necessario al fascio per percorrere lo spazio fra lo Start Counter e il bersaglio.

Dal tempo di volo e dalla distanza tra il bersaglio e lo scintillatore plastico, si può ricavare la velocità v di un frammento dal momento in cui è stato prodotto, da cui si ricava $\beta = v/c$, dove c è la velocità della luce nel vuoto. Dall'energia ΔE depositata nello scintillatore, da β e dalla formula di Bethe-Bloch (2.20) è poi possibile (trascurando i termini correttivi di shell e di densità) ricavare la carica Z del frammento.

Da simulazioni Monte Carlo fatte su 20 milioni di eventi, per un fascio di ioni di ^{16}O di energia di 200 MeV/u incidenti su un bersaglio di C_2H_4 , risulta che i frammenti prodotti

| Frammento | ${}^1\text{H}$ | ${}^4\text{He}$ | ${}^7\text{Li}$ | ${}^9\text{Be}$ | ${}^{11}\text{B}$ | ${}^{12}\text{C}$ | ${}^{14}\text{N}$ | ${}^{16}\text{O}$ |
|-----------|----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Z | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| A | 1 | 4 | 7 | 9 | 11 | 12 | 14 | 16 |

Tabella 7.1: Lista dei frammenti secondari prodotti più frequentemente da un fascio di ioni di ${}^{16}\text{O}$ di energia di 200 MeV/u incidenti su un bersaglio di C_2H_4 [1].

più frequentemente sono quelli indicati nella tabella 7.1. L'istogramma dei dati prodotti nella simulazione è visibile nella figura 7.1.

Facendo un fit gaussiano sui picchi si ricavano i valori riportati nella tabella 7.2; per ogni picco è riportato valor medio e la deviazione standard della carica corrispondente, cioè l'errore associato ad ogni misura che permette di determinare la capacità di distinzione delle cariche. I picchi risultano ben distinti gli uni dagli altri e permettono una chiara identificazione di Z nel 99 % dei casi. Inoltre la risoluzione percentuale aumenta all'aumentare della carica, passando dal 6 % per ${}^1\text{H}$ al 2 % per ${}^{16}\text{O}$.

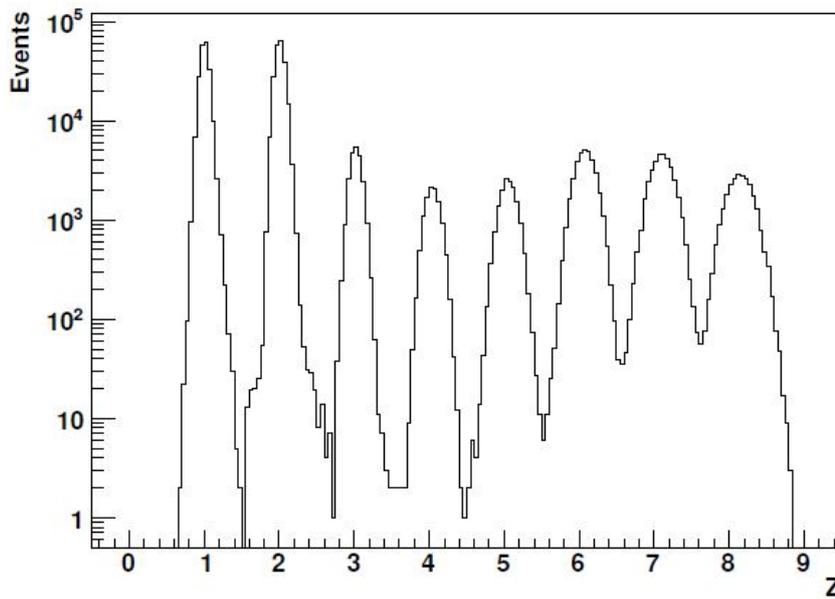


Figura 7.1: Determinazione del numero atomico Z dei frammenti studiati [1].

| | | | | | |
|-----------------|-------------------|-------------------|-------------------|-----------------|-------------------|
| Frammento | ${}^1\text{H}$ | ${}^4\text{He}$ | ${}^7\text{Li}$ | ${}^9\text{Be}$ | ${}^{11}\text{B}$ |
| Z | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| Z ricostruito | 1.01 ± 0.06 | 2.01 ± 0.07 | 3.02 ± 0.08 | 4.05 ± 0.10 | 5.06 ± 0.12 |
| Frammento | ${}^{12}\text{C}$ | ${}^{14}\text{N}$ | ${}^{16}\text{O}$ | | |
| Z | 6 | 7 | 8 | | |
| Z ricostruito | 6.08 ± 0.14 | 7.11 ± 0.16 | 8.15 ± 0.18 | | |

Tabella 7.2: Ricostruzione di Z per i frammenti studiati [1].

La deviazione sistematica di qualche % del valor medio dal valore esatto può essere imputabile ai neutroni prodotti nell'interazione fra il fascio e il bersaglio, che sfuggono senza trasferire la loro energia al rivelatore.

7.2 Identificazione del numero di massa A

Il numero di massa di un frammento è definito come $A = Z + N$, dove Z è il numero di protoni ed N è il numero di neutroni, per cui se $U = 0.9314 \text{ GeV}/c^2$ è l'unità di massa atomica allora la massa del frammento è data da $M = A \times U$.

La ridondanza di dati nella catena di rivelatori dell'esperimento FOOT è importante perché permette di determinare il numero di massa A in diversi modi, in particolare ¹:

- attraverso la determinazione simultanea di β e p rispettivamente dal TOF e dal tracciatore:

$$A_1 = \frac{p}{U \beta c \gamma}, \quad (7.1)$$

dove $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ è il fattore di Lorentz del frammento.

- attraverso la determinazione simultanea di β e E_k rispettivamente dal TOF e dal calorimetro:

$$A_2 = \frac{E_k}{U c^2 (\gamma - 1)}. \quad (7.2)$$

- attraverso la determinazione simultanea di p e E_k rispettivamente dal tracciatore e dal calorimetro:

$$A_3 = \frac{p^2 c^2 - E_k^2}{2 U c^2 E_k}. \quad (7.3)$$

¹Combinando fra loro le relazioni relativistiche:
 $E^2 = p^2 c^2 + M^2 c^4$; $E = M c^2 \gamma$; $E_k = M c^2 (\gamma - 1)$; $p = M c \beta \gamma$.

I tre metodi sono correlati perché esiste un rivelatore comune per ogni coppia di determinazioni.

I numeri di massa, ottenuti impiegando anche il calorimetro, presentano una percentuale di circa il 10 % di frammenti mal ricostruiti a causa di frammentazioni nucleari tra il frammento e il materiale di cui è composto il calorimetro: in questi casi si registra una produzione di neutroni che rilasciano solo parzialmente la loro energia nel calorimetro, impedendo una corretta determinazione del numero di massa.

Questo problema è stato risolto ricostruendo i frammenti: utilizzando tutte le quantità (TOF, p , E_k , A_1 , A_2 , A_3) all'interno di un fit cinematico di χ^2 , che ha permesso un aumento di precisione sulla determinazione del numero di massa e la possibilità di scartare gli eventi mal ricostruiti con un taglio in χ^2 ($\chi^2 < 5$), i risultati ottenuti sono riportati nella figura 7.2 e nella tabella 7.3 [1].

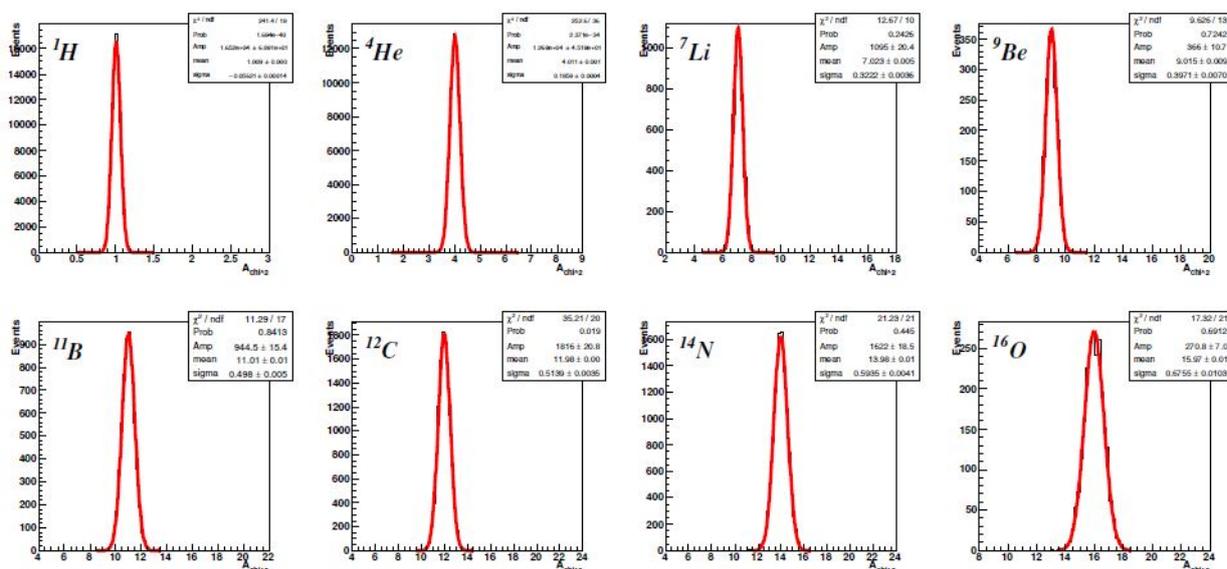


Figura 7.2: Determinazione del numero di massa A con il metodo del χ^2 , applicando un taglio di selezione $\chi^2 < 5$ [1].

Il numero atomico A ottenuto dalle procedure di fit dipende dal TOF, dalla quantità di moto p e dell'energia cinetica E_k (l'energia ΔE rilasciata nello scintillatore viene sommata a quella rilasciata nel calorimetro, per dare E_k).

Per capire quali di questi parametri influiscono maggiormente sulla determinazione di A , è stato fatto uno studio sistematico sulla precisione di A in funzione di ciascuno dei tre parametri (TOF, p ed E_k), tenendo fissati i due parametri rimanenti alla precisione standard; rispettivamente: 100 ps per il TOF, 5 % per p e 1.5 % per E_k .

La sistematica è stata effettuata variando le risoluzioni come riportato nella tabella 7.4 e i risultati sono visibili nella figura 7.3.

| | | | | | |
|--------------|------------------|------------------|------------------|-----------------|------------------|
| Frammento | ^1H | ^4He | ^7Li | ^9Be | ^{11}B |
| A_{χ^2} | 1.01 ± 0.06 | 4.01 ± 0.20 | 7.02 ± 0.32 | 9.02 ± 0.40 | 11.01 ± 0.50 |
| Frammento | ^{12}C | ^{14}N | ^{16}O | | |
| A_{χ^2} | 11.98 ± 0.51 | 13.98 ± 0.59 | 15.97 ± 0.68 | | |

Tabella 7.3: Picchi e precisioni dei numeri di massa A_{χ^2} applicando un taglio di selezione $\chi^2 < 5$ per i frammenti studiati [1].

| σ_{TOF} ps | σ_p % | σ_{E_k} % |
|-------------------|--------------|------------------|
| 80 | 3.5 | 1.0 |
| 100 | 4.0 | 1.5 |
| 120 | 5.0 | 2.0 |
| 150 | 6.0 | 2.5 |

Tabella 7.4: Risoluzioni testate sul TOF, p ed E_k , per determinare la precisione di A per i frammenti di ^{12}C [1].

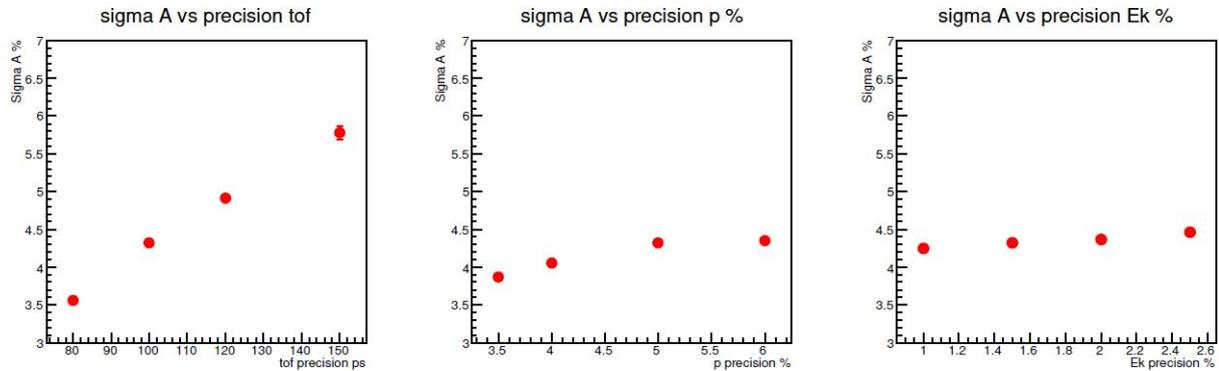


Figura 7.3: Risoluzione percentuale di A per i frammenti di ^{12}C , ricavata con il *metodo del fit cinematico*, dopo l'applicazione di un taglio di selezione di $\chi^2 < 5$ [1].

