

1 Interazione radiazione e materia

L'azione del rivelatore dipende da come l'oggetto della rivelazione interagisce con il materiale del rivelatore. Una volta stabilito il processo che vogliamo osservare dobbiamo avere piena conoscenza dei meccanismi fondamentali dell'interazione delle particelle e radiazione in gioco, poiché è solo da questa interazione che possiamo rivelare le particelle.

1.1 Tipi di interazione per ciascuna classe di particelle

Le particelle possono essere rivelate solo tramite la loro interazione con la materia:

- *Particelle cariche*: Interazione Coulombiana tra campo della particella carica in movimento e campo generato dalla struttura nucleare o elettronica della materia attraversata
- *Adroni (carichi e neutri)*: Interazione forte con nuclei del materiale attraversato, con potenziale produzione di particelle secondarie.
- *Elettroni, positroni, fotoni*: Creazione di cascate elettromagnetiche e perdita di energia, con potenziale produzione di particelle secondarie.

Le particelle secondarie sono soggette a loro volta agli stessi tipi di interazione a seconda della loro classe di appartenenza.

L'interazione coulombiana riguarda sia l'interazione con i campi nucleari sia con i campi degli elettroni degli orbitali atomici. Tuttavia, il primo tipo di interazione è molto più raro, quindi il rivelatore si deve affidare unicamente al segnale generato dall'interazione con gli e^- .

Dal punto di vista di un rivelatore sensibile all'energia rilasciata, le particelle che è possibile rivelare sono:

- particelle cariche pesanti, con massa $m \gg m_{e^-}$ - ionizzazione
- elettroni abbastanza veloci - ionizzazione
- neutroni che liberano particelle cariche pesanti - ionizzazione secondarie
- γ e X che generano elettroni - ionizzazione secondarie

La presenza di secondarie è un vantaggio perché permette di rivelare particelle che non generano direttamente un segnale rilevabile dal detector, ma presenta anche degli effetti di cui tener conto.

1.2 Perdita di energia per ionizzazione

L'interazione elettromagnetica tra una particella carica e l'elettrone atomico nel materiale consiste in un trasferimento di energia che può risultare in:

- eccitazione dell'atomo: l' e^- acquista energia che gli permette di saltare su un orbitale atomico più esterno, portando l'atomo in uno stato eccitato

- ionizzazione dell'atomo: l' e^- acquista talmente tanta energia da riuscire a liberarsi dall'attrazione elettromagnetica che lo lega al nucleo, ionizzando l'atomo

La ionizzazione prevede la formazione di coppie di ioni, ovvero un atomo ionizzato e un e^- . Nel caso dei rivelatori a semiconduttore, l'atomo ionizzato non si ricombina facilmente e può essere usato per creare il volume di rivelazione. Gli e^- diventano invece portatori di carica liberi che possono muoversi e trasportare l'informazione dell'interazione originale. La maggior parte dell'energia persa per ionizzazione è ceduta tramite la liberazione di elettroni appartenenti agli orbitali atomici del materiale, che possono essere raccolti sotto forma di segnale. In caso di incontri molto ravvicinati tra la particella passante e gli e^- atomici, l'energia trasferita all' e^- strappato dall'atomo è così elevata che a loro volta essi perdono la propria energia per ionizzazione. In quest'ultimo caso sono chiamati δ -rays, hanno un range molto piccolo, creano una nuvola di cariche secondarie nella zona di ionizzazione primaria, determinando la cosiddetta "clusterizzazione" della ionizzazione.

A titolo esemplificativo, ricordiamo che la produzione dei δ -rays ha effetti sulla ricostruzione della posizione e dell'ampiezza del segnale primario. Questo ci fa intuire quanto complesso sia il processo di ricostruzione del segnale generato da una particella primaria.

La perdita media di energia lineare per unità di percorso attraversato nel materiale è detta anche potere di frenamento S :

$$S = -\frac{dE}{dx}$$

Ricavare la generalizzazione di questo risultato, la formula di Bethe-Bloch, risulta un procedimento piuttosto elaborato, tuttavia è di fondamentale importanza nello studio delle interazioni di particelle cariche con la materia.

Per dare una derivazione abbastanza intuitiva possiamo immaginare che la particella carica di passaggio stia muovendosi con traiettoria rettilinea passante vicino all'atomo di materiale che vogliamo usare per rivelarla. Essa subirà l'interazione coulombiana prima di tutto con gli e^- dell'atomo, fatte le doverose assunzioni secondo cui:

- la traiettoria della particella incidente è (almeno localmente) rettilinea
- la velocità della particella è molto maggiore della velocità degli e^- atomici orbitanti (in sostanza e^- è fermo rispetto alla particella).

Poiché l'interazione che avviene ad ogni istante si può scomporre in contributo perpendicolare e parallelo alla direzione della particella, si può isolare la componente che non si cancella, ovvero quella perpendicolare. L'interazione dunque dipende solo dalla distanza b (detta anche *parametro di impatto*) come $1/b^2$. Dalla definizione di F coulombiana, abbiamo che a meno di una costante

$$F = k \frac{ze^2}{b^2}$$

. Se integriamo nel tempo questa forza otteniamo il momento trasferito

$$I \propto z \frac{e^2}{b^2} t = \frac{z}{b^2} e^2 \frac{b}{v} = \frac{2ze^2}{bv}$$

.

