

Capitolo 4

STUDIO DELLE PROPRIETÀ DEI FOTOMOLTIPLICATORI

La conoscenza delle caratteristiche dei fotomoltiplicatori (efficienza quantica di conversione ed efficienza di raccolta sul primo dinodo, uniformità del fotocatodo, guadagno, tempo di formazione del segnale, corrente di buio) sono di importanza primaria nel determinare la sensibilità e la risoluzione dell'apparato in fase di misura. La simulazione deve correttamente valutare gli effetti dei vari parametri strumentali del PMT onde prevedere il loro effetto sulla misura delle grandezze fisiche in esame. In questo capitolo verranno descritte le procedure seguite per scegliere la condizione di lavoro (alta tensione) in cui far operare i fototubi che saranno impiegati nella stazione di misura.. Non avendo la possibilità sperimentale di misurare separatamente l'efficienza quantica di conversione sul fotocatodo ($\epsilon_{Q.E.}$) e l'efficienza di raccolta sul primo dinodo (g_1), abbiamo misurato direttamente la quantità $\eta = \epsilon_{Q.E.} \cdot g_1$. Abbiamo realizzato tale misura utilizzando una sorgente di "singoli fotoni" e confrontando i segnali da essa indotti sui fototubi in esame (gli EMI 9356KA semisferici da 8") con quelli di un fototubo di riferimento (un EMI9839A da 2") di cui sono note l'efficienza quantica e di raccolta sul primo dinodo

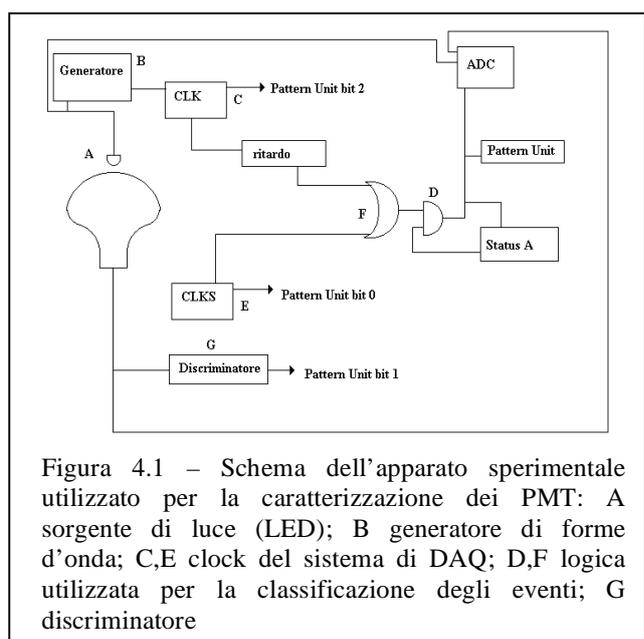
Confronteremo inoltre i risultati ottenuti con l'apparecchiatura all'uopo realizzata, autonomamente, in laboratorio nel Dipartimento di Fisica, con i risultati ottenuti utilizzando un apparato sperimentale più complesso realizzato dai collaboratori NEMO dell'università di Catania[1]. Con quest'ultimo apparato, brevemente descritto in seguito, abbiamo misurato non solo l'efficienza per foto-elettroni in funzione della posizione di incidenza della luce sul fotocatodo ma anche il tempo di formazione del segnale nel PMT (tempo di transito=TT) e la sua fluttuazione (TTS) [1], grandezze non misurabili con l'apparato sperimentale realizzato presso il Dip. di Fisica.

4.1 Set-up sperimentale per la caratterizzazione dei PMT

L'apparato sperimentale che vogliamo realizzare, per misure del rumore ottico sottomarino, deve essere pienamente efficiente per misure di radiazione luminosa di bassissima intensità. Come già affermato nei capitoli precedenti il “rumore ottico” sottomarino, dovuto a bioluminescenza e/o causato dal decadimento radioattivo del ^{40}K , è stato misurato da altri esperimenti: mentre sulla frequenza del segnale gli esperimenti hanno riportato valori diversi, tutti concordano nell'indicare che i segnali sono compatibili con “singoli fotoni”. Ciò comporta che il PMT utilizzato deve essere capace di distinguere un segnale dovuto ad un singolo fotone dalla “corrente di buio” del PMT. Visto che si vuole misurare l'intensità della radiazione luminosa dovuta a bioluminescenza e ^{40}K , l'efficienza del PMT deve essere ben nota. La condizione di lavoro ottimale per il PMT può essere ottenuta con una opportuna tensione di alimentazione.

Il nostro apparato sperimentale è composto da una sorgente (LED blu, $\lambda \sim 470\text{nm}$) posizionata su un'apposita struttura meccanica con il PMT in esame, un impulsatore per pilotare il LED, un sistema di acquisizione composto da elettronica NIM (discriminatori, coincidenze, scale, timing-units), CAMAC (convertitore analogico digitale – ADC, pattern unit – PU) ed un McIntosh.

L'ADC è un Lecroy 2249W con sensibilità 0.25 pC/canale. Nel diagramma in figura 4.1 è mostrato lo schema dell'apparato sperimentale utilizzato per la caratterizzazione dei fotomoltiplicatori. La luce Čerenkov, negli eventi dovuti a decadimenti di ^{40}K , è prodotta in tempi brevissimi, dell'ordine del ns. Per pilotare il LED (A), che costituisce la sorgente di luce di calibrazione in laboratorio, abbiamo cercato di



ottenere un segnale molto breve, quanto più simile al segnale che dovremo misurare realmente.

