

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI ROMA TRE

Dipartimento di Matematica e Fisica

Corso di Laurea Triennale in Fisica

Tesi di Laurea Triennale

Modellizzazione con Geant4 di rivelatori a scintillazione



Relatore:

prof.ssa Domizia Orestano

Candidato:

Pietro MELONI

matricola: 498252

ANNO ACCADEMICO 2017-2018

Ringraziamenti

Desidero ringraziare vivamente il mio relatore, la prof.ssa Orestano, per i numerosi consigli ricevuti e per la grandissima disponibilità dimostratami.

Indice

Ringraziamenti	II
1 Introduzione	1
1.1 Rivelatori a scintillazione	2
1.2 Metodi Monte Carlo e Geant4	4
2 Il progetto	7
2.1 Descrizione del progetto	7
2.2 Semplificazioni e approssimazioni	8
3 La simulazione	11
3.1 Scelta dei processi fisici	11
3.2 Geometria e materiali	11
3.3 Generatore dei primari	12
3.4 Distanza percorsa nello scintillatore	13
3.5 Energia depositata	16
3.6 Scintillazione	20
3.7 Propagazione del segnale luminoso	23
3.8 Fotomoltiplicatore	27
4 Conclusioni	33
A Sorgente della simulazione	35
Bibliografia	37

Capitolo 1

Introduzione

Nell'ambito degli esperimenti di fisica delle particelle l'uso di metodi di simulazione è diventato negli anni sempre più importante, fino a ricoprire un ruolo fondamentale per la progettazione di rivelatori. Una simulazione, infatti, è un ottimo modo per individuare i materiali e le proprietà geometriche più adatte per un detector. Inoltre, oggi, i metodi di simulazione risultano essere sufficientemente precisi ed efficaci da permettere confronti con i dati reali per cercare segnali che indichino fenomeni di nuova Fisica, oltre il *Modello Standard*.

Lo scopo di questo elaborato è quello di modellizzare un rivelatore a scintillazione e, grazie al software Geant4 [1], simularne la risposta ad una certa radiazione. La scelta di questo rivelatore è stata suggerita dalla possibilità di approfondire un esperimento didattico del corso di *Laboratorio di Fisica Nucleare e Subnucleare* (LFNS). L'esperimento consisteva nella caratterizzazione di un rivelatore a scintillazione e la successiva misura del flusso dei raggi cosmici al livello del mare. La continuità tra questo lavoro e quello del corso di laboratorio, in alcuni casi ha permesso di confrontare i risultati dalla simulazione con quelli ottenuti in laboratorio.

Prima di proseguire con la descrizione della simulazione verrà descritto il funzionamento dei rivelatori a scintillazione e verrà introdotto Geant4.

1.1 Rivelatori a scintillazione

I rivelatori a scintillazione costituiscono una classe di rivelatori il cui funzionamento è basato sull'uso di alcuni materiali, detti scintillanti, in grado di emettere luce se esposti a radiazione ionizzante. I rivelatori a scintillazione sono quindi costituiti da una parte sensibile, lo *scintillatore*, e da uno o più *fotomoltiplicatori* in grado di convertire un segnale luminoso in un segnale elettrico misurabile.

Scintillatori

La proprietà di luminescenza dei materiali scintillanti è spiegabile in termini dell'emissione di fotoni dovuta alla diseccitazione degli elettroni degli atomi (o molecole) del materiale, precedentemente eccitati dal passaggio di una particella carica. Lo spettro di emissione è nell'ultravioletto e nel visibile, ovvero copre un intervallo compatibile con le energie di legame degli atomi e delle molecole. La diseccitazione ha, inoltre, un andamento temporale di tipo esponenziale con un tempo caratteristico τ . Il processo viene chiamato *fluorescenza* per $\tau_f \sim 10$ ns, mentre prende il nome di *fosforescenza* se lo stato eccitato è metastabile e quindi l'emissione avviene in tempi dell'ordine di $\tau_s \sim 1$ ms [2].

Le proprietà di uno scintillatore ne definiscono l'uso e il tipo di misurazioni che è possibile effettuare con esso. Ad esempio, un materiale con alta efficienza (fotoni emessi per unità d'energia depositata) è particolarmente utile per la rivelazione di particelle che rilasciano poca energia.

Invece uno scintillatore particolarmente trasparente alla luce da esso emessa è adatto alla costruzione di grandi rivelatori a scintillazione, in cui la luce emessa deve attraversare una grande distanza prima di raggiungere i fotomoltiplicatori. Nei rivelatori più sofisticati, lo scintillatore può essere reso più trasparente con l'uso di *wavelength shifter*, ovvero materiali fluorescenti che assorbono radiazione elettromagnetica ad una data frequenza e la riemettono ad una frequenza inferiore[3].

Un materiale con una costante di decadimento di pochi nanosecondi è invece ideale per misure temporali e può essere impiegato come *trigger* in rivelatori più complessi.

Infine, una caratteristica che accomuna tutti i buoni materiali scintillanti è la linearità, ovvero la proporzionalità tra l'energia depositata e la luce emessa.

Quando si usa un rivelatore a scintillazione si vuole sia evitare la dispersione della luce emessa nell'ambiente, sia ridurre il rumore dovuto alla luce ambientale. A questo scopo, lo scintillatore viene prima avvolto in un materiale riflettente (ad esempio alluminio), e poi viene coperto con un materiale opaco, generalmente nero.

Fotomoltiplicatori

Un fotomoltiplicatore (PMT) è un rivelatore elettronico sensibile nell'ultravioletto, nel visibile e nel vicino infrarosso. Il suo funzionamento si basa su due processi: l'effetto fotoelettrico e l'emissione secondaria (ovvero l'elettromoltiplicazione). Un PMT, come quello illustrato in Figura 1.1, è costituito da una finestra d'ingresso, detta *fotocatodo*, da una sezione di moltiplicazione e da un anodo. Sul fotocatodo, costituito da materiale fotosensibile, i fotoni della radiazione incidente vengono convertiti in foto-elettroni per effetto fotoelettrico. Una volta prodotti, i foto-elettroni vengono accelerati da un campo elettrico così da attraversare la sezione di moltiplicazione costituita da alcuni elettrodi, detti *dinodi*. Su ogni dinodo vengono prodotti elettroni secondari per elettromoltiplicazione. Infine, sull'anodo vengono raccolti tutti gli elettroni così prodotti. La corrente risultante può dunque essere analizzata in funzione del tempo.

Come ogni tipo di rivelatore, anche i PMT sono soggetti a rumore. Una fonte di

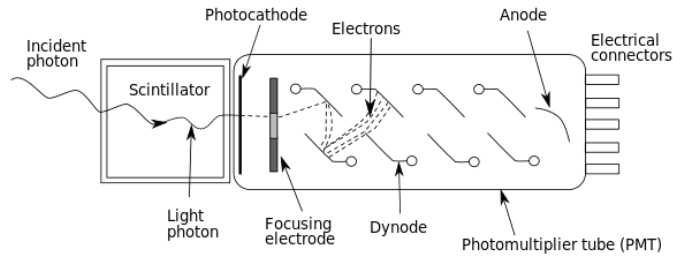


Figura 1.1. Schema di un PMT.

rumore sono le così dette 'correnti oscure' dovute al rumore termico di catodo ed elettrodi, o a correnti parassitiche. Questi effetti possono essere ridotti abbassando la temperatura. Un'altra fonte di rumore è invece il così detto 'after-pulse', ovvero residui di gas o materiali radioattivi nel tubo che vengono ionizzati da foto-elettroni e, migrando, generano correnti ritardate (30-60 ns di ritardo)[2].

Nella progettazione e costruzione di un rivelatore a scintillazione, un aspetto fondamentale è l'accoppiamento tra PMT e scintillatore. Infatti, per massimizzare il numero di fotoni che fanno effetto fotoelettrico, è necessario massimizzare la sovrapposizione tra lo spettro di emissione del materiale scintillante e quello di risposta del PMT. Questo aspetto verrà discusso più ampiamente nel seguito.

1.2 Metodi Monte Carlo e Geant4

I metodi Monte Carlo sono un'ampia classe di metodi computazionali basati sul campionamento casuale per ottenere risultati numerici. Alla base di tali metodi vi sono algoritmi che generano una serie di numeri, detti *pseudo-casuali*, che seguono determinate distribuzioni di probabilità. I Metodi Monte Carlo sono usati in svariati campi tra cui anche la riproduzione di esperimenti di fisica della particelle.

Esistono diversi software che simulano il passaggio della radiazione nella la materia. Nel caso specifico, è stato usato Geant4 (*GEometry ANd Tracking*). Geant4 è un toolkit scritto in un linguaggio di programmazione orientato ad oggetti, il C++, quindi ogni strumento che verrà introdotto nel seguito è descritto da una *classe*. Un diagramma delle classi di Geant4 è riportato in Figura 1.2. Ogni riquadro rappresenta una classe e le linee indicano le relazioni tra le classi. Il piccolo cerchio all'estremo di una linea indica che la classe che ha il cerchio utilizza l'altra classe.

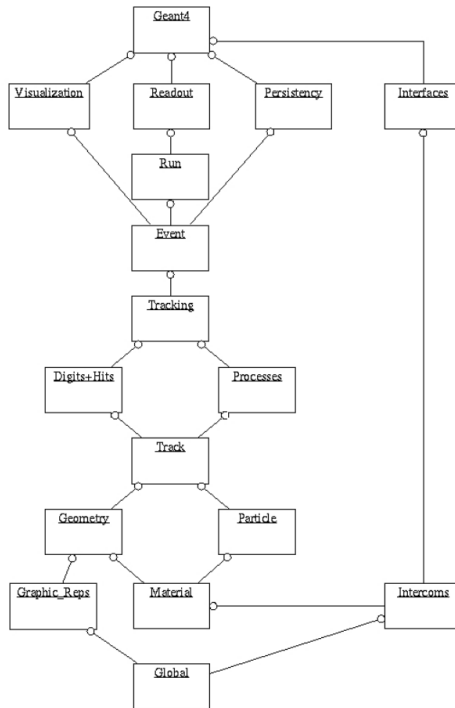


Figura 1.2. Schema delle classi di Geant4 [1].