Questo e' anche il rinculo dell'e' e' quindi il momento di rinculo dell'e-, da cui si puo' calcolare l'energia cinetica acquisita dall'e-.

Ora dobbiamo passare dal contributo di un e- a quello degli e- compresi tra b e $b+db$ in una corona cilindrica circolare. In un materiale con numero atomico Z e n elettroni per cm^3 , $n = Z\rho N/A$, il numero di elettroni contenuti in una corona cilindrica infinitesima tra b e $b+db$ e' $n(2\pi b)dbdx$. Quindi l'energia cinetica trasferita agli elettroni atomici presenti nel materiale a distanza b su un intervallo di lunghezza dx e'

$$W_b = \frac{2z^2e^4}{mv^2b^2} n(2\pi b) db dx$$

Dal punto di vista della particella, l'energia persa per unita' di percorso dx nell'intervallo di parametro di impatto considerato e' dunque:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{4\pi n z^2 e^4}{mv^2} \right) \frac{db}{b}$$

Se ora voglio integrare su tutto b , dovrò porre dei limiti di integrazione (altrimenti l'integrale diverge!): b e' limitato dal fatto che il tempo di interazione non puo' essere molto piu' lungo del periodo τ tipico degli elettroni legati all'atomo, altrimenti non influenzerebbe nemmeno l'energia dell'elettrone che avrebbe tempo di spostarsi.

$$b_{max} = \tau \gamma v = \frac{\gamma v}{\bar{\nu}} = \gamma \beta ch / I$$

dove abbiamo introdotto l'energia di eccitazione media $I = h\bar{\nu}$.

Per bassi valori il b e' limitato dal fatto che l'approccio classico vale solo per distanze maggiori della distanza di de broglie (non stiamo infatti considerando la natura ondulatoria):

$$b_{min} = \lambda/2 = h/2p = h/2m\gamma v = h/2\beta\gamma mc$$

Se integriamo tra b_{min} e b_{max} otteniamo:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{mv^2} \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right)$$

Posso esplicitare il raggio classico dell'elettrone $r_e = e^2/mc^2$. Proseguendo con questa derivazione, si ottiene alla fine la formula generale della perdita di energia per particelle cariche nel mezzo:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A m_e r_e^2 c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\log \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1)$$

Grandezza	Significato
r_e	raggio classico dell'elettrone
N_A	numero di Avogadro
m_e	massa dell'elettrone
I	Potenziale di ionizzazione medio
Z, A	numero e peso atomici
ρ	densità del materiale
ze	carica della particella incidente
$\beta = v/c$	velocità della particella incidente
$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$	il fattore Lorentziano
δ	termine di correzione (effetto densità)
C	termine di correzione (Shell)
W_{max}	Massima energia cinetica cedibile per singolo urto

Se dividiamo per la densità ρ ed esprimiamo il potere di frenamento in unità di $MeV cm^2/g$, otteniamo il grafico per muoni positivi nel rame mostrato in fig. 1.

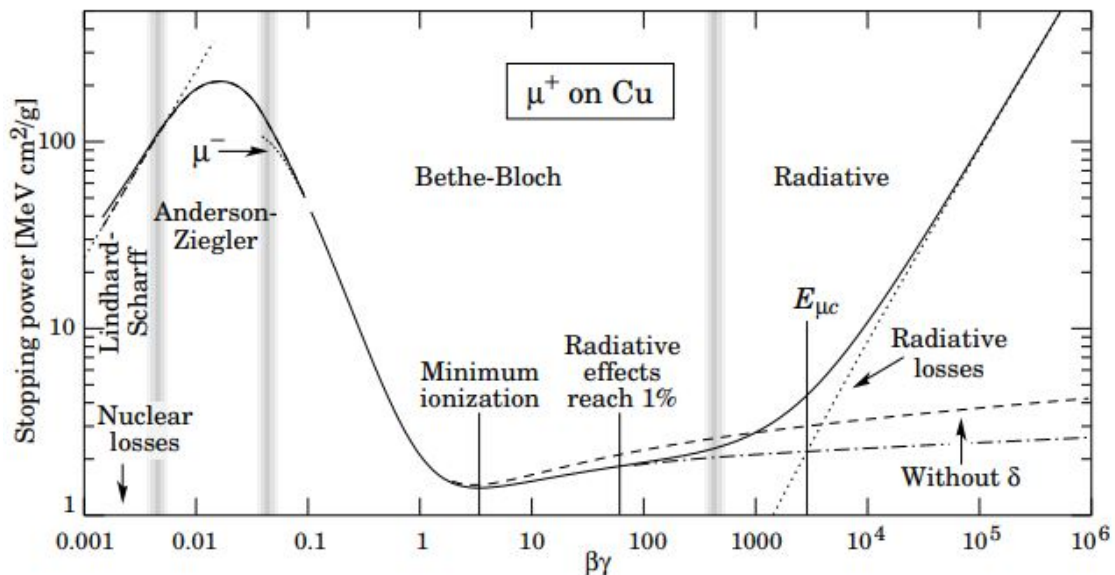


Figura 1: Perdita di energia per unità di percorso di muoni attraverso rame

La parte in parentesi quadre varia lentamente con l'energia della particella. Il fattore dominante è quindi quello moltiplicativo che è proporzionale a $1/\beta^2$. Generalmente, in regime non relativistico, la funzione decresce come $1/\beta^2$, ovvero è inversamente proporzionale all'energia. Qualitativamente, questo si deduce dal fatto che la particella lenta passa molto tempo nel campo degli elettroni orbitanti. L'impulso e quindi l'energia trasferita percepiti sono quindi più elevati.