L'impulso di comando è ottenuto mediante un generatore (B) di forme d'onda attivato da un dual timer (C) che costituisce il clock principale del nostro sistema di acquisizione. Si riesce ad inviare al LED un segnale lungo $\sim 10\text{ns}$ ottenuto a partire da un impulso di 25ns (fornito dal generatore) a cui viene sommato l'impulso (negativo) riflesso da una semplice linea di ritardo (cavo coassiale da 50Ω , che introduce un ritardo di $\sim 4\text{ns}$) connessa in parallelo al LED e cortocircuitata all'estremo opposto. Ad ogni ciclo di clock viene inviato un impulso alla sorgente di luce; tramite lo stesso segnale, opportunamente ritardato, che attiva il generatore, formiamo il "gate" per l'ADC. Con questa configurazione viene integrata la carica prodotta dal fototubo in corrispondenza ad ogni impulso inviato alla sorgente di luce. Per essere sicuri che il computer, che gestisce il sistema di presa dati, sia in grado di processare l'evento, utilizziamo un modulo CAMAC (lo Status A) che fornisce un segnale ("busy") che ci permette di anticoincidere eventuali comandi di acquisizione. Insieme con la carica associata all'impulso luminoso viene misurato, mediante un altro canale del medesimo ADC, il segnale utilizzato per pilotare il LED. Ciò consente di controllare costantemente lo stato della sorgente luminosa e di associare ad ogni segnale del fototubo una precisa intensità della luce emessa dal LED. Il convertitore analogico digitale integra la carica presente al suo ingresso per tutto il tempo in cui il segnale "gate" è presente. La carica fornita dal PMT si somma con il "rumore (termico)" sempre presente all'ingresso dell'ADC. Tale rumore diventa un "pedistallo" a cui la carica dovuta a veri segnali si va a sommare. Il sistema di acquisizione prevede la misura della carica all'ingresso dell'ADC in istanti di tempo "scorrelati" dal clock con cui si invia il comando al LED. Ciò ci permette di misurare il "pedistallo" e quindi di sottrarlo dalle misure dei "segnali". La Pattern Unit (un modulo che controlla se, all'interno di un gate temporale, sono presenti degli impulsi NIM su ognuno dei 16 canali di ingresso fornendo un livello logico adeguato; leggendo questo modulo si ottiene lo stato "0" od "1" dei singoli "ingressi") ci permette, ad esempio, di distinguere gli eventi "segnale" dagli eventi "pedistallo" in modo da poter organizzare agevolmente l'analisi (on-line ed off-line) dei dati registrati.

Sia la sorgente di luce che il fotomoltiplicatore sono alloggiati in una scatola di legno, foderata al suo interno con tessuto nero, al cui interno (come una “scatola cinese”) è contenuta un’altra scatola di plastica nera (opportunamente smerigliata). Tale sistema, una volta chiuse le scatole, garantisce una quasi totale schermatura dalla luce esterna. All’interno di questa “scatola nera” il fototubo è fissato su di un apposito sostegno in legno. Su una guida graduata è fissata una fibra ottica. Un estremo della fibra si affaccia sul PMT e può essere posizionato, grazie alla guida, in ogni punto del fotocatodo. L’altro estremo della fibra è otticamente connesso al LED. Per limitare la dispersione angolare della luce in uscita dalla fibra ottica abbiamo usato un collimatore così che la direzione di incidenza dei fotoni è stata approssimata con quella della fibra. Concludendo questo sistema di acquisizione ci consente di misurare lo spettro in carica dei segnali generati dal PMT quando questi è illuminato dalla nostra sorgente di fotoni; permette inoltre di controllare, durante la presa dati, sia lo stato dell’elettronica che quello della sorgente luminosa utilizzata.

4.2 La sorgente di singoli fotoelettroni

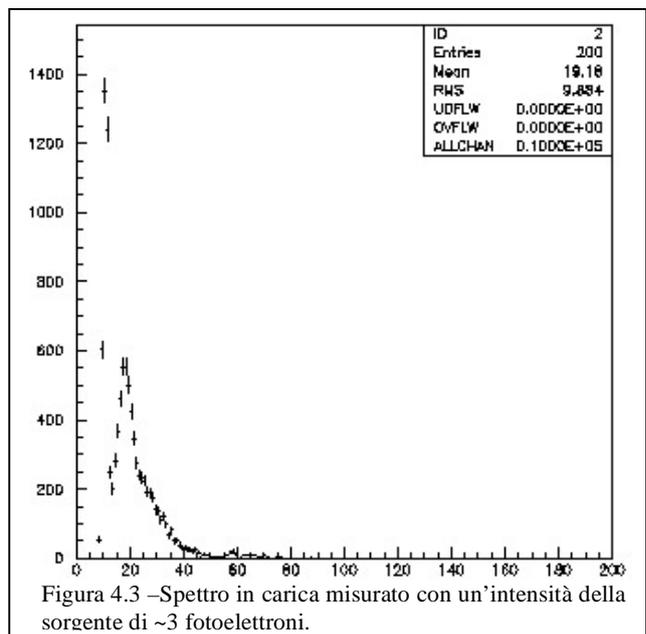
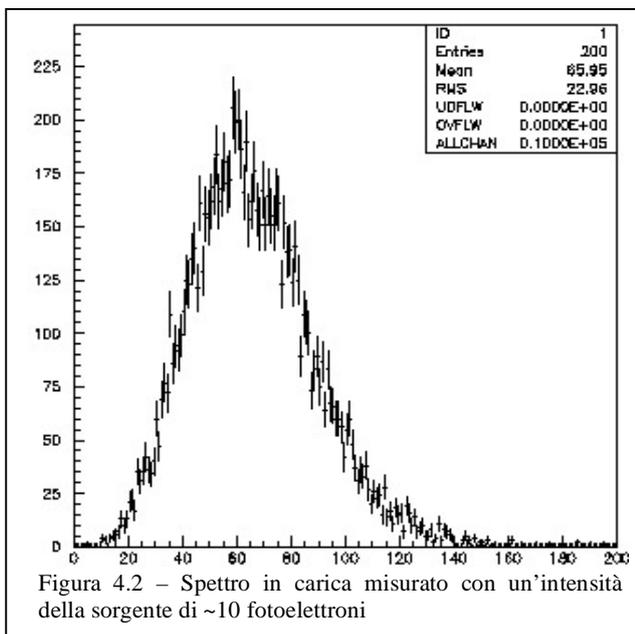
Abbiamo scelto di utilizzare per la calibrazione dei PMT una sorgente di luce capace di generare “singoli fotoelettroni” in quanto, come visto in precedenza, tale è l’intensità dei segnali di “rumore ottico” sottomarino che ci accingiamo a misurare con l’apparato in costruzione. Tale sorgente ci permette di rendere la misura dell’efficienza di conversione $\eta = \epsilon_{Q.E.} \cdot g_1$ indipendente dalle fluttuazioni del guadagno. Indipendentemente dall’ampiezza del segnale (affetto ovviamente dalle fluttuazioni del guadagno) definiremo infatti efficienza di conversione come la frazione di eventi in cui si è misurato un segnale non nullo (si veda la descrizione più dettagliata e precisa dell’analisi dei dati riportata in questo stesso capitolo). Definiamo una sorgente di singoli fotoelettroni un dispositivo luminoso mediante il quale si renda trascurabile la probabilità di avere più di un fotoelettrone presente sul primo dinodo in conseguenza di un segnale luminoso della sorgente stessa. La nostra sorgente luminosa è costituita da un LED che emette luce blu intorno ai 470nm, lunghezza d’onda alla quale la efficienza quantica per il nostro fotocatodo (di tipo Bi-alkali) è