Nel seguito verranno introdotti solo alcuni degli strumenti visibili nello schema, ovvero quelli che sono stati usati maggiormente nella simulazione.

In Geant4, i seguenti oggetti devono essere definiti dall'utente prima di ogni simulazione: i *primari*, il rivelatore, e i modelli fisici. I primari sono le particelle iniziali che generano i *secondari*, ovvero le particelle secondarie. Per definire i primari, come si vedrà più avanti, è necessario definire un generatore. L'implementazione del rivelatore riguarda la geometria, i materiali e le superfici. Infine, una giusta scelta dei modelli fisici, o dei singoli processi, risulta importante per selezionare i fenomeni d'interesse, ma anche per non rallentare la simulazione inutilmente.

In una simulazione, così come in un vero esperimento, tutto ciò che avviene a partire dalla generazione dei primari fino all'assorbimento di tutti i secondari è chiamato *evento*. Ogni oggetto di tipo 'evento' contiene le informazioni sui primari, i secondari e le loro traiettorie.

Come in un vero esperimento, anche in una simulazione, una collezione di eventi che condividono le stesse condizioni fisiche e lo stesso rivelatore, è chiamata *run*. Sia i run che gli eventi sono gestiti da opportune classi, e l'utente può accedere alle informazioni di run ed eventi con i metodi propri di tali classi.

Nella simulazione, la traccia, o *track*, è una 'istantanea' di una particella. Un oggetto di tipo 'traccia' contiene tutte le informazioni sulle proprietà fisiche della particella in un determinato istante di un certo evento. L'aggiornamento della traccia avviene tramite gli *step*. Ogni step è delimitato da due punti: *pre* e *post step points* i quali risultano utili nella gestione dei 'processi di bordo' (come riflessioni e rifrazioni). La lunghezza degli step dipenderà sia dalle sezioni d'urto dei possibili processi in un certo materiale, sia dalla densità dello stesso[1].

Infine, per raccogliere, salvare e visualizzare i dati della simulazione, l'utente può definire delle nuove classi. In Geant4, a questo scopo, è possibile usare diverse librerie. Nel caso specifico, è stato usato ROOT.

Per ulteriori informazioni su Geant4 e il suo utilizzo in questo lavoro, si rimanda all'Appendice A.

Capitolo 2

Il progetto

Come anticipato, il rivelatore che si vuole modellizzare è ispirato a quelli usati nel corso LFNS. La parte sensibile è costituita da una lastra di materiale scintillante le cui dimensioni verranno descritte nel seguito. Sui due lati corti sono posti due PMT per effettuare una doppia lettura. I materiali e le specifiche tecniche del rivelatore verranno descritte nel prossimo capitolo. Nella presente sezione verrà invece spiegato il progetto della simulazione.

Il progetto è stato pensato con una struttura a blocchi per permettere di fare dei test sulle diverse parti del codice, e per ottenere risultati con diversi gradi di approssimazione. E' stato utile immaginare ogni processo, o parte del rivelatore, come un metodo, ovvero una funzione, che prende dei dati in input e ne restituisce altri in output.

2.1 Descrizione del progetto

Come descritto nel diagramma in Figura 2.1 ogni evento inizia con la generazione dei primari. Tramite il generatore è possibile impostare il tipo di particella (nel caso specifico muoni). Il generatore, inoltre, campionerà cinque numeri secondo opportune distribuzioni che verranno discusse nel seguito. Tali numeri descrivono l'energia iniziale del primario E , le coordinate x e y del punto d'impatto del primario sullo scintillatore, e l'inclinazione θ e ϕ con la quale il primario incide sul rivelatore.

Il numeri così generati vengono quindi usati per il calcolo della distanza $\Delta\ell$ percorsa dal primario nello scintillatore. Come riportato nel diagramma, questo calcolo può essere effettuato tramite considerazioni geometriche, o usando i metodi propri di Geant4. In maniera analoga è possibile usare due metodi distinti per il calcolo dell'energia ΔE depositata dal primario nello scintillatore. Un metodo

consiste nell'uso della formula di Bethe-Block, l'altro applica i metodi propri di Geant4 (tra i quali rientra anche l'uso della formula di Bethe-Block).

Una volta nota l'energia persa dal primario, è possibile simulare il numero di fotoni emessi dal materiale scintillante. Il parametro che definisce il numero di fotoni emessi per unità di energia è la *light yield* o efficienza del materiale scintillante, ε .

Quindi verrà simulata la propagazione dei fotoni dal loro punto di emissione fino ai due fotocatodi. A questo scopo verranno implementati i fenomeni di assorbimento e di riflessione i cui parametri principali sono la lunghezza di assorbimento λ del materiale scintillante e la riflettività (r) del materiale che ricopre lo scintillatore. Il metodo corrispondente a questa parte della simulazione calcolerà il numero di fotoni che hanno raggiunto i due fotocatodi, ma anche la loro energia e il loro tempo di arrivo al fotocatodo.

Una volta noto il numero di fotoni raccolti dal fotocatodo, verrà simulato l'effetto fotoelettrico ottenendo un certo numero di elettroni iniziali. Quindi verrà simulata la moltiplicazione degli elettroni attraverso la catena di dinodi. Questa parte potrà essere implementata sia considerando il guadagno totale, sia applicando il guadagno dinodo per dinodo.

Il risultato sarà un numero finale di elettroni. Una volta noto il numero di elettroni generati ed il loro tempo di arrivo all'anodo, sarà possibile riprodurre il segnale in corrente (quindi in tensione) corrispondente al passaggio di un primario. Infine impostando una tensione di soglia si potranno discriminare i segnali.

2.2 Semplificazioni e approssimazioni

In fase di progettazione sono state fatte alcune approssimazioni e semplificazioni. Non è stata considerata la guida di luce che collega il PMT al materiale scintillante. Nel fare ciò, si è trascurata una minima parte di fotoni assorbiti nella guida e non si è considerata un'ulteriore fluttuazione del ritardo temporale dei fotoni. Anche i PMT sono stati implementati con estrema semplicità trascurando le possibili fluttuazioni del tempo di propagazione nella sezione di moltiplicazione. Infine un'importante semplificazione effettuata riguarda la totale assenza di rumore, sia nel PMT sia nello scintillatore.

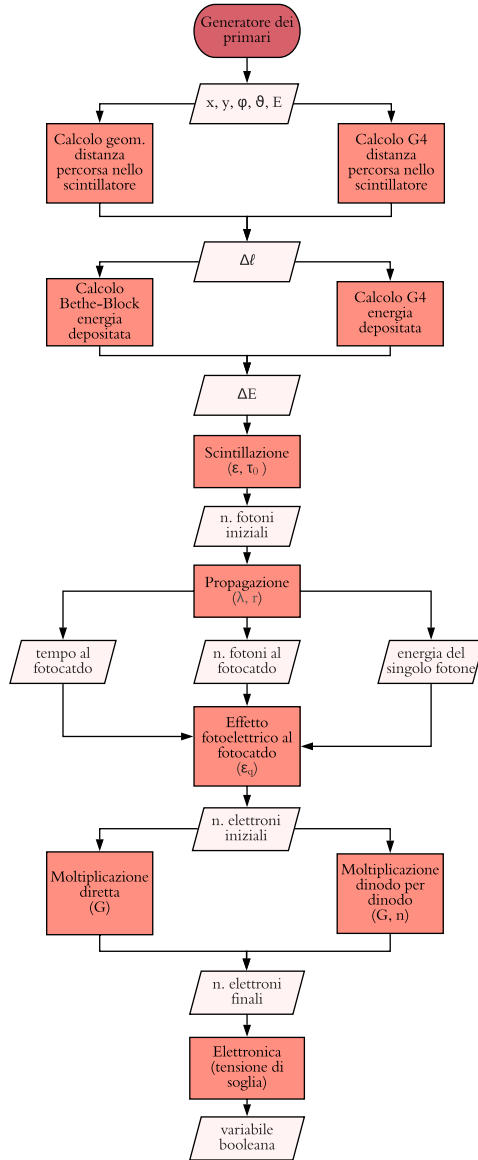


Figura 2.1. Diagramma della simulazione: l'ovale in alto rappresenta il generatore dei primari, i blocchi rettangolari sono processi fisici o parti del rivelatore, i parallelogrammi indicano input e output dei blocchi rettangolari.

Capitolo 3

La simulazione

Nel presente capitolo, seguendo lo schema del progetto appena delineato, verrà descritta la simulazione e i risultati ottenuti con essa. Inoltre, verranno esposte le scelte dei processi fisici implementati nel codice, così come la geometria e i materiali del rivelatore.

3.1 Scelta dei processi fisici

Spesso in una simulazione non è interessante – né è conveniente – riprodurre tutti i possibili processi fisici. Quindi Geant4 permette di selezionare i processi e le particelle da usare nella simulazione. Nel caso specifico sono state definite le seguenti particelle e processi:

- neutroni, protoni, elettroni, positroni, neutrini ed antineutrini elettronici e muonici, fotoni, muoni, pioni;
- processi di ionizzazione e diffusione multipla, effetto fotoelettrico, decadimenti.

La possibilità di definire i singoli processi è estremamente utile in quanto permette di ‘spegnere’ o ‘accendere’ determinati processi e studiare le conseguenze sui risultati.

3.2 Geometria e materiali

I rivelatori usati nel corso LFNS, a cui questa simulazione si è ispirata, erano costituiti da una lastra (122 cm x 20 cm x 1 cm) di scintillatore plastico UPS89. Sui due lati corti erano posti due PMT Photonis XP2262. Quindi, usando gli strumenti

offerti da Geant4, è stato costruito un rivelatore come quello in Figura 3.1. Nonostante nel seguito non verrà simulato il passaggio della luce nelle guide di luce, si è comunque ritenuto opportuno rappresentare le guide di luce nell'immagine. Al contrario, i PMT non sono visibili nella figura, ma sono stati implementati nella simulazione. Il materiale scelto per lo scintillatore è il polistirene.

