

Figure 23: Meccanismi di produzione di coppie e radiazione di frenamento a confronto.

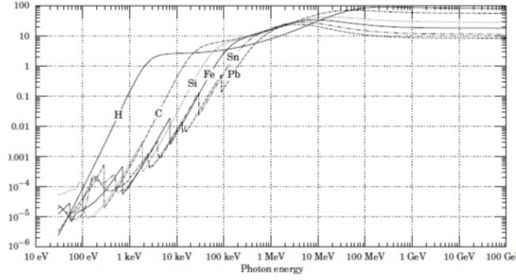


Figure 24: Lunghezza di assorbimento di fotoni su vari materiali al variare dell'energia.

2.6.4 Considerazioni sull'interazione dei fotoni con la materia

Come abbiamo visto le sezioni d'urto dei vari processi di interazione dipendono dall'energia e dalle caratteristiche del materiale su cui incidono e pertanto anche la sezione d'urto totale σ_T ha una forte dipendenza dall'energia del fotone incidente e dal numero atomico del materiale (vedasi figura 20). L'importanza relativa dei 3 processi dipende sostanzialmente dall'energia del fotone e dal numero atomico del materiale assorbitore. In fig. 19 e' possibile osservare come contribuiscono i diversi meccanismi (fotoelettrico, Compton e produzione di coppie) alla sezione d'urto totale per interazioni su carbonio e piombo. Il coefficiente di assorbimento risultante μ sara' dato dalla somma dei vari coefficienti di assorbimento: $\mu = \mu_{pe} + \mu_C + \mu_{pair}$, essendo $\mu = N_0 \sigma_T = \lambda^{-1}$ con λ il cammino libero medio (o lunghezza di assorbimento) visibile in figura 24. Si noti che vi e' un valore di energia, relativo al minimo della sezione d'urto totale, che corrisponde al massimo della lunghezza di interazione e quindi al massimo della trasparenza. Ogni elemento e' caratterizzato da una ben definita lunghezza di assorbimento e con un comportamento al variare dell'energia che identifica univocamente l'elemento in questione.

L'andamento del coefficiente di assorbimento sara' pertanto fondamentale nel valutare la probabilita' di interazione di fotoni di data energia dato che cio' avra' una diretta conseguenza sull'efficienza del rivelatore, se l'elemento in questione e' quello di cui il rivelatore e' costituito, ovvero sull'efficienza nel fermare la radiazione, se l'elemento in questione e' usato come schermo.

2.6.5 Gli sciami elettromagnetici

Come abbiamo visto alle alte energie i processi dominanti sono la produzione di coppie per i fotoni e la radiazione di frenamento per gli elettroni e positroni. Questi processi sono caratterizzati da una scala delle lunghezze che e' la lunghezza di radiazione L_R . Quando un elettrone o un fotone di alta energia colpiscono un materiale

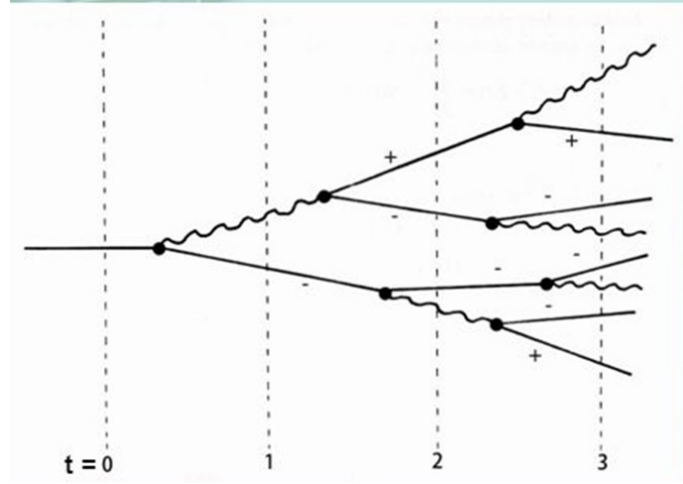


Figure 25: Schema dello sviluppo longitudinale di uno sciame elettromagnetico.

si ha la formazione di un processo a cascata (detta *cascata* o *sciame elettromagnetico*) in cui, mediamente dopo ogni lunghezza di radiazione, i fotoni creano coppie elettrone-positone mentre a loro volta gli elettroni (e i positoni) emettono fotoni dando quindi luogo ad un processo moltiplicativo. Dopo t lunghezze di radiazione lo sciame è composto da un numero $N(t) = 2^t$ particelle di energia $E(t) = E_0/2^t$ (ove si è supposto di suddividere a metà l'energia ad ogni processo di moltiplicazione). Quando l'energia media degli elettroni e positroni diventa inferiore all'energia critica il processo di moltiplicazione si ferma e gli elettroni perdono la loro energia per ionizzazione arrestando così la cascata.