prossima al suo massimo valore (~25÷30%). L'impulso che pilota il LED viene formato da un generatore di forme d'onda con una larghezza di ~ 25ns; questo segnale, mediante una linea di ritardo cortocircuitata, viene ulteriormente ristretto a ~ 10ns. In teoria con una linea di ritardo cortocircuitata, ad un estremo, più corta potremmo formare impulsi ancora più brevi di 10ns, però sia a causa dei fronti di salita del generatore utilizzato, sia a causa dell'inefficienza del LED per segnali troppo corti, non è possibile ottenere un impulso temporalmente più brevi senza contemporaneamente provocare una diminuzione (o addirittura la scomparsa) del segnale luminoso. L'intensità del segnale luminoso è stata regolata variando l'ampiezza dell'impulso applicato al LED. Nelle figure 4.2, 4.3 e 4.4 si può vedere lo spettro in carica misurato riducendo gradualmente l'intensità della sorgente fino al raggiungimento della condizione ottimale per la nostra sorgente di singoli fotoelettroni. Se m è il numero medio di fotoelettroni sul primo dinodo la probabilità di osservarne n in una misura è data dalla distribuzione di Poisson:

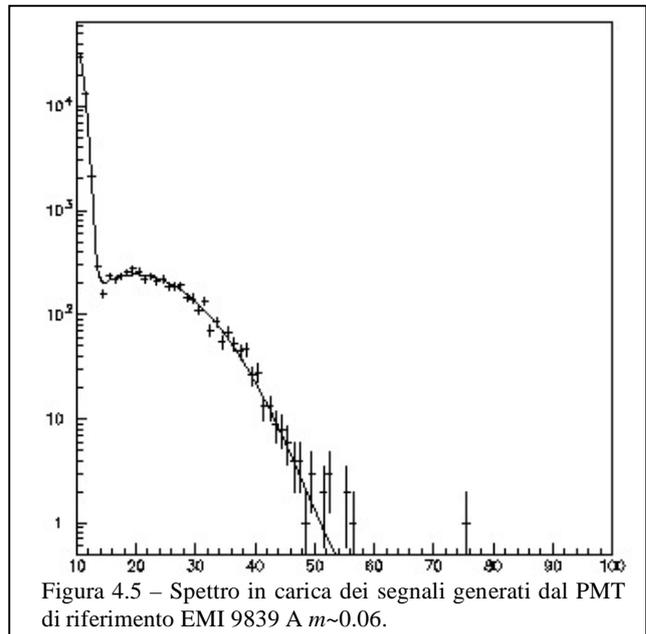
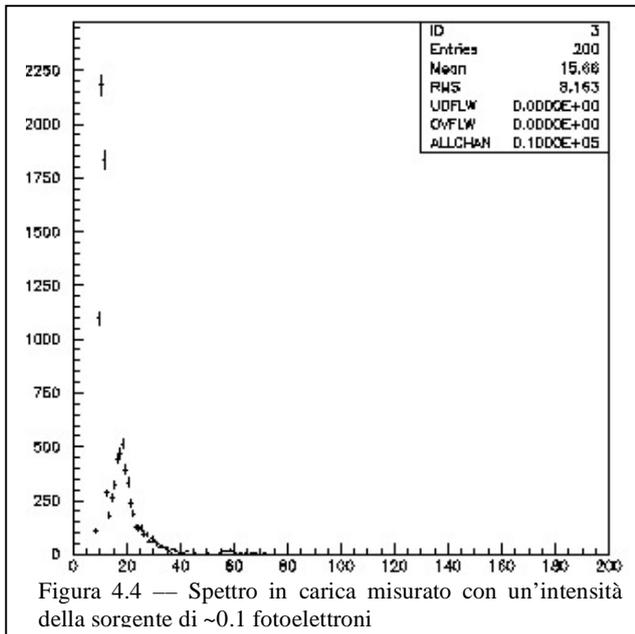
$$P(m, n) = \frac{e^{-m} m^n}{n!}$$

Per una distribuzione sperimentale come quella mostrata in figura 4.5 è facile stimare il valore di m della distribuzione tenendo conto del fatto che

$$P(m,0)=e^{-m} \Rightarrow m = -\ln(\text{numero dei piedistalli} / \text{numero degli impulsi del LED})$$



Non osservare alcun fotoelettrone sul primo dinodo equivale ad integrare il solo rumore elettronico; evento da noi definito “pedistallo” nel paragrafo 4.1.



Come si può facilmente calcolare una distribuzione con $m=1$ contiene ancora un buon numero di eventi con $n=2$ (cioè due fotoelettroni presenti sul primo dinodo); per questo la nostra sorgente di singoli fotoelettroni è stata calibrata per avere $m \approx 0.06$, valore per il quale il contributo degli eventi con $n \geq 2$ è minore dello 0.18%. In questo modo si è “costruita” una sorgente di luce la cui intensità può essere facilmente variata dall'esterno della nostra “scatola nera”.

