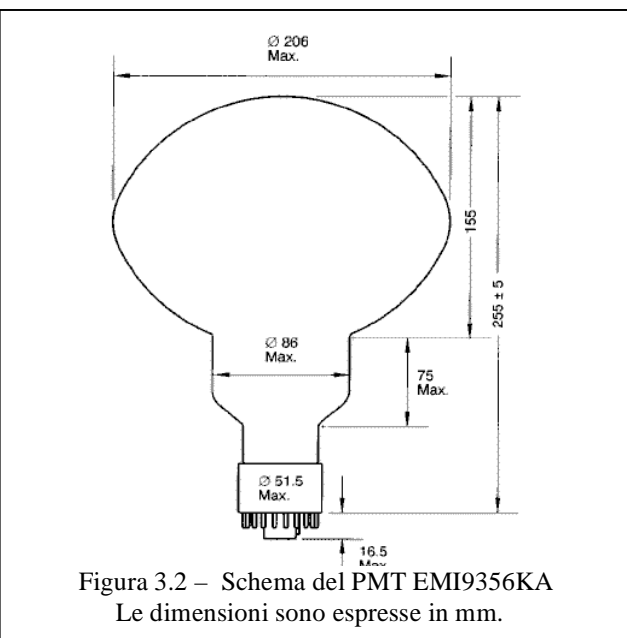
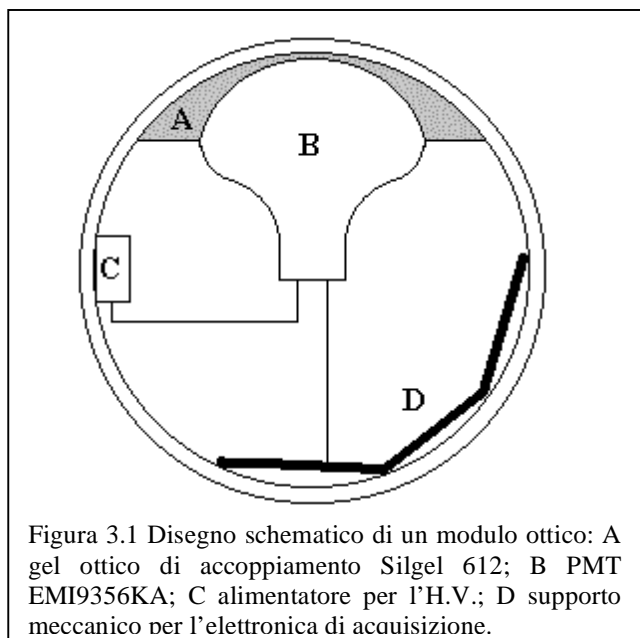


CAPITOLO 3

L'APPARATO DI MISURA

3.1 Descrizione dell'apparato di misura

Per la misura delle caratteristiche del “rumore ottico” nei siti sottomarini abissali in cui si pensa di realizzare “Telescopi per neutrini” basati sull'effetto Čerenkov, abbiamo realizzato una stazione di misura “autonoma” capace di registrare gli impulsi forniti da sensori ottici ancorati in fondo al mare. Come già descritto precedentemente intendiamo studiare sia la forma degli impulsi che la loro frequenza. Lo strumento base per la rivelazione degli impulsi ottici che costituiscono il rumore è un fotomoltiplicatore di grande area, nel nostro caso un fototubo emisferico con diametro da 8” (EMI 9356KA). La resistenza alla pressione viene garantita da una sfera di vetro (borosilicato) prodotta da BENTHOS con diametro interno pari a 40 cm e spessore 1.5 cm. Il PMT è accoppiato otticamente alla sfera mediante un opportuno gel ottico a base di silicone: il WAKER Silgel 612.



