

1. CAPITOLO 2

SIMULAZIONE

2.1 Motivazione e scopo della simulazione

In questo capitolo verrà illustrata la simulazione del “fondo ottico” per un apparato Čerenkov sottomarino, descrivendo i processi fisici rilevanti per la sua formazione e misura. Considerando la struttura e la tecnica di misura di un rivelatore quale NEMO, già descritto brevemente nel capitolo 1, intendiamo descrivere con il termine “fondo ottico” l’insieme di quei fenomeni fisici, non dovuti ai fotoni Čerenkov generati dalle particelle che si vogliono rivelare, che producono fotoni rivelabili con i fotomoltiplicatori (PMT) dell’apparato.

Dei tre principali contributi al fondo ottico discussi nel capitolo 1 tratteremo in questo capitolo, e più in generale in questa tesi, quello conseguente ai decadimenti della sostanze radioattive disciolte nell’acqua marina. Fra le sostanze radioattive il ^{40}K dà il maggior contributo al “fondo ottico”. Tale fondo fornisce una frequenza di segnale costante nel tempo. Per misurare le caratteristiche di tale fondo, frequenza media e spettro di ampiezza dei segnali, le Collaborazioni impegnate nella realizzazione di apparati Čerenkov sottomarini (NEMO[1], ANTARES[2], DUMAND[3] e NESTOR[4]) hanno realizzato, direttamente nei diversi siti sottomarini interessati, numerose campagne di misura. Per tutte le misure effettuate gli spettri di ampiezza dei segnali sembrano dovuti a singoli foto-elettroni; le misure differiscono invece significativamente sulla frequenza media del fondo misurato. I risultati variano da 240 a 500 fotoni per secondo e per cm^2 a 500 di superficie di fotocatodo. In prima istanza ci aspetteremmo che, a meno di grandi variazioni di salinità dei siti marini investigati, la frequenza media del segnale dovrebbe essere indipendente dal sito stesso. Il confronto dei risultati ottenuti dai diversi esperimenti deve comunque tener conto delle diverse condizioni di misura, delle diverse proprietà di propagazione della radiazione Čerenkov nell’acqua marina (da sito a sito può cambiare l’attenuazione della radiazione Čerenkov),

e della presenza di altre cause di rumore ottico eventualmente indistinguibili dal rumore dovuto al decadimento del ^{40}K . DUMAND ha utilizzato PMT emisferici con diametro pari a ~10" posti a circa 5000m di profondità nell'oceano Pacifico, ANTARES, ha utilizzato PMT emisferici con diametro pari a ~ 8" nel tratto di mare di fronte a Tolone a circa 2400m di profondità, NEMO, ha usato un fototubo con fotocatodo piatto e con diametro da 2" immerso a profondità variabile da 0m a circa 3000m. Questa ultima misura ha il vantaggio di poter correlare l'entità del segnale alla salinità (funzione della profondità). I movimenti, inevitabili, del cavo di sospensione dell'apparato possono però eccitare fenomeni di bioluminescenza che falsano le misure del contributo del fondo ottico da attribuire al ^{40}K . Per tale motivo abbiamo deciso di realizzare una stazione di misura "autonoma", fissa sul fondo del mare, capace di immagazzinare dati per tempi "lungi" rispetto ai tempi propri dei segnali da ^{40}K ed anche rispetto ai tempi caratteristici dei fenomeni di variabilità osservati per la luce emessa per bioluminescenza.

Per poter confrontare i risultati ottenuti dai diversi esperimenti, con diversi PMT e condizioni ambientali, e per poter guidare le scelte necessarie nella progettazione della stazione di misura che si è voluto realizzare, abbiamo effettuato una simulazione completa del fenomeno di produzione di fotoni dovuti a decadimenti di sostanze radioattive disciolte in acqua. In tal modo abbiamo potuto stimare l'ampiezza e la struttura temporale dei segnali di registrabili nelle più diverse configurazioni sperimentali. La simulazione è stata realizzata al calcolatore con un programma che utilizza il pacchetto software GEANT 3.21

In tabella 2.1 [3] sono riportati i principali isotopi radioattivi presenti nell'acqua marina e la relativa attività (cioè il numero di decadimenti per unità di volume e di tempo); come si può notare la quasi totalità dell'attività è dovuta al ^{40}K e solamente il 3% deriva dai decadimenti dell' ^{238}U e del ^{87}Rb . Nella simulazione, pertanto, ci siamo limitati a considerare i decadimenti del ^{40}K .

Per ogni decadimento del ^{40}K sono state generate le variabili cinematiche delle particelle primarie originate nel decadimento e delle eventuali secondarie prodotte dalla loro interazione con il mezzo (l'acqua marina). Per ogni particella è stata tracciata la traiettoria e simulata la produzione di fotoni

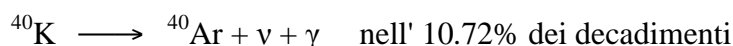
Čerenkov. Il programma di simulazione segue il trasporto dei fotoni in acqua, tenendo conto dei fenomeni di assorbimento e di diffusione, e l'interazione con i fotomoltiplicatori.

Nei prossimi paragrafi verranno illustrate le caratteristiche del decadimento del ^{40}K , le proprietà ottiche, le caratteristiche di efficienza ed uniformità dei fotomoltiplicatori, le varie fasi della simulazione ed i parametri fisici rilevanti per la valutazione del "rumore ottico".

2.2 Decadimento del ^{40}K

Nella prima parte della simulazione vengono generati i prodotti di decadimento del ^{40}K ed i fotoni Čerenkov conseguenti alla loro propagazione in acqua marina. Gli atomi di ^{40}K vengono fatti decadere nell'origine di un sistema di coordinate cartesiane e le particelle inizialmente prodotti (elettroni, fotoni) hanno l'impulso allineato con l'asse z. Questa scelta ci consente da un lato di trattare agevolmente le grandezze fisiche di interesse e dall'altro, come si vedrà meglio in seguito, di simulare un numero limitato di decadimenti pur avendo un risultato non affetto da incertezze statistiche. Del decadimento del ^{40}K viene simulata solo lo spettro in energia dei prodotti di decadimento in accordo con dati forniti da Los Alamos[5].