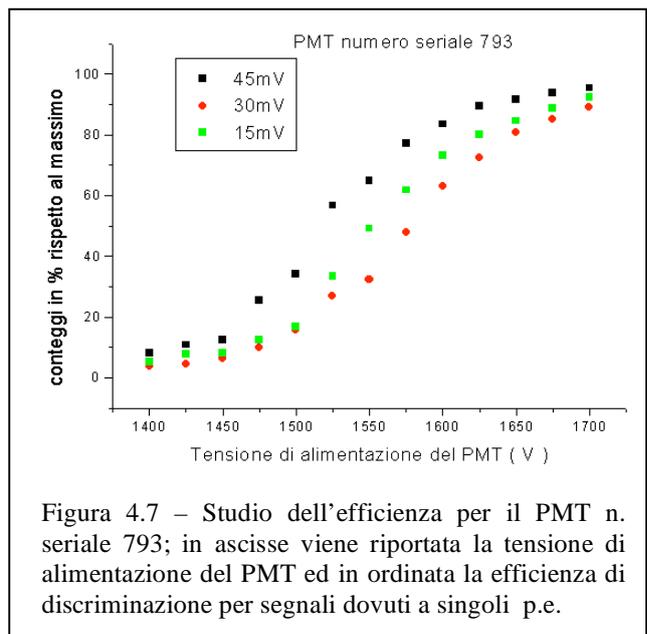
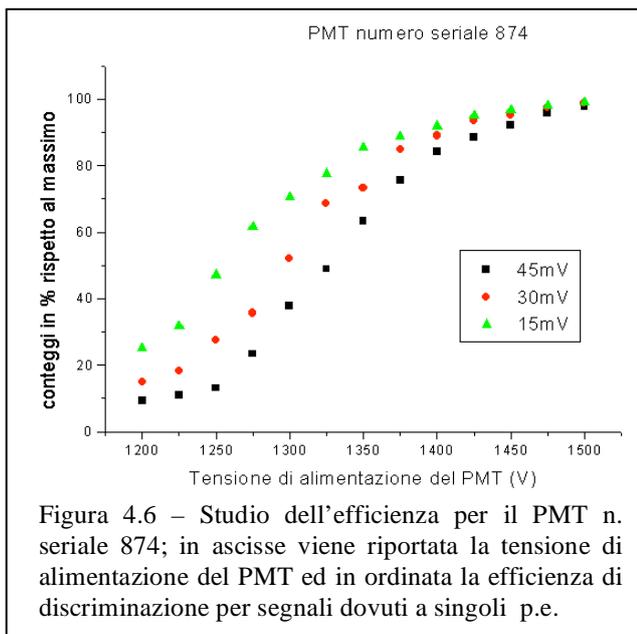
4.3 Scelta delle condizioni di lavoro dei PMT, risposta al s.p.e. e rumore di buio.

Descriviamo in questo paragrafo la procedura seguita per definire le condizioni di lavoro (H.V.) dei fotomoltiplicatori utilizzati. Abbiamo misurato, al variare della differenza di potenziale applicata fra anodo e catodo del PMT, l'efficienza (intesa come frazione di eventi in cui il PMT, illuminato con una sorgente di luce ben definita, fornisce un impulso maggiore di un livello di soglia) al variare della tensione di alimentazione. A titolo di esempio illustriamo la procedura seguita per uno dei due PMT da 8” studiati (quello con n. seriale 874). Il fotocatodo viene illuminato con impulsi generati dalla nostra sorgente di singoli fotoelettroni (cfr. paragrafo 4.2). Il segnale elettrico

prodotto, in corrispondenza ad ogni impulso della sorgente, viene discriminato con 3 soglie differenti 45mV, 30mV e 15mV. I segnali logici conseguenti da tali discriminatori vengono registrati in opportune contatori. La figura 4.6 mostra l'andamento sperimentale delle efficienze calcolate con le tre soglie su definite. I grafici sono normalizzati alla massima efficienza asintotica osservata per ogni valore di soglia. Da questo grafico è possibile stimare, per ogni valore della soglia di discriminazione, il valore della tensione di alimentazione che fa corrispondere ad un singolo fotoelettrone, un segnale la cui ampiezza è pari alla soglia impostata. Rappresentando le distribuzioni in fig. 4.6 con una funzione del tipo:

$$\frac{1}{2} + \frac{(1 - e^{-b(x-x_F)})}{2(1 + e^{-b(x-x_F)})}$$

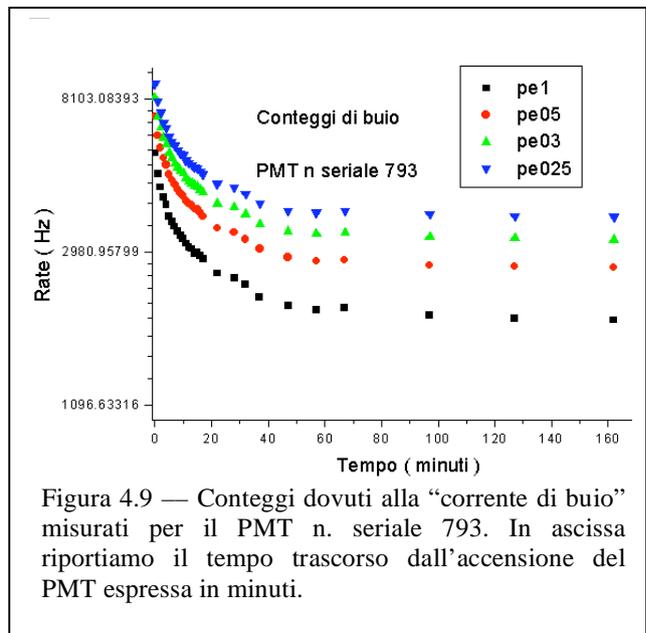
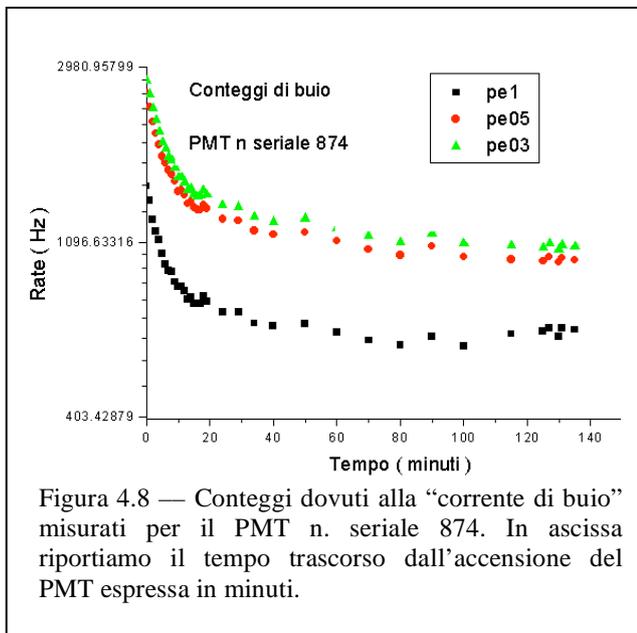
in cui x_F , flesso della funzione, rappresenta il valore della tensione di alimentazione cui corrisponde la amplificazione (generalmente, in modo qualitativo, tale condizione viene chiamata "ginocchio" della curva di efficienza). Definito il valore di x_F in base a tale procedimento abbiamo scelto, come valore della tensione di alimentazione, un valore maggiore ($HV = x_F + \sim 100V$) per avere una buona stabilità della efficienza di rivelazione. In definitiva, avendo deciso di utilizzare un valore di soglia