Si noti la posizione degli assi mostrato in Figura 3.1. Nel seguito, se non specificato diversamente, si farà riferimento a questo sistema di coordinate, con origine coincidente con il centro di simmetria del rivelatore, con asse z perpendicolare al rivelatore come in figura, ed assi x e y paralleli rispettivamente al lato corto ed al lato lungo dello scintillatore.

Ulteriori proprietà dei materiali e delle superfici del rivelatore verranno introdotte nel seguito. Inoltre, per effettuare delle verifiche sulla affidabilità dei risultati, alcune proprietà del rivelatore, come il materiale, potranno essere modificate.

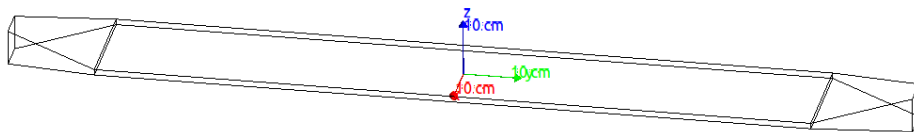


Figura 3.1. Immagine schematica del rivelatore. Ai due estremi sono rappresentate le guide di luce nonostante non rientrino nella simulazione.

3.3 Generatore dei primari

Per rimanere in linea con l'esperimento del corso LFNS, come primari sono stati scelti i raggi cosmici al livello del mare. In realtà, verranno considerati solo i muoni (μ^+ e μ^-) in quanto componente principale dei raggi cosmici a tale altitudine ($\sim 70\%$)[4]. Il numero di μ^+ e di μ^- è stato reso statisticamente uguali campionando un valore da una distribuzione di Bernoulli avente i due valori equiprobabili.

Come anticipato nel progetto, la generazione di un primario consiste nel campionamento di cinque numeri pseudo-casuali: coordinate x e y del punto di impatto del muone sullo scintillatore; angolo polare ϕ e azimutale θ che individuano l'inclinazione con cui il muone incide sul rivelatore; energia iniziale E del muone. E' ragionevole pensare che non esistano valori privilegiati per x e y , quindi si assumerà che siano entrambi distribuiti uniformemente tra i loro valori massimi (10 cm e 61 cm) e minimi (-10 cm e -61 cm). Inoltre, è noto sperimentalmente che il flusso differenziale per i muoni al livello del mare è indipendente da ϕ e proporzionale al

$\cos^2 \theta$, ovvero:

$$I(\theta, \phi) = \frac{dN}{dAdtd\Omega} = I(0) \cos^2(\theta) \quad (3.1)$$

Quindi, ϕ sarà distribuito uniformemente tra zero e 2π , mentre θ seguirà una distribuzione del tipo $\cos^3(\theta) \sin(\theta)$ con θ compreso tra zero e π . Il fattore $\cos(\theta) \sin(\theta)$ deriva dalla scrittura del $d\Omega$ come $d\phi d\theta \sin \theta$ e dal fatto che il flusso differenziale è definito come il numero di particelle che attraversano un elemento di superficie *orizzontale* provenienti da un'unità di angolo solido, per unità di tempo.

Per quanto riguarda l'energia, per il momento verrà impostato un valore fisso di 3 GeV compatibile con l'energia media dei muoni al livello del mare[4]. Tuttavia nel seguito verrà usato anche un valore di 1 GeV per effettuare dei test sulla simulazione.

Per facilitare le successive analisi, l'altezza z alla quale i muoni vengono generati è stata scelta in modo tale che i muoni incontrino lo scintillatore appena generati, quindi $z = 0.5$ cm.

Una volta definite le 5 distribuzioni come sopra, e stabilita l'altezza iniziale z come sopra, si può iniziare la simulazione. A questo stadio non è ancora possibile effettuare analisi quantitative. Tuttavia è possibile visualizzare graficamente i primari con immagini come quella in Figura 3.2.

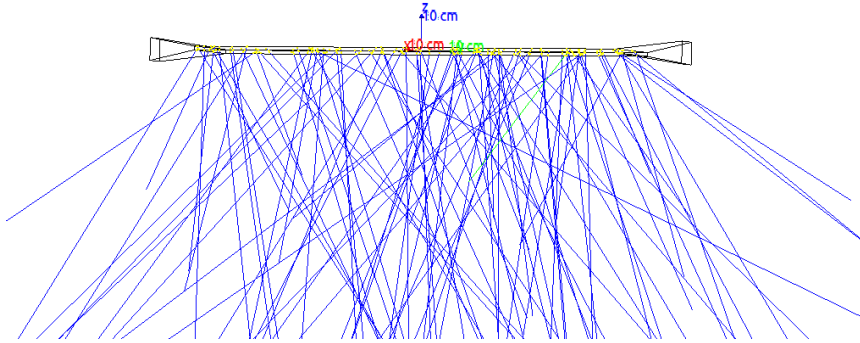


Figura 3.2. Visualizzazione di un run di 100 muoni incidenti sul rivelatore. Da notare come i muoni vengano generati sulla superficie superiore del rivelatore.

3.4 Distanza percorsa nello scintillatore

Una volta implementato il generatore di raggi cosmici, si può procedere con il calcolo della distanza $\Delta\ell$ percorsa dai muoni nello scintillatore. Questo calcolo, come già descritto nel progetto, può essere effettuato con semplici considerazioni geometriche, oppure può essere eseguito usando classi e metodi offerti da Geant4.

Calcolo geometrico

Si consideri un muone definito dai valori x_0 , y_0 , θ_0 e ϕ_0 estratti dal generatore. E' possibile definire il punto di intersezione tra la traccia del muone e la superficie inferiore dello scintillatore. Siano x_1 e y_1 le coordinate di tale punto. Se si assume una traiettoria perfettamente rettilinea, ovvero se si trascurano effetti di diffusione multipla, allora x_1 e y_1 saranno espresse dalle seguenti relazioni:

$$\begin{cases} x_1 = x_0 - d \tan \theta_0 \cdot \cos \phi_0 \\ y_1 = y_0 - d \tan \theta_0 \cdot \sin \phi_0 \end{cases} \quad (3.2)$$

Dove $d = 1$ cm è lo spessore del rivelatore. Quindi la distanza percorsa nello scintillatore sarà:

$$\Delta\ell = \sqrt{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2 + d^2} \quad (3.3)$$

Queste considerazioni geometriche valgono fintanto che il muone non esce lateralmente, senza raggiungere la superficie inferiore dello scintillatore. E' stato stimato che circa il 97% di tutti i muoni generati soddisfano questa condizione. Ma per il restante 3% dei casi la distanza percorsa sarà generalmente minore dello spessore dello scintillatore, dunque, per questi è ragionevole assumere $\Delta\ell$ distribuita uniformemente tra zero e 1 cm.

Calcolo con Geant4

E' anche possibile calcolare la stessa quantità $\Delta\ell$ con i metodi di Geant4. Per ogni evento è sufficiente considerare la traccia del muone e, step per step, usare un metodo che restituisce la lunghezza $\delta\ell_i$ dello step. Poi è sufficiente sommare tutti i $\delta\ell_i$ corrispondenti a step all'interno dello scintillatore.

Risultati

I risultati ottenuti con i due metodi vengono riportati in Figura 3.3. Entrambi gli istogrammi sono compatibili con la geometria del rivelatore e con la distribuzione angolare dei muoni. Il valore più probabile coincide con lo spessore di 1 cm dello scintillatore. La distribuzione decresce poi rapidamente per grandi valori di $\Delta\ell$, mentre per valori compresi da zero ed 1 cm la probabilità è essenzialmente nulla.

Inoltre si nota che il valore medio della distribuzione ottenuta con i metodi di Geant4 è leggermente maggiore. Questo può essere dovuto al fatto che Geant4 considera anche effetti di diffusione multipla.

Per verificare che la differenza tra i due istogrammi è dovuta proprio all'interazione tra il muone e il materiale, prima è stato spento il processo di diffusione multipla, ottenendo una maggiore sovrapposizione degli istogrammi. Poi sono stati spenti tutti i processi fisici ottenendo una perfetta sovrapposibilità come in Figura 3.4.

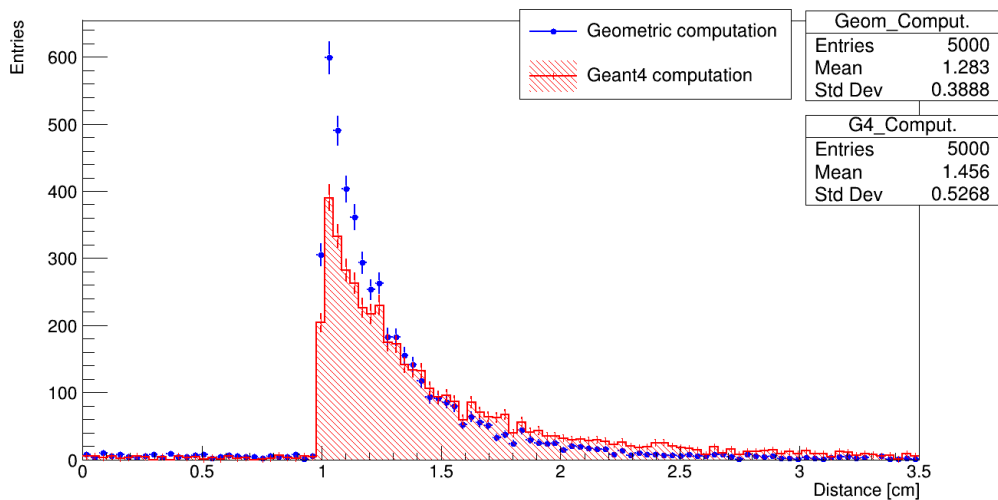


Figura 3.3. Distribuzioni della distanza percorsa dai muoni nello scintillatore.