Il ^{40}K ha due principali rami di decadimento:



In entrambi questi decadimenti passiamo da uno stato iniziale con $J\pi 4^-$ ad uno stato finale di $J\pi 0^+$ (indichiamo con questa notazione il momento angolare totale J e la parità π di uno stato). Questa variazione è responsabile della bassa probabilità di decadimento del ^{40}K da cui segue una vita media di $1.277 \cdot 10^9$ anni. L'attività del ^{40}K può essere calcolata conoscendo la salinità (S espressa in g/l) del sito abissale in esame, la percentuale di potassio rispetto a tutti gli altri sali (ϵ_K), l'abbondanza relativa del ^{40}K (η_{40K}) e la vita media ^{40}K del stesso (τ).

Si può esprimere l'attività con la formula:

$$N = \frac{\ln(2)}{\tau} S \cdot \epsilon_K \cdot \eta_{40K} \cdot \frac{N_A}{40}$$

dove N_A è il numero di Avogadro. Per S utilizziamo il valore di salinità misurato dalla collaborazione NEMO a circa 3300m di profondità nel sito di Capo Passero: $S=38.7$ g/l; vogliamo a tal proposito sottolineare che il valore di salinità dell'acqua marina varia molto poco da sito a sito, specie nel Mediterraneo, mentre η_{40K} è, ovviamente, indipendente dal particolare sito prescelto e vale $\eta_{40K}=0.000117$. Il valore di ϵ_K e' tratto da In base a tali valori il numero aspettato dei decadimenti di ^{40}K per unità di tempo e di volume di acqua marina è pari a $13600 \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$.

Ci interessa qui valutare quanti decadimenti possono portare a segnali Čerenkov rivelati da un PMT posto in prossimità del punto di decadimento. Luce Čerenkov viene prodotta ha ogni volta che una particella carica si muove in un mezzo con una velocità (v) maggiore della velocità della luce nel mezzo, cioè se

$$(2.1) \quad v = \beta c \geq c/n$$

avendo indicato con n l'indice di rifrazione del mezzo. In questo caso il fronte d'onda della radiazione elettromagnetica prodotta ha una forma conica ed è emesso ad un angolo φ_c rispetto alla traiettoria della particella (fig. 2.1):

$$(2.2) \quad \cos(\varphi_c) = 1/\beta n$$

La formula scritta vale nell'approssimazione di mezzo infinito e non tiene conto della dipendenza dell'indice di rifrazione dalla lunghezza d'onda.

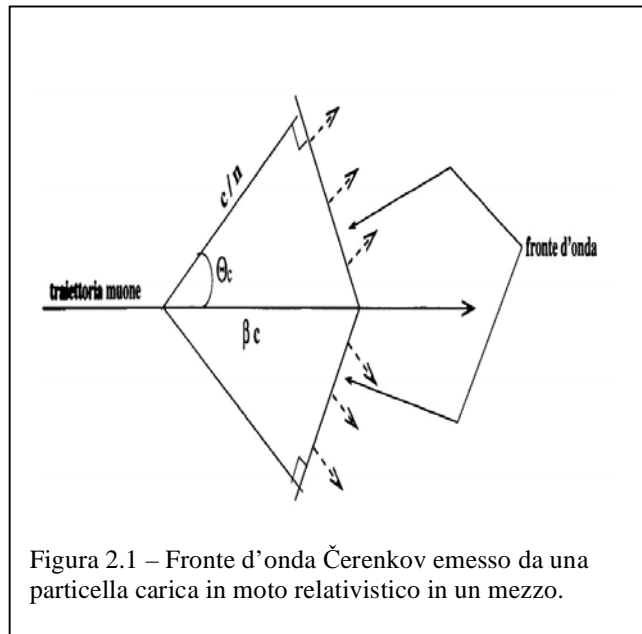


Figura 2.1 – Fronte d'onda Čerenkov emesso da una particella carica in moto relativistico in un mezzo.

Considerando una particella carica che viaggia in un mezzo finito di spessore L si ottiene la seguente espressione per l'energia irradiata:

$$\frac{d^2 E}{d\omega d\Omega} = \frac{z^2 \alpha \hbar}{c} n \beta^2 \sin^2(\theta) \left| \frac{\omega L \sin(\varepsilon(\theta))}{2\pi \beta c \varepsilon(\theta)} \right|^2$$

in cui z è la carica della particella che irradia, α la costante di struttura fine, ω la frequenza della radiazione emessa e θ è l'angolo fra la radiazione emessa e la direzione di propagazione della particella.

$$\varepsilon(\theta) = \frac{\omega \cdot L}{2 \cdot c \cdot \beta} (1 - \beta \cdot n \cdot \cos(\theta)).$$

Nel caso in esame la particella viaggia per una lunghezza molto maggiore della lunghezza d'onda della radiazione emessa e $\frac{\sin(\varepsilon(\theta))}{\varepsilon(\theta)} \rightarrow \delta(1 - \beta \cdot n \cdot \cos(\theta))$. Da quest'ultima relazione si ricava la 2.2 e

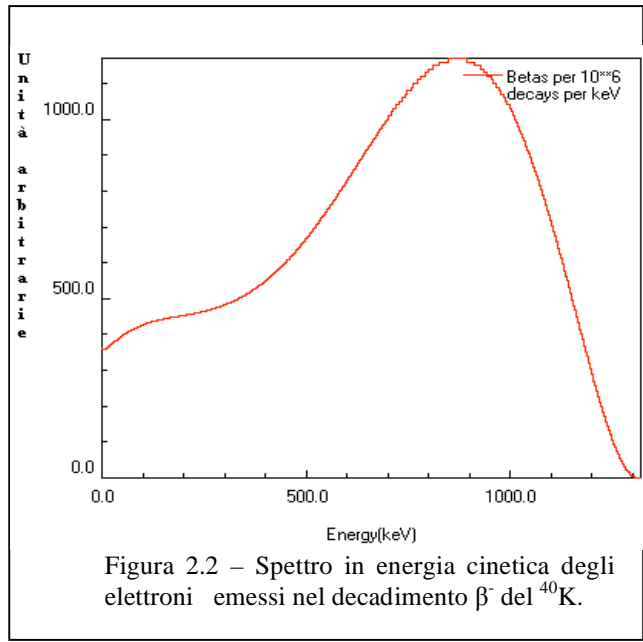
la soglia in energia cinetica imponendo che θ abbia un valore fisico.

Per un calcolo rigoroso della produzione di fotoni Čerenkov bisognerebbe considerare la dipendenza dell'indice di rifrazione dalla frequenza della radiazione emessa ω ; tuttavia a noi interessa un ristretto intervallo di lunghezze d'onda, dai 300nm ai 650nm (a cui il fotocatodo del nostro PMT, tipo Bi-Alkali, è sensibile): in questo intervallo l'indice di rifrazione può essere considerato circa costante $n \approx 1.35$.