Il processo, che dipende pertanto essenzialmente dalla lunghezza di radiazione del mezzo, si sviluppa in prima approssimazione secondo la seguente equazione

$$t_{max} = \frac{1}{\ln 2} \ln(E_0/E_c)$$

essendo $t_{max} = x_{max}/L_R$ la posizione del massimo dello sciame espressa in unità di lunghezze di radiazione ed E_0 l'energia del fotone (elettrone) incidente.

La relazione vale pertanto per qualsiasi mezzo se espressa in unità di lunghezze di radiazione e ci mostra che il massimo dello sciame aumenta solo logicamente con l'energia della particella incidente. In figura 25 si può vedere uno schema dell'evoluzione dello sciame mentre in fig. 26, si può seguire lo sviluppo longitudinale dell'energia depositata. Il forte contenimento dello sviluppo dello sciame rende possibile far rilasciare quasi completamente l'energia della particella incidente in un rivelatore di poche lunghezze di radiazione. Tale rivelatore diventa pertanto un calorimetro (calorimetro elettromagnetico) atto alla misura dell'energia di fotoni ed elettroni di alta energia. Si noti che si è parlato anche di elettroni, perché una volta iniziato il processo non vi è alcuna differenza se il processo è stato iniziato da un fotone o un elettrone.

2.7 Cenni sulla rivelazione di neutroni e neutrini

Nel caso di particelle che non interagiscono elettromagneticamente con gli atomi del mezzo la rivelazione è mediata da una prima interazione in cui vi è trasferimento di energia a particelle cariche (similmente a quanto abbiamo visto nel caso dei fotoni)

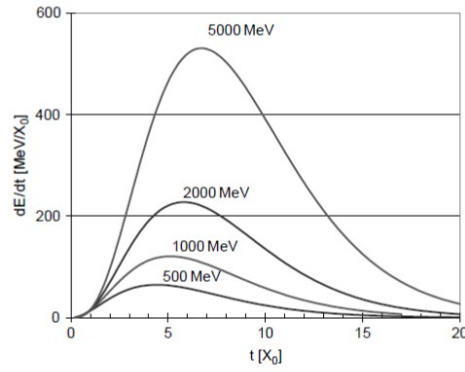


Figure 26: Schema dello sviluppo longitudinale dell'energia rilasciata da uno sciame elettromagnetico.

che successivamente interagiranno con il rivelatore. Consideriamo qui due casi: i neutroni ed i neutrini. E' ovvio che la loro rivelazione sarà mediata da forze diverse, nel caso dei neutroni quella forte, nel caso dei neutrini quella debole. Le reazioni a cui vanno soggetti i neutroni, sono dell'ordine dei barn o frazione di barn variando fortemente con l'energia; ad esempio alle basse energie un neutrone può essere catturato con emissione di nucleoni o nuclei leggeri (ad es. $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}$) mentre al crescere dell'energia può dare luogo a diffusione elastica o a cascate adroniche con la produzione di un gran numero di particelle.

La rivelazione dei neutrini, data la loro piccolissima sezione d'urto ($\sim 10^{-40}\text{cm}^2$) con la materia, necessita di flussi di particelle molto elevati (ad esempio da reattori nucleari) e/o bersagli molto grandi. La rivelazione può avvenire ad esempio andando a rivelare l'elettrone emesso dalla reazione $\nu + n \rightarrow p + e^-$ oppure nella diffusione elastica $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$.

3 Metodi e tecniche di rivelazione delle particelle: alcune misure fondamentali

Negli esperimenti moderni, contrariamente ai primi esperimenti ove talvolta bastava individuare l'avvenuto passaggio di una particella, si cerca di determinare il maggior numero possibile di informazione relative alla reazione in esame. Idealmente si vorrebbero misurare i quadrimpulsi e le cariche di tutte le particelle finali, separando nello spazio e nel tempo tutte le particelle relative ad un determinato evento.