di discriminazione pari a 30mV per il fototubo le cui misure sono riportate in fig. 4.6 abbiamo deciso di utilizzare una tensione di alimentazione pari a 1400V. Con un procedimento analogo è

stata scelta per il secondo fototubo in esame (n. seriale 793) una tensione di lavoro pari a 1600V (le cui curve di efficienza sono riportate in fig. 4.7).

La soglia di discriminazione (e quindi anche la tensione di alimentazione) va decisa tenendo conto della “corrente di buio” dei fototubi. Ci aspettiamo, in base alle misure di altri esperimenti, che il numero di eventi al secondo registrabili con un fototubo come quello da noi utilizzato posto in fondo al mare sia dell’ordine di 20kHz. Per ottenere una condizione ottimale di misura richiediamo che i segnali dovuti alla “corrente di buio” del PMT abbiano una frequenza molto inferiore (circa 1/10 della frequenza del segnale che si vuole misurare). Le misure del rumore dovuto alla “corrente di buio” in funzione dell’HV applicata ai due fototubi sono riportate nelle figure 4.8 e 4.9.



In ordinate è riportata la frequenza dei segnali che superano le diverse soglie impostate. I valori di soglia corrispondono a rispettivamente al 25%, 30%, 50% e 100% dell’ampiezza del segnale più probabile (picco della distribuzione in ampiezza) causato da un singolo fotoelettrone.

L’andamento temporale della frequenza di conteggio dovuto alla “corrente di buio” del fototubo ci conferma che, durante la misura sottomarina, i PMT dovranno essere alimentati per un tempo sufficientemente lungo (almeno 3 ore) prima di iniziare le misure. Il rumore residuo dovuto alla “corrente di buio” sarà sottratto, su base statistica, dai segnali osservati durante le misure

sottomarine. Le distribuzioni in fig. 4.8 e 4.9 possono essere rappresentati con funzioni del tempo del tipo:

$$Frequenza\ di\ segnale = Ae^{-\frac{t}{\tau_1}} + Ce^{-\frac{t}{\tau_2}} + F$$

I parametri τ_1, τ_2 ed F (rumore asintotico del fototubo) che meglio rappresentano le distribuzioni sperimentali mostrate in figura sono riportati nella tabella 4.1

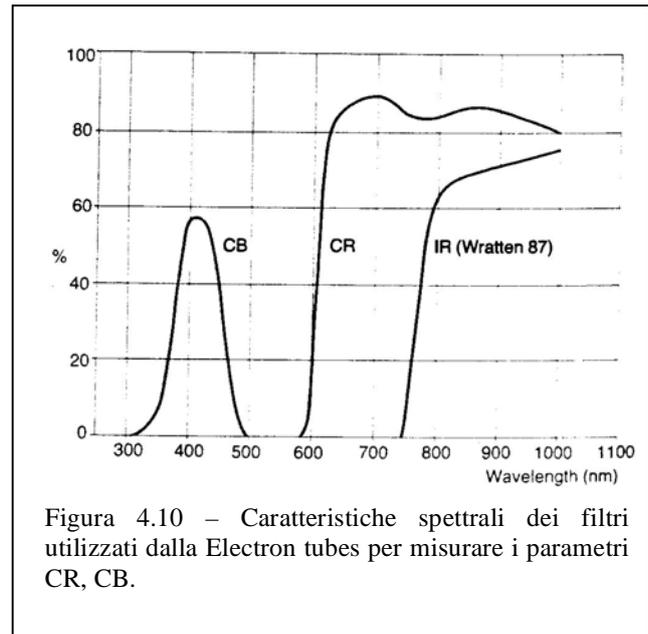
PMT n. seriale	τ_1	τ_2	F
874	353±21 s	6840±840 s	902±25 Hz
793	165±19 s	1391±124 s	3061±73 Hz

Tabella 4.1 – Parametri che caratterizzano il rumore del PMT dovuto alla “corrente di buio”

4.4 Verifica delle caratteristiche dei fotomoltiplicatori

Mentre il guadagno ed il rumore di fondo di un PMT sono funzione della tensione applicata fra catodo ed anodo, l'efficienza quantica del fotocatodo è una caratteristica intrinseca del PMT determinata unicamente dal tipo di fotocatodo e dalla sua lavorazione. Un altro parametro che definisce la “bontà” di un PMT è la efficienza di raccolta sul primo dinodo, funzione sia della geometria interna del PMT che della tensione fra tale elettodo ed il fotocatodo. La misura separata dell'efficienza quantica $\epsilon_{Q.E.}$ e dell'efficienza di raccolta sul primo dinodo (g_1) richiede strumenti che non avevamo a disposizione in laboratorio. La misura di $\eta = \epsilon_{Q.E.} \cdot g_1$ è invece più facilmente effettuabile. Per i fototubi da 8” in nostro possesso conosciamo, forniti dalla casa costruttrice, il valore di η per $\lambda \sim 420$ nm, ed il valore di altri parametri che sono correlati all'efficienza quantica per luce “blu” (Cornig Blue: CB) o “rossa” (Cornig Red: CR). Il CB viene ottenuto dal costruttore illuminando il fotocatodo con una lampada a filo di tungsteno alla temperatura di 2856K (che in buona approssimazione genera il medesimo spettro di un corpo nero di uguale temperatura) attraverso un filtro monocromatico, che seleziona un piccolo intervallo di lunghezze d'onda intorno

ai 420 nm. In fig. 4.10 mostriamo le caratteristiche dei filtri utilizzati per misure di CB e di CR dalla Electron Tubes (EMI). Dopo aver collegato elettricamente il primo dinodo agli altri dinodi ed all'anodo, si misura la corrente sul primo dinodo e si rapporta tale valore alla luminosità della sorgente: ciò definisce il CB. Tale misura ovviamente riduce (annulla) l'inefficienza di raccolta degli