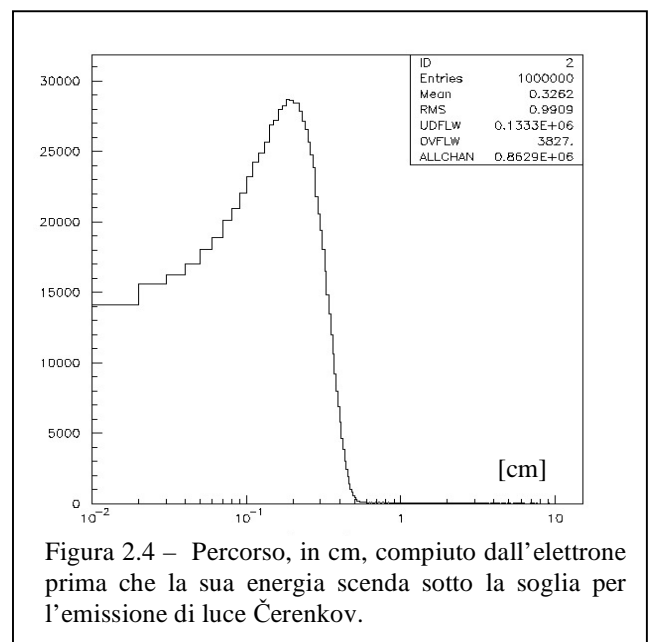
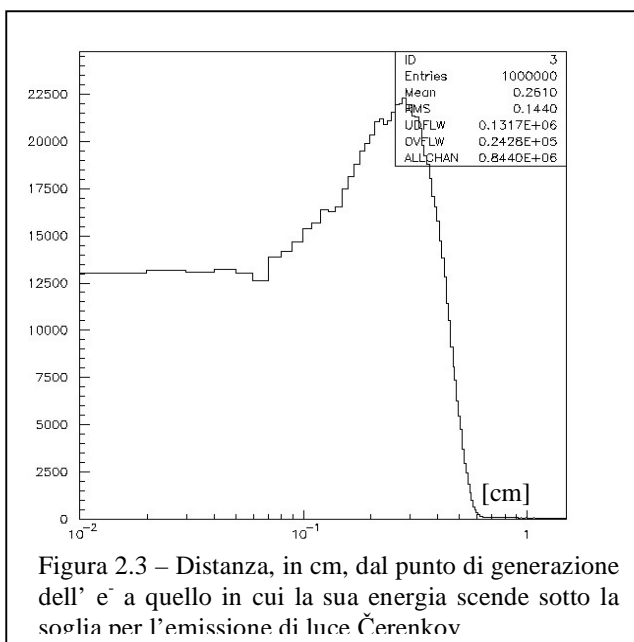
Con tale valore di n otteniamo, per elettroni, una soglia in energia cinetica per l'emissione di luce Čerenkov pari a:

$$E_c^e \geq \frac{m_e}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \cong 250 \text{ keV}$$

Dalla figura 2.2, che mostra lo spettro in energia cinetica dell'elettrone emesso nel decadimento β^- del ^{40}K una larga parte dello spettro contribuisce all'emissione di luce Čerenkov. Il programma di simulazione segue l'elettrone originato nel decadimento del ^{40}K fino a quando la sua energia cinetica è inferiore a quella di soglia. Le figure 2.4 e 2.3 mostrano, rispettivamente, il percorso totale dell'elettrone



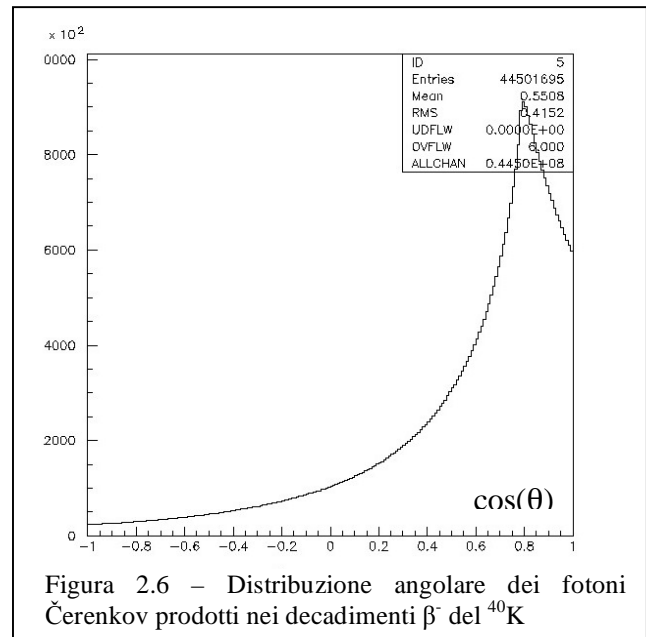
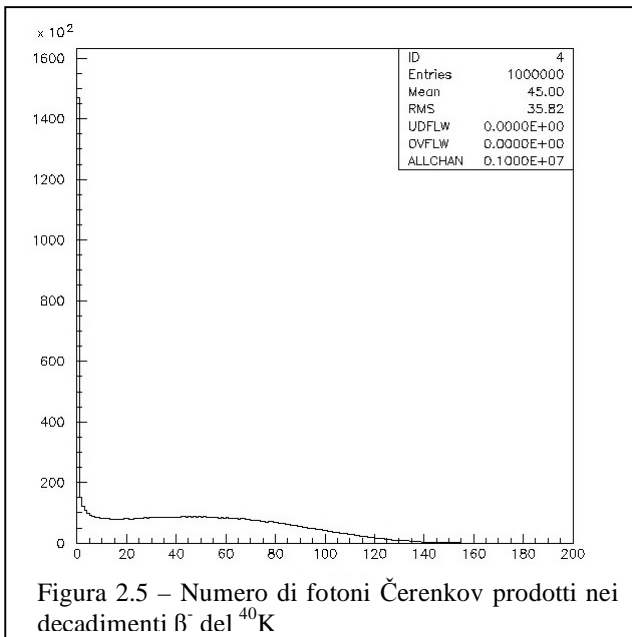
prima di raggiungere la condizione di soglia e la distanza fra il punto in cui tale condizione si verifica ed il punto in cui il ^{40}K è decaduto.



La figura 2.5 mostra la distribuzione del numero di fotoni Čerenkov nel caso del decadimento β^- , la grande variabilità di tale numero deriva dal fatto che gli elettroni non hanno una energia cinetica fissa, conseguenza ovvia del decadimento in tre corpi del ^{40}K .