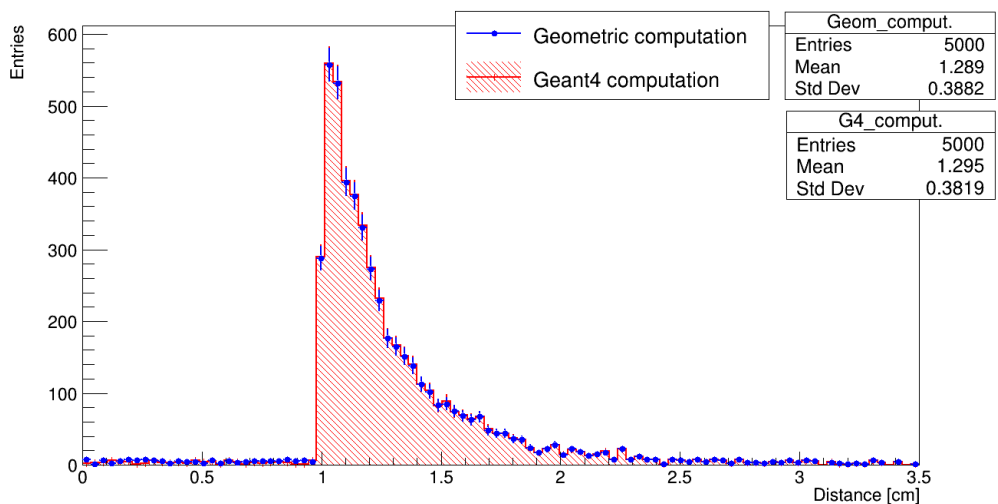


Figura 3.4. Distribuzioni della distanza percorsa dai muoni nello scintillatore quando sono assenti tutti i processi fisici.

3.5 Energia depositata

E' noto sperimentalmente che il passaggio di una particella carica nella materia oltre a deflettere la particella, ne causa una perdita di energia. Il primo effetto è stato accennato nella precedente sezione. La perdita di energia invece è principalmente dovuta alle *collisioni anelastiche* con gli elettroni degli atomi o delle molecole del materiale. Queste collisioni sono di natura statistica, ma poiché il numero per unità di lunghezza è macroscopicamente grande, è possibile definire una perdita di energia media per unità di lunghezza, $\langle dE/dx \rangle$. Questa quantità dipenderà dal materiale, dalla natura della particella e dalla sua energia. Un'utile parametrizzazione di questa quantità è data dalla formula di Bethe-Block [2]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_e r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right) \quad (3.4)$$

Dove:

- m_e ed r_e sono, rispettivamente, la massa e il raggio classico dell'elettrone;
- I è il potenziale di ionizzazione della struttura atomica del bersaglio;
- β è il rapporto tra la velocità della particella e quella della luce;
- γ è il Fattore di Lorentz cioè $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$;
- $\delta(\gamma)$ è una correzione di densità che, nel limite di γ grandi (velocità prossima a quella della luce), limita la crescita logaritmica delle perdite di energia.

Una rappresentazione del $\langle dE/dx \rangle$ per muoni su rame è riportata nella Figura 3.5.

Quindi, per calcolare la perdita di energia totale dei muoni è possibile seguire due strade. Si può effettuare un calcolo semplificato che consiste nell'integrare il $\langle dE/dx \rangle$ della formula di Bethe-Block. Oppure si possono usare classi e metodi di Geant4.

Calcolo semplificato

Nel calcolo effettuato con la sola formula di Bethe-Block sono state fatte due approssimazioni.

La prima riguarda il fatto che la perdita di energia espressa dell'equazione 3.4 rappresenta solo un valore medio. Esistono infatti due modelli che descrivono le fluttuazioni del dE/dx . Il primo riguarda gli 'assorbitori' spessi in cui, dato il gran numero di collisioni, si può applicare il *Teorema del Limite Centrale*. Quindi le fluttuazioni saranno di tipo gaussiano. Nel caso di 'assorbitori' sottili, invece, dE/dx

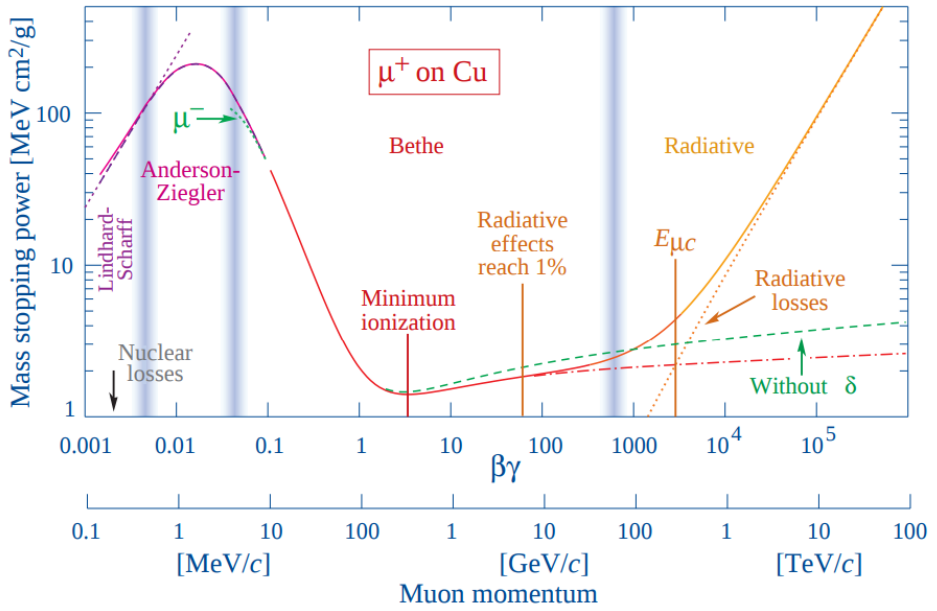


Figura 3.5. Perdita di energia media per unità del prodotto spessore per densità del materiale attraversato in funzione del $\beta\gamma$ (o dell'impulso) di muoni su rame [5].

seguirà una distribuzione asimmetrica parametrizzabile con una distribuzione di Landau, il cui valore medio è quindi maggiore del valore più probabile.

La seconda approssimazione consiste nell'assumere che l'energia persa nello scintillatore sia molto minore dell'energia iniziale, così da poter considerare $\langle dE/dx \rangle$ costante e quindi poter semplificare notevolmente l'integrazione. Questa approssimazione, oltre ad essere stata verificata a posteriori, è ragionevole per muoni con $E_0 = 1$ GeV che attraversano ~ 1 cm di materiale scintillante.

Calcolo con Geant4

Analogamente a quanto fatto per $\Delta\ell$, per ogni step viene salvato il valore dell'energia δE_i dissipata nello scintillatore. Geant4 offre infatti un metodo per il calcolo di questo valore. Il valore di ΔE sarà dato dalla somma di tutti i δE_i . In tale metodo vengono considerati tutti i processi fisici definiti nella simulazione (in particolare anche la perdita d'energia descritta dalla formula di Bethe-Block).

Per effettuare una verifica sui metodi applicati da Geant4 è stato calcolato il rapporto $\Delta E/\Delta\ell$ ed è stato riportato in Figura 3.6 per fare un confronto con l'andamento di $\langle dE/dx \rangle$ riportato in Figura 3.5. Per fare ciò il materiale dello scintillatore è stato momentaneamente modificato in rame. Inoltre sono stati 'spenti' tutti i processi fisici tranne la perdita energia per ionizzazione.

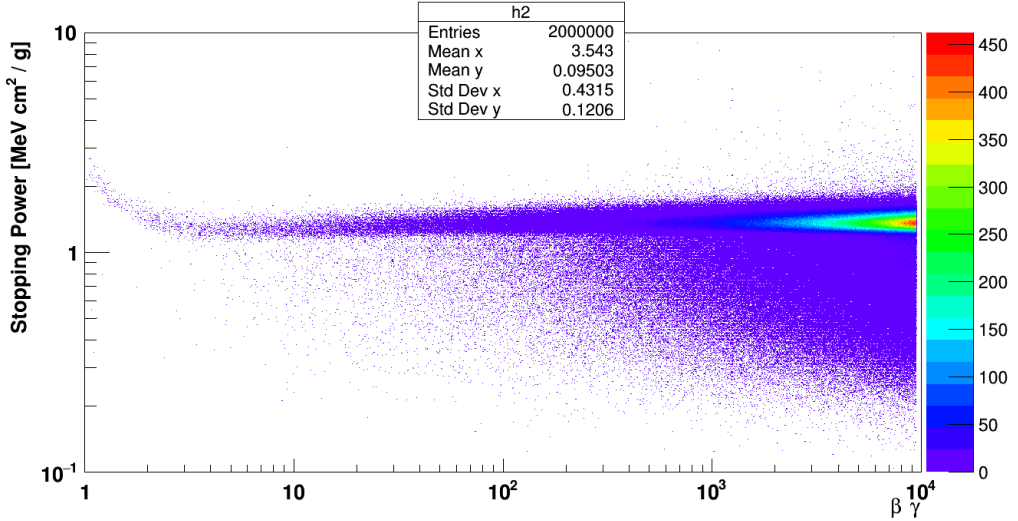


Figura 3.6. Grafico del valore di $\Delta E/\Delta\ell$ in funzione di $\beta\gamma$

A meno di fluttuazioni statistiche, si può notare un andamento simile a quello riportato in Figura 3.5, specialmente nei pressi del minimo di ionizzazione.

Risultati

L'energia totale ΔE depositata nella lastra di rame di spessore 1 cm è stata quindi calcolata con le due diverse modalità. Le due distribuzioni ottenute vengono riportate in Figura 3.7. Si può osservare come il risultato ottenuto con la sola applicazione della formula di Bethe-Block produca un istogramma con valore medio maggiore. Questo è probabilmente dovuto al fatto che nel calcolo si è considerato solo il valore medio di dE/dx che però risulta maggiore rispetto al suo valore più probabile.