Come si può notare, osservando i tre grafici:

- la precisione massima su A è del 3.5 % ².
- la variazione di σ_A in funzione del TOF è la più ripida e migliora del 70 % muovendo la risoluzione del TOF da 150 a 80 ps.

²Attualmente è migliorata al 3.2 %.

- la variazione di σ_A in funzione di p è minima, migliorando del 10 % muovendo da una risoluzione del 6 % al 3.5 %.
- la variazione di σ_A in funzione di E_k è minima, migliorando del 10 % all'aumentare della precisione di E_k .

In conclusione, la precisione del TOF è quella che influisce maggiormente sulla precisione del numero di massa di un frammento.

Parte III

Esperienza di laboratorio

Capitolo 8

Realizzazione meccanica e rivelatori

8.1 Introduzione

Abbiamo visto che la precisione del TOF è quella che influisce maggiormente sulla precisione del numero di massa di un frammento ed è fondamentale anche nell'identificazione della sua carica. Per questi motivi è opportuno indirizzare la sperimentazione sul miglioramento delle misure del tempo di volo e, a tale scopo, ho realizzato un apparato in laboratorio che permette di fare dei test con dei rivelatori simili a quelli montati nell'esperimento FOOT.

La mia esperienza ha lo scopo di misurare il tempo di volo dei muoni atmosferici, particelle che non hanno bisogno di essere generate, in quanto prodotte copiosamente nei primi strati dell'atmosfera terrestre a causa dell'incidenza dei raggi cosmici primari.

Inoltre dalla relazione (3.19) sappiamo che il flusso dei muoni atmosferici varia come il coseno al quadrato della loro direzione rispetto allo zenith.

Per poter verificare anche questa legge sperimentale, ho costruito un supporto orientabile e regolabile su cui ho potuto montare dei rivelatori simili a quelli del TOF dell'esperimento FOOT, nei materiali, nell'elettronica e nei principi costruttivi. Per fare i rivelatori ho sagomato dei pezzi di scintillatore plastico veloce e dei pezzi di plexiglass per le guide di luce; una volta incollate le guide di luce agli scintillatori ho proceduto al rivestimento protettivo dalla luce esterna e al collegamento con i diodi SiPM (Silicon Photo-Multiplier), ponendo i rivelatori e i SiPM all'interno di apposite scatole stampate 3D; le scatole servono anche a schermare ulteriormente i rivelatori dalla luce esterna.

Successivamente ho collegato un'elettronica di laboratorio ai rivelatori per poter procedere nelle misure.

8.2 Il supporto orientabile

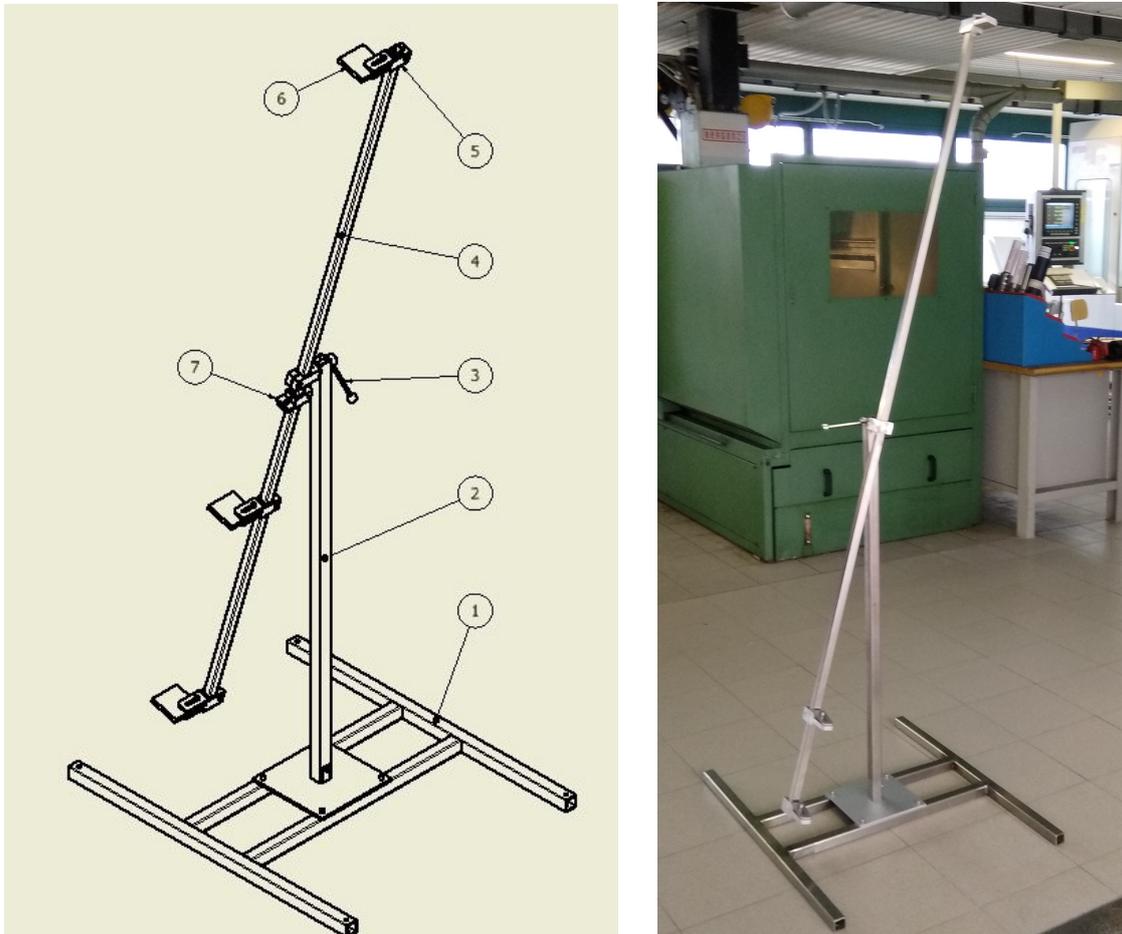


Figura 8.1: A sinistra: illustrazione prospettica. A destra: vista frontale del supporto orientabile.

Ho realizzato il progetto del supporto orientabile, delle guide di luce e degli scintillatori con il CAD (Computer Aided Design) Autodesk Inventor Professional 2018.

Nella figura 8.1 a sinistra si può vedere un'illustrazione prospettica del supporto orientabile, mentre a destra un'immagine frontale dello stesso.

La base (1) è realizzata con quattro tubi di acciaio inossidabile a sezione quadrata di $30 \times 30 \text{ mm}^2$, di spessore 2.5 mm, saldati con una saldatrice TIG (Tungsten Inert Gas) e misura in pianta $600 \times 800 \text{ mm}^2$. Sulla base è avvitata una piastra quadrata di acciaio di $200 \times 200 \times 5 \text{ mm}^3$, al centro della quale è saldato un blocchetto d'acciaio che serve a fissare con una vite un tubo di acciaio inossidabile a sezione quadrata di $30 \times 30 \text{ mm}^2$, di

spessore 2.5 mm, lungo 1050 mm, che funge da colonna (2); il montaggio di questi pezzi è visibile nella figura 8.2.

In cima alla colonna (2) c'è un foro in cui è saldata una boccia d'acciaio, attraverso cui passa un perno che serve a bloccare in posizione il braccio orientabile (4), tramite la maniglia (3); il montaggio di questi pezzi è visibile nella figura 8.3 a destra.

Il braccio orientabile è realizzato con un tubo di acciaio inossidabile a sezione quadrata di $20 \times 20 \text{ mm}^2$, di spessore 2.5 mm, lungo 2000 mm. I supporti dei rivelatori (5) e il supporto del braccio orientabile sono visibili nella figura 8.3 a sinistra; sono stati fresati e tagliati di elettroerosione da una barra di alluminio Ergal 55 e misurano rispettivamente $30 \times 30 \times 110 \text{ mm}^3$ e $30 \times 30 \times 65 \text{ mm}^3$.

Il montaggio dei supporti dei rivelatori è visibile nella figura 8.4 a sinistra; sono visibili anche le staffe di bloccaggio dei rivelatori.

Per poter misurare l'angolo di inclinazione del braccio orientabile, è prevista l'applicazione di un goniometro digitale a fissaggio magnetico su di un apposito supporto; il supporto è ricavato sempre da una barra di alluminio Ergal 55, di misura $30 \times 30 \times 65 \text{ mm}^3$, ed ha avvitata una piastra di ferro brunito che consente il fissaggio magnetico del goniometro. Questi particolari sono visibili nella figura 8.4 a destra.

Le lunghezze del braccio e della colonna non sono vincolanti: si possono ridurre o aumentare a piacere, tagliando i tubi esistenti o ricavandole da altro materiale, operazione che può essere fatta anche in laboratorio con un seghetto da ferro e una lima.

La posizione dei supporti per i rivelatori (5) è regolabile sul braccio (4) con una semplice chiave per viti a testa esagonale incassata UNI5931 (o Brugola) di 5 mm. Il tubo a sezione quadrata del braccio orientabile funge da guida per i supporti, che possono scorrere assialmente ma non possono ruotare, in modo da non pregiudicare l'allineamento dei rivelatori lungo la traiettoria delle tracce cariche. Con la stessa chiave di 5 mm si stringono anche le staffe che bloccano i rivelatori ai supporti e si può smontare tutta la struttura per agevolarne il trasporto.

Nel complesso, la scelta dei materiali consente di avere una struttura leggera, rigida e facilmente trasportabile.



Figura 8.2: Fasi iniziali della costruzione.



Figura 8.3: A sinistra: i supporti dei rivelatori e il supporto del braccio orientabile. A destra: il montaggio del braccio orientabile sulla colonna.



Figura 8.4: A sinistra: il montaggio dei supporti dei rivelatori con le relative staffe di fissaggio. A destra: il montaggio del supporto del goniometro.



Figura 8.5: A sinistra: fresatura degli scintillatori. A destra: lucidatura degli scintillatori e delle guide di luce.

8.3 I rivelatori a scintillazione

Gli scintillatori sono materiali che quando vengono attraversati da radiazione emettono luce. Se vengono accoppiati a un fotomoltiplicatore o a un fotomoltiplicatore al silicio (PMT o SiPM) generano un segnale elettrico che può essere analizzato.

In generale, sotto una certa soglia di energia, l'emissione luminosa degli scintillatori è proporzionale all'energia di eccitazione e poiché anche i fotomoltiplicatori sotto una certa soglia di energia hanno una risposta proporzionale, anche l'ampiezza del segnale elettrico in uscita risulta proporzionale all'energia di eccitazione.

Gli scintillatori hanno tempi di risposta e tempi morti molto brevi, per cui sono adatti alla misura di intervalli di tempo e al conteggio delle particelle e inoltre possono distinguere particelle differenti in base alla forma dell'impulso emesso; una tecnica che si basa sui diversi contributi di *fluorescenza* e *fosforescenza*, che sommati determinano l'emissione complessiva di luce (*luminescenza*).

La fluorescenza è caratterizzata da un'emissione di luce entro tempi brevi, dell'ordine dei 10^{-8} s, mentre la fosforescenza da un'emissione in tempi più lunghi, che vanno dai pochi μs a h.

Gli scintillatori possono essere organici o inorganici; gli organici si possono trovare sotto forma di cristalli, di liquidi e di plastiche, mentre gli inorganici si possono trovare sotto forma di cristalli, di vetri e di gas.

Gli scintillatori plastici organici sono i più usati e sono costituiti da uno o più soluti organici in un solvente plastico solido, con concentrazioni tipiche dell'ordine di 10 g/l. I solventi utilizzati sono poliviniltoluene, polifenilbenzene e polistirene, mentre i soluti sono PPO ($C_{15}H_{11}NO$), POPOP ($C_{24}H_{16}N_2O_2$), C-terfenile ($C_{18}H_{14}$), PBD ($C_{20}H_{14}N_2O$). Hanno il vantaggio di avere una grande flessibilità e lavorabilità, sono disponibili in una grande varietà di forme e dimensioni e sono relativamente economici, ma di svantaggio hanno che sono attaccabili dai solventi organici.

Quello utilizzato nell'esperimento FOOT è lo scintillatore plastico organico EJ-200 della Eljen Technology (equivalente commerciale del Pilot F) ed è adatto per impieghi generici. Nella figura 8.6 sono riportate le sue caratteristiche assieme alle quelle di altri scintillatori, sempre per impieghi generici, mentre nella figura 8.7 è visibile il suo spettro di emissione. Gli scintillatori che ho utilizzato nella mia esperienza sono fatti di materiale plastico scintillatore veloce per impieghi generici, equivalente nelle prestazioni all'EJ-200; hanno la forma di tre parallelepipedi, tutti uguali, di dimensioni $70 \times 70 \times 10 \text{ mm}^3$ e avranno le funzioni di start-time, trigger ed end-time durante la presa dati.