Ovviamente i fotoni vengono prodotti lungo il percorso dell'elettrone in acqua, tuttavia, tenendo conto delle dimensioni di tale percorso (in media 3.2 mm) e di quelle dei PMT impiegati (diametro di circa 20 cm), per i nostri scopi la produzione di fotoni può essere considerata concentrata nel

punto di decadimento del ^{40}K . In figura 2.6 riportiamo la distribuzione angolare dei fotoni prodotti (in funzione di $\cos(\theta)$ dove θ e' l'angolo tra la direzione di propagazione del γ e quella di volo

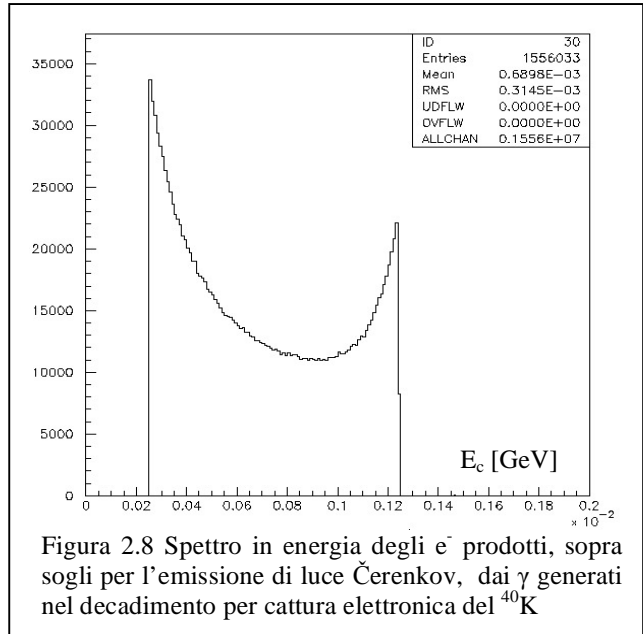
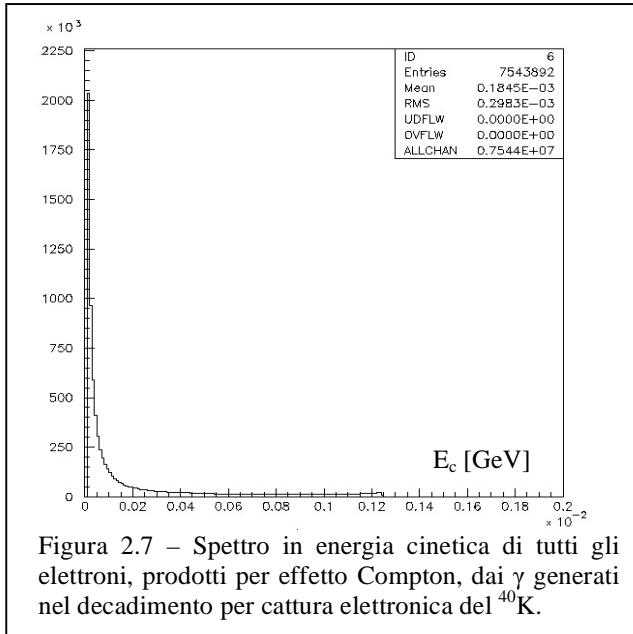


dell'elettrone iniziale. Notiamo che questa presenta un picco ben pronunciato in corrispondenza a $\cos(\theta_c) = 1/\beta n$, nel nostro caso circa 0.75. Ciò sta ad indicare che la traiettoria percorsa dall'elettrone è in buona approssimazione in linea con la direzione di emissione dell'elettrone iniziale. Ciò può essere facilmente accettato notando (dalle fig. 2.3 e 2.4) che in media la lunghezza della traiettoria compiuta dall'elettrone è solo il 23% più grande della distanza percorsa.

Nel decadimento del ^{40}K per cattura elettronica ($^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar} + \nu + \gamma$) si ottiene un atomo instabile ^{40}Ar . Nella transizione dell' ^{40}Ar dallo stato $J\pi 2^+$ allo stato fondamentale $J\pi 0^+$ si ha l'emissione di un γ da 1460,830 keV che può interagire per effetto fotoelettrico, Compton ed è anche sopra soglia per la produzione di coppie e^+e^- . Tutti questi processi sono compresi nel programma di simulazione sviluppato anche se il processo di gran lunga più probabile è l'interazione Compton. Come ben noto nello stato finale di una interazione "Compton" di un fotone (di energia E) con gli elettroni "esterni" degli atomi in cui il fotone si propaga, troveremo un fotone di energia minore (E'), diretto ad un angolo θ rispetto alla direzione del fotone iniziale, ed un elettrone con energia cinetica

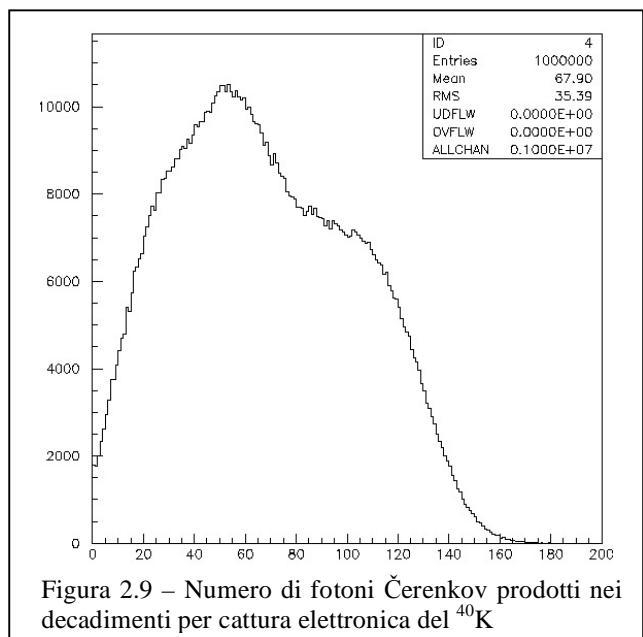
$$E_c^e = \frac{1}{E'} - \frac{1}{E} = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos(\theta))$$

In base a tale formula si ricava che l'energia trasferita da un fotone di 1.461 MeV ad un elettrone, trascurando la sua energia di legame, è compresa tra 0. ed 1.247 MeV, ben al di sopra della soglia, per elettroni, per l'emissione di luce Čerenkov. In figura 2.7 è riportato lo spettro in energia cinetica