Cio' non e' mai possibile mediante l'uso di un unico rivelatore, e bisogna pertanto utilizzare diversi rivelatori e tecniche sperimentali contemporaneamente. La scelta dipendera' dal tipo di reazione che si vuole studiare e dalle condizioni di misura.

Molti dei metodi e dispositivi discussi di seguito sono comunemente usati nella fisica nucleare e delle particelle, ma in generale nella fisica delle alte energie , sia su esperimenti a bersaglio fisso che su collisionatori, comunemente si usano rivelatori molto grandi e complessi che integrano molti diversi sub-rivelatori in un singolo dispositivo. Tali sistemi si basano molto su elettronica veloce e computer per monitorare e controllare i sotto-rivelatori e per coordinare, classificare e registrare la vasta quantità di informazioni che fluiscono da diverse parti dell'apparato. Pertanto, sebbene nella presente trattazione si focalizzi essenzialmente sulla fase iniziale di risposta della parte sensibile di un rivelatore e successiva formazione del segnale, e' importante sottolineare che un apparato sperimentale ed il suo funzionamento sono il risultato di un sistema molto complesso in cui anche l'elettronica di lettura, gestione e temporizzazione nonche' la raccolta, filtraggio e salvataggio dei dati sono parte integrante del sistema di rivelazione.

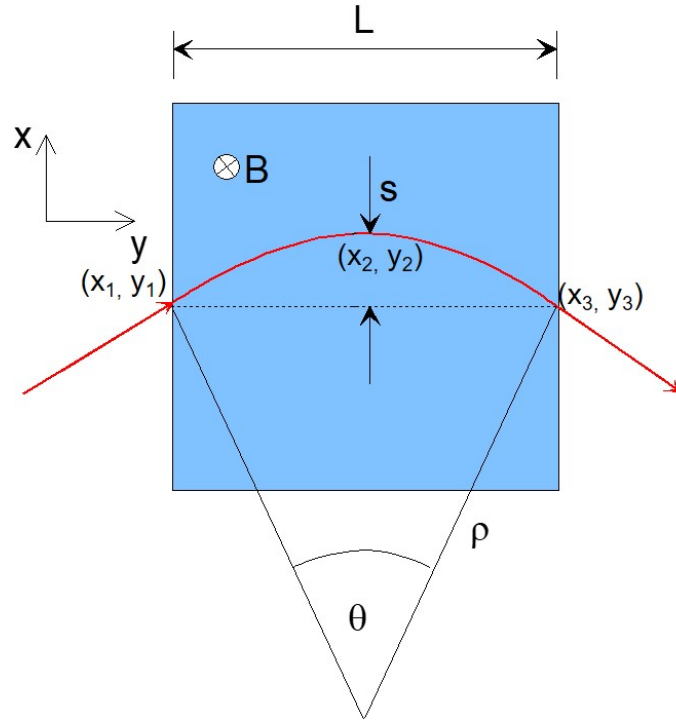


Figure 27: Determinazione dell'impulso mediante uno spettrometro (esempio di carica positiva che attraversa una regione di campo magnetico. I punti neri rappresentano i 3 punti di misura del passaggio della particella).

3.1 Misure di impulso di particelle cariche

Vi sono ovviamente molti modi di determinare l'impulso di una particella carica, ad esempio dalla determinazione della massa e velocità della stessa, ma il metodo più comune è quello di determinarla dalla misura della curvatura della sua traccia all'interno di un campo magnetico applicato dall'esterno. È prassi comune racchiudere le camere traccianti in un campo magnetico per eseguire l'analisi dell'impulso. Un apparato che è dedicato alla misurazione dell'impulso è chiamato spettrometro magnetico. Consiste tipicamente di un magnete e una serie di rivelatori per tracciare il passaggio delle particelle. Il dettaglio della sua architettura dipende dalla natura dell'esperimento in corso. Il moto della particella è regolato dalla forza di Lorentz

$$\mathbf{F}_L = q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$$

Se $\mathbf{B}$ è ortogonale a $\mathbf{v}$, la traiettoria è una circonferenza di raggio

$$\rho = p/qB$$

(essendo $mv^2/r = qvB$), da cui ricaviamo

$$p = qB\rho \tag{16}$$

Se misuriamo p in [GeV/c], B in [Tesla] e ρ in [m] l'equazione precedente diventa, per particelle di carica unitaria,

$$p = 0.3B\rho \tag{17}$$

Un tracciatore immerso in campo magnetico permette dunque di misurare l'impulso di una particella. Se consideriamo un rivelatore quale quello schematizzato in figura