La funzione raggiunge **un minimo per** $\beta\gamma \sim 3 - 4$, ovvero $\beta \sim 0.96$. In questo punto la particella viene detta "minimo ionizzante" o "MIP". Per velocità più alte, in teoria prevale il termine logaritmico (si parla di risalita relativistica) in quanto a regimi relativistici il campo elettrico si appiattisce e si estende nella direzione perpendicolare alla traiettoria,

coinvolgendo piu' elettroni nell'interazione. Tuttavia gli atomi del materiale posizionati tra la particella e gli elettroni lontani sono a questo punto polarizzati, schermando in tal modo il contributo degli e^- piu' lontani. Per una particella relativistica dunque la risalita e' molto lenta, proporzionale a $\ln(\beta\gamma)$. Tale correzione portata dal termine δ nella formula e' anche detta correzione di densita', ed e' ovviamente piu' accentuata nel caso di materiali piu' densi (solidi e liquidi) rispetto ai meno densi (gassosi), come visibile in fig. 2. Nella stessa figura e' visibile come il rapporto Z/A influisce sulla traslazione delle curve su y . L'andamento vicino a quello di una costante, effetto della correzione di identita', compare

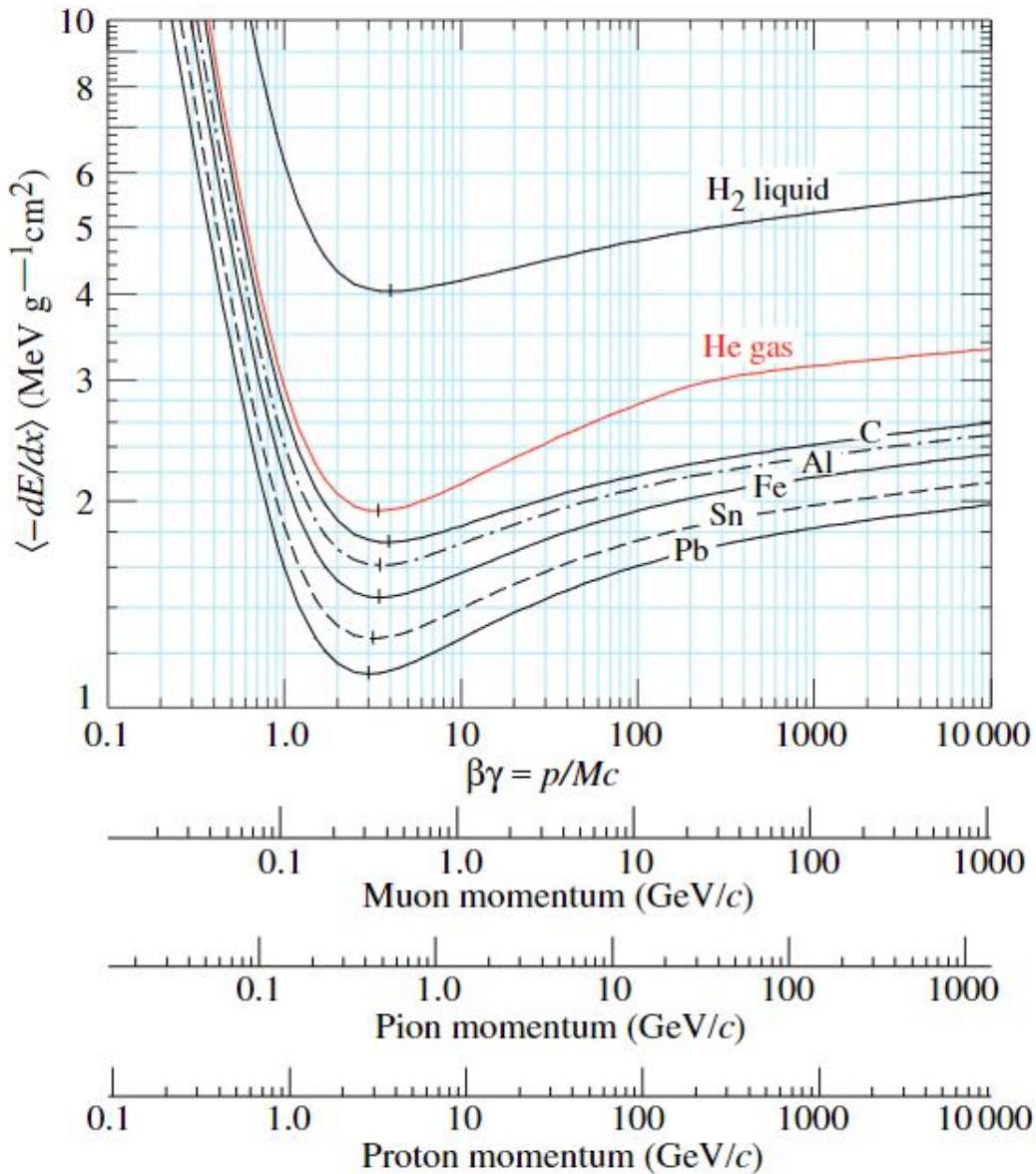


Figura 2: Perdita di energia per unita' di percorso attraverso diversi materiali per $\beta\gamma \sim 10$ (ricordiamo che in regime relativistico $\beta\gamma \sim \gamma$, in regime non relativistico e'