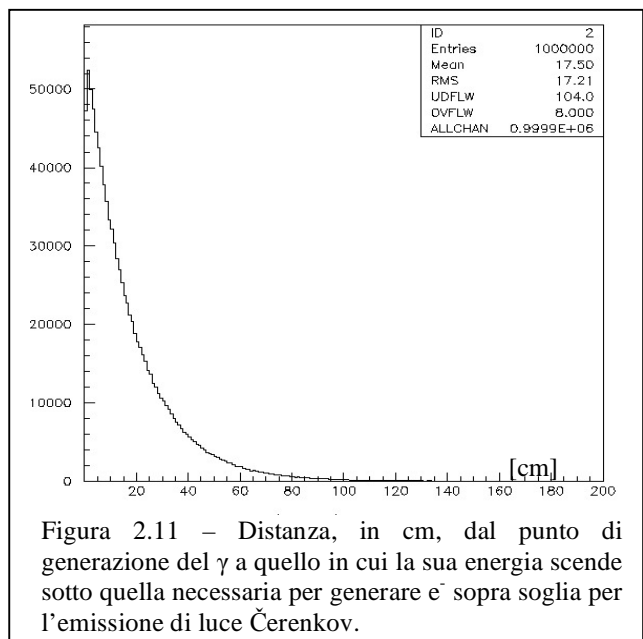
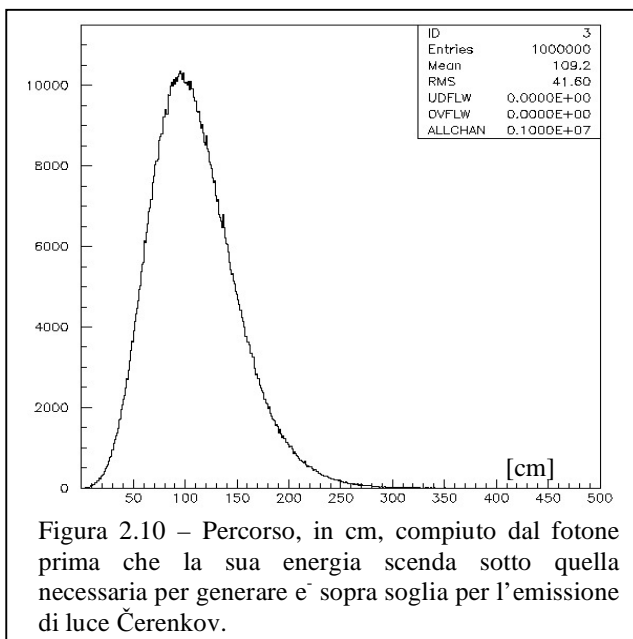
degli elettroni prodotti per effetto Compton in 10^6 decadimenti conseguenti ad una cattura elettronica. Notiamo che vengono prodotti in media circa 7.5 elettroni per ogni decadimento. Di questi circa 1.6 elettroni sono, in media, al di sopra della soglia per l'emissione di luce Čerenkov.

La figura 2.8 mostra lo stesso spettro ma solo per elettroni con $E_c > 250\text{KeV}$, capaci cioè di generare fotoni per effetto Čerenkov. Come è evidente dalle figure una buona parte (maggiore del 20%) degli elettroni così prodotti sono sopra soglia per la produzione di luce Čerenkov. La figura 2.9 mostra la distribuzione del numero di fotoni Čerenkov prodotti in eventi originati da un decadimento di ^{40}K per cattura elettronica: si



hanno, in media, 68 fotoni Čerenkov per evento. La diversità fra la distribuzione riportata nel

grafico 2.9 e quella analoga riportata in fig. 2.5, relativa al n. di fotoni Čerenkov generati in eventi in cui il ^{40}K decade β^- , è dovuta alla maggiore energia cinetica degli elettroni prodotti per effetto Compton (si confrontino le figure 2.2 e 2.8). I fotoni prodotti nella transizione verso lo stato fondamentale dell' ^{40}Ar , originato da $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar} + \nu + \gamma$, si allontanano dal punto in cui è avvenuto il decadimento subendo numerose interazioni; nel programma di simulazione seguiamo i fotoni fino a quando la loro energia è superiore a quella necessaria per generare elettroni al di sopra della soglia



Čerenkov. La figura 2.10 mostra la distribuzione delle lunghezze dei percorsi dei fotoni tracciati (il valor medio è 109 cm); la figura 2.11 mostra la distanza fra il punto in cui è avvenuto il decadimento ed il punto in cui il fotone è stato considerato “sotto soglia” (valor medio 17.5 cm). Tale distanza è paragonabile alle dimensioni del PMT ma molto inferiore alla distanza fra due PMTs in un apparato Čerenkov sottomarino (tipicamente 30÷50m). Ciò implica che in tale apparato anche questa sorgente di fotoni Čerenkov possa considerarsi puntiforme. La differenza tra la distanza finale ed il percorso totale del γ ci fa comprendere inoltre che, in seguito a diffusione Compton, il fotone può deviare dalla sua traiettoria iniziale anche di una quantità significativa. Di conseguenza l'insieme dei fotoni Čerenkov, prodotti dagli “elettroni Compton” sopra soglia è molto meno “collimato” di quello prodotto nel decadimento β^- del ^{40}K . Ciò è evidente in figura 2.12, che mostra la distribuzione angolare dei fotoni prodotti nel caso del decadimento del ^{40}K per cattura

elettronica, θ sia l'angolo tra il fotone Čerenkov ed il γ primario. Confrontando tale figura con quella analoga (fig. 2.6) relativa al decadimento β^- del ^{40}K , si nota nella fig. 2.12 una distribuzione con un picco molto meno pronunciato in corrispondenza a $\cos(\varphi_C)$.