27 in cui si sottintende che almeno tre punti siano misurati (quello di entrata e di uscita piu' un terzo punto intermedio), per piccole deflessioni possiamo determinare la sagitta s dovuta alla deflessione della particella all'interno del rivelatore dopo un percorso (definito dalla corda L) in un campo magnetico B : come

$$s = \rho \left(1 - \cos \frac{\theta}{2} \right) = 2 \rho \sin^2 \left(\frac{\theta}{4} \right) \quad (18)$$

essendo θ l'angolo di cui è ruotato il raggio della circonferenza. Per piccoli valori di θ abbiamo

$$s = \rho \frac{\theta^2}{8} = \frac{1}{8} \left(\frac{p}{0.3B} \right) \left(\frac{0.3L}{p} \right)^2 = \frac{0.3BL^2}{8p} \quad (19)$$

ove si è posto

$$\theta \sim L/\rho = 0.3 \frac{LB}{p}$$

Avremo pertanto

$$p = 0.3 \frac{BL^2}{8s} \quad (20)$$

e quindi

$$\sigma_p = 0.3 \frac{BL^2}{8s^2} \sigma_s \quad (21)$$

ed infine

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{\sigma_s}{s} = \frac{8p}{0.3BL^2} \sigma_s \quad (22)$$

da cui si vede che il potere risolutivo sull'impulso è direttamente proporzionale alla risoluzione spaziale ed è tanto migliore quanto maggiore è BL^2 , che è quindi il parametro che caratterizza lo spettrometro. Si noti anche che la risoluzione peggiora linearmente con l'aumentare dell'impulso da misurare e che ha maggior rilievo la lunghezza del rivelatore rispetto al valore del campo magnetico per l'ottimizzazione della risoluzione sull'impulso. Se x_1, x_2 e x_3 sono le coordinate dei 3 punti misurati della traccia (vedasi figura 27) e presi in considerazione per la determinazione della sagitta, risulta

$$s = x_2 - \frac{x_1 + x_3}{2}$$

e l'errore sulla determinazine della sagitta sarà pertanto

$$\sigma_s = \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma_x$$

essendo σ_x relativo alla misura della coordinata x . Ne segue pertanto che

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{\sigma_s}{s} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{8p}{0.3BL^2} \sigma_x \quad (23)$$

Come esempio, si consideri una particella di impulso $p = 1$ GeV/c, un campo magnetico $B=1$ T, $L=1$ m e una risoluzione spaziale $\sigma_x = 200\mu m$. La risoluzione ottenibile sulla misura dell'impulso della particella è

$$\frac{\sigma_p}{p} \simeq 6 \cdot 10^{-3}$$

Nota: in questa discussione si è trascurato il contributo dello scattering multiplo coulombiano al peggioramento della risoluzione spaziale e quindi dell'impulso, che è ovviamente sempre presente.

3.2 Misure di energia (cenni)

Se sono note due grandezze tra massa, velocità e impulso è nota anche l'energia: $E = mc^2\gamma = pc/\beta$ (essendo $m = p/\gamma\beta c$). Una misura diretta di γ si può fare con rivelatori sensibili alla radiazione di transizione, ma è un metodo di misura difficile perché l'intensità della radiazione di transizione è bassa. Per la misura di velocità e impulso si vedano i paragrafi seguenti. Per fotoni o elettroni si sfrutta lo sviluppo di sciame elettrofotonici. Un rivelatore capace di contenere tutto lo sviluppo di uno sciame e di misurare la ionizzazione dei secondari è chiamato calorimetro. Come già discusso, la grandezza caratteristica dello sviluppo di uno sciame è la lunghezza di radiazione e lo spessore di materiale necessario per assorbire l'energia di uno sciame aumenta lentamente, con il logaritmo dell'energia: quindi l'energia della particella primaria è assorbita in un numero limitato di lunghezze di radiazione. Materiali con densità e Z elevati hanno una piccola lunghezza di radiazione e possono assorbire gli sciame in dimensioni contenute. Un calorimetro può essere omogeneo o a campionamento. Il primo è realizzato con cristalli scintillanti oppure con vetri di elevata densità che emettono radiazione Cherenkov. Il secondo è realizzato alternando strati di assorbitore con strati di rivelatore costituiti di scintillatori, o rivelatori a gas, o camere a ionizzazione a liquido, o rivelatori a semiconduttore. Poiché il numero di secondari è proporzionale all'energia della particella primaria, $N = \sum n_{sec} = kE$ e lo sviluppo dello sciame è un fenomeno statistico, la risoluzione in energia dovuta alle fluttuazioni del numero di secondari