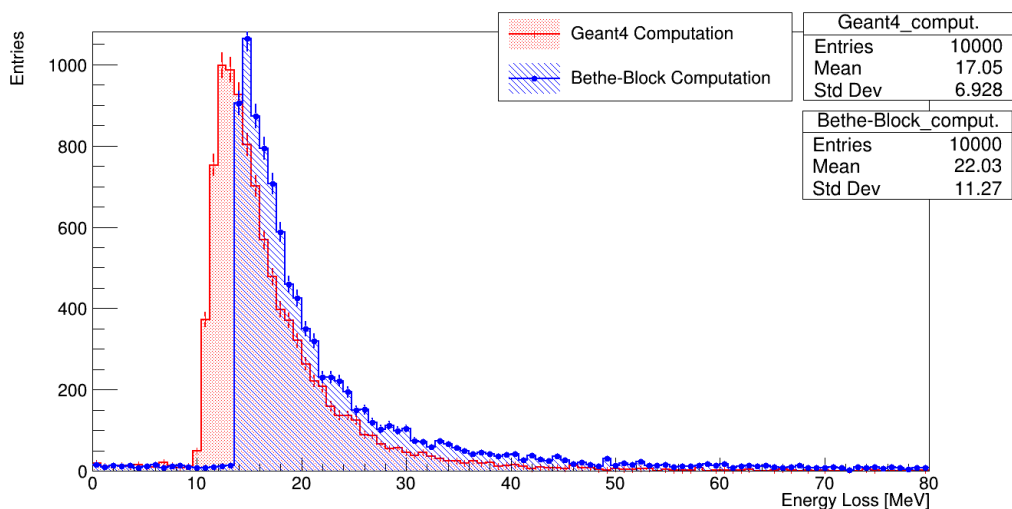


Figura 3.7. Distribuzioni del ΔE per muoni da 1 GeV su rame.

3.6 Scintillazione

Come discusso in precedenza, ogni materiale scintillante è caratterizzato da una *light yield*, ε , ovvero il numero medio di fotoni emessi per unità d'energia depositata. Fissato ε , il numero di fotoni emessi n_{γ_i} in prima approssimazione è rappresentato da una variabile poissoniana di valore medio $\langle n_{\gamma_i} \rangle = \varepsilon \Delta E$. Tuttavia, i processi di ionizzazione non sono del tutto indipendenti tra loro, in quanto sono legati alle *shell* elettroniche [2]. Non è quindi possibile usare la statistica poissoniana e bisogna introdurre una correzione sulla deviazione standard:

$$\sigma = R \sigma_{pois} = R \sqrt{\langle n_{\gamma_i} \rangle} \quad (3.5)$$

Dove R rappresenta, in Geant4, il parametro che consente di modificare la risoluzione energetica dello scintillatore. Ad esempio, i materiali con una buona risoluzione saranno quelli che hanno un basso fattore di Fano.

Geant4 permette di impostare sia ε che R per un certo materiale. Poiché non sono note tali proprietà per gli scintillatori usati nel laboratorio, sono stati scelti dei valori realistici [2]: $\varepsilon = 5000 \text{ MeV}^{-1}$ ed $R = 10$ (un valore di R così elevato permetterà di apprezzare alcuni effetti nel seguito).

Come appena visto, in Geant4 l'output di luce dipende linearmente dall'energia depositata ΔE , tuttavia, è bene sottolineare che questa è solo un'approssimazione, in quanto l'efficienza dello scintillatore, in genere, dipenderà sia dal tipo di particella ionizzante, sia dalla sua energia.

Calcolo dei fotoni emessi

Sulla base delle osservazioni fatte fin qui, e con i valori di ε ed R appena definiti, viene calcolato il numero di fotoni emessi al passaggio di muoni di energia 1 GeV incidenti perpendicolarmente allo scintillatore. La Figura 3.8 e la Figura 3.9 rappresentano rispettivamente la distribuzione dell'energia depositata ΔE e la distribuzione del numero di fotoni emessi. I due grafici sono riferiti ad uno stesso run (1000 muoni incidenti verticalmente).

Poiché il Δx è costante, si può notare come il ΔE segua una distribuzione di Landau, propria degli 'assorbitori' sottili. La distribuzione del numero di fotoni emessi assume una forma simile a quella della distribuzione del ΔE , ma con un fattore moltiplicativo di $\sim 5000 \text{ MeV}^{-1}$, ovvero del valore di ε . Inoltre, la distribuzione del numero di fotoni risulta leggermente allargata per via del fattore $R = 10$.

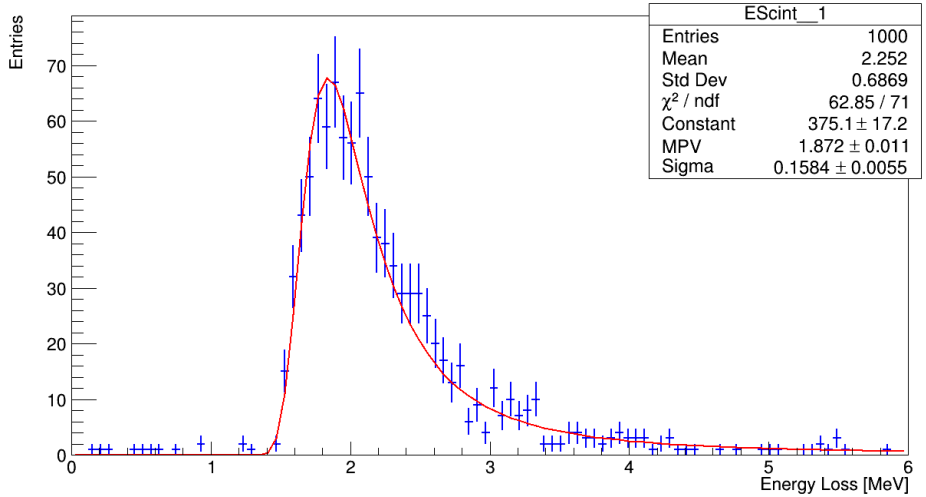


Figura 3.8. Distribuzione dell'energia depositata nello scintillatore da muoni di energia iniziale 1 GeV, incidenti perpendicolarmente. Sulla distribuzione è stato effettuato un fit con una funzione di Landau.

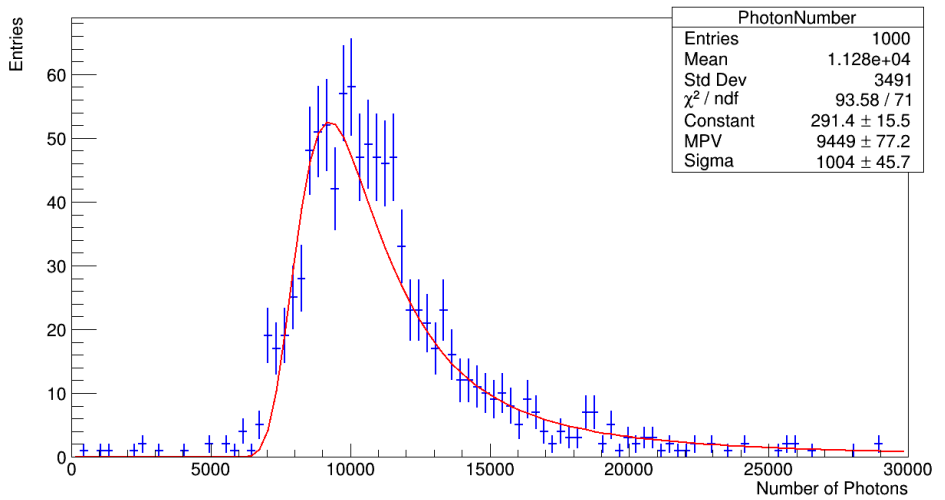


Figura 3.9. Distribuzione del numero di fotoni generati al passaggio di muoni di energia iniziale 1 GeV, incidenti perpendicolarmente. Sulla distribuzione è stato effettuato un fit con una funzione di Landau.

Spettro energetico dei fotoni

Come ogni materiale, anche i materiali scintillanti sono caratterizzati da uno spettro di emissione che può essere considerato essenzialmente continuo per via dei livelli energetici rotazionali delle molecole del materiale. Nel caso specifico, lo spettro scelto è quello in Figura 3.10. La scelta è stata fatta in base al valore di massima luminosità dello scintillatore plastico UPS89 (470 nm), e prendendo ispirazione da alcuni spettri noti di materiali scintillanti [3].

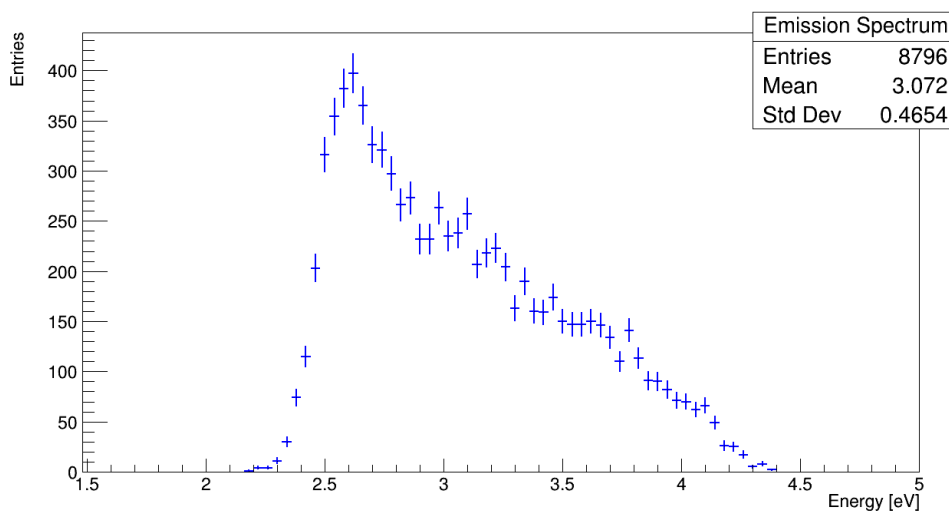


Figura 3.10. Spettro di emissione del materiale scintillante.

Andamento temporale dell'emissione

Come anticipato, nel processo di emissione dei fotoni è possibile distinguere una componente temporale lenta ed una veloce, entrambe con andamento esponenziale. Tuttavia, nella simulazione si è preferito trascurare la componente lenta in quanto il funzionamento dei rivelatori a scintillazione è basato sull'emissione veloce. Il tempo caratteristico della componente veloce è stato scelto in base alle caratteristiche dello scintillatore UPS89 [3], ovvero $\tau_f = 1$ ns. Nella prossima sezione varrà studiato il tempo impiegato dai singoli fotoni per raggiungere uno dei due fotocatodi e verranno fatte ulteriori considerazioni su questo argomento.