In conclusione ogni decadimento per cattura elettronica del ^{40}K produce circa il 50% di fotoni Čerenkov in più rispetto ad un decadimento β^- . La nostra simulazione, tenendo conto delle ampiezze dei due canali di decadimento, indica che

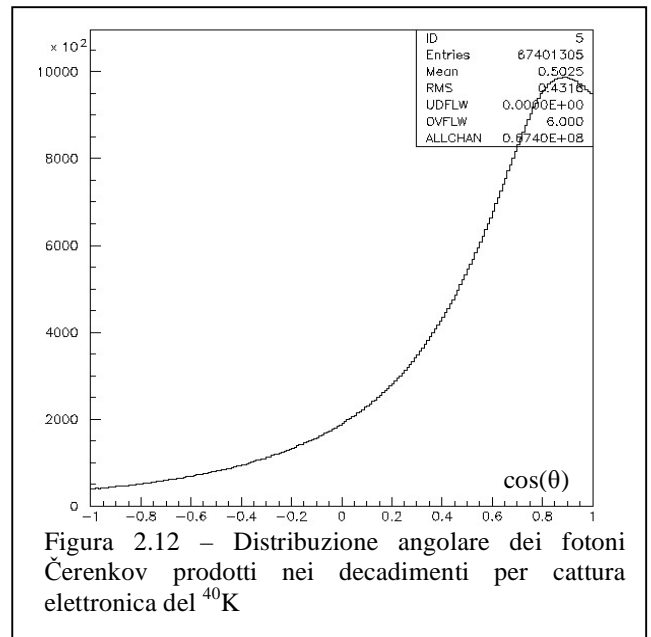


Figura 2.12 – Distribuzione angolare dei fotoni Čerenkov prodotti nei decadimenti per cattura elettronica del ^{40}K

complessivamente il numero dei fotoni Čerenkov dovuti al decadimento per cattura elettronica del ^{40}K è pari al 14% del totale.

2.3 Propagazione dei fotoni Čerenkov in acqua marina

Lo scopo ultimo del lavoro di simulazione descritto nei paragrafi precedenti è lo studio della frequenza e dell'ampiezza dei segnali registrabili in fototubi disposti in opportune geometrie in un "telescopio per neutrini" sottomarino. Se volessimo realizzare tali studi scegliendo a caso un atomo di ^{40}K nel volume d'acqua racchiuso nell'apparato sperimentale e tracciassimo tutti i possibili fotoni Čerenkov fino a selezionare quelli che effettivamente colpiscono la superficie del fotocatodo di uno dei tanti PMT, dovremmo generare almeno 10^6 fotoni Čerenkov prima di trovarne uno che generi un segnale! Per tale motivo abbiamo preferito suddividere la simulazione in due fasi logicamente distinte. Nella prima fase, già descritta, abbiamo generato i fotoni Čerenkov prodotti da atomi tutti posti in un unico punto, l'origine, del nostro sistema di riferimento. Dobbiamo ora propagare tali fotoni Čerenkov nello spazio occupato dal "telescopio per neutrini" di volta in volta assegnando, a caso, la posizione e l'orientazione ad un PMT nello spazio attorno all'origine verificando se il fotone è tale da poter produrre segnale. Ogni fotone può essere utilizzato quindi tante volte (ogni volta

scegliendo a caso posizione ed orientamento del PMT). Se il numero di eventi di decadimento di ^{40}K simulati è sufficientemente grande, tanto da garantirci che le distribuzioni in energia dei prodotti di decadimento sono ben rappresentate così come le distribuzioni angolari dei fotoni Čerenkov, con tale procedura otteniamo una discreta efficienza del processo di simulazione della formazione del segnale sui PMT senza il rischio di alterare, artificialmente, i parametri fisici che governano i processi elementari che contribuiscono alla formazione del "rumore di fondo".

La propagazione dei fotoni in acqua marina è sottoposta principalmente a tre tipi di interazioni: l'assorbimento, la diffusione alla Rayleigh sulle molecole d'acqua ed i sali in essa disciolti e la diffusione alla Mie sul particolato presente in sospensione nell'acqua.

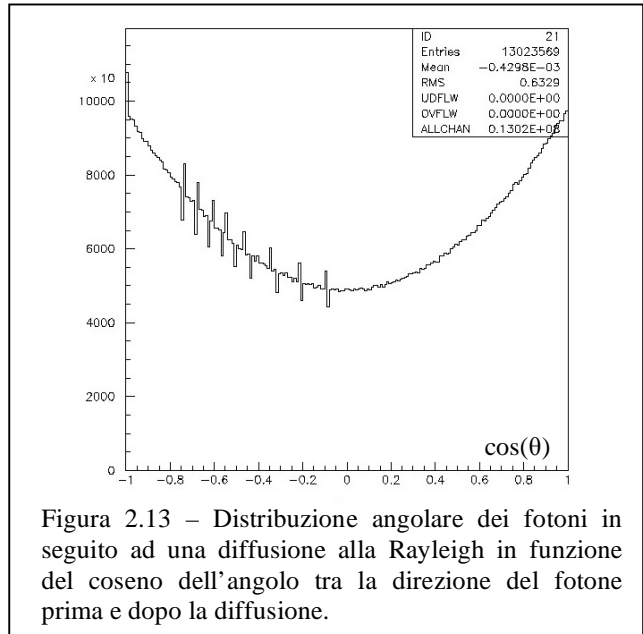
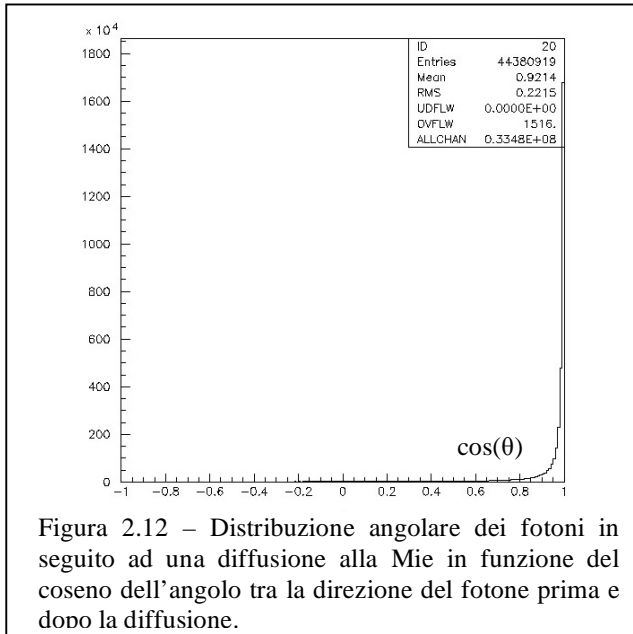
Nella simulazione abbiamo ignorato lo scattering Raman in quanto trascurabile, rispetto agli altri processi simulati, alle lunghezze d'onda per noi interessanti (da 200nm a 700nm).

Il fenomeno di assorbimento è stato simulato come completamente distruttivo: il fotone eventualmente riemesso ha infatti una lunghezza d'onda al di fuori dell'intervallo di sensibilità del fotocatodo dei PMT considerati. Tutto ciò ci consente di assumere che l'energia dei fotoni non vari nel corso del trasporto indipendentemente dal tipo di interazione alla quale sono soggetti.