($\delta N = \sqrt{N}$) migliora con l'energia

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{\delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{kE}}$$

Anche gli adroni di alta energia possono dare luogo a fenomeni di sciame (sciame adronico) rilasciando una parte rilevante di energia all'interno del calorimetro adronico con cui è possibile fare una misura dell'energia del l'adrone incidente.

3.2.1 Misure di velocità

Il metodo più semplice per determinare la velocità di una particella è tramite una misura del tempo di volo *tof*, riferita ad un ben definito cammino L tra due rivelatori, ma non è ovviamente l'unico. Un altro metodo è ad esempio la misura contemporanea dell'impulso e della massa, oppure la misura della velocità tramite la determinazione dell'angolo di emissione Cherenkov per quelle particelle che sono sopra soglia di emissione. Tornando alla misura della velocità v tramite tempo di volo, risulta

$$v = \frac{L}{tof}$$

essendo $tof = t_2 - t_1$, la differenza tra i tempi misurati al passaggio attraverso il rivelatore 2 e attraverso il rivelatore 1. Risulta pertanto

$$\sigma_v = \frac{L}{tof^2} \sigma_{tof}$$
$$\sigma_v = \frac{L}{tof^2} \sigma_{tof} = \frac{L\sqrt{2}}{tof^2} \sigma_t$$

$$\frac{\sigma_v}{v} = \frac{\sigma_{tof}}{tof} = \frac{v}{L} \sigma_{tof}$$

ed essendo

$$\sigma_{tof} = \sqrt{2} \sigma_t$$

con σ_t la deviazione standard relativa alla misura dei tempi t_1 e t_2 , abbiamo infine

$$\frac{\sigma_v}{v} = \frac{\sigma_{tof}}{tof} = \sqrt{2} \frac{v}{L} \sigma_t \quad (24)$$

che ci dice quale dev'essere la base di volo L per ottenere la desiderata risoluzione sulla velocita'. Es.: sia $\sigma_t = 0.1ns$, $v \sim 0.5c$ la velocita' massima che si vuole misurare e $\frac{\sigma_v}{v} = R = 1\%$ l'obiettivo sulla risoluzione della misura di velocita' (impulso, se nota la massa della particella non relativistica). Per raggiungere tale obiettivo sara' necessario porre i rivelatori per la misura del tempo di volo ad una distanza

$$L \geq \sqrt{2} \frac{0.5c}{R} \sigma_t \simeq 150 \sqrt{2} \text{ cm}$$

Osservazione: La determinazione dell'impulso di particelle cariche attraverso il loro tempo di volo tra due contatori di scintillazione richiede, per impulsi elevati, ottima risoluzione temporale e un percorso di volo abbastanza lungo. Si provi a valutare il valore di L necessario per ottenere una risoluzione in impulso del 2% con rivelatori con $\sigma_t = 0.05ns$

3.2.2 Misura di vita media

Molte particelle (e nuclei) sono instabili e decadono con vita media τ definita dalla legge di decadimento $N(t) = N_0 e^{-t/\tau}$. Le misure di vita media variano in un estesissimo intervallo di valori (la vita media del ^{238}U , $\sim 10^{10}$ anni, e quella di una risonanza adronica come la Δ , dell'ordine di $10^{-25}s$, differiscono per 40 ordini di grandezza all'incirca!) e la loro misura viene pertanto fatta con diversi metodi e tecniche.