Ho ricavato i parallelepipedi mediante fresatura (figura 8.5 a sinistra) e in seguito li ho lucidati con una spazzola rotante e della pasta abrasiva, dopo diverse passate di carta vetrata, di grana via via più fine (figura 8.5 a destra).

| PROPERTIES | EJ-200 | EJ-204 | EJ-208 | EJ-212 |
|--|---|--------|--------|--------|
| Light Output (% Anthracene) | 64 | 68 | 60 | 65 |
| Scintillation Efficiency (photons/1 MeV e ⁻) | 10,000 | 10,400 | 9,200 | 10,000 |
| Wavelength of Maximum Emission (nm) | 425 | 408 | 435 | 423 |
| Light Attenuation Length (cm) | 380 | 160 | 400 | 250 |
| Rise Time (ns) | 0.9 | 0.7 | 1.0 | 0.9 |
| Decay Time (ns) | 2.1 | 1.8 | 3.3 | 2.4 |
| Pulse Width, FWHM (ns) | 2.5 | 2.2 | 4.2 | 2.7 |
| H Atoms per cm ³ (×10 ²²) | 5.17 | 5.15 | 5.17 | 5.17 |
| C Atoms per cm ³ (×10 ²²) | 4.69 | 4.68 | 4.69 | 4.69 |
| Electrons per cm ³ (×10 ²³) | 3.33 | 3.33 | 3.33 | 3.33 |
| Density (g/cm ³) | 1.023 | 1.023 | 1.023 | 1.023 |
| Polymer Base | Polyvinyltoluene | | | |
| Refractive Index | 1.58 | | | |
| Softening Point | 75°C | | | |
| Vapor Pressure | Vacuum-compatible | | | |
| Coefficient of Linear Expansion | 7.8 × 10 ⁻⁵ below 67°C | | | |
| Temperature Range | -20°C to 60°C | | | |
| Light Output (L.O.) vs. Temperature | At 60°C, L.O. = 95% of that at 20°C No change from -60°C to 20°C | | | |

Figura 8.6: Caratteristiche di alcuni scintillatori per impieghi generici, fra cui l'EJ-200 [16].

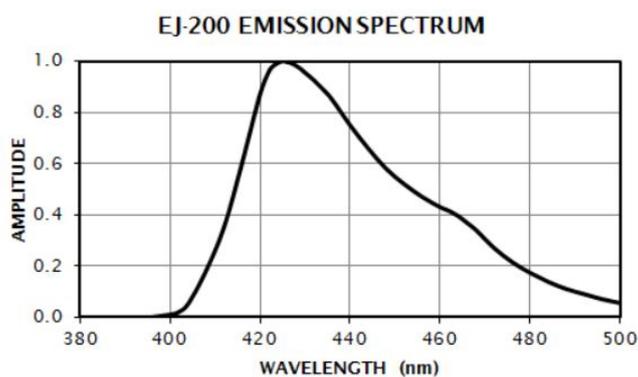


Figura 8.7: Spettro di emissione dello scintillatore EJ-200 [16].

In maniera analoga, ho ricavato le guide di luce da materiale plastico trasparente (plexiglass), mediante fresatura e lucidatura. Le guide di luce misurano, come ingombri di massima, $70 \times 100 \times 10 \text{ mm}^3$.

Nella figura 8.8 a sinistra sono visibili le guide di luce finite (dopo la lucidatura).

Una volta terminate queste lavorazioni, ho incollato gli scintillatori e le guide di luce assieme con un adesivo cianoacrilico (Loctite); nella figura 8.8 a destra si vede la fase d'incollaggio di una guida di luce a uno scintillatore.

Dopo l'incollaggio ho nuovamente lucidato gli oggetti e poi li ho rivestiti per proteggerli dalla luce esterna e per evitare il fenomeno della riflessione parziale, causa di perdite di fotoni, prima con una pellicola riflettente in Mylar (polietilene tereftalato) e poi con uno strato di scotch nero largo 50 mm, avendo cura di lasciare una finestra libera dal rivestimento di $9 \times 11 \text{ mm}^2$ in fondo alla guida di luce per posizionare il SiPM.

Nella figura 8.9 a sinistra è visibile la fase di lucidatura finale e il primo rivestimento di Mylar, mentre a destra sono visibili tre oggetti finiti, dopo il rivestimento finale.

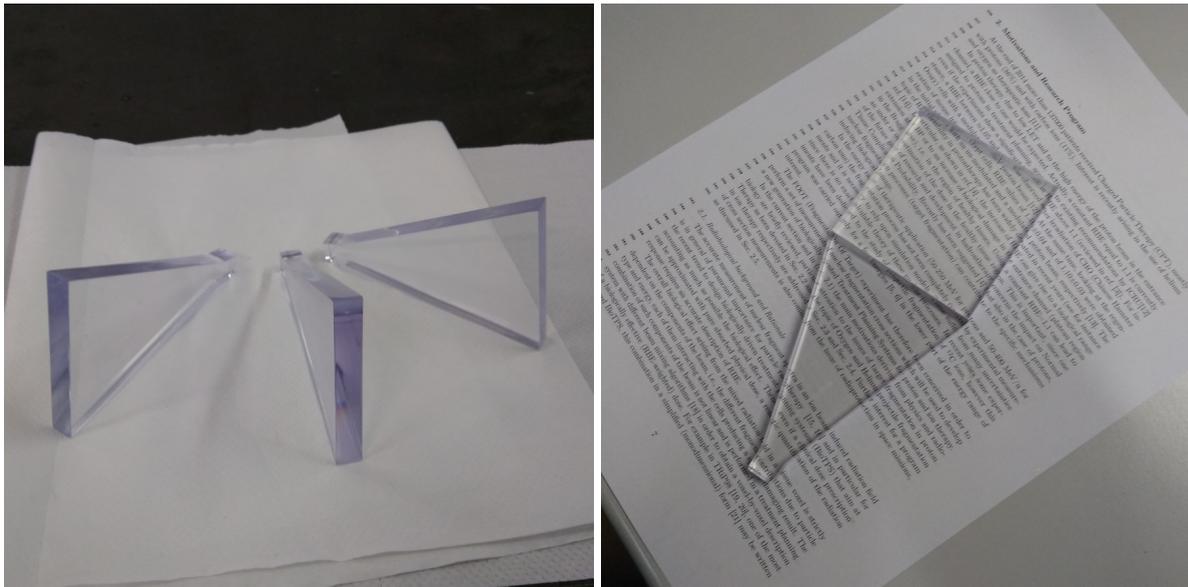


Figura 8.8: A sinistra: le guide di luce finite. A destra: incollaggio degli scintillatori alle guide di luce con Loctite.



Figura 8.9: A sinistra: rivestimento con Mylar. A destra: rivestimento con apposito scotch nero.

La geometria delle guide di luce è rastremata in modo da convogliare la luce che si forma all'interno dello scintillatore verso la finestra libera dal rivestimento, con la minima perdita di fotoni. Ognuna delle tre finestre deve essere collegata otticamente (con un sottile strato di grasso ottico) a un fotodiodo SiPM (Silicon Photo-Multiplier); ogni SiPM genera un segnale elettrico proporzionale alla luce che riceve e lo invia a un'elettronica di front-end, che a sua volta lo processa e lo invia a un computer per il calcolo del tempo di volo.

La lunghezza delle guide di luce è limitata a 100 mm per non avere troppa attenuazione di intensità dei fotoni, mentre la larghezza corrisponde alla larghezza degli scintillatori. La larghezza della coda finale dipende dalla dimensione della finestra dei SiPM, che è di $9 \times 11 \text{ mm}^2$ e pertanto è fissata a 11 mm. Fissando una lunghezza della coda finale di 10 mm, l'angolo di rastremazione risulta di $\sim 18^\circ$ (appendice A).

Per il *teorema di Liouville*, il flusso di fotoni per unità di area e di angolo solido è costante (conservazione del volume nello spazio delle fasi) e solo una frazione R di fotoni per unità di tempo può raggiungere i SiPM:

$$R = \frac{A_2}{A_1} = \frac{11 \times 10}{70 \times 10} \simeq 0.16, \quad (8.1)$$

dove A_1 e A_2 sono, rispettivamente, la sezione della guida di luce a contatto con lo scintillatore e quella a contatto con il SiPM.

Il teorema di Liouville consente anche di calcolare l'angolo di accettazione dei fotoni rispetto all'asse della guida (figura 8.10); la riflessione totale della luce all'interno della

guida si verifica quando l'angolo di incidenza rispetto alla normale è:

$$\Theta_i \geq \Theta = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \simeq 42^\circ, \quad (8.2)$$

dove Θ è l'angolo di Brewster, $n_2 = 1.00$ è l'indice di rifrazione dell'aria e $n_1 = 1.48$ è l'indice di rifrazione del plexiglass. Il massimo angolo di accettazione imposto dalla conservazione del volume nello spazio delle fasi si può ricavare dalla relazione [6]:

$$\sin \alpha_1 = \frac{X_2}{X_1} \sin \alpha_2, \quad (8.3)$$

dove α_1 , α_2 , X_1 e X_2 sono indicati nella figura 8.10 e da semplici considerazioni di geometria euclidea si ha che

$$\alpha_1 = \frac{\pi}{2} - \phi - \Theta_i, \quad (8.4)$$

$$\alpha_2 = \frac{\pi}{2} + \phi - \Theta_i. \quad (8.5)$$

Allora:

$$\sin \alpha_2 = \sqrt{1 - \sin^2(\Theta_i - \phi)}, \quad (8.6)$$

e quindi:

$$\sin \alpha_1 = \frac{X_2}{X_1} \sqrt{1 - \sin^2(\Theta_i - \phi)}. \quad (8.7)$$

Sostituendo $\Theta_i = \Theta = 42^\circ$ e $\phi = 18^\circ$ si ottiene:

$$\alpha_1 \simeq 8^\circ. \quad (8.8)$$

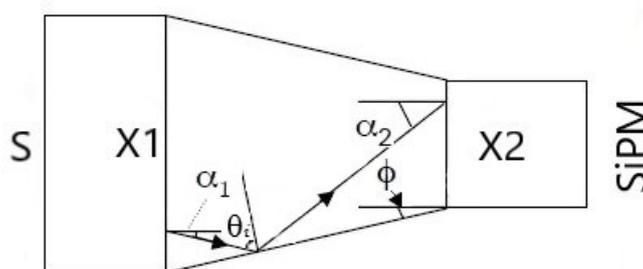


Figura 8.10: Angolo di accettazione delle guide di luce.

I SiPM utilizzati nella mia esperienza hanno una finestra di raccolta della luce più ampia di quelli dell'esperimento FOOT, anche se sono analoghi a questi ultimi nei principi di funzionamento.

Nella figura 8.11 a sinistra è visibile l'immagine ingrandita della finestra di ingresso della luce di un SiPM, mentre a destra è viene mostrata la posizione di montaggio di un SiPM e della relativa scheda elettronica su una guida di luce.

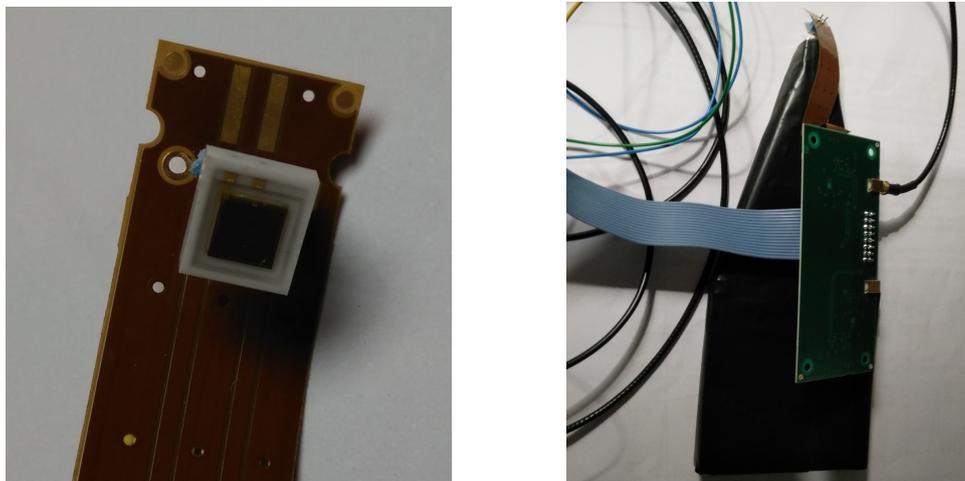


Figura 8.11: A sinistra: Ingrandimento della finestra di un SiPM. A destra: Posizione di montaggio di un SiPM e della relativa scheda elettronica su una guida di luce.

Allo scopo di proteggere i SiPM, le guide di luce e gli scintillatori dalla luce proveniente dall'ambiente esterno, ho disegnato e realizzato tramite stampa 3D tre scatole di protezione in PLA nero, con i relativi coperchi. Nella figura 8.12 a sinistra si vede un'immagine tridimensionale dell'assemblaggio della scatola e del coperchio, mentre a destra si vede l'elaborazione del modello solido del coperchio da parte del software di stampa.