elettroni e permette di misurare una quantità fortemente correlata ad $\epsilon_{Q.E.}$. In modo analogo viene misurato il “Corning Red”. Una relazione empirica permette di ricavare l'efficienza quantica del fotocatodo mediata nell'intervallo intorno ai 420nm conoscendo il valore del CB:

$$\epsilon_{Q.E.} = 2.5 \cdot CB$$

I valori CB, CR, ed η forniti dalla casa costruttrice sono mediati su tutta la superficie del fotocatodo. Ci aspettiamo che l'efficienza di raccolta sul primo dinodo sia funzione del punto di incidenza del fotone sul fotocatodo. Di ciò potremmo facilmente tener conto, nel programma di simulazione che permette di calcolare la frequenza attesa dei segnali durante la misura del “rumore ottico” come descritto nel capitolo 2, se conoscessimo il valore di η per ogni punto del fotocatodo. Ci siamo prefissi di misurare η per diversi punti del fotocatodo dei PMT da 8”. Per far ciò abbiamo utilizzato un PMT da 2” (EMI9839A) di cui conosciamo il valore del CB (6.7) e di cui sappiamo che l'efficienza di raccolta sul primo dinodo è prossima ad 1. Dalla conoscenza del CB abbiamo potuto stimare il valore di $\epsilon_{Q.E.} = 16.25 \pm 0.57$.

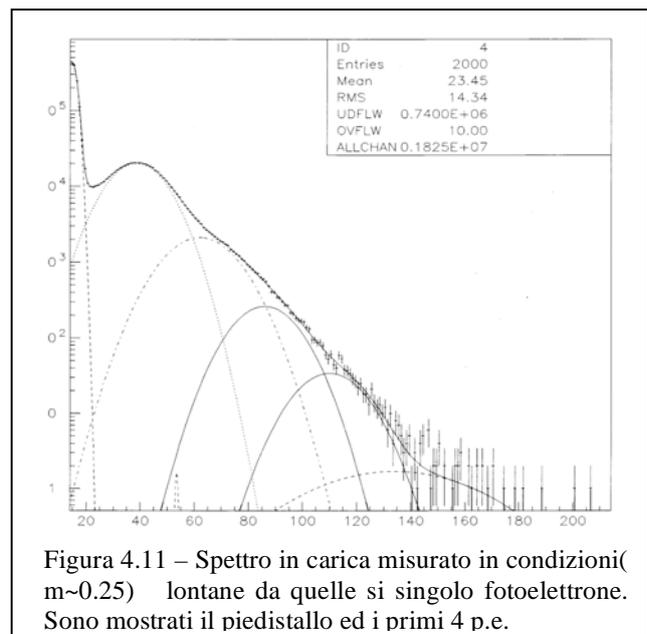
Abbiamo assunto un errore del 2% sul valore del C.B. fornito dalla casa costruttrice.

Con il PMT da 2” caratterizziamo la sorgente luminosa, cioè stimiamo il valore m della Poissoniana che caratterizza la distribuzione dei fotoelettroni misurati (si faccia riferimento al paragrafo 4.2).

In tal modo, assumendo che per il fototubo da 2" $g_1^{EMI2''} = 1$, possiamo affermare di avere a disposizione una sorgente di fotoni calibrata da utilizzare per studiare le caratteristiche del fototubo EMI da 8". La grandezza accessibile sperimentalmente per il fototubo da 8" è $\eta^{EMI8''} \equiv \eta^{EMI8''}(\theta, \varphi)$. Le coordinate sferiche θ e φ (riferite al centro della superficie sferica su cui è depositato il fotocatodo) ci permettono di rappresentare la posizione in cui i fotoni incidono sul PMT. Supponendo che l'efficienza di conversione dei fotoni sul fotocatodo dell'EMI da 8" sia costante possiamo attribuire ogni variazione di $\eta^{EMI8''}$, al variare θ e φ , come dovuta solo alla variazione dell'efficienza di raccolta sul primo dinodo: $\eta^{EMI8''}(\theta, \varphi) = \varepsilon_{Q,E}^{EMI8} \cdot g_1^{EMI8''}(\theta, \varphi)$. Una stima relativa di $\eta^{EMI8''}(\theta, \varphi)$ può quindi essere ottenuta mediante il seguente procedimento:

- inviando N_{TOT} impulsi luminosi al fototubo da 2" si stima la frazione di eventi ($\beta^{EMI2''}$) in cui si misura un fotoelettrone (N_{PE})
- analogamente si stima, per ogni valore di θ e φ , il valore $\beta^{EMI8''}(\theta, \varphi)$.
- infine calcoliamo $\eta^{EMI8''}(\theta, \varphi) = \varepsilon_{Q,E}^{EMI2''} \cdot \beta^{EMI8''}(\theta, \varphi) / \beta^{EMI2''}$

In figura 4.5 abbiamo riportato una tipica distribuzione in carica misurata con il fotomoltiplicatore EMI 2": circa il 94% degli eventi (quelli contenuti nel picco a bassi valori di carica) è compatibile con eventi di tipo "pedistallo" (il valore del piedistallo misurato appositamente con l'opportuno trigger è pari a 10 ± 2.6 canali di ADC), cioè eventi per cui la carica integrata all'ingresso dell'ADC è solo determinata da rumore casuale. Per carica misurata superiore a 14 canali di ADC la distribuzione mostra una



struttura che attribuiamo a segnali dovuti a singolo fotoelettrone. A giustificazione di ciò mostriamo la figura 4.11, ottenuta aumentando l'ampiezza dell'impulso di comando del LED (e quindi

aumentando sia l'intensità della sorgente luminosa che il valore m della Poissoniana) che mostra, oltre al picco meno pronunciato compatibile con eventi "pedistallo" ed una distribuzione di eventi tipo "singolo fotoelettrone", altre componenti compatibili con due, tre e quattro fotoelettroni. La distribuzione mostrata in figura 4.5 è stata descritta con la funzione:

$$Y = P9 + \frac{P1}{P2 \sqrt{\frac{\pi}{2}}} e^{-2 \frac{(x-P3)^2}{P2^2}} + \frac{P4}{P5 \sqrt{\frac{\pi}{2}}} e^{-2 \frac{(x-P6)^2}{P5^2}} + P7 e^{-P8(x-P3)}$$

dove P3 rappresenta il pedistallo. Il termine esponenziale (pesato con i parametri P7,P8) rappresenta eventi in cui i fotoelettroni non colpiscono il primo dinodo ma uno dei successivi ed eventi derivanti da elettroni estratti per effetto termico dai dinodi successivi al primo. Il primo termine gaussiano ci permette di rappresentare (e quantificare) gli eventi di tipo "pedistallo", il secondo termine gaussiano descrive il contributo alla distribuzione di carica di eventi dovuti a "fotoelettroni singoli" (il valore P6-P3 rappresenta la carica media degli eventi dovuti a singolo fotoelettrone e quindi ci permette di calcolare il guadagno medio del PMT). Per descrivere la distribuzione in fig. 4.11 introduciamo nel fit altri tre contributi di tipo gaussiano lasciandone liberi i valori centrali. Il fit, i cui risultati sono riportati in figura, fornisce per i valori medi delle cariche delle varie componenti gaussiane multipli (2, 3 e 4) della carica associabile al "singolo fotoelettrone".

Un'analisi quantitativa della distribuzione in fig. 4.5 (relativo al PMT EMI da 2") porta ai seguenti risultati:

- il valore di m è pari a circa 0.06
- dalla differenza P6-P3 calcoliamo il guadagno del PMT mediante la:

$$G=(P6-P3) \cdot 0.25 \cdot 10^{-12} / 1.6 \cdot 10^{-19} C = 1.1 \cdot 10^7 \pm 0.2$$

- definendo N_{ped} ed N_{pe} rispettivamente gli eventi contenuti nelle gaussiane che rappresentano eventi piedistallo ed eventi con singolo p.e. calcoliamo

$$\beta^{EMI2''} = N_{pe} / (N_{pe} + N_{ped}) = 0.056 \pm 0.007$$

L'errore su $\beta^{EMI2''}$ è stato calcolato tenendo conto del fatto che il numero di eventi con più di un fotoelettrone è trascurabile per cui abbiamo a che fare con una distribuzione binomiale:

$$f(x) = \binom{N}{x} p^x (1-p)^{N-x}$$

in cui x è il numero di volte in cui si registra un segnale superiore al fondo, N il numero dei trigger inviati al LED e p è la probabilità di avere un singolo fotoelettrone.

Quindi $p = x/N = \beta^{EMI2''}$. Essendo la varianza di una distribuzione binomiale, $\sigma^2 = Np(1-p)$

l'errore statistico risulta pari a:

$$\frac{\sigma}{N} = \sqrt{\frac{1}{N} \beta(1-\beta)}$$

La stessa procedura di analisi è stata seguita per calcolare le efficienze di conversione del fotocatodo dell'EMI 8'' (per diverse posizioni di incidenza dei fotoni). Le distribuzioni sperimentali per i due fototubi sono mostrate nei grafici in fig. 4.12÷4.22.

Tabella 4.2

θ per $\varphi=0$	EMI 8'' n. seriale 874		EMI 8'' n. seriale 793	
	β	η	β	η
0	0.1063±0.0103	30.8±0.9	0.1019±0.0101	29.6±0.9
10	0.1075±0.0103	31.2±0.9	0.1011±0.0101	29.3±0.9
20	0.1059±0.0103	30.7±0.9	0.1026±0.0101	29.8±0.9
30	0.1130±0.0106	32.8±0.9	0.1051±0.0102	30.5±0.9
40	0.0930±0.0096	27.0±0.8	0.0884±0.0094	25.7±0.8
50	0.0805±0.0090	23.4±0.7	0.0773±0.0088	22.4±0.7
60	0.0887±0.0094	25.7±0.8	0.0756±0.0087	21.1±0.7

Tabella 4.3

φ per $\theta=40$	β	η	β	η
0	0.0930±0.0096	27.0±0.8	0.0884±0.0094	25.7±0.8
90	0.0894±0.0094	25.9±0.8	0.0802±0.0091	23.3±0.7
180	0.0822±0.0092	23.9±0.7	0.0874±0.0093	25.4±0.8
270	0.0912±0.0095	26.5±0.8	0.0831±0.0092	24.1±0.7

Nelle tabelle 4.2 e 4.3 riassumiamo i risultati conseguiti nell' analisi dei dati sperimentali raccolti ed in figura 4.25 riportiamo il grafico delle efficienze di conversione in funzione dell'angolo di incidenza della radiazione. Come si può notare la dipendenza di η dall'angolo di incidenza é molto debole, infatti il valore di η varia soltanto del 20% su tutta la superficie del fotocatodo. Sebbene l'efficienza di picco dei PMT non sia compatibile con quella fornita dalla casa costruttrice (rispettivamente di 25.8% e 25.0% per i PMT n seriale 874 e 793) bisogna ricordare che questo valore é una media su tutta la superficie del fotocatodo; operando una media pesata dei nostri risultati otteniamo una efficienza media pari a 27.6 ± 1.1 (PMT n seriale 874) e 25.4 ± 1.0 (per il PMT n seriale 793) che risultano compatibili con i valori forniti dalla casa costruttrice entro 1 o 2 σ .

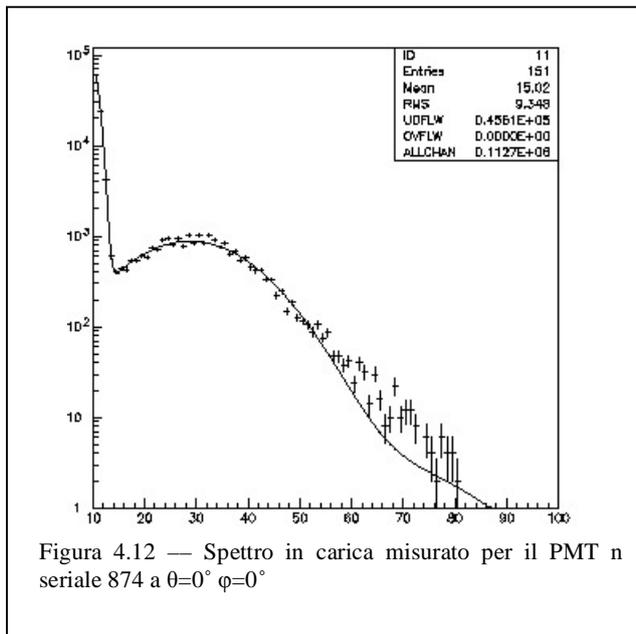


Figura 4.12 — Spettro in carica misurato per il PMT n seriale 874 a $\theta=0^\circ$ $\phi=0^\circ$