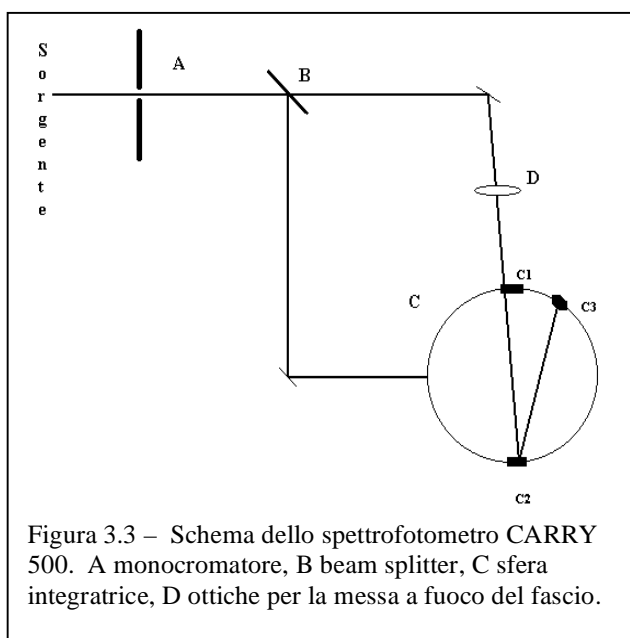
Definiamo “modulo ottico” (figure 3.1) la sfera con il PMT accoppiato otticamente.

In figura 3.2 riportiamo le caratteristiche geometriche del fototubo utilizzato così come fornite dalla casa costruttrice [1].

3.2 Proprietà ottiche del vetro

La trasparenza del vetro di cui è composta la sfera che protegge il PMT dalla pressione potrebbe limitare le caratteristiche di sensibilità del “modulo ottico” e falsare la misura della frequenza del “rumore”. Per tale motivo abbiamo effettuato una misura delle proprietà ottiche del vetro di cui è composta la sfera BENTHOS. Abbiamo utilizzato uno spettrofotometro Carry 500 (messo a disposizione dal Prof. C.Coluzza che qui vogliamo ringraziare). Questo strumento permette di misurare la trasmittanza e la riflettanza di un qualsiasi campione trasparente al variare della lunghezza d’onda incidente. In figura 3.3 riportiamo uno schema semplificato dello strumento. La

radiazione luminosa emessa da una sorgente di luce “bianca” viene filtrata tramite un monocromatore (A) con risoluzione in lunghezza d’onda pari ad 1nm. Il fascio monocromatico così ottenuto, grazie ad un beam splitter (B), può seguire due percorsi per entrare in una “sfera integratrice” (C). Questa sfera, la cui superficie interna è realizzata con materiale puramente dalambertiano, cioè che diffonde



tutta la luce incidente, permette, ad un rivelatore posto sulla superficie interna della sfera, di misurare l’intensità del fascio entrante nella sfera stessa. Le misure di “trasmittanza” avvengono comparando le intensità dei fasci entranti nella sfera quando il campione è posto in C1. Ponendo il campione in C2 si possono effettuare misure di “riflettanza”. Questa tecnica di misura comporta la necessità di una calibrazione iniziale dello strumento che consiste nel confrontare le intensità dei due fasci nel caso in cui non ci sia un campione. Ciò fornisce una misura, chiamata *base line* dello strumento, che viene utilizzata automaticamente dal sistema di acquisizione per correggere le

intensità di luce misurate successivamente alla fase di calibrazione. Per stimare la trasmittanza totale si posizionano opportuni sistemi ottici (D) in maniera che il fuoco del fascio sia in C1, dove viene posto il campione, mentre C2 e C3 vengono coperti con il medesimo materiale della sfera integratrice. In questa configurazione si misurano sia la trasmittanza diffusa che quella diretta; coprendo C2 con un materiale completamente assorbente si elimina la trasmittanza diretta e si misura solo quella diffusa. Come si può notare dallo schema in figura 3.3 il fascio entra nella sfera integratrice con un piccolo angolo rispetto alla normale. Ciò é essenziale nelle misure di riflettanza perché permette di separare i contributi delle componenti speculare e diffusa alla riflettanza totale. Per le misure di riflettanza totale il campione, infatti, viene posto in C2 affinché solo la luce riflessa sia presente nella sfera e, coprendo C3 con un materiale completamente assorbente, rimanga solo la componente diffusa. Le misure raccolte con il vetro che compone la sfera BENTHOS (si è ricavato un campione circolare con diametro ~5cm e spessore 15mm) sono riportate di seguito come esempio; in fig. 3.4 vediamo la trasmittanza totale e diffusa del campione di vetro ed in fig. 3.5 la sua riflettanza. Questi risultati sono stati utilizzati per stimare il coefficiente di assorbimento del campione.