I due processi di diffusione (Rayleigh e Mie) hanno effetti profondamente diversi sulla propagazione dei fotoni. Nel caso di diffusione alla Rayleigh, la cui distribuzione angolare è proporzionale a $(1+\cos(\theta))^2$, dove θ è l'angolo fra la direzione del fotone incidente e quella del fotone diffuso, ci si aspetta una totale simmetria avanti-dietro (l' "angolo medio" di diffusione è quindi nullo). Un fotone diffuso in una interazione Rayleigh ha una piccola probabilità di continuare a propagarsi con un angolo piccolo rispetto alla direzione iniziale. Nel caso di diffusione alla Mie, invece, da noi parametrizzata mediante la funzione empirica di Henyey-Greenstein [5]:

$$I \propto \frac{(1 - g^2)}{\sqrt{(1 + g^2 - 2g \cos(\theta))^2}} \quad (\text{con } g = \langle \cos(\theta) \rangle = 0.95)$$

notiamo che la maggior parte della diffusione produce piccole variazioni della direzione di propagazione rispetto a quella di incidenza. Le figure 2.13 e 2.14 mostrano le distribuzioni degli angoli di diffusione di fotoni che hanno subito i due tipi di processi.



Macroscopicamente la diminuzione del flusso di fotoni può essere descritta dalle formule:

$$I_a(x) = I_0 e^{-ax}$$

$$I_c(x) = I_0 e^{-cx}$$

dove a e c rappresentano, rispettivamente, i coefficienti di assorbimento ed attenuazione, quantità sperimentalmente misurabili. Il coefficiente di attenuazione è definito come $c=a+b$ in cui b è il coefficiente di diffusione totale. I coefficienti a e c per acqua marina abissale (~3000m) sono stati misurati dalla Collaborazione NEMO [6] nel corso delle campagne svoltesi nel periodo 1998÷2000 in alcuni siti presso Capo Passero (Sicilia). I risultati di tali misure sono riportati, in funzione di λ , nella tabella 2.2 in unità di m^{-1} .

Tabella 2.2

	412 nm	440 nm	488 nm	510 nm	532 nm	555 nm	650nm	676 nm	715 nm
$a [m^{-1}]$.0158	.0133	.0184	-	.0515	.0692	.3628	.4431	1.047
$c [m^{-1}]$.0361	.0357	.0385	.0485	.0582	.0646	.3853	.4542	1.064

Per poter utilizzare nella nostra simulazione queste misure, effettuate su un numero limitato di lunghezze d'onda, abbiamo interpolato linearmente i valori misurati: il risultato per le lunghezze di attenuazione e' mostrato nel grafico in figura 2.15.

Dai valori sperimentali è possibile ricavare il coefficiente di diffusione ($b_{\text{diffusione}}$) in funzione della lunghezza d'onda. Tale

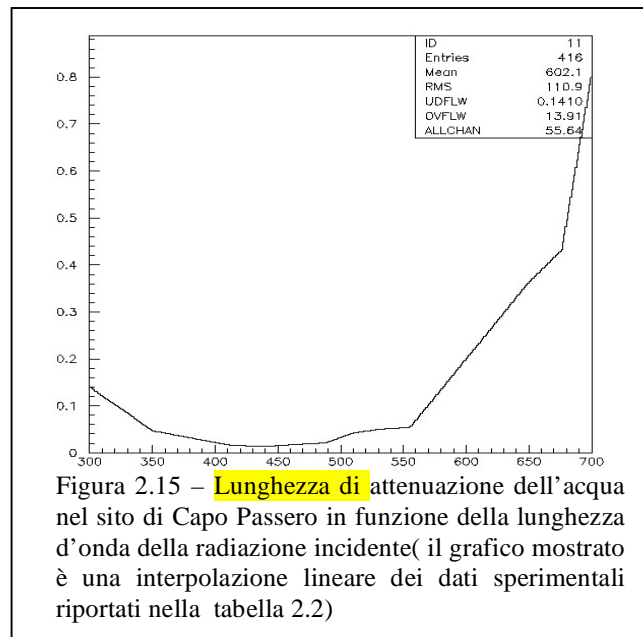


Figura 2.15 – Lunghezza di attenuazione dell'acqua nel sito di Capo Passero in funzione della lunghezza d'onda della radiazione incidente(il grafico mostrato è una interpolazione lineare dei dati sperimentali riportati nella tabella 2.2)

coefficiente contiene sia il contributo della diffusione Rayleigh (nell'acqua purà questo è l'unico responsabile della diffusione) che quello della diffusione Mie. Conoscendo il coefficiente di diffusione dell'acqua pura, ben noto in letteratura [7], abbiamo potuto stimare il coefficiente di diffusione alla Mie in acqua marina mediante la relazione:

$$b_{\text{Mie}} = b_{\text{diffusione}} - b_{\text{Rayleigh}} = b_{\text{diffusione}} - b_{\text{acqua pura}}$$

per radiazione luminosa con lunghezze d'onda compresa nell'intervallo 200÷700nm.

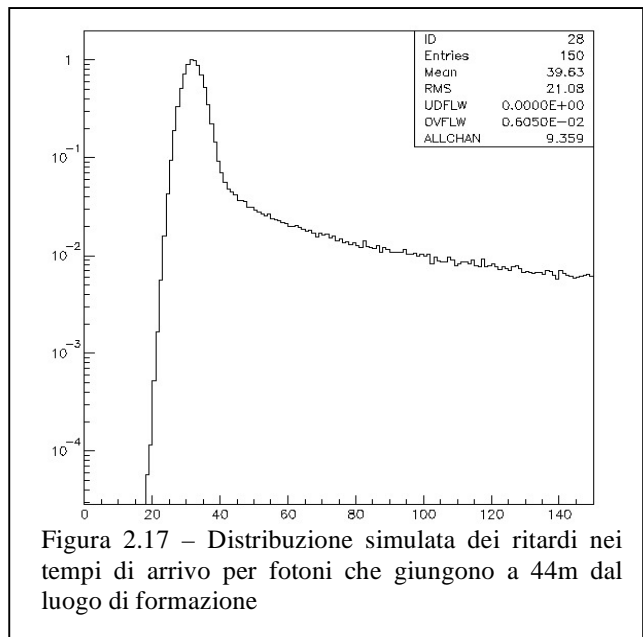
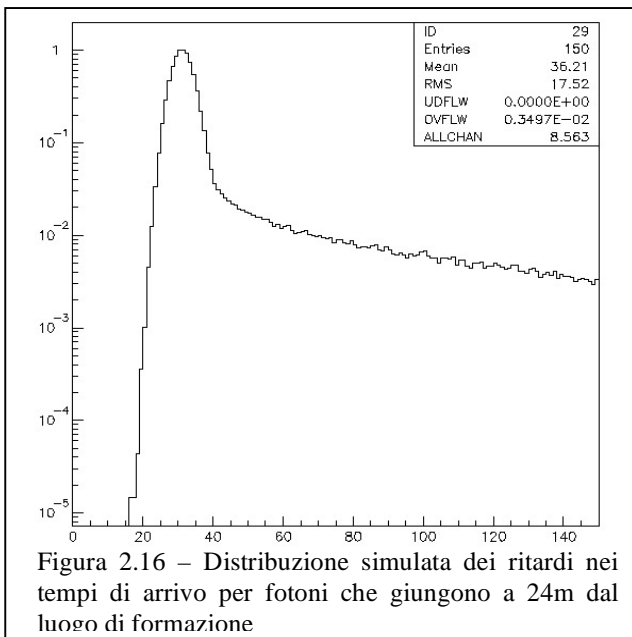
Per simulare il trasporto dei fotoni Čerenkov nel volume d'acqua che circonda i PMT's di volta in volta generiamo stocasticamente, lungo la direzione di propagazione del fotone, il percorso compiuto dal fotone prima di interagire (per assorbimento o per scattering). Successivamente scegliamo il tipo di interazione avvenuta. La distanza di interazione viene estratta secondo una distribuzione esponenziale del tipo e^{-cx} , il tipo di interazione è scelto in base alla probabilità relativa delle interazioni a quella distanza.