3.7 Propagazione del segnale luminoso

Una volta generati, i fotoni si propagheranno nel materiale scintillante andando incontro a due principali processi: riflessioni interne e riassorbimento. Quindi i fotoni che non vengono riassorbiti arriveranno ad uno dei due fotocatodi dopo una serie di riflessioni interne.

Le riflessioni interne sono favorite dal materiale riflettente che ricopre lo scintillatore. Nella simulazione, le riflessioni vengono implementate impostando adeguatamente la riflettività r della superficie dello scintillatore. Per avere il massimo numero di riflessioni è stato posto $r = 1$, anche se questa è chiaramente una situazione ideale.

Il riassorbimento nel materiale scintillante è descritto invece dalla lunghezza di assorbimento λ , che coincide con il libero cammino medio dei fotoni (per lo scintillatore UPS89 si ha $\lambda = 360$ cm). E' bene sottolineare che r e λ sono proprietà che in teoria dipendono dall'energia dei fotoni, tuttavia si è preferito semplificare la simulazione fissando questi due parametri.

Per verificare il corretto funzionamento di questa parte della simulazione sono stati fatti due test: uno sul numero di fotoni riassorbiti e sul numero di fotoni raccolti dai PMT; uno sui tempi di arrivo dei fotoni ai fotocatodi.

Per un dato evento, il numero di fotoni generati $n_{\gamma_{gen}}$, quello dei fotoni riassorbiti $n_{\gamma_{abs}}$ e quello dei fotoni raccolti dai fotocatodi $n_{\gamma_{PMT1,2}}$ dovranno soddisfare la seguente uguaglianza:

$$n_{\gamma_{gen}} = n_{\gamma_{abs}} + n_{\gamma_{PMT1}} + n_{\gamma_{PMT2}} \quad (3.6)$$

Inoltre, poiché i fotoni vengono emessi in maniera isotropa, per un muone passante lungo l'asse z , si dovrà avere:

$$\langle n_{\gamma_{PMT1}} \rangle = \langle n_{\gamma_{PMT2}} \rangle \quad (3.7)$$

Un primo controllo sul corretto funzionamento della propagazione dei fotoni è stato fatto verificando che per 2500 muoni passanti lungo l'asse z le distribuzioni di $n_{\gamma_{gen}}$ (Figura 3.12a), $n_{\gamma_{abs}}$ (Figura 3.12b) e $n_{\gamma_{PMT1,2}}$ (Figura 3.11) sono in accordo con la 3.7 e con la 3.6 (mediamente). Dai grafici si nota, inoltre, che le tre distribuzioni assomigliano a delle distribuzioni gaussiane la cui varianza è approssimativamente uguale al valore medio. Quindi si tratta di distribuzioni poissoniane nel limite gaussiano. In realtà, la distribuzione di $n_{\gamma_{gen}}$ (Figura 3.12a) è leggermente più larga di una poissoniana per via del fattore $R = 10$ precedentemente discusso.

Si sottolinea, infine, che la distribuzione di $n_{\gamma_{gen}}$ nella precedente Figura 3.9 differisce dalla distribuzione in Figura 3.12a perché in quest'ultima l'energia depositata dai muoni è stata mantenuta fissa ($\Delta E = 0.5$ MeV), quindi non si possono apprezzare le fluttuazioni di tipo landau. Inoltre l'output di luce è stato ridotto a 1000 MeV^{-1} , per ridurre i tempi computazionali.

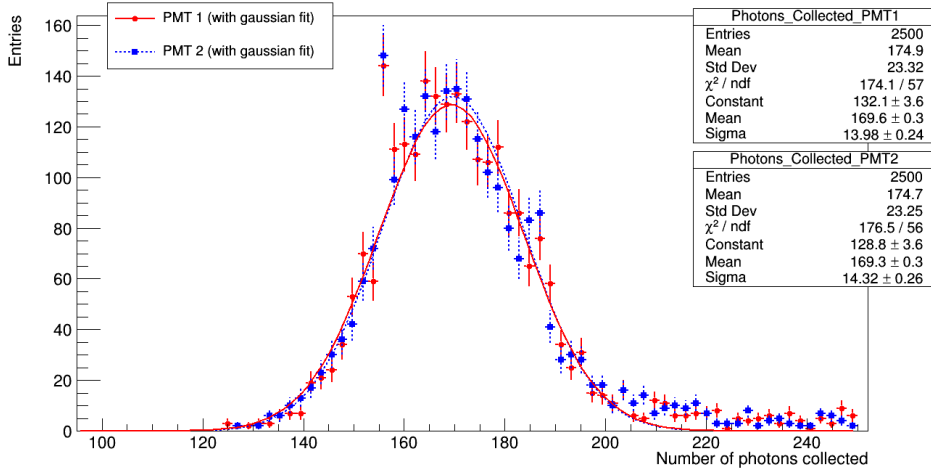


Figura 3.11. Distribuzioni del numero di fotoni raccolti dai due fotocatodi (PMT1 e PMT2). Un fit gaussiano è stato effettuato su entrambe le distribuzioni.

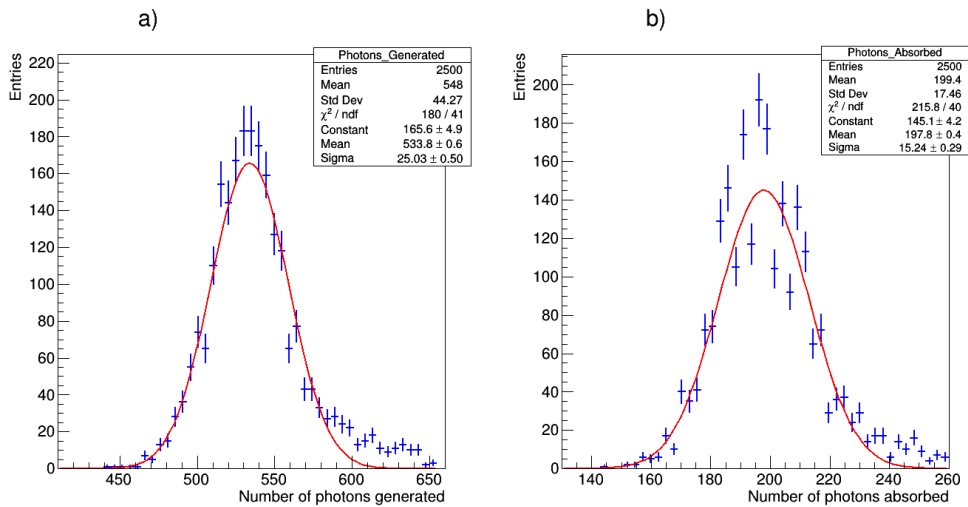


Figura 3.12. Distribuzione, con fit gaussiano, del numero di fotoni emessi dal materiale scintillante (a), e distribuzione, con fit gaussiano, del numero di fotoni riassorbiti (b).

Un secondo test sul funzionamento della simulazione riguarda lo studio dei segnali luminosi in funzione del tempo.

Per un dato evento, si può ottenere una distribuzione che rappresenta il numero di fotoni che arrivano ad un dato istante al fotocatodo di un PMT. Una tale distribuzione rappresenta l'intensità luminosa del segnale al fotocatodo in funzione del tempo. Nel caso specifico, il calcolo è stato eseguito con i metodi di Geant4, ed è importante sottolineare che lo zero temporale non è stato fissato nel momento dell'emissione di un dato fotone, bensì all'inizio dell'intero evento, ovvero all'istante in cui il muone incide sullo scintillatore. Questa scelta ha senso in quanto lo scopo di questo calcolo è quello di riprodurre un segnale simile a quelli sperimentalmente osservabili sull'anodo del PMT.

Risulta particolarmente interessante studiare la forma di questi segnali in funzione della distanza d tra il punto d'impatto del muone (incidente verticalmente) e il fotocatodo. A questo scopo, nella Figura 3.13 si riportano i risultati per tre valori di d : 1 cm, 21 cm e 121 cm.

Dai grafici risulta evidente che più il punto d'impatto del muone è lontano dal PMT, più il segnale è ritardato. Questo è proprio quanto ci si aspetta. Inoltre, il segnale si annulla più rapidamente se è stato generato vicino al fotocatodo. In particolare per $d = 1$ cm il tempo caratteristico è $\tau_1 \simeq 1.1$ ns, e per $d = 21$ cm è $\tau_2 \simeq 2.9$ ns. Quindi si ha:

$$\tau_2 > \tau_1 > \tau_0 = 1 \text{ ns} \quad (3.8)$$

Dove τ_0 è il tempo caratteristico dell'emissione dei fotoni nel materiale scintillante, precedentemente introdotto e fissato ad 1 ns. Il fatto che i segnali si annullino meno rapidamente di e^{-t/τ_0} , ovvero che la loro 'durata' aumenti con d , è probabilmente dovuto alle riflessioni interne.

Infine, se si considera come istante di arrivo del segnale luminoso, l'istante \bar{t} in cui il segnale inizia a salire, si può stimare la velocità del segnale luminoso nello scintillatore. Per $d = 21$ cm si ha $\bar{t} \simeq 1.0$ ns; per $d = 121$ cm si ha $\bar{t} \simeq 6.4$ ns. Dunque, da un semplice conto si ottiene $v \simeq 18.5$ cm/ns $\simeq 0.62c$. L'ordine di grandezza di tale valore è in accordo con il valore sperimentale $v_{exp} \simeq 0.43c$ misurato nel corso di Laboratorio di Fisica Nucleare e Subnucleare.