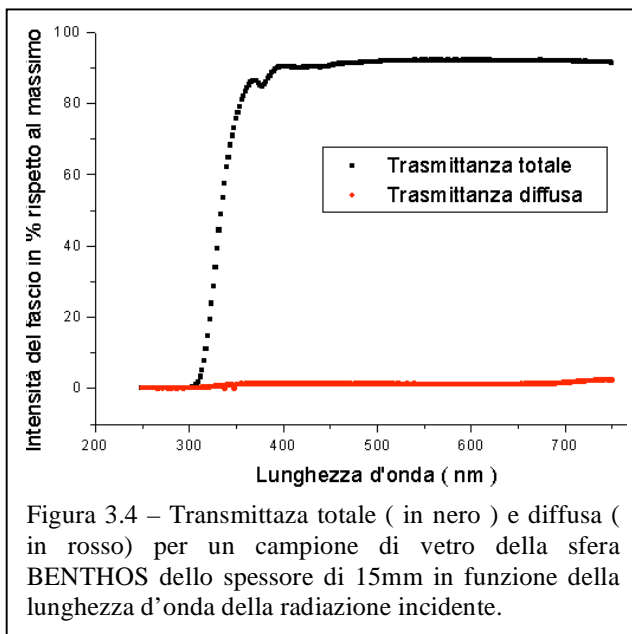


Figura 3.4 – Trasmittanza totale (in nero) e diffusa (in rosso) per un campione di vetro della sfera BENTHOS dello spessore di 15mm in funzione della lunghezza d'onda della radiazione incidente.

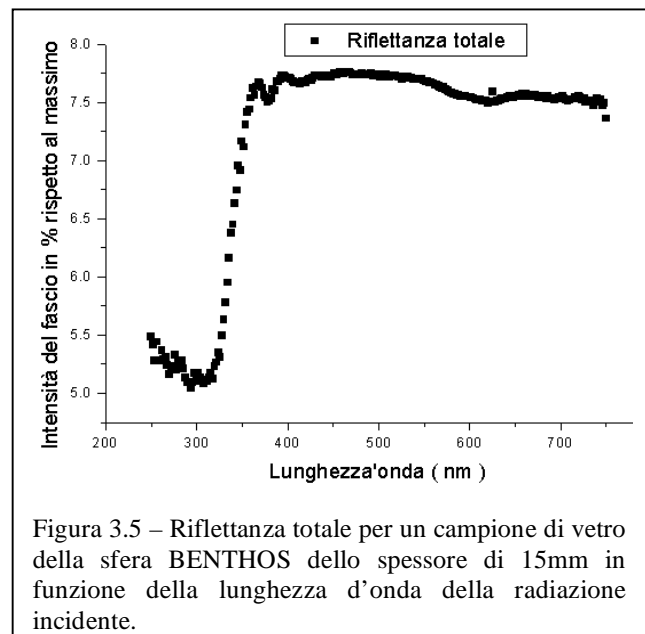


Figura 3.5 – Riflettanza totale per un campione di vetro della sfera BENTHOS dello spessore di 15mm in funzione della lunghezza d'onda della radiazione incidente.

La relazione che lega i parametri misurati é la seguente:

$$(3.1) \quad T_{diretta} = (1 - R_{totale}) e^{-ad}$$

in cui T é la trasmittanza, R la riflettanza, d lo spessore del campione ed a il coefficiente di assorbimento. Ricavando il coefficiente di assorbimento da questa espressione si ottiene:

$$(3.2) \quad a = \frac{-\ln\left(\frac{T_{diretta}}{(1 - R_{totale})}\right)}{d}$$