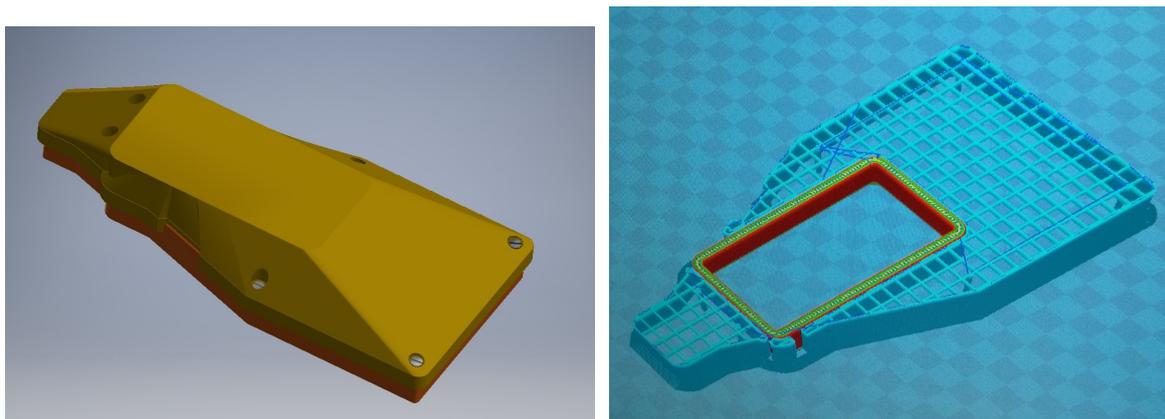


Figura 8.12: A sinistra: Immagine tridimensionale della scatola di protezione e del coperchio. A destra: Fase di elaborazione del modello solido del coperchio.

Il software di stampa (CURA) suddivide il modello 3D disegnato al CAD in tanti strati (slicing), che vengono stampati uno sopra l'altro (layer) tramite delle istruzioni inviate alla stampante.

Nella figura 8.13 a sinistra è mostrata la stampante 3D (GIMAX-D) che ho utilizzato, mentre a destra una scatola e un coperchio appena stampati.

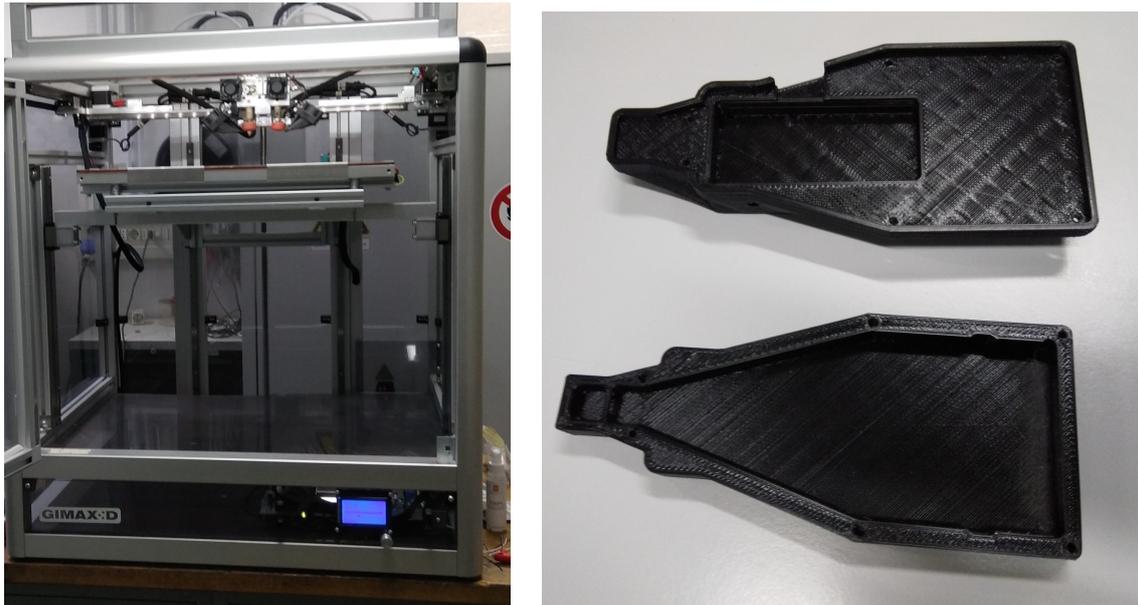


Figura 8.13: A sinistra: Stampante 3D utilizzata. A destra: Una scatola e un coperchio appena stampati.

In appendice A sono riportati il disegno dell'assieme, delle guide di luce, della scatola di protezione e degli scintillatori; se qualcuno fosse interessato a tutti i disegni del progetto, o ai relativi modelli solidi, può contattarmi direttamente alla mail fabianelli@bo.infn.it.

8.4 Elettronica e acquisizione

La misura del tempo di volo dei muoni è stata effettuata attraverso l'utilizzo di una scheda di trigger, un TDC (Time to Digital Converter) e un CFD (Constant Fraction Discriminator) allocati in CRATE VME (VERSABUS Module Eurocard). Le alimentazioni dei SiPM sono state effettuate con una serie di moduli standard NIM (Nuclear Instrument Module). Tutte le schede sono commercializzate dalla ditta CAEN.

I moduli sono collegati con dei cavi LEMO ai rivelatori, che a loro volta sono posizionati sul braccio del supporto orientabile.

Quando si ha la coincidenza di un segnale fra i rivelatori di start-time, trigger ed stop-time è molto probabile che un muone abbia percorso una traiettoria che interseca tutti e tre i rivelatori e la differenza di tempo fra i due scintillatori più lontani è detta *tempo di volo* del muone:

$$TOF_{\mu} = t_{stop} - t_{start} . \quad (8.9)$$

Quando si verifica una coincidenza il modulo di Trigger dà l'input per la misura del tempo di volo e i segnali generati dai rivelatori vengono inviati al modulo CFD, che si occupa di assegnare in maniera precisa i tempi di arrivo dei segnali dai rivelatori. Tipicamente il tempo di arrivo dei segnali è definito come il tempo in cui il segnale stesso oltrepassa un fissato valore di soglia. Questo metodo comporta la generazione di due tipi di errori sistematici: il *time walk* e il *time jitter*.

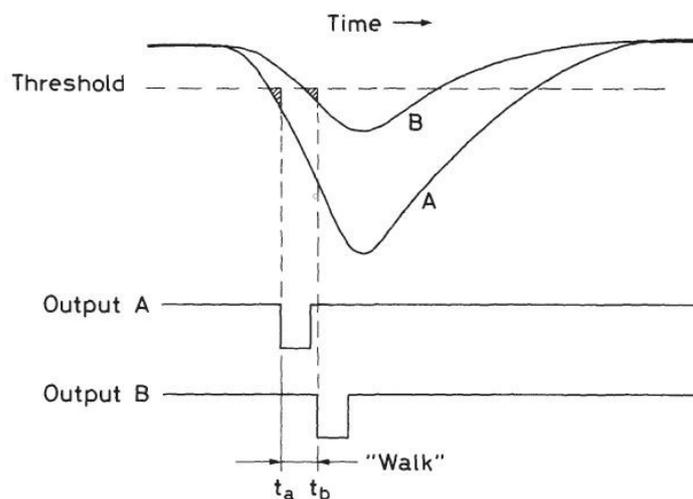


Figura 8.14: Time walk [12].

Il time walk è un'incertezza data dal fatto che due segnali sincroni con ampiezze diverse raggiungono la soglia in tempi diversi (figura 8.14).

Se, come in questo caso, i segnali ricevuti hanno la stessa velocità di risalita, il time walk si può eliminare ponendo la soglia di ogni segnale in entrata pari a una frazione costante della sua altezza massima ed è proprio questo il compito che viene svolto dal modulo CFD (figura 8.15).

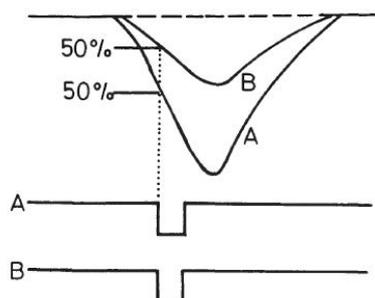


Figura 8.15: CFD: Costant Fraction Discriminator [12].

Il time jitter è un'incertezza determinata dal rumore elettronico che si sovrappone al segnale (figura 8.16).

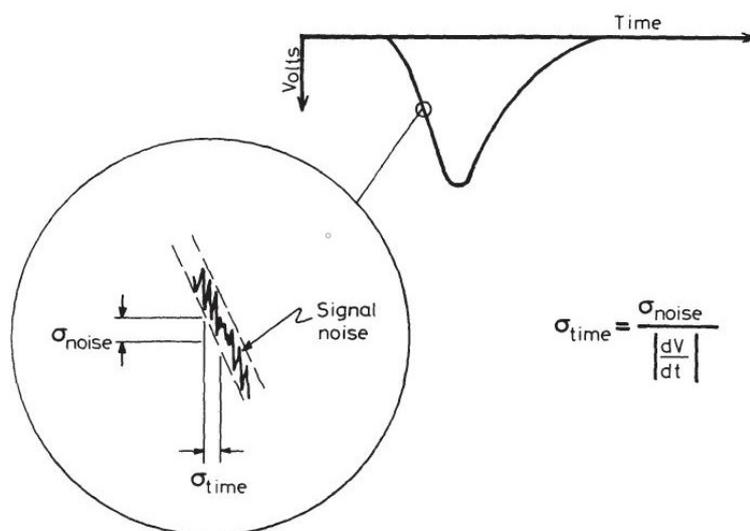


Figura 8.16: Time jitter [12].

Il time jitter si può ridurre al minimo cercando di avere dei segnali con tempi di risalita molto brevi, in quanto è inversamente proporzionale alla pendenza della curva del segnale. Una volta stabiliti gli istanti di arrivo dei segnali, il modulo TDC si occupa della misurazione dei tempi con una risoluzione dell'ordine di 100 ps (essenzialmente è un cronometro). I dati ricavati dagli eventi vengono poi inviati al modulo Master, che è collegato

a tutti gli altri moduli tramite il BUS VME. Il modulo Master è a sua volta collegato, tramite una fibra ottica, a un PC dedicato alla acquisizione dei dati degli eventi interessanti, ovvero degli eventi che sono il frutto di una coincidenza dei tre rivelatori; tutti gli altri eventi vengono scartati. Il software di acquisizione e di elaborazione dei dati è lo stesso dell'esperimento FOOT.

Nella figura 8.17 a sinistra è visibile l'alimentatore (A), montato nel CRATE, che fornisce tensione ai rivelatori, mentre a destra sono visibili le schede Master (M), Trigger (T), TDC e CFD inserite nel BUS VME, all'interno del CRATE.

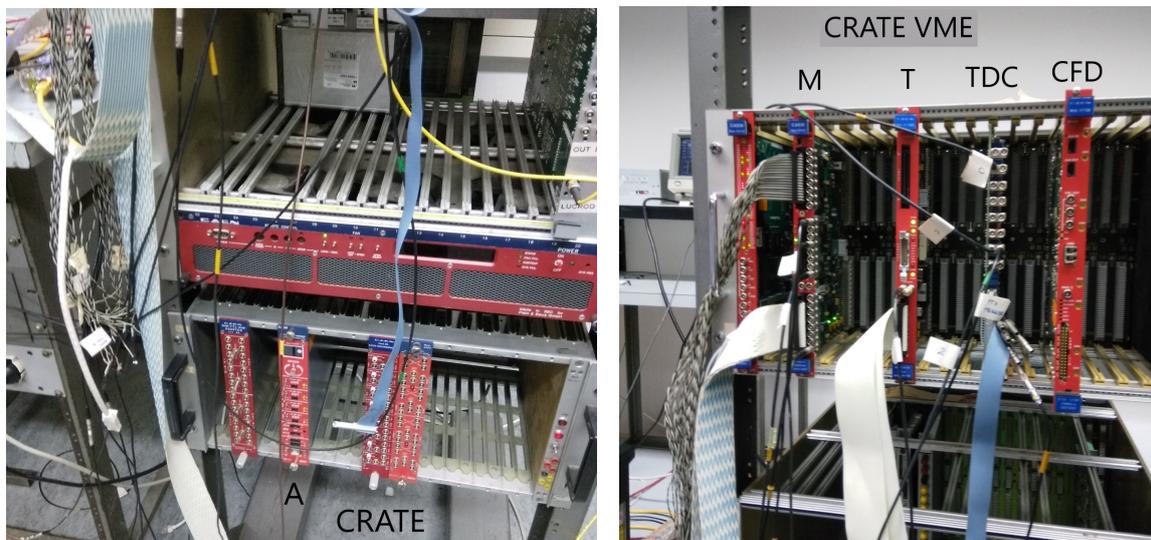


Figura 8.17: Montaggio dei moduli standard nel CRATE VME.

La tensione di lavoro dei rivelatori viene regolata nell'alimentatore (A). Nella figura 8.18 a sinistra è visibile il PC di acquisizione, connesso alla scheda Master; a destra è visibile l'oscilloscopio per la taratura della tensione dei rivelatori.

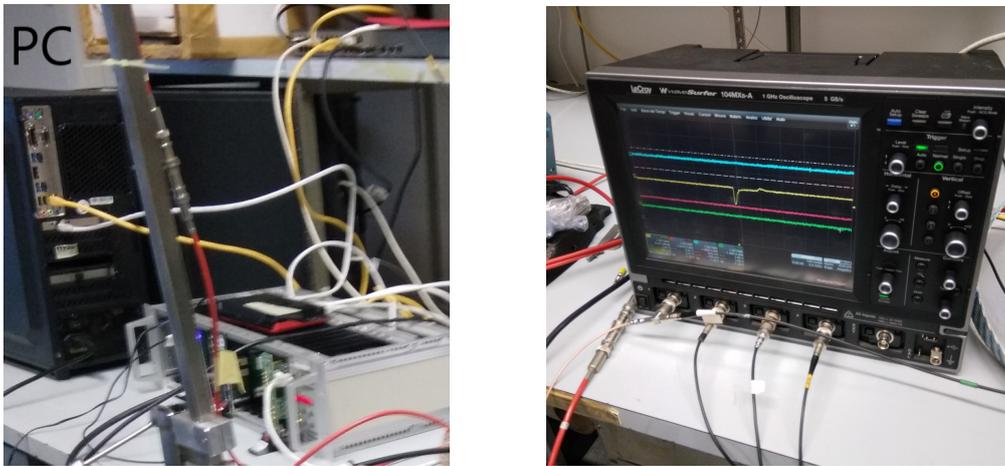


Figura 8.18: A sinistra: PC di acquisizione. A destra: oscilloscopio di taratura dei rivelatori.