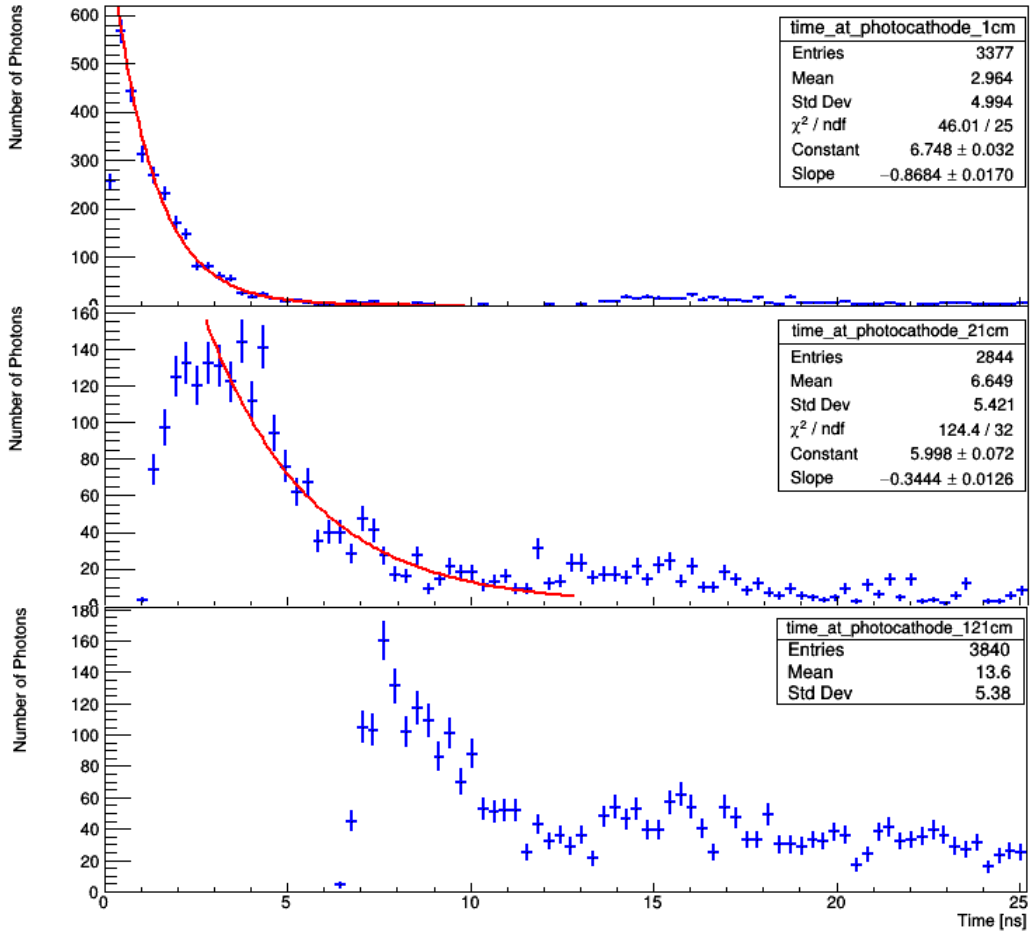


Figura 3.13. Dall'alto verso il basso, il numero di fotoni al fotocatodo in funzione del tempo per un muone incidente a 1 cm, 21 cm e 121 cm dal fotocatodo. Sulle code delle prime due distribuzioni è stato effettuato un fit esponenziale.

3.8 Fotomoltiplicatore

L'implementazione del PMT è stata effettuata in due fasi. La prima si concentra sull'effetto fotoelettrico che avviene sul fotocatodo; la seconda riguarda l'elettromoltiplicazione che ha luogo sui dinodi. Come anticipato, per questa parte della simulazione non è stato costruito in Geant4 un oggetto con la geometria e i materiali di un PMT. Sono stati invece implementati dei semplici metodi di simulazione che fanno uso dei dati ottenuti fin qui (tempo, energia e numero di fotoni al fotocatodo).

I parametri fondamentali del PMT sono stati scelti sulla base delle proprietà note del PMT Photonis XP2262 usato nel laboratorio. Quindi il PMT avrà 12 dinodi, un guadagno totale $G = 5 \cdot 10^7$ e un range spettrale di 290-650 nm.

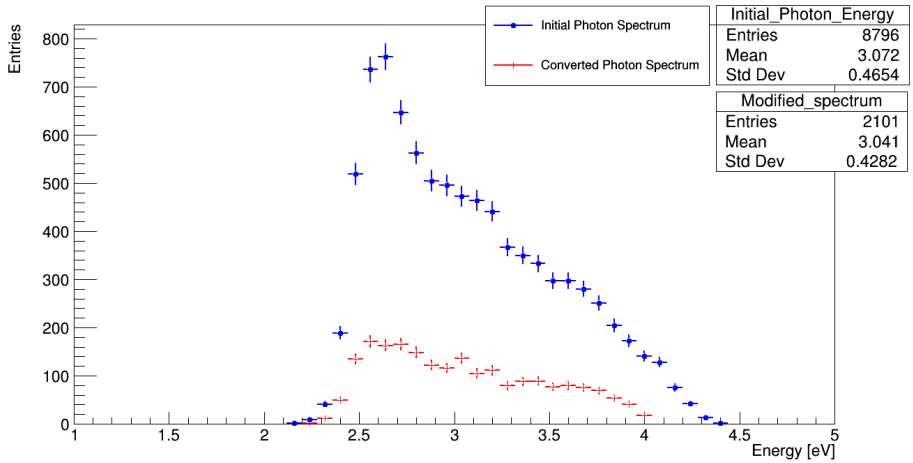


Figura 3.14. Spettro iniziale dei fotoni al fotocatodo, e spettro dei fotoni che convertono al fotocatodo.

Fotocatodo

Quando un fotone incide sul fotocatodo, tra i possibili processi a cui può andare incontro, il più probabile è l'effetto fotoelettrico. La probabilità con cui un fotone converte è chiamata efficienza quantica ε_q , e, per i fotocatodi, supera difficilmente il 30%. L'efficienza quantica dipenderà dal materiale del fotocatodo, ma anche dall'energia del fotone. L'andamento di ε_q in funzione dell'energia dei fotoni definisce lo spettro di risposta del fotocatodo.

Nel caso specifico, conoscendo solo il range spettrale, si è preferito impostare uno spettro piatto con $\varepsilon_q = 0.25$ tra 2 eV e 4 eV. Quindi, se un fotone possiede energia nel giusto intervallo, la sua conversione sarà determinata da una variabile di Bernoulli con probabilità 0.25. Inoltre, dato il valore costante di ε_q , il numero totale di fotoni che convertono sarà descritto da una variabile poissoniana di valore medio $0.25 \cdot n_{\gamma_i}$.

In Figura 3.14 viene riportato sia lo spettro dei fotoni al fotocatodo, sia lo spettro dei fotoni che convertono al fotocatodo. Si noti come lo spettro iniziale dei fotoni al fotocatodo sia essenzialmente uguale allo spettro d'emissione riportato in Figura 3.10.

E' bene sottolineare che lo spettro dei fotoni che convertono non rappresenta lo spettro energetico dei foto-elettroni prodotti. Infatti, una volta generati, i foto-elettroni vengono accelerati da un campo elettrico molto intenso ($\sim 10^3$ V/cm) che li convoglia sul primo dinodo. Dunque, qualsiasi differenza energetica iniziale tra i foto-elettroni è trascurabile rispetto all'energia (\sim keV) che acquistano una volta prodotti.

Nonostante la simulazione dell'effetto fotoelettrico sia stata affrontata con numerose semplificazioni, dai risultati ottenuti si apprende l'importanza di un corretto accoppiamento tra lo spettro di emissione dello scintillatore e la 'sensibilità' del PMT.

Elettromoltiplicazione

Il guadagno G di un PMT definisce il numero medio di elettroni secondari generati da un foto-elettrone. Il numero effettivo di elettroni secondari sarà soggetto a fluttuazioni dovute al carattere aleatorio del fenomeno dell'elettromoltiplicazione. E' ragionevole assumere che tali fluttuazioni siano poissoniane, ma dato l'ordine di grandezza di G , si tratterà essenzialmente di fluttuazioni gaussiane. Dunque, un modo per simulare l'elettromoltiplicazione sarà campionare un valore n_{sec} di elettroni secondari da una distribuzione gaussiana di valore medio e varianza G . Ripetendo l'estrazione per ogni foto-elettrone si otterrà il numero complessivo di elettroni secondari che arrivano all'anodo. Il numero di elettroni secondari sarà quindi rappresentato dalla somma di tante variabili gaussiane quanti sono i foto-elettroni. In Figura 3.15 (a) è riportata la distribuzione del numero di elettroni secondari per un run di 10000 eventi. La distribuzione che si ottiene è gaussiana, infatti è noto che la somma di due o più gaussiane indipendenti è anch'essa una variabile gaussiana.

Un'altra modalità di simulazione consiste invece nel applicare il precedente calcolo ad ogni singolo dinodo. Il guadagno G , infatti, può essere espresso in termini del guadagno g_i degli n dinodi. Il guadagno g_i di un dinodo sarà proporzionale attraverso una costante k_i alla tensione V_i che è applicata ad esso. La costante di

proporzionalità k_i dipenderà dalla geometria e dal materiale del dinodo. Quindi il guadagno totale può essere scritto come

$$G = \prod_{i=1}^n g_i = \prod_{i=1}^n k_i V_i \quad (3.9)$$

Se si assume una situazione ideale in cui tutti i dinodi sono tra loro uguali ($k_i = k_j$) e la tensione è ripartita ugualmente con un opportuno partitore di tensione ($V_i = V_j$), allora la (3.9) diventa semplicemente

$$G \simeq g^n \quad (3.10)$$

Nel caso specifico, con $n = 12$ e $G = 5 \cdot 10^7$, invertendo la (3.10), si ha un valore medio di circa 4 elettroni secondari generati da ogni elettrone primario incidente su un dinodo. Quindi il numero di elettroni secondari n_{sec} generati da un foto-elettrone sarà dato dal prodotto di 12 poissoniane di valore medio 4.