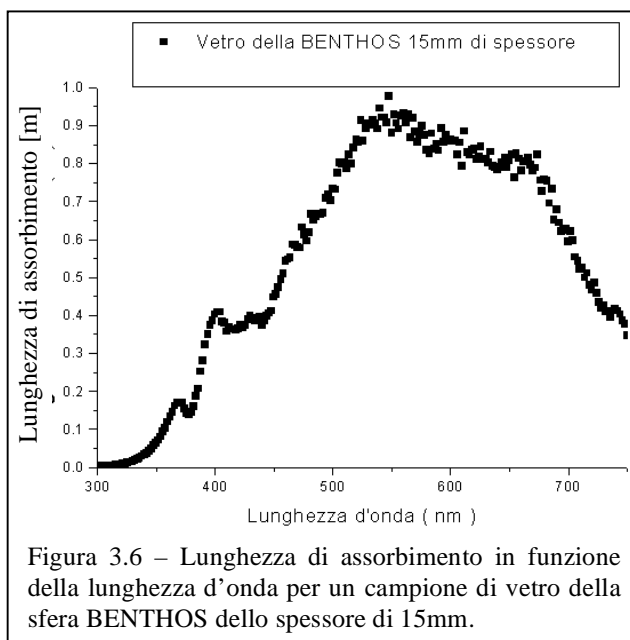
Nel grafico in fig.3.6 mostriamo, in funzione della lunghezza d'onda λ , la lunghezza di assorbimento (definita come $L_a = 1/a$) misurata per il vetro della BENTHOS. Utilizzando i medesimi dati è possibile stimare l'indice di rifrazione del campione. L'indice di rifrazione è legato alla riflettanza speculare ($R_{speculare}$) dalla relazione:

$$(3.3) \quad R_{speculare} = \frac{(1 - n)^2 + k^2}{(1 + n)^2 + k^2}$$

in cui n è l'indice di rifrazione e k il coefficiente di estinzione. Tale coefficiente viene definito mediante il coefficiente di assorbimento e la lunghezza d'onda tramite la:

$$(3.4) \quad k = \frac{a}{2\pi} \lambda$$

Questo termine alle lunghezze d'onda per noi interessanti (250÷700nm) è pari a circa 10^{-7} ed è stato trascurato nelle analisi successive.



Possiamo quindi ricavare l'indice di rifrazione come:

$$(3.5) \quad n = \frac{1 + \sqrt{R_{speculare}}}{1 - \sqrt{R_{speculare}}}$$

In figura 3.7 mostriamo l'indice di rifrazione in funzione della lunghezza d'onda della radiazione incidente. Nell'intervallo $\lambda=380\div450\text{nm}$ il valore ottenuto è compatibile con il valore fornito dalla BENTHOS[2] ($n\sim 1.48$).