semplicemente $\beta\gamma \sim \beta$) 2 prende il nome di Plateau di Fermi, che studio' i contributi dagli elettroni lontani. Sul plateau di Fermi, $(dE/dx)_{plateau} \sim 1.05 - 1.1 (dE/dx)_{MIP}$ per i solidi, e $(dE/dx)_{plateau} \sim 1.5 (dE/dx)_{MIP}$ per i gas.

Notiamo che **non c'e' dipendenza diretta dalla massa**, quindi se dovessimo confrontare particelle diverse l'unica variabile rilevante e' la carica z che compare a numeratore, elevata alla seconda potenza: una particella α per esempio avra' una perdita ~ 4 volte maggiore di una particella con carica unitaria.

La dimensionalità (espressa in unità di misura) della formula di Bethe-Bloch è

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right] = \left[\frac{MeV}{cm} \right] \quad (2)$$

tuttavia è di gran lunga più utile riferirsi ad una lunghezza che non dipenda dalla densità del materiale, ossia lo *spessore massico* così definito:

$$\chi = \rho x \quad (3)$$

la cui dimensionalità (espressa in unità di misura) è:

$$\left[\chi \right] = \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad (4)$$

Esempio: Dato uno spessore $x = 1 \text{ mm}$ di silicio (Si) la cui densità vale $\rho = 2.33 \frac{g}{cm^3}$ lo spessore massico è dato dall'equazione 3, nel presente esempio si ha $\chi = 0.233 \frac{g}{cm^2}$. In pratica, invece di valutare la perdita di energia in un mm di silicio, si esprime la perdita di energia nel passaggio attraverso una certa quantità di materia, qui espressa come densità superficiale. In questo modo ci si rende indipendenti dalla densità dello specifico materiale. Quindi se per esempio ho $-dE/dx = 1 MeV cm^2/g$, nel mio sensore avro' $0.233 MeV$.

Avendo espresso dE/dx in $MeV cm^2/g$, la dipendenza dal materiale rientra solo grazie a I , l'energia di eccitazione media degli atomi del materiale, e ovviamente grazie a il numero e peso atomici del materiale. E' tuttavia una dipendenza debole. Notiamo che in fig. 3 sull'asse x sono riportate particelle diverse e la scala si riferisce al momento delle particelle, una quantità dipendente dalla massa oltre che dalla velocità'. Si nota subito come la funzione risulti solo traslata sull'asse x per diverse particelle.

In fig. 3 si vede la curva di B-B per diverse particelle che attraversano uno spessore di aria. Un'ulteriore **correzione** e' quella delle basse energie, detta **di shell**: per protoni da 1 a 100 MeV, la velocità della particella interagente non e' molto piu' veloce di quella degli elettroni atomici, quindi tale assunzione, che l'interazione coulombiana avvenga come se l'elettrone fosse fermo, cade, e il contributo proveniente da questi e- sara' minore. Sotto il picco osservato a $\beta\gamma \sim 0.01$ l'interazione viene a mancare con un andamento in funzione di $1/Z$: piu' cariche ci sono, piu' piccole sono le correzioni.

1.2.1 Perdita di energia nei materiali sottili

La perdita di energia non e' un meccanismo deterministico per la singola interazione, tuttavia puo' essere descritto in maniera statistica per il gran numero di interazioni a cui