- Se la vita media è molto maggiore della durata della misura Δt ($\Delta t/\tau \ll 1$) la vita media si determina contando il numero di decadimenti N_d nell'intervallo di tempo Δt , una volta nota la popolazione del campione mediante la formula

$$\tau = \frac{N(t)}{N_d} \Delta t$$

essendosi sviluppata al prim'ordine in un intorno di t la $N(t)$

$$N_d = N(t) - N(t + \Delta t) \approx N(t) \frac{\Delta t}{\tau}$$

Questo metodo è applicabile alla maggior parte dei nuclei radioattivi. La risoluzione e' determinata dall'errore statistico ($\sqrt{N_d}$) e dalla conoscenza del campione iniziale $N(t)$

- Se τ è confrontabile con la durata della misura ed è possibile conoscere l'istante in cui la particella è stata prodotta, la vita media si determina misurando la distribuzione dei tempi di decadimento

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{N_0}{\tau} e^{-t/\tau}$$

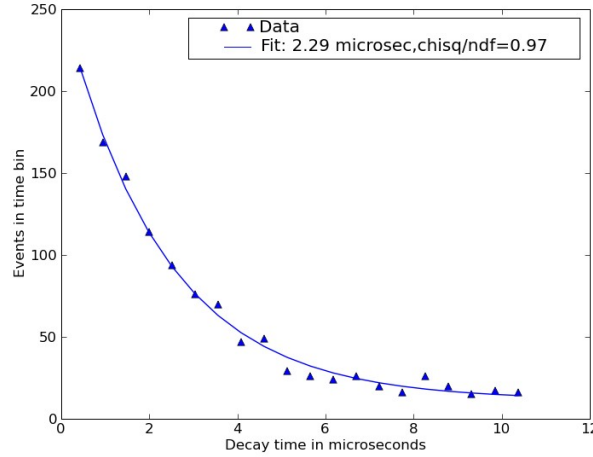


Figure 28: Esempio di misura di vita media (di muoni nel caso specifico) mediante fit della distribuzione dei tempi di decadimento di un campione.

Questa misura è possibile se la risoluzione temporale è molto minore di τ . La risoluzione tipicamente ottenibile in una misura di tempo è all'incirca di 10^{-9} s. Si ricordi tuttavia che la vita media τ di una particella relativistica risulta essere dilatata ($\gamma\tau$) se misurata da un orologio nel sistema del laboratorio e quindi l'effetto della risoluzione è mitigato nel caso di decadimenti in volo.

Misure di $\frac{dN}{dt}$ si eseguono ad esempio fermando (in tal caso $\gamma = 1$) una particella e misurando il suo tempo di decadimento tramite la rivelazione dei suoi prodotti di decadimento e successivamente analizzando la distribuzione dei tempi di decadimento misurati su un campione di particelle (si veda in figura 28 un esempio di determinazione della vita media dei muoni mediante misura della distribuzione dei tempi di decadimento di muoni portati a riposo).

- La vita media di una particella in moto nel laboratorio si può determinare misurando la distanza tra il punto di produzione e il punto di decadimento se si conosce la velocità. Se la particella ha velocità βc la vita media nel laboratorio è $\gamma\tau$ e la funzione di distribuzione della distanza percorsa nel laboratorio è

$$-\frac{dN}{dx} = \frac{dN}{dt} \frac{dt}{dx} = \frac{N_0}{\gamma\tau} e^{-x/\beta c\gamma\tau} \frac{1}{\beta c} = \frac{N_0}{\lambda} e^{-x/\lambda}$$

ove $\lambda = \beta c\gamma\tau = (p/m)c\tau$ è il valor medio del cammino percorso dalla particella prima di decadere e $x = \beta ct$ è la distanza percorsa nel tempo t . Si noti quindi che con un rivelatore che ha una risoluzione spaziale di $\sim 30\mu m$ si possono misurare vite medie $\tau \approx 10^{-13}/\gamma$ s.

Osservazioni.

1. Si noti che il parametro caratterizzante è diventato così $c\tau$ che caratterizza la distribuzione spaziale di particelle con velocità prossime a quella della luce e vita media τ e ci permette di valutare immediatamente quale risoluzione spaziale sia necessario avere per misurare la vita media di una simile particella.

2. La distanza di decadimento percorsa si misura come distanza tra il vertice di formazione (ad esempio il vertice primario di interazione di due fasci collidenti) e il vertice di decadimento della particella, da cui fuoriescono i prodotti di decadimento
- Per particelle instabili con vita media molto piu' piccola, questa si puo' determinare con misure della larghezza di decadimento $\Gamma = \hbar/\tau$ che è legata all'intensità della interazione reponsabile del decadimento. Il valore di Γ si puo' determinare da misure della massa invariante dei prodotti di decadimento della particella oppure da misure di sezione d'urto in cui e' prodotta la particella.