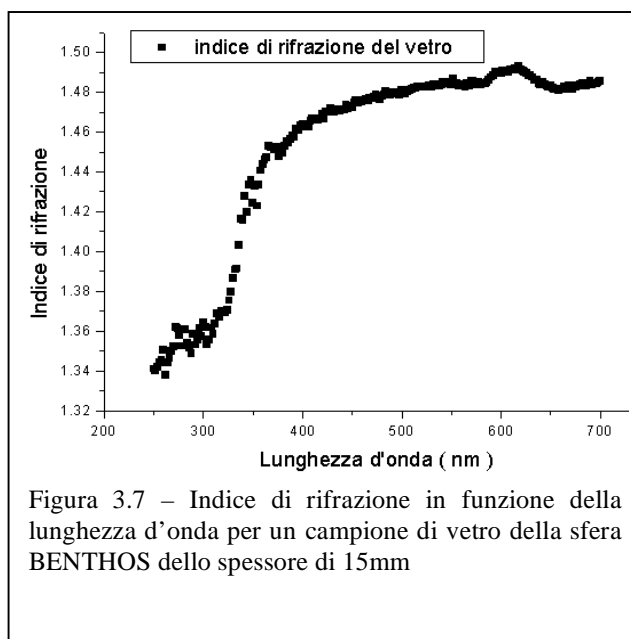
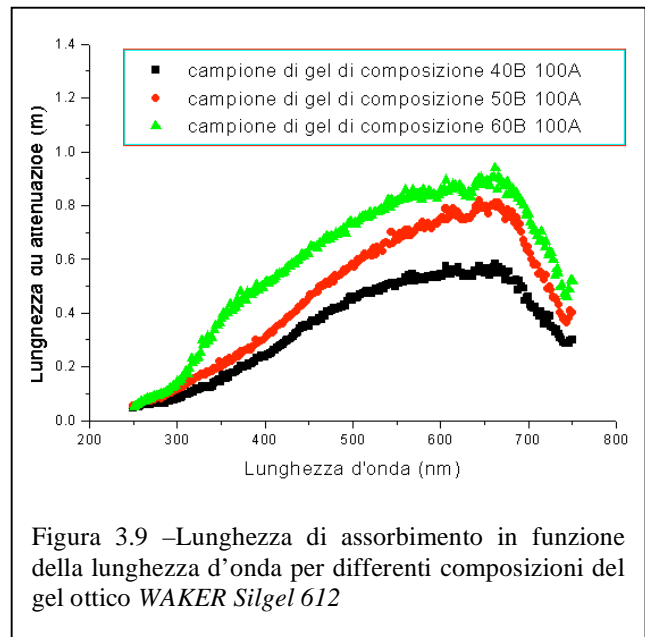
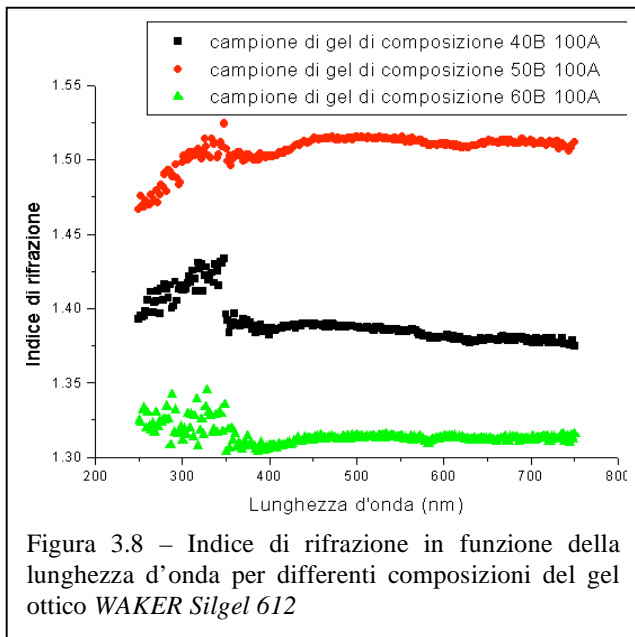


Figura 3.7 – Indice di rifrazione in funzione della lunghezza d'onda per un campione di vetro della sfera BENTHOS dello spessore di 15mm

3.3 Proprietà ottiche del gel usato per il contatto ottico del PMT

Il gel *WAKER Silgel 612* ha una duplice funzione nel nostro modulo ottico; con le sue proprietà collanti fissa meccanicamente il fotomoltiplicatore alla BENTHOS, essendo sufficientemente elastico garantisce una buona adattabilità alla compressione della sfera che a circa 3000m di profondità è stimata pari ad 3÷8 mm. Grazie alle sue proprietà ottiche permette il passaggio quasi indisturbato dei fotoni Čerenkov dalla superficie esterna della BENTHOS fino al fotocatodo. Questo gel si ottiene miscelando due reagenti di base: il Silgel 612A e il Silgel 612B in opportune quantità che possono essere variate a secondo delle richieste di elasticità del composto finale. Per questo motivo abbiamo deciso di misurare le proprietà ottiche di differenti miscele (compatibili con le nostre esigenze “meccaniche”) al fine di trovare quella con le caratteristiche ottiche a noi più congeniali. Le misure effettuate su questi campioni, così come le loro analisi seguono le stesse modalità già descritte nel paragrafo precedente; ci limiteremo pertanto ad elencare i risultati finali e a discuterne in dettaglio i più interessanti. Abbiamo deciso di misurare le proprietà ottiche di tre