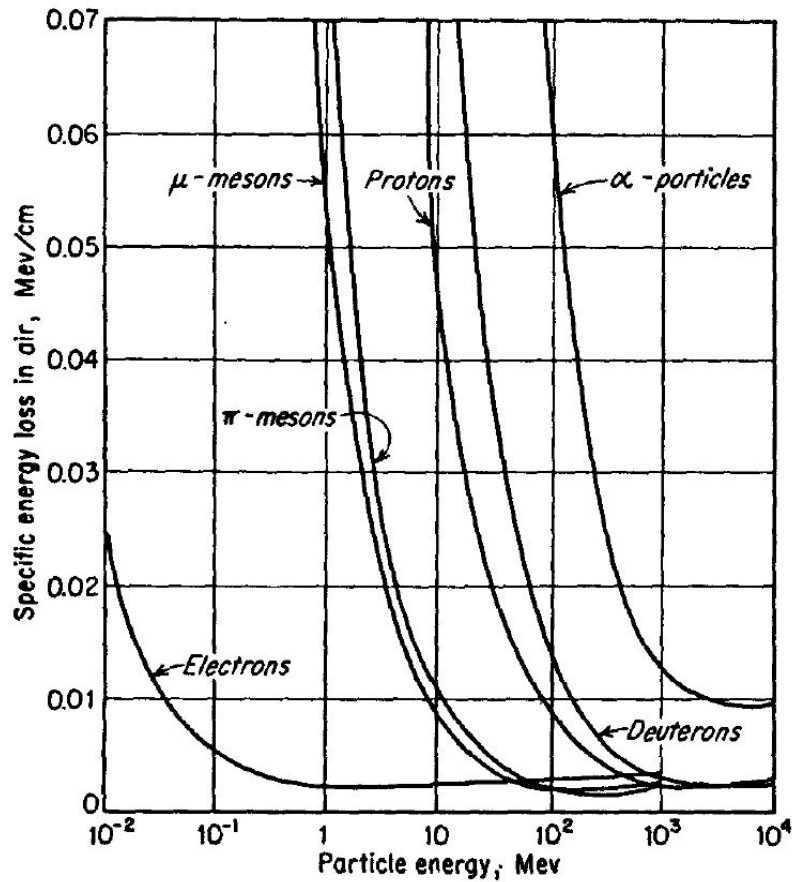


Figura 3: Perdita di energia di diverse specie di particelle cariche per unita' di percorso in aria

va incontro la particella che attraversa il materiale, come visto nella sezione precedente. L'energia media persa per unita' di percorso al passaggio nel materiale e' descritta dalla Bethe-Bloch. Tale statistica e' affetta da **grandi fluttuazioni**, sia nel numero di interazioni sia nell'energia persa per ogni interazione. Il numero di interazioni al variare del materiale attraversato segue una distribuzione poissoniana, quindi asimmetrica. Inoltre la particella puo' perdere piu' o meno energia a seconda del parametro di impatto rispetto all' e^- interagente. La maggior parte delle interazioni comporta una piccola perdita di energia per interazione, vicina al limite minimo. Eventi con interazione *head-on* (basso parametro di impatto) hanno statistica rara ma contribuiscono con una grande perdita di energia, vicina all'energia massima trasferibile. In condizioni di bassa statistica, ovvero quando ci sono poche interazioni, per esempio perche' le particelle sono molto energetiche o se gli spessori sono molto sottili, tali eventi hanno un peso maggiore, non vengono compensati dalle interazioni a bassa energia trasferita, e contribuiscono quindi a rendere asimmetrica la distribuzione statistica con coda alta verso l'alta energia.

La convoluzione della distribuzione probabilistica del numero di interazioni in funzione dello spessore e della distribuzione dell'energia persa per interazione porta alla distribuzione

di probabilita' di energia totale persa da una particella carica in un dato spessore di materiale porta a una distribuzione molto diversa da quella Gaussiana. In effetti e' Gaussiana solo vicino intorno al picco, ma poi la larghezza e' ampia e asimmetrica e non cade come $1/\sqrt{X}$. Cio' rende l'energia persa media inutile per misurare l'energia depositata nel mezzo, fluttuera' in maniera non gaussiana. Il valore a massima probabilita' invece non fluttua e viene usato per misurare l'energia rilasciata. Bisogna tenere a mente che media e MPV non coincidono.

Un'ulteriore fattore che porta alla saturazione della **misura** dell'energia persa e' la dimensione finita dei rivelatori usati: tale fattore limita la massima energia trasferibile, ragion per cui si parla di **restricted energy loss** ove nella Bethe-Bloch compare una costante W_{cut} al posto di W_{max} dipendente da β , e che scala il termine in β^2 di un fattore $(1+W_{cut}/W_{max})$. Tale restrizione porta la curva di Bethe-Bloch ad avvicinarsi a un valore costante abbassando ulteriormente il Plateau di Fermi che avevamo affrontato parlando della correzione di densita'. Questo effetto e' visibile nel confronto mostrato in fig. 4.