Nella figura 8.19 si vede il supporto orientabile con il braccio in posizione orizzontale e con i rivelatori montati e collegati all'elettronica di acquisizione. Il rivelatore a sinistra è lo start-time, quello in mezzo è il trigger e quello a destra è lo stop-time.

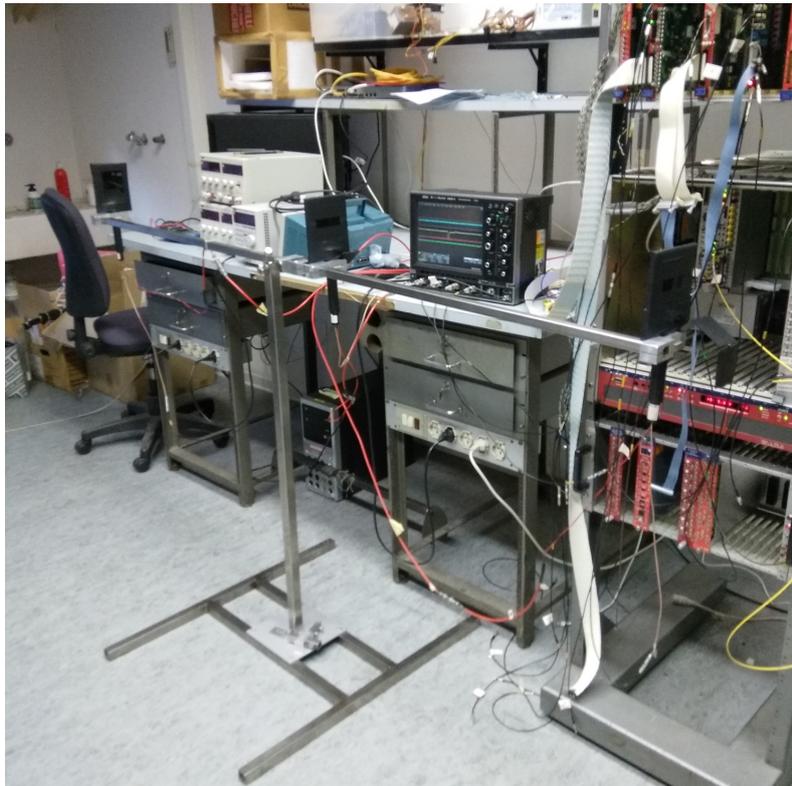


Figura 8.19: Il supporto orientabile con i rivelatori montati.

Capitolo 9

Misura del tempo di volo dei muoni

9.1 Calibrazione

Nella figura 9.1 a sinistra si vede lo schema dei due setup del posizionamento dei rivelatori.

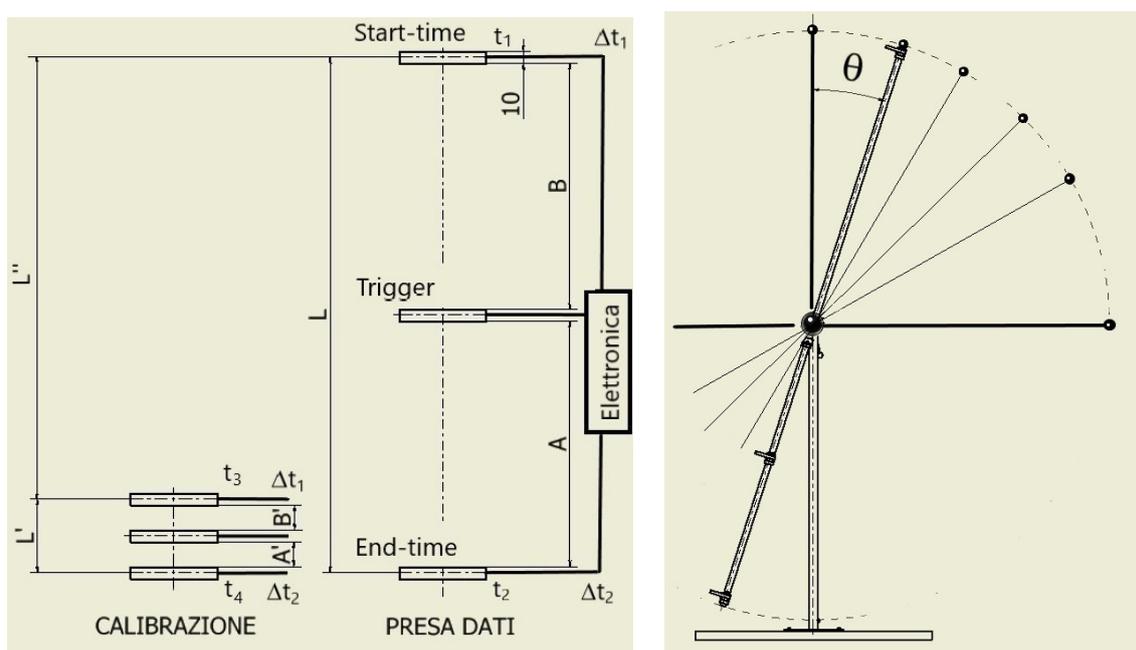


Figura 9.1: A sinistra: Schema del posizionamento dei rivelatori. A destra: Schema delle misurazioni effettuate.

Per rendere minimo l'errore sulla misura del tempo di volo dei muoni conviene acquisire i dati con i rivelatori start-time e stop-time alla massima distanza possibile L (distanza di presa dati); d'altra parte la distanza non può essere troppo grande perché, all'aumentare

di essa, diminuisce l'angolo solido di accettazione dei muoni e si rischia di avere dei tempi di presa dati troppo lunghi. Stabilita una distanza (dovuta all'estensione massima del supporto) di 196 cm, il problema è quantificare i ritardi nei segnali che vanno dai rivelatori all'elettronica, diversi fra loro per il fatto che i tempi di risposta dei rivelatori e le lunghezze dei cavi di collegamento non sono uguali per tutti e tre i rivelatori.

Posto che il ritardo sul segnale di trigger non influisce sulla misura dei tempi, in quanto il trigger serve solo a selezionare gli eventi da misurare, per eliminare i ritardi su start-time e stop-time si può procedere nel seguente modo:

Si effettua una prima misura ad una distanza L' (distanza di calibrazione) per quale i tre rivelatori sono il più possibile a contatto, compatibilmente con gli spessori delle scatole di protezione e dei supporti; dopo di che si fissano i rivelatori alla distanza L di presa dati per prendere tutte le altre misure.

Se, in configurazione di presa dati, t_1 e t_2 sono i tempi di passaggio di un muone dai rivelatori di start-time e stop-time rispettivamente e se Δt_1 e Δt_2 sono i ritardi dei segnali di start-time e stop-time per arrivare all'elettronica, in configurazione di calibrazione i tempi di passaggio saranno t_3 e t_4 , ma i ritardi per arrivare all'elettronica saranno sempre gli stessi di prima, Δt_1 e Δt_2 .

Se

$$T = t_2 + \Delta t_2 - (t_1 + \Delta t_1) = t'_2 - t'_1$$

è il tempo di volo per percorrere la distanza L e

$$T' = t_4 + \Delta t_2 - (t_3 + \Delta t_1) = t'_4 - t'_3$$

è il tempo di volo per percorrere la distanza L' , allora

$$T'' = T - T' = t_2 - t_1 - (t_4 - t_3) = t'_2 - t'_1 - (t'_4 - t'_3) \quad (9.1)$$

è il tempo di volo necessario per percorrere la distanza

$$L'' = L - L', \quad (9.2)$$

dato che i ritardi sono uguali e si elidono.

In conclusione, il tempo di volo T'' sul tratto L'' è funzione solo dei tempi misurati dall'elettronica ai capi dei cavi t'_1, t'_2, t'_3, t'_4 e non dipende dai ritardi; quindi la velocità del muone è calcolabile come:

$$v_\mu = L''/T'' . \quad (9.3)$$

9.2 Misure e risultati

Una volta calibrato l'apparato di rivelazione e messo il supporto orientabile con il braccio a 0° rispetto allo zenith, abbiamo fatto una serie di misure di tempi di volo dei muoni nel tratto di lunghezza fissata L'' (figura 9.1 a sinistra).

L'istogramma dei tempi assieme al loro fit gaussiano è riportato nella figura 9.2).

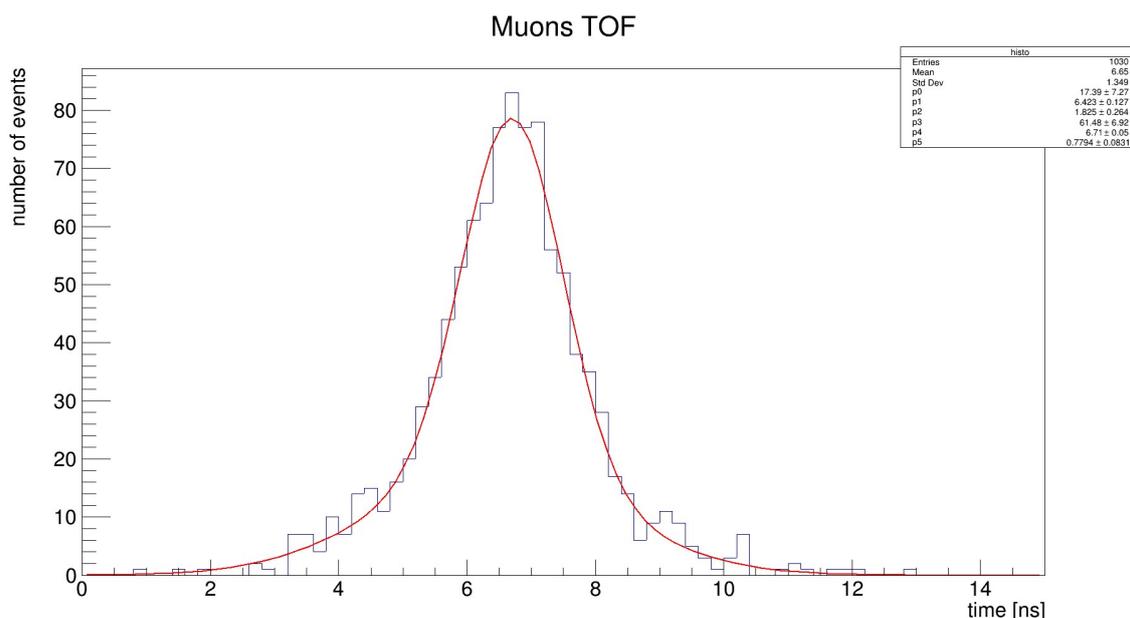


Figura 9.2: Iistogramma e fit gaussiano del tempo di volo dei muoni.

Dal fit risulta che il valor medio del tempo di volo dei muoni è:

$$T'' = 6.7 \pm 0.8 \text{ ns}, \quad (9.4)$$

in cui l'errore corrisponde alla sigma della gaussiana del fit.

Applicando la formula (9.3) abbiamo calcolato la velocità media dei muoni, che è risultata pari a:

$$v_\mu = (2.80 \pm 0.34) \times 10^8 \text{ m/s}. \quad (9.5)$$

L'errore associato alla velocità è stato calcolato attraverso la formula di propagazione degli errori:

$$\delta v = v \times \sqrt{\left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\delta L}{L}\right)^2}, \quad (9.6)$$

dove δT è l'incertezza sul tempo (0.8 ns) e δL è quella sulla distanza (1 cm).

| | | | | | | |
|---|----------------|----------------|----------------|----------------|---------------|---------------|
| Angolo Θ (gradi) | 0 | 15 | 30 | 45 | 60 | 90 |
| Flusso I ($\text{h}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$) | 29.4 ± 1.6 | 26.9 ± 1.6 | 21.2 ± 1.6 | 13.8 ± 0.8 | 5.3 ± 0.6 | 0.3 ± 0.1 |

Tabella 9.1: Flusso muoni in funzione dell'angolo allo zenith.

Possiamo quindi concludere che la velocità media dei muoni è compatibile entro una sigma con il valore atteso, a conferma della correttezza delle misure effettuate.

Il mio proposito, oltre a quello di misurare la velocità dei muoni, era anche quello di misurare la loro variazione di flusso in funzione dell'angolo di incidenza rispetto allo zenith, Θ .

Abbiamo visto che la legge sperimentale di questa variazione è del tipo (3.19):

$$I_\mu(\theta) = I_\mu(\theta = 0) \cos^n \theta,$$

per $n \simeq 2$.