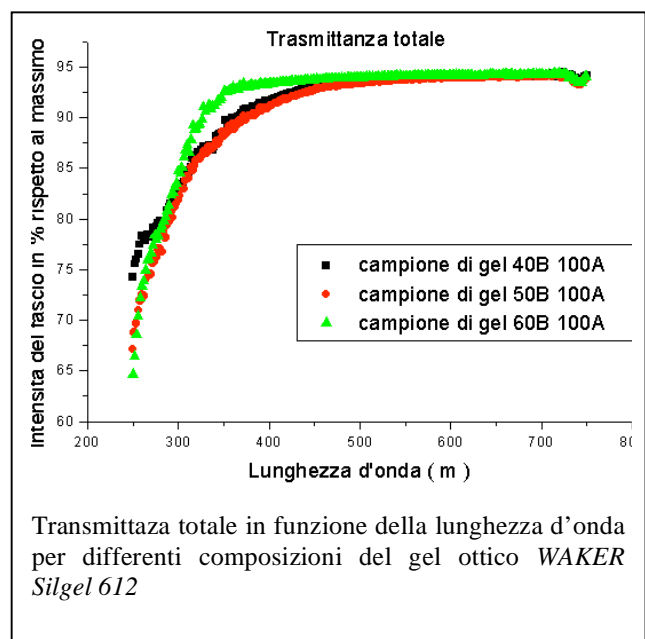
campioni Silgel612 di composizione 40B 100A ,50B 100A e 60B 100A. Sono state scelte queste



composizioni perché grazie alla loro maggiore durezza si adattavano meglio al set-up sperimentale usato. I risultati finali di queste misure sono riassunti nei grafici mostrati nelle figure 3.8, che riporta gli indici di rifrazione, e 3.9, che mostra l'andamento della lunghezza di assorbimento in funzione della lunghezza d'onda, per i tre campioni di gel misurati.

La scelta della miscela da utilizzare non dipende unicamente dalle proprietà ottiche del gel ma anche dalle sue proprietà meccaniche.

La miscela 50B-100A possiede le migliori proprietà ottiche: indice di rifrazione più vicino a quello del vetro (il che minimizza le riflessioni della luce nell'attraversamento delle superfici vetro-gel) e lunghezza di assorbimento maggiore. Nonostante ciò abbiamo scelto di utilizzare la miscela 40B-100A (con caratteristiche ottiche solo poco peggiori della precedente) poiché rappresenta il miglior



compromesso tra proprietà ottiche e quelle meccaniche. Inoltre, come si può notare dal grafico 3.10, la sua trasmittanza totale, per un campione di spessore 15mm, risulta essere praticamente coincidente, nell'intervallo di lunghezze d'onda rilevanti (400nm - 500nm), a quella delle altre miscele.

3.4 Il Fotomoltiplicatore. Proprietà geometriche

I fotomoltiplicatori utilizzati sono degli EMI 8" 9356KA; le proprietà caratteristiche di questi fototubi, per quanto riguarda la formazione del segnale sono discusse e misurate nel capitolo 4. In questo paragrafo ci limiteremo a valutarne le caratteristiche geometriche. Come si può notare dallo schema riportato in figura 3.2 la forma del fotocatodo è effettivamente sferica, con un raggio di curvatura pari a 11cm, fino ad un angolo θ_f pari a $\pi/3$ rispetto all'asse del PMT. Il PMT oltre questo angolo cambia raggio di curvatura. Misure effettuate per stimare l'efficienza di conversione del fotocatodo (che saranno descritte nel capitolo 4) hanno mostrato che il PMT è sensibile, anche se con efficienza minore, a fotoni che incidono sulla superficie ad un angolo superiore a θ_f . Ciò potrebbe causare una non trascurabile difficoltà nel calcolo della intensità totale della radiazione luminosa di fondo sia per l'incertezza sulla effettiva area in cui risulta depositato il fotocatodo, sia per l'incertezza sulla conoscenza dell'efficienza quantica del fotocatodo per angoli maggiori di θ_f . Per eliminare tale causa di incertezza abbiamo deciso di oscurare, esternamente, la superficie del PMT per $\theta > \theta_f$. In tal modo possiamo calcolare l'area della superficie sensibile del fotocatodo che risulta essere pari a 380cm^2 . Il fototubo è schermato dal campo magnetico terrestre mediante una gabbia di μ metal. Una foto di questa gabbia è riportata in figura 3.11; come si può notare la presenza della gabbia comporta una certa schermatura del fotocatodo. Per stimare questo effetto abbiamo supposto che la distanza media dal fotocatodo a cui i fotoni Čerenkov hanno uno