Infine, come per il precedente metodo, si dovranno sommare tutti gli elettroni secondari, ottenendo un valore che segue una determinata distribuzione. Se il numero di foto-elettroni è sufficientemente grande (8000 nel caso specifico), per il *Teorema del Limite Centrale*, la distribuzione finale sarà gaussiana, come risulta infatti dalla Figura 3.15b. Per le considerazioni appena fatte, il valore medio delle distribuzioni a) e b) sarà lo stesso, mentre cambierà la loro dispersione. In particolare, il metodo che implementa l'elettromoltiplicazione dinodo per dinodo (b) avrà una deviazione standard maggiore di alcuni ordini di grandezza rispetto all'altro metodo (a).

Una volta implementata l'elettromoltiplicazione, è possibile ottenere il segnale in corrente all'anodo di un PMT applicando le fluttuazioni appena discusse al risultato precedentemente riportato nella sezione 3.7. Per ridurre i tempi computazionali è stato diminuito il guadagno ($G = 10^5$).

Come anticipato, sono stati trascurati i possibili ritardi – e le loro fluttuazioni – dovuti ai processi di fotomoltiplicazione (effetto fotoelettrico ed elettromoltiplicazione). Quindi, dato un foto-elettrone prodotto al tempo \bar{t} , tutti gli elettroni secondari arriveranno all'anodo allo stesso \bar{t} . Il processo di fotomoltiplicazione è stato simulato per l'evento corrispondente al segnale luminoso in Figura 3.13 (centrale). Il segnale in corrente corrispondente viene riportato in Figura 3.16a assieme ad un segnale reale, generato da uno scintillatore del laboratorio (b). Per un migliore confronto, l'origine dell'asse temporale del segnale reale è stata traslata in modo tale da coincidere con l'origine dell'asse temporale della simulazione.

Chiaramente il segnale reale è del tutto indicativo ed è possibile solo effettuare un confronto qualitativo tra i due segnali a) e b) della Figura 3.16: entrambi i segnali sono caratterizzati da una rapida salita iniziale; la durata del segnale simulato è leggermente più breve, ma come è stato discusso in precedenza la durata

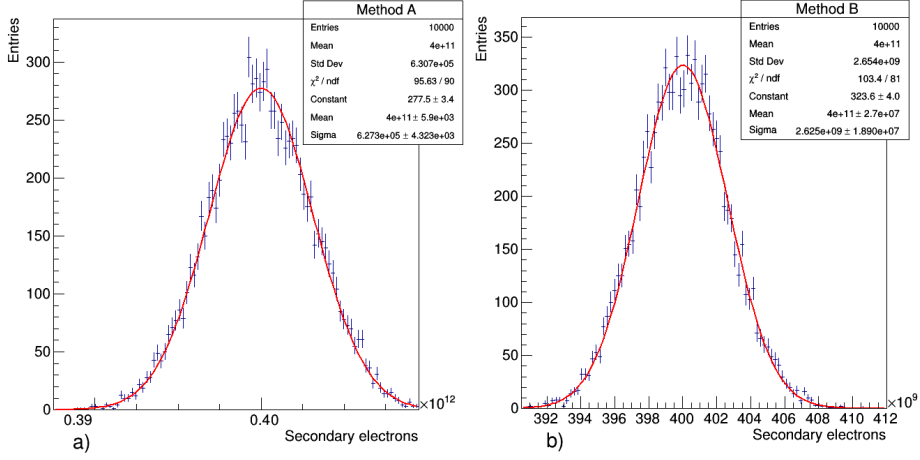


Figura 3.15. Distribuzioni del numero di elettroni secondari generati da 8000 foto-elettroni, considerando solo il guadagno totale (a), o simulando l'elettromoltiplicazione su ogni dinodo (b). E' stato effettuato un fit gaussiano su entrambi gli istogrammi.

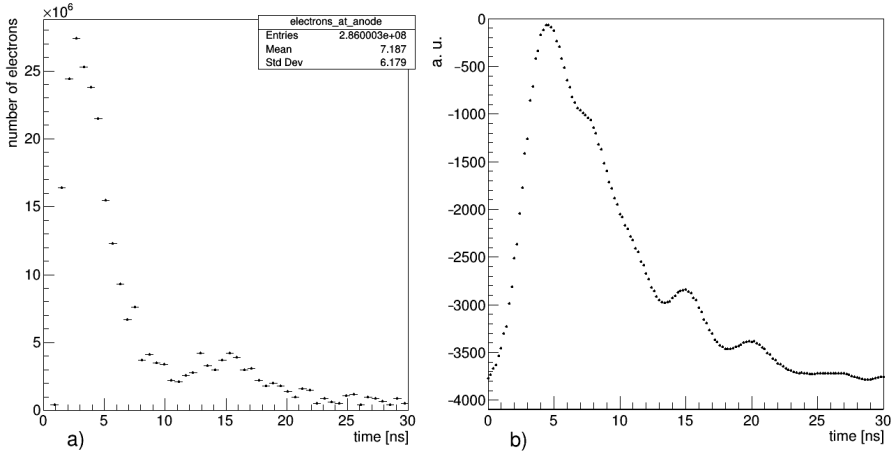


Figura 3.16. a) Tempo di arrivo degli elettroni all'anodo. b) Segnale in unità arbitrarie generato da uno scintillatore in laboratorio.

del segnale dipende da molti fattori tra cui la posizione relativa tra PMT e punto d'impatto del muone.

A conclusione di questa sezione si sottolinea come l'implementazione dei processi di elettromoltiplicazione sia stata effettuata con una grande semplificazione dal momento che non sono stati considerati gli spettri di risposta dei dinodi. In effetti, ogni dinodo andrebbe trattato come è stato fatto con il fotocatodo. Tuttavia, le fluttuazioni dovute all'elettromoltiplicazione sono piccole, infatti il segnale in corrente in Figura 3.16a e il segnale luminoso in Figura 3.13 (centrale) differiscono solo un fattore di normalizzazione (il rapporto tra i fattori di normalizzazione è $G = 10^5$). Rimane invece invariato l'andamento complessivo del segnale in corrente a prova del fatto che le fluttuazioni appena discusse sono trascurabili.

Capitolo 4

Conclusioni

Si ritiene che il lavoro svolto abbia portato a risultati interessanti e generalmente in accordo con quanto previsto dalla teoria, o dai dati sperimentali. Questo lavoro ha inoltre permesso di applicare un modello per la perdita di energia per particelle cariche attraverso la materia (formula di Bethe-Block), nonché di verificare la corretta simmetria del rivelatore, e di studiare la forma dei segnali temporali in funzione della posizione del punto d'impatto dei muoni. Tali segnali, qualitativamente simili a quelli reali osservati in laboratorio, hanno anche permesso di stimare la velocità di propagazione del segnale luminoso nel materiale scintillante. Il valore ottenuto ($v_{sim} \simeq 0.62c$) risulta compatibile come ordine di grandezza con il valore sperimentale ($v_{exp} \simeq 0.43c$).

Seppur molto semplificata, la simulazione ha permesso di comprendere meglio il funzionamento dei rivelatori a scintillazione e di capire il peso che i diversi parametri hanno nel determinare le loro prestazioni. Inoltre, sono stati appresi il valore e le potenzialità dei metodi di simulazione in fisica delle particelle.

Appendice A

Sorgente della simulazione

Viene di seguito brevemente descritta la sorgente del programma di simulazione.

Come rappresentato in Figura A.1, nella directory principale, è presente il ‘*main*’ (`AnaEx01.cc`) e due sotto directory, `include` e `src`, che contengono rispettivamente gli *header files* (`*.hh`) e i *source code files* (`*.cc`) delle classi usate nella simulazione.

Per l’implementazione del programma è stata presa ispirazione da un esempio di Geant4 (`AnaEx01`) che è disponibile nella directory `examples/extended/analysis` di Geant4. In particolare, sono state adottate le stesse modalità di creazione, riempimento e gestione degli istogrammi usate nell’esempio. La struttura della cartella riportata in Figura A.1 è rimasta quasi completamente invariata rispetto a quella originale. Comunque tutte le classi sono state ampiamente arricchite e modificate.

La sorgente può essere trovata al seguente indirizzo:

<https://github.com/pietro14/G4-Simulation.git>

```

[3.9K] AnaEx01.cc
[2.1K] CMakeLists.txt
[3.8K] cosmicMuons_gps.mac
[ 783] GNUmakefile
[4.0K] include
|   [2.2K] ActionInitialization.hh
|   [4.5K] DetectorConstruction.hh
|   [2.5K] EMPhysics.hh
|   [3.3K] EventAction.hh
|   [2.3K] GeneralPhysics.hh
|   [2.4K] HistoManager.hh
|   [2.4K] MuonPhysics.hh
|   [1.9K] PhysicsList.hh
|   [2.5K] PrimaryGeneratorAction.hh
|   [2.4K] RunAction.hh
|   [2.7K] SteppingAction.hh
[ 337] init_vis.mac
[2.6K] macro_dinodes.C
[1.4K] macro_dinodes_old.C
[ 110] notes.txt
[2.0K] README.txt
[4.0K] src
|   [3.1K] ActionInitialization.cc
|   [ 15K] DetectorConstruction.cc
|   [4.2K] EMPhysics.cc
|   [9.5K] EventAction.cc
|   [3.2K] GeneralPhysics.cc
|   [5.6K] HistoManager.cc
|   [4.3K] MuonPhysics.cc
|   [3.2K] PhysicsList.cc
|   [5.5K] PrimaryGeneratorAction.cc
|   [2.7K] RunAction.cc
|   [8.7K] SteppingAction.cc
[2.2K] vis.mac

```

Figura A.1. Cartella di lavoro contenente la sorgente del programma di simulazione, in parentesi quadre le dimensioni di ogni file o directory.

Bibliografia

- [1] Geant4 Collaboration, “Book For Application Developers, Release 10.4”, 2007, https://www.ge.infn.it/geant4/training/ptb_2009/literature (link valido al 15/10/2018)
- [2] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag, 1994.
- [3] R. C. Fernow, *Introduction to experimental particle physics*. Cambridge Univ. Press, 2001.
- [4] F. Ceradini, “Appunti del corso di istituzioni di fisica nucleare e subnucleare,” Gen 2003.
- [5] H. Bichsel, D. Groom, and S. Klein, “33. passage of particles through matter - particle data group,” Aug 2015.