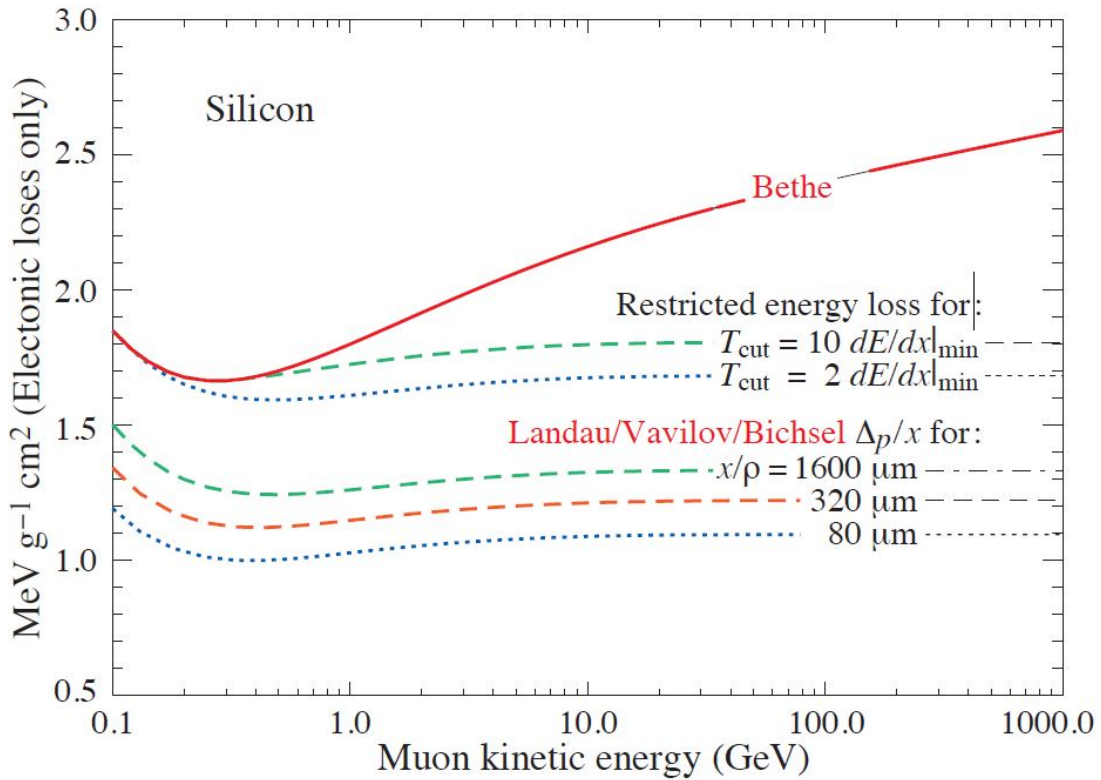


Figura 4: Bethe-Bloch completa confrontata con la versione ristretta. Altre rappresentazioni specifiche (Landau/Vavilov/Bichsel) riguardanti il valore piu' probabile di energia persa in materiali sottili visualizzati nel grafico sono trattati in sez. 1.2.1.

La distribuzione dell'energia persa negli spessori sottili e' descritta dalla funzione di Landau (5), dal nome di chi la descrisse per primo:

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right] \quad (5)$$

ed e' riportata in grafico in figura 5.

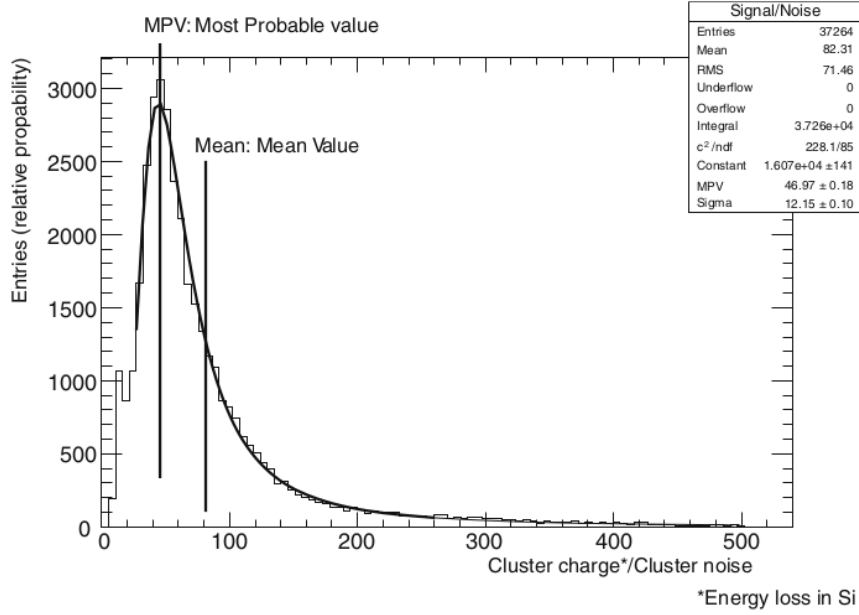


Figura 5: Grafico della distribuzione di Landau per raggi cosmici su silicio

Il parametro λ rappresenta la deviazione rispetto al valore più probabile di energia trasferita, scalato per un fattore parametrico che dipende da densità, lunghezza e da una costante caratteristica del materiale:

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E^w}{\xi} \quad (6)$$

dove ΔE è l'energia realmente persa nel materiale di spessore x , ΔE^w è l'energia più probabile persa nel materiale sottile e ξ è il parametro dipendente dalle caratteristiche del mezzo

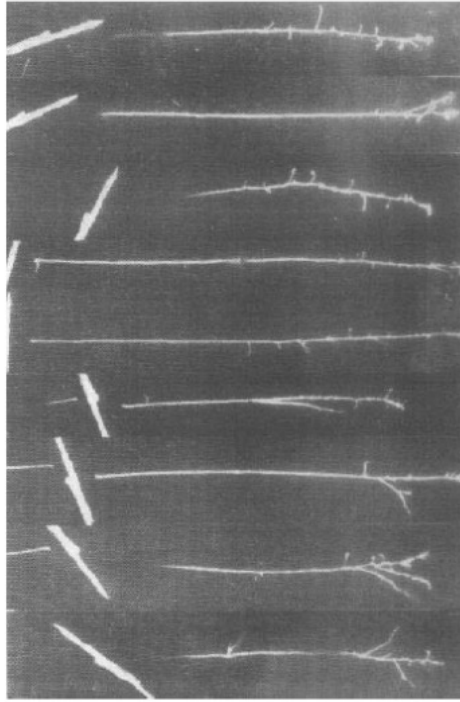
$$\xi = \rho x k \quad (7)$$

dove ρ è la densità, x la distanza percorsa nel mezzo e k un parametro caratteristico.