scattering sia molto maggiore dello spessore del filo di μ metal. Questo è facilmente giustificabile data la trascurabilità dello spessore del filo (1mm) rispetto alla lunghezza di attenuazione in acqua ($\sim 40\text{m}$, si veda il paragrafo 2.3). In questo caso la superficie di fotocatodo oscurata può essere semplicemente stimata come il prodotto tra lo spessore dei fili e la loro lunghezza complessiva (250cm). Con



questo procedimento otteniamo per l'area efficace del fotocatodo il valore $A_{\text{PMT}} = 355\text{cm}^2$.

3.5 Simulazione del trasporto dei fotoni dall'acqua marina al fotocatodo del PMT.

Nel considerare l'interazione dei fotoni Čerenkov con i moduli ottici, e quindi la loro possibilità di generare un segnale misurabile sono state effettuate delle necessarie semplificazioni tanto alla geometria del sistema quanto alla interazione dei fotoni con il modulo stesso. Questo ci ha permesso di semplificare il calcolo delle intersezioni dei fotoni Čerenkov con il modulo ottico e di ignorare il particolare percorso seguito per arrivare sul fotocatodo dal punto di intersezione con la sfera. Infatti nella simulazione vengono calcolate le intersezioni tra le traiettorie dei fotoni ed il fotocatodo, assumendo che l'unico effetto della sfera e del gel ottico sia un assorbimento della luce incidente. La superficie di vetro è stata schematizzata come un guscio sferico con diametro esterno pari a 43cm. Per la simulazione i fotoni attraversano comunque uno spessore fittizio pari a 25mm indipendentemente dall'angolo di incidenza rispetto alla normale. Tale spessore è stato stimato dal valor medio della distribuzione dei percorsi nel vetro dei fotoni presi in esame nel Montecarlo. Tale

distribuzione ha ovviamente delle lunghe code per cui il percorso effettivo dei fotoni può variare da 15mm (incidenza normale sulla sfera) a ~75mm (fotone tangente alla superficie del fotocatodo). Tuttavia, dato il coefficiente di assorbimento del vetro ($L_a \sim 40\text{cm}$ per $\lambda \sim 400\text{nm}$, si veda la figura 3.6), questo comporta al più un errore, nella probabilità di generare un segnale, pari al 10%, compatibile con gli scopi della presente simulazione. Viene inoltre trascurata, nella simulazione della sfera, la frazione di luce incidente che viene riflessa nel passaggio della superficie acqua-vetro. Infatti considerando gli indici di rifrazione, per l'acqua pari a 1.35 e per il vetro 1.48, otteniamo che la riflettanza speculare è solamente del 0.2% (si veda paragrafo 3.2). Nel simulare il gel ottico è stato ugualmente considerato l'attraversamento di uno spessore costante di gel pari ad 3 cm. Sebbene il percorso realmente effettuato dai fotoni nel gel vada da pochi mm a 7.5cm date le proprietà ottiche del gel utilizzato (indice di rifrazione ~ 1.4 , lunghezza di assorbimento $\sim 40\text{cm}$) l'errore commesso con tale assunzione risulta essere errore minore del 4%. Una ulteriore semplificazione utilizzata nella simulazione consiste nel considerare nulla la differenza fra gli indici di rifrazione dei mezzi *acqua marina* – *vetro* – *gel ottico*. Tale approssimazione è giustificata dai valori molto prossimi degli indici di rifrazione dei tre mezzi (rispettivamente 1.35, 1.48, 1.40). Il fotone quindi viene tracciato fino alla superficie del fotocatodo con la stessa direzione con cui incide sulla superficie esterna della sfera di vetro. Una simulazione più precisa potrebbe tener conto dei casi in cui il fotone, sebbene diretto verso il fotocatodo, non riesce a raggiungerlo a causa della rifrazione, e viceversa. Abbiamo valutato che in totale la semplificazione da noi introdotta nel simulare il modulo ottico porta ad una incertezza del 12% nel valutare la frazione dei fotoni Čerenkov che riesce a giungere sul fotomoltiplicatore.