Allo scopo di verificare sperimentalmente questa legge abbiamo effettuato 6 misure di flusso posizionando il braccio orientabile ad angoli di 0° , 15° , 30° , 45° , 60° e 90° rispetto allo zenith (figura 9.1 a destra). Per togliere il limite di validità della (3.19) per angoli non troppo grandi, le misure di flusso sono state ripulite da tutti gli eventi di coincidenza che non sono il frutto del passaggio diretto di muoni da entrambi gli scintillatori, ma che sono dovuti a muoni appartenenti a sciame di raggi cosmici che colpiscono i rivelatori nello stesso istante (soprattutto per angoli Θ grandi).

Le misure ottenute sono riportate nella tabella 9.1, mentre nella figura 9.3 si può vedere il grafico del flusso e del rispettivo fit fatto sulla funzione modello:

$$I = I(0) \cos^2 \theta, \tag{9.7}$$

dove si è assunto come parametro libero l'intensità $I(0)$.

Per una scelta del parametro libero iniziale $I_{0,in} = 31.0 \text{ h}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ si ottiene, per un numero di gradi di libertà $ndf = 5$, un $\chi^2 = 17.97$. Scegliendo un livello di significatività del 5-10% possiamo concludere che il fit è accettabile, in quanto dalle tabelle sul χ^2 la probabilità che il fit sia sbagliato è di molto inferiore a tale valore. Questo significa che l'andamento del flusso misurato rispetta la legge (3.19) per tutti gli angoli $\Theta \in [0, 90]^\circ$.

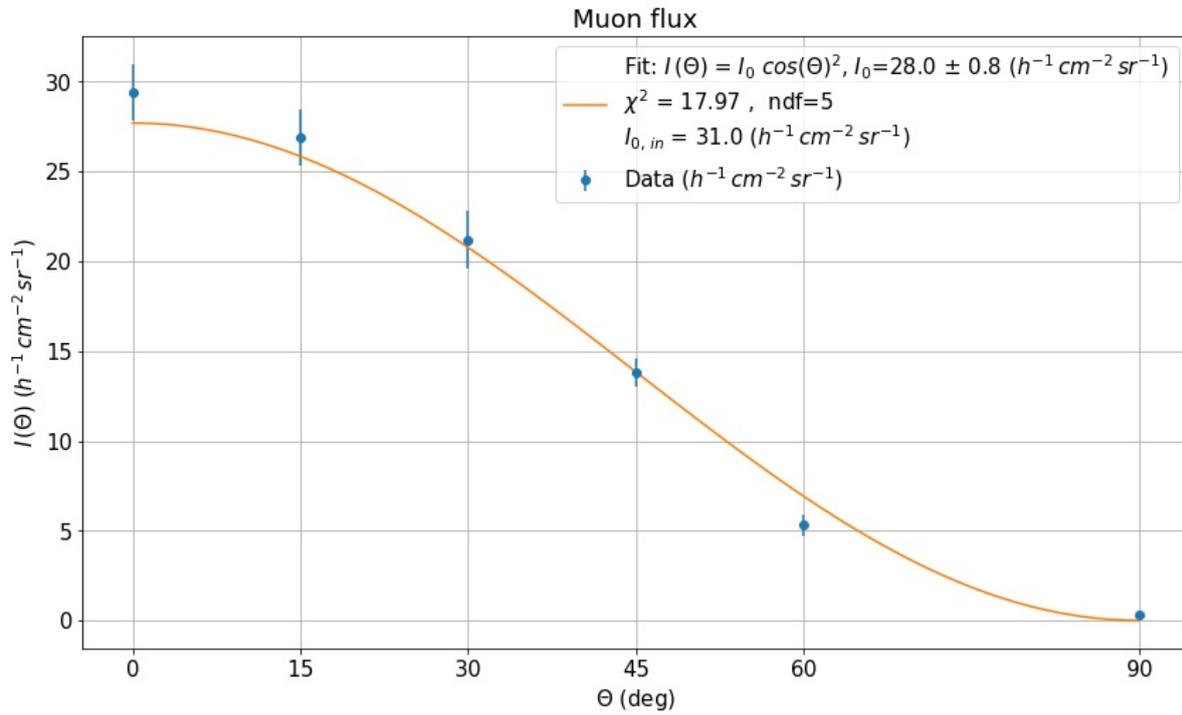


Figura 9.3: Flusso muoni in funzione dell'angolo allo zenith.

Al momento queste misure sono state effettuate usando come rivelatori dei fotomoltiplicatori standard, accoppiati a scintillatori plastici simili a quelli che saranno utilizzati in FOOT. L'intera struttura da me progettata e costruita permetterà in tempi brevissimi di ottenere le stesse misure, usando i SiPM al posto dei tradizionali fotomoltiplicatori e scintillatori più piccoli, per minimizzare le fluttuazioni temporali sui tempi di trasmissione del segnale e ottenere misure più precise.

Parte IV
Conclusioni

L'esperimento FOOT ha come obiettivo principale la misura delle sezioni d'urto di produzione di frammenti che si generano nei trattamenti di adroterapia, nell'interazione di fasci di ioni che incidono su nuclei del corpo umano.

Per fasci di ioni leggeri (principalmente protoni e ioni di carbonio) con energie comprese nell'intervallo fra i 100 e i 400 MeV/u, queste misure serviranno a migliorare la precisione dei trattamenti di cura dei tumori con l'adroterapia. Infatti gli ioni usati in adroterapia danneggiano quasi esclusivamente le cellule tumorali grazie alle proprietà del loro profilo di dose; la dose è massima in corrispondenza del picco di Bragg ed è ridotta prima del picco e praticamente nulla dopo. Il problema è che il profilo di dose dei frammenti nucleari prodotti può estendersi oltre il picco di Bragg, causando anche la morte dei tessuti sani.

E' quindi fondamentale identificare i frammenti prodotti, misurando la loro carica e massa per ottenere la loro sezione d'urto differenziale, allo scopo di pianificare meglio i trattamenti sui pazienti. L'esperimento FOOT misurerà con grande precisione questi parametri per i nuclei di rilevanza biologica colpiti da un fascio di ioni leggeri, come carbonio, ossigeno, azoto, con una risoluzione percentuale nell'identificazione della carica di circa il 2%, una precisione nell'identificazione della massa di circa il 3.2% e una precisione sulla sezione d'urto inferiore al 5%.

I risultati ottenuti dall'esperimento FOOT saranno anche utili nello studio della radioprotezione degli astronauti e delle apparecchiature elettroniche funzionanti nello spazio al di fuori del campo magnetico terrestre. Uno dei principali ostacoli all'esplorazione umana nello spazio profondo è proprio la grande quantità di radiazione ad alta energia presente oltre l'orbita lunare, costituita soprattutto dai raggi cosmici ed in particolar modo dai nuclei ad alto deposito di energia. Questa radiazione costituisce un grosso rischio per la salute degli astronauti, soprattutto nelle missioni di esplorazione spaziale di lunga durata, come ad esempio il primo viaggio su Marte, poiché l'interazione della radiazione ad alta energia con le pareti delle navicelle spaziali produce uno sciame di particelle secondarie cariche e di neutroni ad energie più basse di quelle dei raggi cosmici primari, ma con un fattore di qualità più elevato e quindi letali per gli equipaggi e la strumentazione.

Le simulazioni numeriche e le prove negli acceleratori indicano che per gli schermi è meglio utilizzare materiali a basso Z , come idrogeno liquido o acqua, ma il polietilene (C_2H_4) rappresenta un buon compromesso fra efficacia e facilità costruttiva. Attualmente le navicelle e le stazioni spaziali hanno pareti di alluminio schermate con fogli di polietilene, ma non si esclude che in futuro non si possano usare anche altri metodi, come per esempio serbatoi d'acqua attorno alle navicelle spaziali o schermi elettromagnetici.

Nell'ottica di sviluppare dei sistemi di protezione a bordo delle navette spaziali, l'esperimento FOOT raccoglierà informazioni sull'interazione di possibili frammenti ad alte energie (fino a 700 MeV/u), che si formerebbero all'interno delle navicelle spaziali a seguito dell'interazione dei raggi cosmici con le pareti, e i tessuti biologici.

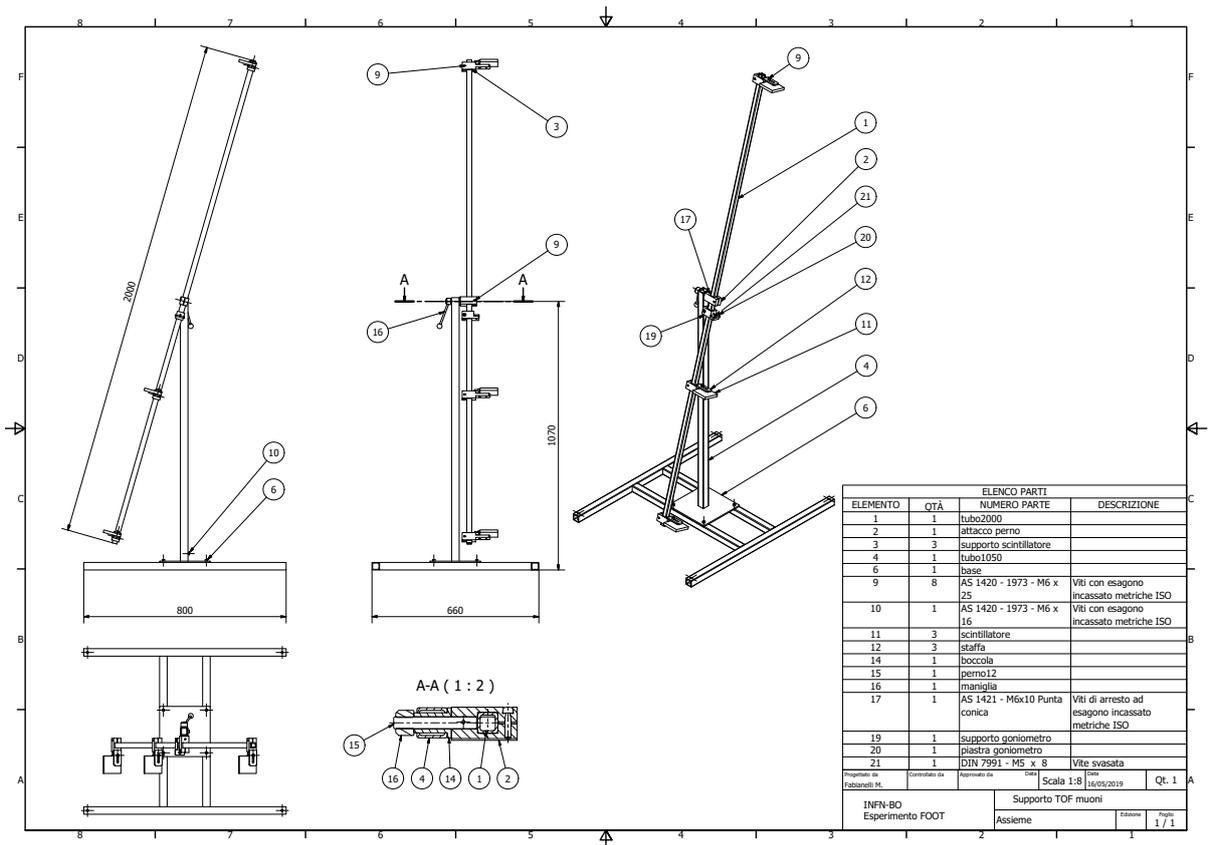
Nella determinazione della sezione d'urto da parte dell'esperimento FOOT risulta che la precisione sul tempo di volo è il parametro che incide in maniera più significativa nell'identificazione dei frammenti; a questo scopo, il lavoro di questa tesi è stato quello di progettare e realizzare un supporto orientabile munito di tre scintillatori, allo scopo di misurare il tempo di volo dei muoni cosmici. La misura è stata al momento effettuata con l'utilizzo di tre fotomoltiplicatori standard, ottenendo una misura del tempo di volo di 6.4 ± 0.8 ns. Da questa è stata poi ricavata la velocità dei muoni, pari a $(2.80 \pm 0.34) \times 10^8$ m/s, compatibile con il valore atteso.

Con lo stesso setup è stato anche misurato il flusso dei muoni al variare dell'angolo di incidenza, ottenendo una distribuzione confrontabile con quella attesa e rendendo ancora più attendibili le misure effettuate.