Una particella che passa attraverso un materiale è interessata anche da eventi con un grande trasferimento di impulso e conseguente grande perdita di energia che, seppur rari, contribuiscono a modificare la distribuzione alzando la coda della distribuzione ad alte energie. Si suppone comunque che l'energia sia piccola rispetto all'energia della particella, cosicché quest'ultima si può considerare costante: l'evento successivo avrà la particella nelle stesse condizioni cinematiche, e il processo sarà nuovamente soggetto alle stesse fluttuazioni nella perdita di energia.

In questi eventi ad alto trasferimento di energia vengono creati δ - rays che possono essere rilevati (Fig. ??).

La presenza di questi eventi infatti allunga la coda della distribuzione ad alte energie, rendendola asimmetrica, e spostando la media a valori più alti dal valore di picco, ovvero il valore più probabile (o *Maximum Probable Value* - MPV). In tali condizioni dunque, la descrizione di Bethe Bloch (perdita di energia media) sovrastima la perdita di energia più probabile.



From: <http://www.lateralscience.co.uk/cloud/diff.html>

Figura 6: I δ -rays si dipartono come rami laterali dalla ionizzazione principale.

Per spessori sottili la perdita media di energia e' molto minore della massima energia trasferibile, vuoi perche' il materiale e' sottile o perche' la particella e' minimo ionizzante: $\langle \Delta E \rangle \ll E_{max}$. Si puo' trattare la distribuzione di probabilita' di perdita di energia con tre modelli diversi, a seconda del regime individuato dal rapporto tra energia persa in media attraverso uno spessore di materiale ΔE_{BB} e l'energia massima trasferibile per una singola interazione con un elettrone atomico ΔE_{Max} , che si indica con:

$$k = \frac{\Delta E_{BB}}{\Delta E_{Max}} \quad (8)$$

- $k \leq 0.01$ si usa la distribuzione di Landau. In questa situazione la perdita di energia e' piccola rispetto all'energia massima trasferibile in una collisione (che si assume tendente all'infinito); la perdita di energia e' grande se paragonata all'energia di legame degli elettroni, si trascurano quindi le perdite piccole di energia dovute alle collisioni lontane e c'e' dunque un limite minimo sull'energia trasferibile nel singolo urto
- $k > 0.01$ Nel caso di perdite medie di energia paragonabili all'energia di legame (per esempio con silicio o TPC), non vale piu' l'assunzione di ΔE_{Max} che tende all'infinito e si usa la distribuzione di Vavilov. La distribuzione ha in questo caso code un po' meno asimmetriche il parametro λ della Landau viene modificato.

- $k \geq 10$ è valida la distribuzione di Gauss: l'energia persa in una collisione e' una variabile casuale, le collisioni statisticamente indipendenti, l'energia totale persa e' la somma di tutte le singole energie perse con la stessa distribuzione, ed e' quindi gaussiana per il limite centrale.

Le distribuzioni misurate su spessori via via piu' sottili sono visibili in fig. 7. Nelle misure si può vedere come il MPV di energia persa per unita' di percorso per diversi spessori di materiali cresce al crescere dello spessore, con una media che rimane più alta.

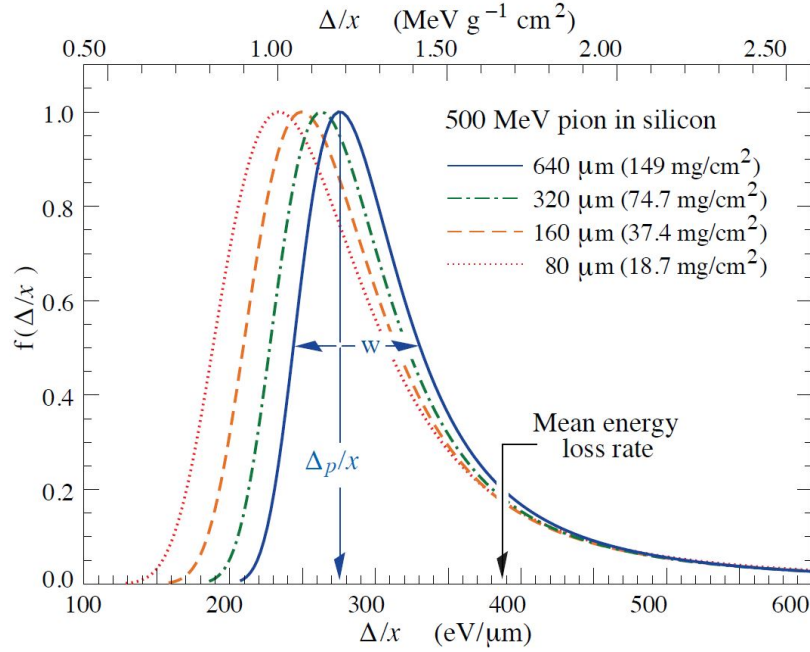


Figura 7: Perdita di energia di pioni da 500 MeV in 80-160-320-640 μm di silicio: distribuzione della perdita di energia per micron, normalizzate sul picco del MPV. Il tasso di perdita media di energia e' costante.

Come si vede, nonostante la media sia fissa, il valore piu' probabile di tasso di perdita di energia diminuisce al diminuire dello spessore attraversato.

Visto che il picco MPV e' fisso mentre la media e' soggetta a fluttuazioni, si tende a usare metodi del tipo l'eliminazione degli eventi con il 30% piu' alto della distribuzione, per poi fittare gli altri con una gaussiana, o una media troncata con eliminazione del valore piu' alto, nel caso di pochissime misure.