La corretta simulazione del PMT necessiterebbe della conoscenza, punto per punto, della efficienza quantica in funzione di λ e della efficienza di raccolta sul primo dinodo degli elettroni prodotti in ogni punto del fotocatodo. La strumentazione disponibile in laboratorio ci ha permesso di stimare l'efficienza quantica del fotocatodo, per diversi punti della sua superficie, con una sorgente di

fotoni a $\lambda \sim 470\text{nm}$ (le misure saranno descritte nel capitolo 4). La dipendenza dell'efficienza quantica da λ è stata simulata, nel Montecarlo, in base ai dati forniti dalla ditta costruttrice [1] riportati in figura 3.12.

La misura separata della efficienza quantica di conversione del fotocatodo ϵ_{QE} e dell'efficienza di raccolta sul primo dinodo g_1 richiede una strumentazione particolare non disponibile in laboratorio. È stato possibile invece misurare, in funzione della posizione di incidenza sul

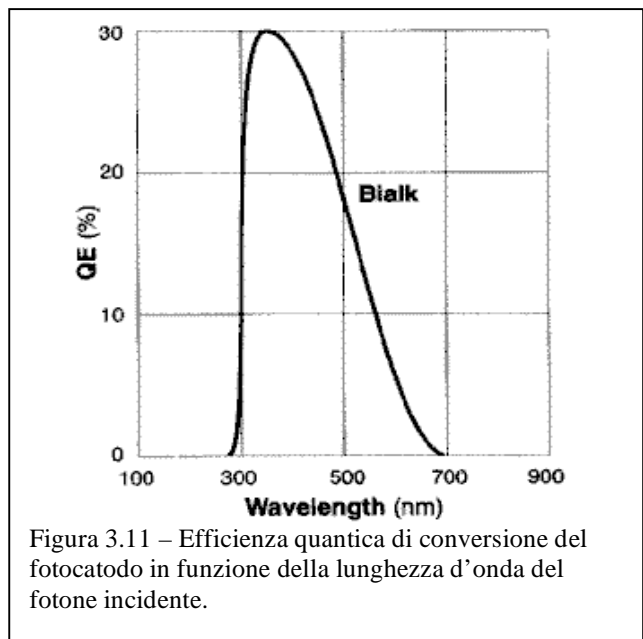


Figura 3.11 – Efficienza quantica di conversione del fotocatodo in funzione della lunghezza d'onda del fotone incidente.

fotocatodo, il loro prodotto $\eta = \epsilon_{\text{QE}} \cdot g_1$ per una lunghezza d'onda pari a circa 470nm (procedimento descritto nel capitolo 4). Per simulare correttamente il fotocatodo si dovrebbe considerare anche la dipendenza della efficienza quantica dall'angolo di incidenza della radiazione (φ), rispetto alla normale alla superficie del fotocatodo, nel punto di incidenza del fotone. Ci aspettiamo che al variare di φ possa cambiare il valore di η . In particolare, qualora la direzione sia tale da intersecare due volte il fotocatodo, la efficienza totale di conversione raddoppia. Nella nostra simulazione ci siamo limitati a considerare soltanto questo ultimo effetto che risulta essere importante: per la particolare geometria del fototubo utilizzato (fig. 3.2) il 33% dei fotoni si trova ad attraversare due volte la superficie del fotocatodo. In conclusione possiamo affermare che la maggiore fonte di incertezza nella simulazione è dovuta alla simulazione di un “percorso medio” nel vetro della sfera BENTHOS e nel gel per l'accoppiamento ottico. Tale incertezza è stata stimata dell'ordine del 12%.