Il tracciamento segue i fotoni fino al loro assorbimento e tutti i dati relativi alla traccia sono registrati in un database.

I fenomeni di assorbimento determinano la distanza alla quale una sorgente di fotoni può essere osservata, i fenomeni di diffusione determinano il tempo impiegato da un fotone per allontanarsi, di una quantità definita, dalla sorgente. La Collaborazione ANTARES, con un apparato composto da

una sorgente isotropa di fotoni (LED) ed un fototubo posto a distanza fissa da essa, ha misurato [ANTARES] la distribuzione dei tempi di arrivo dei fotoni sul fotocatodo.

Per confrontare i risultati del nostro programma di simulazione con dati sperimentali abbiamo provato a simulare la misura effettuata da ANTARES. Abbiamo cioè calcolato il percorso totale compiuto dai fotoni per giungere a due distanze di riferimento, scelte pari a 24m e 44m dal luogo di generazione. Il cammino ottico è stato quindi convertito in tempo assumendo di conoscere la velocità della luce nel mezzo. Fotoni diffusi giungeranno sul fotocatodo in ritardo rispetto ad un fotone che si propaghi in maniera rettilinea dal luogo della sua generazione fino a queste due distanze. Nelle figure 2.16 e 2.17 è rappresentato il ritardo, rispetto ad un fotone non diffuso, con cui un fotone diffuso giunge rispettivamente su un PMT posto a 24m e 44m. Per rendere il calcolo



confrontabile con i dati misurati abbiamo tenuto conto anche di effetti strumentali. La risoluzione sperimentale nella misura dei tempi è stata simulata aggiungendo al tempo calcolato una grandezza stocastica distribuita secondo una gaussiana a valor medio nullo e con $\sigma = 3$ ns (sperimentalmente questa è la fluttuazione del “tempo di transito” del segnale dal fotocatodo all’anodo del PMT). In assenza del fenomeno di diffusione ci aspetteremmo una distribuzione di tempi di ritardo “gaussiana”. Sperimentalmente si osserva una distribuzione di tempi di arrivo composta da una “gaussiana” e da una lunga “coda” per tempi lunghi. La simulazione riproduce in modo molto

soddisfacente i dati sperimentali confermando la validità della nostra simulazione nella trattazione del fenomeno di diffusione della radiazione ottica in acqua marina.

L'accordo fra la distribuzione dei tempi simulata e quella sperimentalmente ottenuta da ANTARES

(riportata in figura 2.18) indica una corretta simulazione dei processi di diffusione dei fotoni Čerenkov in acqua marina.

L'approccio usato nella simulazione, quello cioè di calcolare tutte le caratteristiche della generazione e trasporto dei fotoni senza introdurre subito l'interazione con il modulo ottico, ci ha permesso, simulando un numero relativamente piccolo (50000) di decadimenti del ^{40}K , di avere una statistica adeguata per tutte le analisi successive.

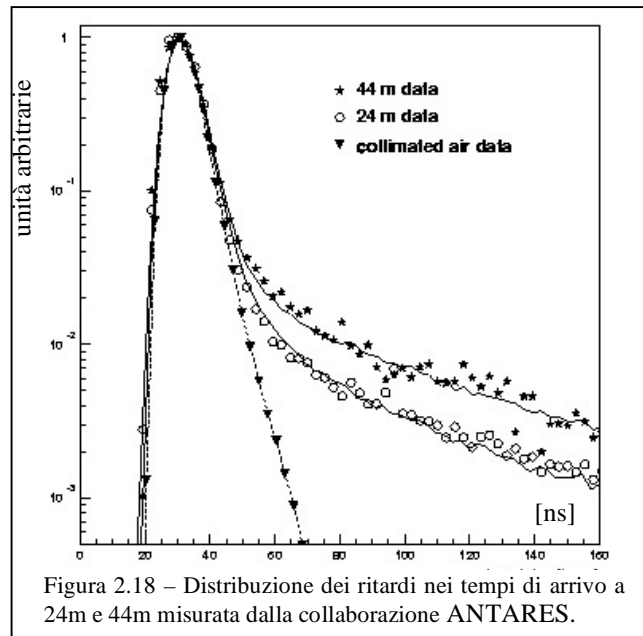


Figura 2.18 – Distribuzione dei ritardi nei tempi di arrivo a 24m e 44m misurata dalla collaborazione ANTARES.

Nonostante sia possibile trattare fin da ora il procedimento utilizzato per stimare il flusso di fotoni aspettato, in seguito ai decadimenti degli atomi di ^{40}K in acqua marina, abbiamo preferito rimandare questa discussione al capitolo 5. Abbiamo ritenuto che questa fosse la scelta migliore poiché nell'ultima fase della simulazione e con un procedimento analogo, verranno stimati tanto il flusso di fotoni che la frequenza di segnali che ci aspettiamo di misurare con il nostro apparato. Quest'ultima stima necessita di una conoscenza dettagliata dell'apparato che sarà fornita nei prossimi capitoli (capitoli 3 e 4).