La perdita di energia in **materiali compositi** o leghe si tratta come una sommatoria di perdite di energia in strati sottili di elementi puri diversi nella giusta proporzione:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \sum w_j \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_j$$

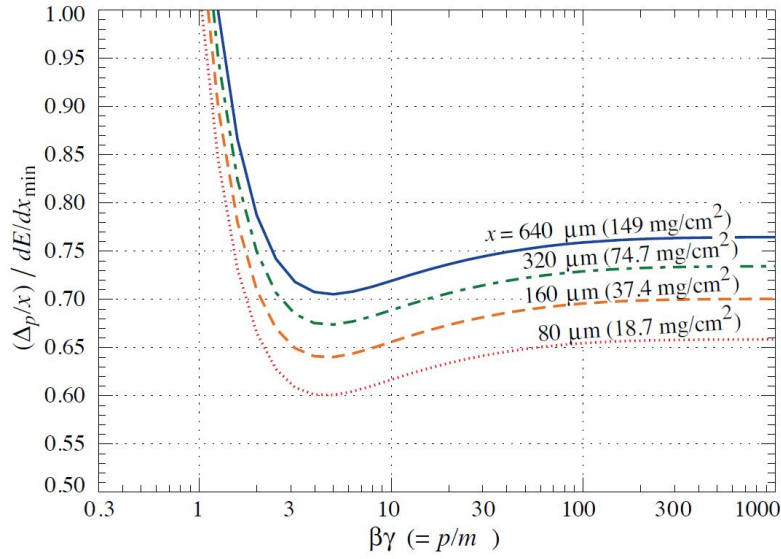


Figura 8: MPV per l'energia persa da pioni da 500 MeV in 80-160-320-640 μm di silicio, riscalata sulla perdita di energia media di una particella minimo ionizzante (388 eV/ μm)

1.3 Lunghezza di radiazione

La lunghezza di radiazione X_0 e' un modo di rappresentare lo spessore di un materiale a seconda di come viene visto dalla particella che lo attraversa in termini di densita' di interazioni. Equivale alla distanza su cui un elettrone riduce la sua energia iniziale E_0 di un fattore $1/e$ solo per emissione di radiazione di Brehemstrahlung, che per gli elettroni e' quella che domina a energie medio-alte: $E(X_0) = \frac{E_0}{e}$. E' il termine che compare nel numeratore dell'esponente della funzione di attenuazione dell'energia per perdita di radiazione

$$E(x) = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}}$$

Da notare che questa non e' un'attenuazione in intensita' (ovvero in numero di fotoni contati dall'altro lato di uno strato di materiale su cui si e' puntato un fascio di fotoni) ma in energia delle particelle. In letteratura, X_0 e' riportata sempre per gli elettroni, ed e' una caratteristica del materiale attraversato. In prima approssimazione, la lunghezza di radiazione si puo' calcolare come:

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g/cm}^2 A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

con Z e A rispettivamente numero atomico e peso atomico del materiale attraversato.

Lunghezze di radiazione tipiche per alcuni materiali sono riportate in Tab. 1:

Cio' vuol dire che ci vuole uno spessore di acqua 4 volte piu' grande di quello di silicio perche' la particella perda la stessa energia, ovvero che introdurre dell'alluminio sulla traiettoria di una particella carica ha un effetto di attenuazione tre volte minore del rame.

materiale	X_0 [cm]
acqua	36.0
aria	30 000
H	731 000
Si	9.4
Cu	1.43
Al	8.9

Tabella 1: Lunghezza di radiazione espressa in *cm*.

Se andiamo a esprimere la X_0 in termini di densita' superficiale [g/cm^2], possiamo confrontare i contributi di vari elementi in maniera uniforme. Per esempio se io voglio introdurre un massimo di una lunghezza di radiazione sulla traiettoria di una particella, posso semplicemente sommare i contributi in tale unita', che rappresenteranno poi spessori fisici diversi.

Material	Z	A	X_0 [g/cm^2]	X_0 [cm]
Hydrogen	1	1.01	61.3	731 000
Helium	2	4.00	94	530 000
Lithium	3	6.94	83	156
Carbon	6	12.01	43	18.8
Nitrogen	7	14.01	38	30 500
Oxygen	8	16.00	34	24 000
Aluminium	13	26.98	24	8.9
Silicon	14	28.09	22	9.4
Iron	26	55.85	13.9	1.76
Copper	29	63.55	12.9	1.43
Silver	47	109.9	9.3	0.89
Tungsten	74	183.9	6.8	0.35
Lead	82	207.2	6.4	0.56
Air	7.3	14.4	37	30 000
SiO ₂	11.2	21.7	27	12
Water	7.5	14.2	36	36

Figura 9: Numero di carica, numero di massa atomica e lunghezza di radiazione espressa in g/cm^2 e *cm* per diversi materiali.

1.4 Scattering Coulombiano multiplo

Una particella che attraversa la materia sara' dispersa da potenziali Coulombiani di nuclei ed elettroni incontrati, attraverso le reazioni di:

- Ionizzazione: perdita di energia per collisione con gli elettroni atomici
- Scattering Coulombiano: deviazione per interazione coi campi coulombiani dei nuclei