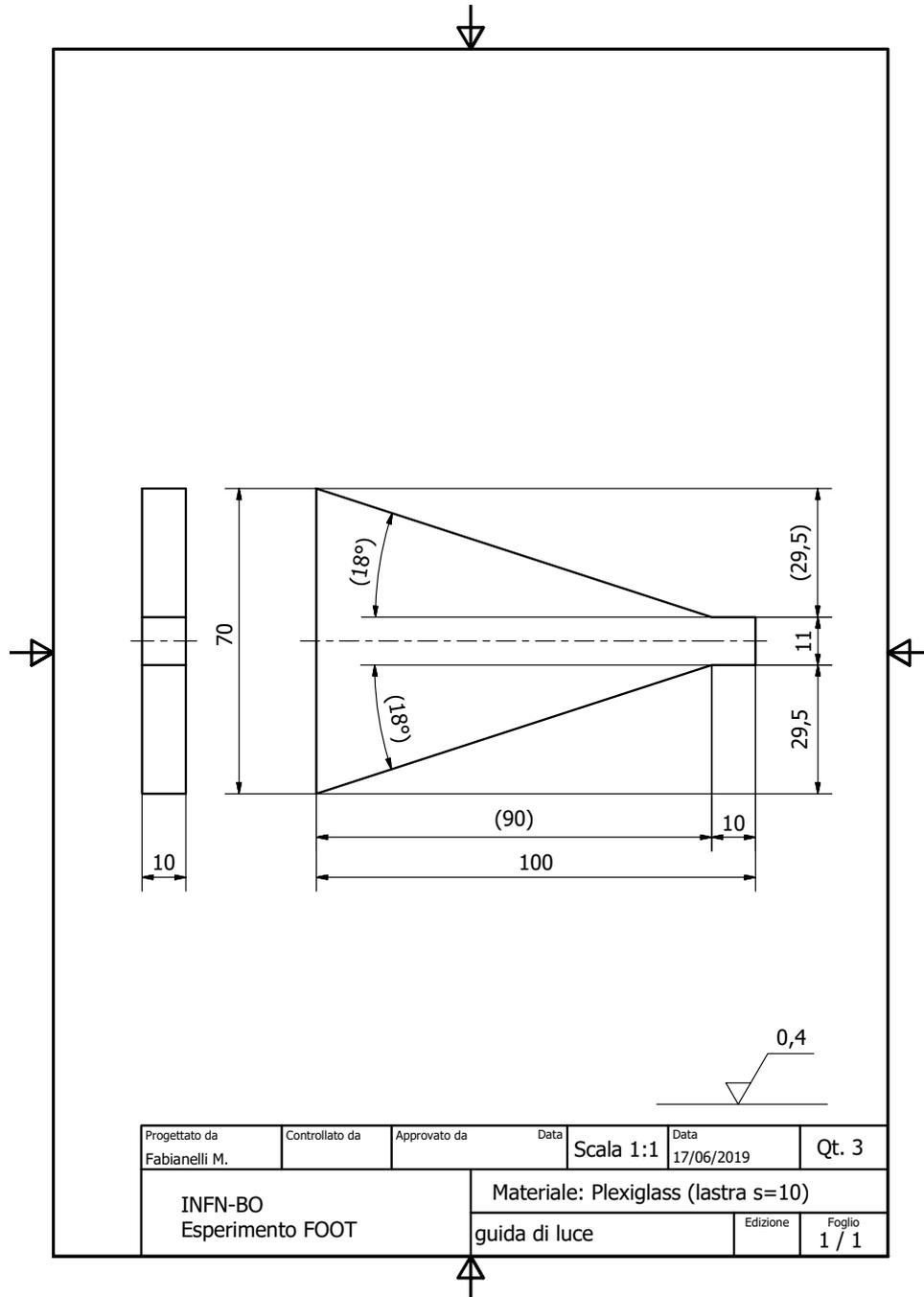
Appendice A

Disegni costruttivi

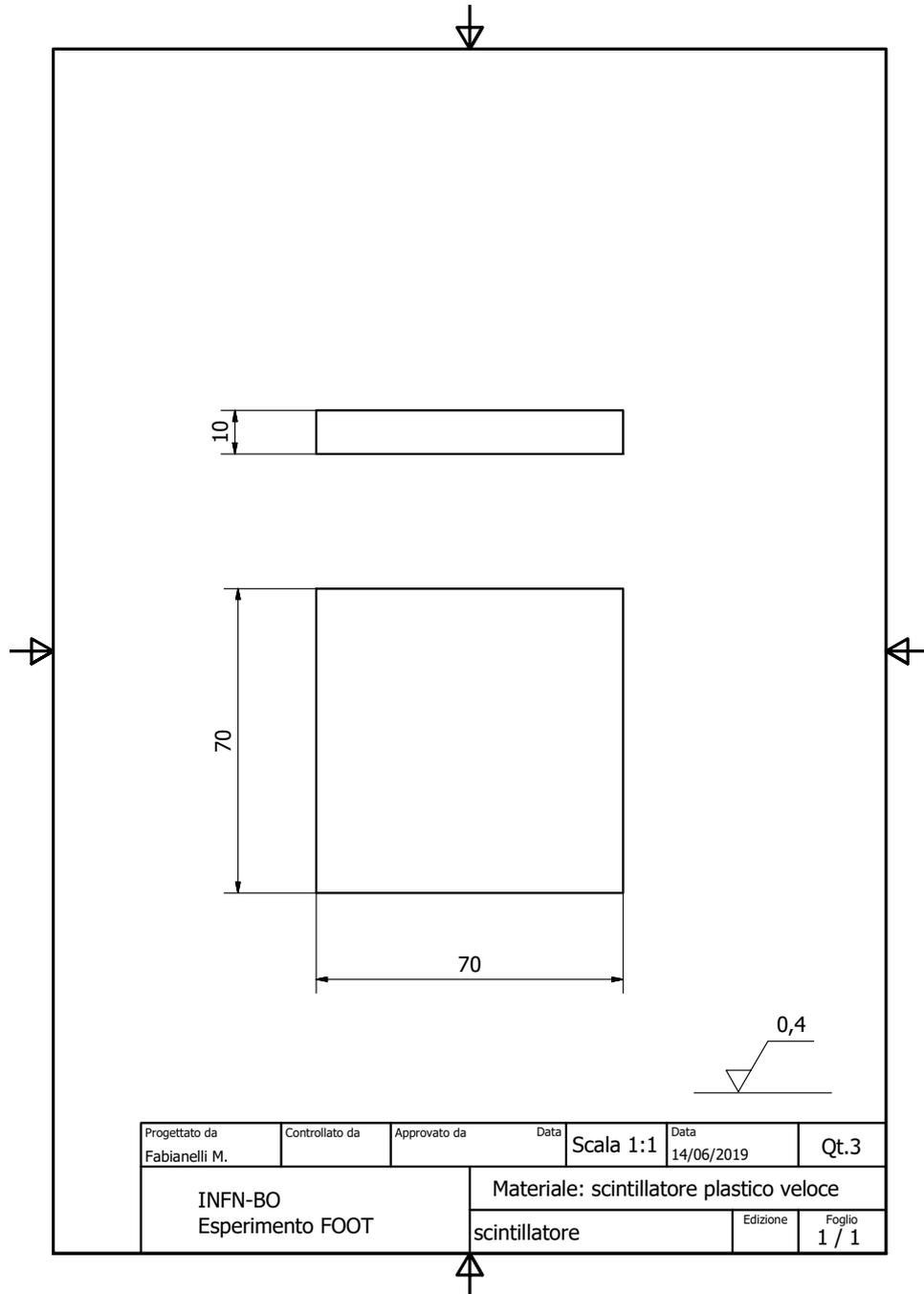
A.1 Supporto orientabile



A.2 Guide di luce

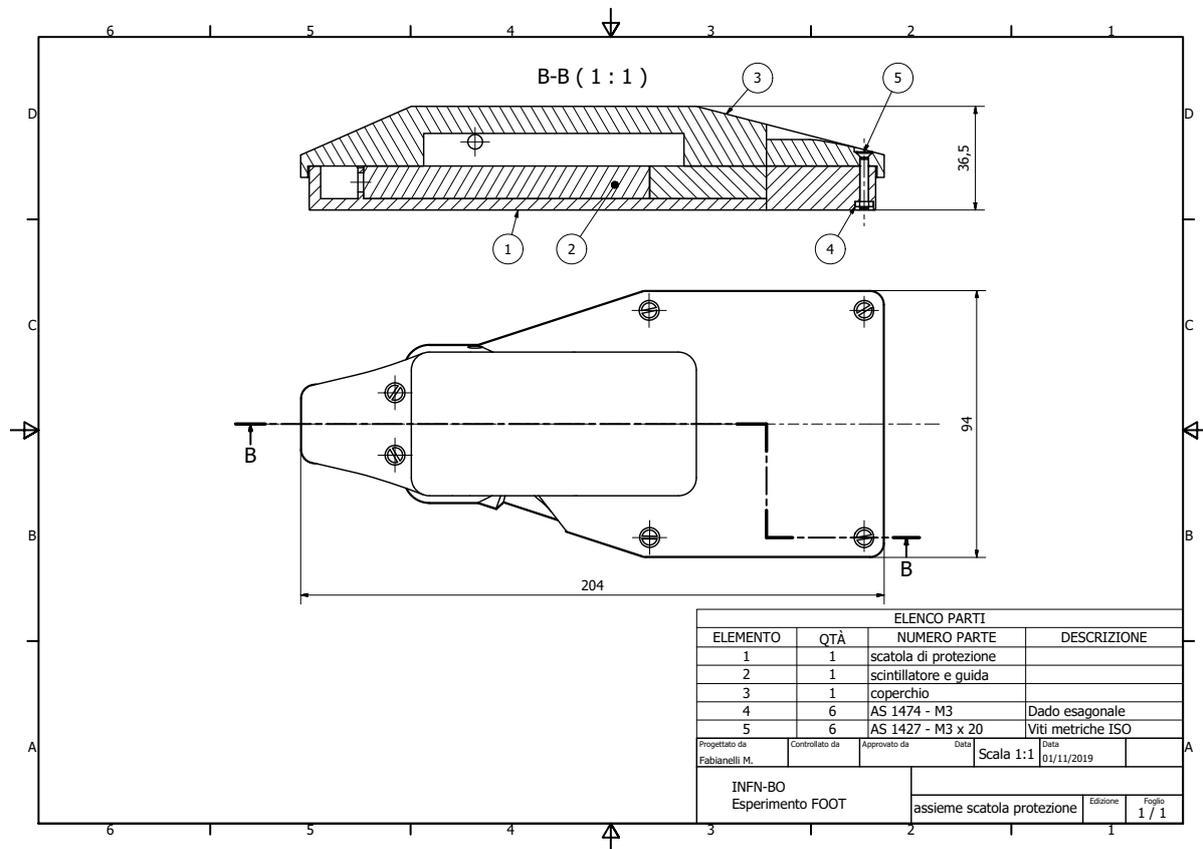


A.3 Scintillatori



| | | | | | | |
|--------------------------------|----------------|--------------|--|-----------|--------------------|-----------------|
| Progettato da Fabianelli M. | Controllato da | Approvato da | Data | Scala 1:1 | Data 14/06/2019 | Qt. 3 |
| INFN-BO Esperimento FOOT | | | Materiale: scintillatore plastico veloce | | Edizione | Foglio 1 / 1 |
| | | | scintillatore | | | |

A.4 Scatola di protezione



Elenco delle figure

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Tipico spettro di energia β [12]. | 10 |
| 1.2 | Diagramma a livelli nucleari di alcune sorgenti γ comuni; le energie riportate sono in MeV [12]. | 12 |
| 1.3 | Spettro di Bremsstrahlung emesso da elettroni incidenti su un bersaglio di Au-W, con energia di 5.3 MeV [10]. | 13 |
| 1.4 | Spettro di Bremsstrahlung con sovrapposizione di raggi X caratteristici. | 14 |
| 1.5 | Spettro γ di una sorgente di ^{22}Na [12]. | 15 |
| 1.6 | Distribuzione del numero di massa dei frammenti di fissione spontanea del ^{252}Cf [10]. | 16 |
| 1.7 | Spettro di una sorgente di neutroni di ^{252}Cf [12]. | 17 |
| 1.8 | Spettro di due sorgenti di neutroni: $^{242}\text{Cm}/\text{Be}$ (sopra) e $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ (sotto) [12]. 18 | |
| 1.9 | A sinistra: decadimento radioattivo di una catena di tre nuclei. A destra: rapporto di attività fra nucleo padre e nucleo figlio; la curva (a) mostra l'equilibrio transiente, mentre la curva (b) l'equilibrio secolare [12]. | 22 |
| 2.1 | Definizione di sezione d'urto di scattering [12]. | 25 |
| 2.3 | Curva di Bethe-Bloch in funzione dell'energia per particelle diverse [12]. | 29 |
| 2.2 | Curva di Bethe-Bloch con e senza le correzioni di densità e di shell (materiale assorbitore: rame) [12]. | 30 |
| 2.4 | Variazione della dE/dx in funzione della profondità di penetrazione di una particella carica nella materia. Il massimo di ionizzazione si ha in corrispondenza del picco di Bragg [12]. | 31 |
| 2.5 | Esempio di curva di trasmissione di particelle cariche pesanti nel materiale [12]. | 33 |
| 2.6 | Range medio delle particelle α in aria, a una temperatura di 15° centigradi e ad una pressione di 760 mm di Hg [10]. | 34 |
| 2.7 | Perdita di energia totale per radiazione e collisione degli elettroni nel rame. In tratteggiato sono evidenziate le curve dei contributi per collisione e per radiazione; l'energia critica corrisponde al punto di intersezione di queste due curve. Per confronto viene mostrata anche la dE/dx per i protoni (linea a puntini) [12]. | 36 |
| 2.8 | Curve di intensità trasmessa per elettroni in alluminio [12]. | 37 |
| 2.9 | Range degli elettroni in materiali diversi [12]. | 38 |
| 2.10 | Curve di assorbimento di elettroni provenienti dal decadimento β del ^{185}W [12]. | 39 |

| | | |
|------|---|----|
| 2.11 | Scattering multiplo di una particella carica con i nuclei [12]. | 40 |
| 2.12 | Distribuzione angolare di un fascio di elettroni di 15.7 MeV che incide su un sottile foglio d'oro [12]. | 41 |
| 2.13 | A sinistra: backscattering di elettroni; a destra: coefficiente di backscattering in funzione dell'energia, per materiali diversi [12]. | 42 |
| 2.14 | Cinematica dell'effetto Compton [12]. | 44 |
| 2.15 | Prevalenza dei processi al variare di E_γ e di Z [10]. | 46 |
| 2.16 | Sezione d'urto totale di assorbimento per i fotoni nel piombo. In tratteggiato sono visibili i contributi degli effetti fotoelettrico, Compton e produzione di coppie [12]. | 47 |
| 2.17 | Modello di abrasione-ablazione in due fasi. | 50 |
| 2.18 | Confronto tra i profili di dose di diverse particelle [14]. | 51 |
| 2.19 | Confronto tra le curve di Bragg di un fascio di protoni ($E = 145$ MeV) e un fascio di ioni di carbonio ($E = 276$ MeV/u) [7]. | 52 |
| 2.20 | Range dei protoni in acqua [14]. | 53 |
| 2.21 | Sezione d'urto totale di reazione nucleare protone-ossigeno [14]. | 54 |
| 2.22 | Spread Out Bragg Peak in acqua ottenuto come somma di diverse componenti mono-energetiche [14]. | 55 |
| | | |
| 3.1 | Fasce di Van Allen [8]. | 57 |
| 3.2 | Influenza del vento solare sul campo magnetico terrestre [8]. | 58 |
| 3.3 | Schema di accelerazione di una particella in una macchia solare [8]. | 60 |
| 3.4 | Schema di accelerazione di una particella in una coppia di macchie solari [8]. | 61 |
| 3.5 | Accelerazione di una particella dovuta ad un fronte di shock [8]. | 62 |
| 3.6 | Accelerazione di una particella dovuta a una riflessione multipla fra due fronti di shock [8]. | 63 |
| 3.7 | Guadagno in energia di una particella riflessa da una nube interstellare [8]. | 64 |
| 3.8 | Incremento del campo magnetico durante il collasso gravitazionale di una stella di neutroni [8]. | 67 |
| 3.9 | Disco di accrescimento in un sistema binario [8]. | 67 |
| 3.10 | Modello di jet in un AGN [8]. | 69 |
| 3.11 | Abbondanza degli elementi chimici nei raggi cosmici primari [8]. | 70 |
| 3.12 | Spettro di energia dei principali componenti dei raggi cosmici primari carichi [8]. | 72 |
| 3.13 | Spettro di energia dei raggi cosmici primari, scalato di un fattore E^3 [8]. | 72 |
| 3.14 | Relazione fra angolo zenitale e spessore atmosferico [8]. | 73 |
| 3.15 | Trasformazione dei raggi cosmici primari nell'atmosfera [8]. | 75 |
| 3.16 | A sinistra: cascata elettromagnetica prodotta da un fotone. A destra: cascata adronica prodotta da un protone. Entrambe le particelle hanno un'energia iniziale di 100 TeV [8]. | 76 |
| 3.17 | Spettro della quantità di moto dei protoni e dei muoni, a varie altitudini nell'atmosfera [8]. | 77 |

| | | |
|------|--|-----|
| 3.18 | Confronto fra spettro dei pioni e spettro dei muoni [8]. | 78 |
| 3.19 | Spettro dei muoni per direzione verticale e inclinata [8]. | 78 |
| 4.1 | Dipendenza della RBE dal LET [4]. | 82 |
| 4.2 | Struttura del DNA. | 87 |
| 4.3 | Accoppiamento antiparallelo del DNA. | 88 |
| 4.4 | Fasi del ciclo cellulare di un mammifero. | 89 |
| 4.5 | Principali danni da radiazione al DNA. | 90 |
| 4.6 | Schema meccanismo di riparazione per asportazione [4]. | 91 |
| 4.7 | Schema meccanismo di riparazione post-replicazione [4]. | 92 |
| 4.8 | Modello proposto per la riparazione di rotture di catena doppia del DNA [4]. | 93 |
| 4.9 | Distribuzione degli eventi ionizzanti nella molecola del DNA per radiazioni a diverso LET. Notare il massimo di RBE a $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$ [9]. | 94 |
| 4.10 | Due colture in vitro dello stesso tipo di cellule di mammifero (in scatole Petri). (A): cellule non irradiate. (B): cellule irradiate [9]. | 97 |
| 4.11 | Curve di sopravvivenza cellulare per cellule di mammifero; nella figura A è visibile il modello lineare-quadratico, mentre nella B il modello multi-target [9]. | 98 |
| 4.12 | Curva di sopravvivenza cellulare ottenuta frazionando la dose (sopra, in verde) e in una dose singola (sotto, in rosso) per cellule di mammifero [9]. | 100 |
| 4.13 | Dipendenza del rischio di cancro dallo spessore di schermatura in una missione spaziale verso Marte. Le curve continue sono per uno spessore di alluminio, mentre le curve tratteggiate sono per uno spessore d'acqua [5]. | 106 |
| 5.1 | Sezione d'urto differenziale in energia, per un fascio di ioni di ^{12}C incidente su un bersaglio di idrogeno [1]. | 109 |
| 6.1 | Schema dell'apparato di rivelazione dei frammenti pesanti [1]. | 112 |
| 6.2 | A sinistra: Dettaglio dello Start Counter. A destra: I fasci di fibre ottiche collegati ai PMT [1]. | 113 |
| 6.3 | Disegno tecnico della camera a deriva BM [1]. | 113 |
| 6.4 | A sinistra: Illustrazione schematica del doppio magnete di Halback. A destra: Campo magnetico lungo l'asse del fascio [1]. | 114 |
| 6.5 | A sinistra: Immagine frontale del Vertex Tracker. A destra: Schema di posizionamento dei rivelatori nel Vertex Tracker [1]. | 115 |
| 6.6 | A sinistra: Schema di uno strato dell'Inner Tracker. A destra: Immagine di un chip M28 [1]. | 115 |
| 6.7 | Prototipo di rivelatore per la dE/dx -TOF [1]. | 117 |
| 6.8 | Rappresentazione schematica del calorimetro [1]. | 118 |
| 6.9 | Schema dell'apparato di rivelazione dei frammenti leggeri [1]. | 119 |
| 6.10 | Schema dello spettrometro a emulsione per i frammenti leggeri [1]. | 120 |
| 7.1 | Determinazione del numero atomico Z dei frammenti studiati [1]. | 123 |

| | | |
|------|---|-----|
| 7.2 | Determinazione del numero di massa A con il metodo del χ^2 , applicando un taglio di selezione $\chi^2 < 5$ [1]. | 125 |
| 7.3 | Risoluzione percentuale di A per i frammenti di ^{12}C , ricavata con il <i>metodo del fit cinematico</i> , dopo l'applicazione di un taglio di selezione di $\chi^2 < 5$ [1]. | 126 |
| 8.1 | A sinistra: illustrazione prospettica. A destra: vista frontale del supporto orientabile. | 130 |
| 8.2 | Fasi iniziali della costruzione. | 132 |
| 8.3 | A sinistra: i supporti dei rivelatori e il supporto del braccio orientabile. A destra: il montaggio del braccio orientabile sulla colonna. | 132 |
| 8.4 | A sinistra: il montaggio dei supporti dei rivelatori con le relative staffe di fissaggio. A destra: il montaggio del supporto del goniometro. | 133 |
| 8.5 | A sinistra: fresatura degli scintillatori. A destra: lucidatura degli scintillatori e delle guide di luce. | 133 |
| 8.6 | Caratteristiche di alcuni scintillatori per impieghi generici, fra cui l'EJ-200 [16]. | 135 |
| 8.7 | Spettro di emissione dello scintillatore EJ-200 [16]. | 135 |
| 8.8 | A sinistra: le guide di luce finite. A destra: incollaggio degli scintillatori alle guide di luce con Loctite. | 136 |
| 8.9 | A sinistra: rivestimento con Mylar. A destra: rivestimento con apposito scotch nero. | 137 |
| 8.10 | Angolo di accettazione delle guide di luce. | 138 |
| 8.11 | A sinistra: Ingrandimento della finestra di un SiPM. A destra: Posizione di montaggio di un SiPM e della relativa scheda elettronica su una guida di luce. | 139 |
| 8.12 | A sinistra: Immagine tridimensionale della scatola di protezione e del coperchio. A destra: Fase di elaborazione del modello solido del coperchio. | 139 |
| 8.13 | A sinistra: Stampante 3D utilizzata. A destra: Una scatola e un coperchio appena stampati. | 140 |
| 8.14 | Time walk [12]. | 141 |
| 8.15 | CFD: Costant Fraction Discriminator [12]. | 142 |
| 8.16 | Time jitter [12]. | 142 |
| 8.17 | Montaggio dei moduli standard nel CRATE VME. | 143 |
| 8.18 | A sinistra: PC di acquisizione. A destra: oscilloscopio di taratura dei rivelatori. | 144 |
| 8.19 | Il supporto orientabile con i rivelatori montati. | 144 |
| 9.1 | A sinistra: Schema del posizionamento dei rivelatori. A destra: Schema delle misurazioni effettuate. | 145 |
| 9.2 | Istogramma e fit gaussiano del tempo di volo dei muoni. | 147 |
| 9.3 | Flusso muoni in funzione dell'angolo allo zenith. | 149 |

Elenco delle tabelle

| | | |
|-----|--|-----|
| 1.1 | Caratteristiche di alcuni α emettitori [12]. | 9 |
| 1.2 | Lista degli emettitori β^- puri [12]. | 11 |
| 1.3 | Alcune sorgenti a conversione interna [12]. | 15 |
| 2.1 | Energie critiche per alcuni materiali [12]. | 37 |
| 4.1 | Fattori qualità per i vari tipi di radiazione [12]. | 81 |
| 4.2 | Coefficienti per organi e tessuti del corpo umano [12]. | 83 |
| 4.3 | Limiti di dose raccomandati dall'ICRP [12]. | 103 |
| 7.1 | Lista dei frammenti secondari prodotti più frequentemente da un fascio di ioni di ^{16}O di energia di 200 MeV/u incidenti su un bersaglio di C_2H_4 [1]. | 123 |
| 7.2 | Ricostruzione di Z per i frammenti studiati [1]. | 124 |
| 7.3 | Picchi e precisioni dei numeri di massa A_{χ^2} applicando un taglio di selezione $\chi^2 < 5$ per i frammenti studiati [1]. | 126 |
| 7.4 | Risoluzioni testate sul TOF, p ed E_k , per determinare la precisione di A per i frammenti di ^{12}C [1]. | 126 |
| 9.1 | Flusso muoni in funzione dell'angolo allo zenith. | 148 |

Bibliografia

- [1] A. Alexandrov et al. Foot conceptual design report. Technical report, INFN, 2017.
- [2] A. Capone. https://www.phys.uniroma1.it/fisica/sites/default/files/allegati_notizie/capone_icd2016.pdf.
- [3] M. Cobal. http://www.fisica.uniud.it/cobal/site/pif_5_cosmic.pdf.
- [4] J. E. Coggle. *Effetti Biologici delle Radiazioni - III Edizione*. Edizione Minerva Medica, 1998.
- [5] F. A. Cucinotta and M. Durante. Heavy ion carcinogenesis and human space exploration. *Natural Review Cancer*, July 2008.
- [6] E. Fiandrini. http://www.fisgeo.unipg.it/fiandrin/didattica_fisica/rivelatori1516/riv_lez19_130516.pdf.
- [7] E. Garutti. http://www.desy.de/garutti/lectures/biomedical/lecture2_therapyprotonsions.pdf.
- [8] C. Grupen. *Astroparticle Physics*. Springer-Verlag Heidelberg GmbH, 2005.
- [9] E. J. Hall and A. J. Giaccia. *Radiobiology for the Radiologist - VII Edition*. Lippincott Williams and Wilkins, 2012.
- [10] G. F. Knoll. *Radation Detection and Measurement - THIRD EDITION*. John Wiley & Sons, Inc., 2000.
- [11] K.S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, Inc., 1988.
- [12] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag Heidelberg GmbH, 1994.
- [13] F. Manniti. http://www.roma1.infn.it/exp/ams/seminaristudenti/raggi_cosmici.pdf.

- [14] W. D. Newhauser and R. Zhang. The physics of proton therapy. *Physics in medicine and biology* vol. 60(8), 2015.
- [15] L. C. Simonsen, J. W. Wilson, P. B. Saganti, and F. A. Cucinotta. Model predictions and visualization of the particle flux on the surface of mars. *Journal of Radiation Research*, January 2003.
- [16] Eljen Technology. [https : //eljentechnology.com/](https://eljentechnology.com/).

Ringraziamenti

Vorrei ringraziare il direttore della sezione di Bologna dell'Istituto Nazionale Di Fisica Nucleare, il Dott. Graziano Bruni, per avermi aiutato nella scelta dell'argomento di tesi nel gruppo dell'esperimento FOOT. Inoltre ringrazio il mio responsabile di servizio il Dott. Anselmo Margotti e i colleghi del Servizio di Officina Meccanica per avermi lasciato campo libero nella realizzazione del "supporto orientabile". Un particolare ringraziamento va al Prof. Mauro Villa, mio relatore di tesi e al Dott. Roberto Spighi, mio correlatore, sempre disponibili per correzioni e chiarimenti. Ringrazio infine la mia compagna Isa e tutta la mia famiglia per avermi incoraggiato e sostenuto durante il percorso di studio, esame dopo esame.