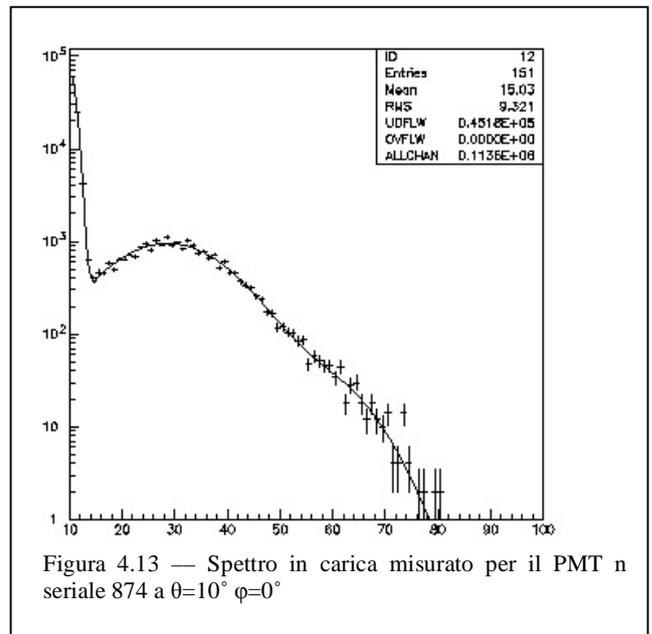


Figura 4.13 — Spettro in carica misurato per il PMT n seriale 874 a $\theta=10^\circ$ $\phi=0^\circ$

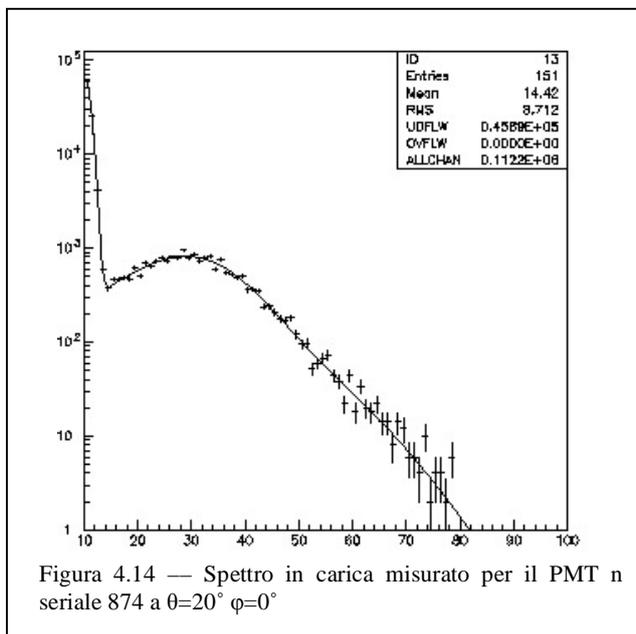


Figura 4.14 — Spettro in carica misurato per il PMT n seriale 874 a $\theta=20^\circ$ $\phi=0^\circ$

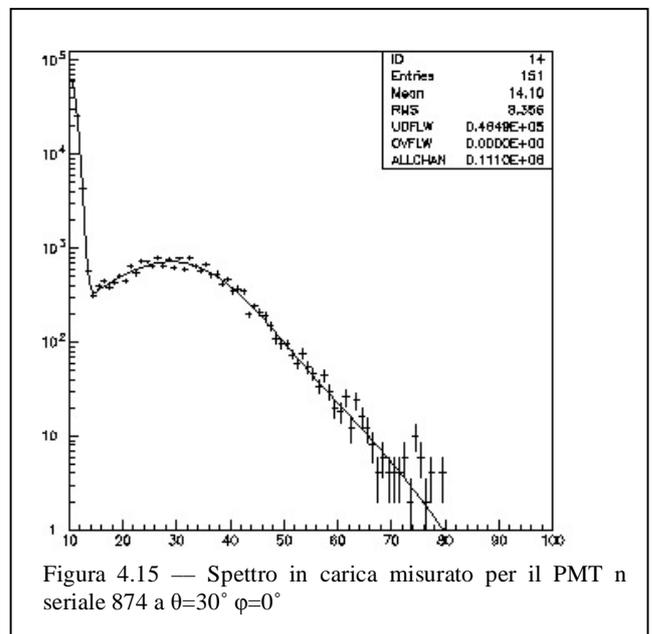
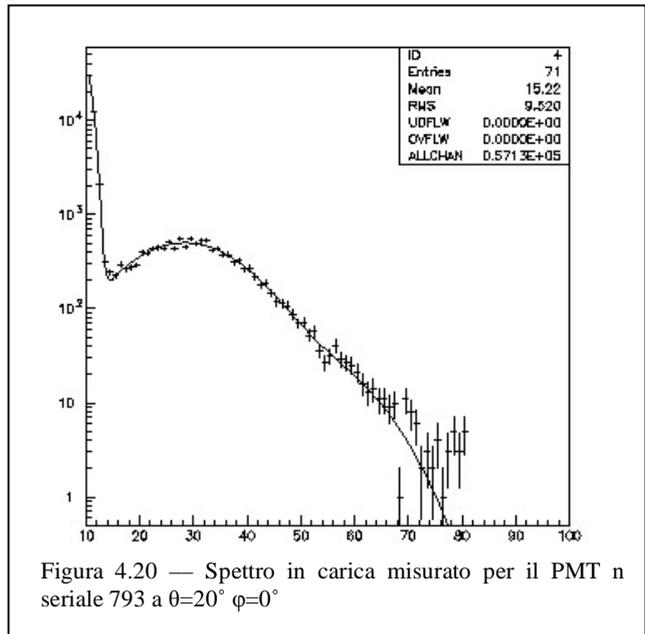
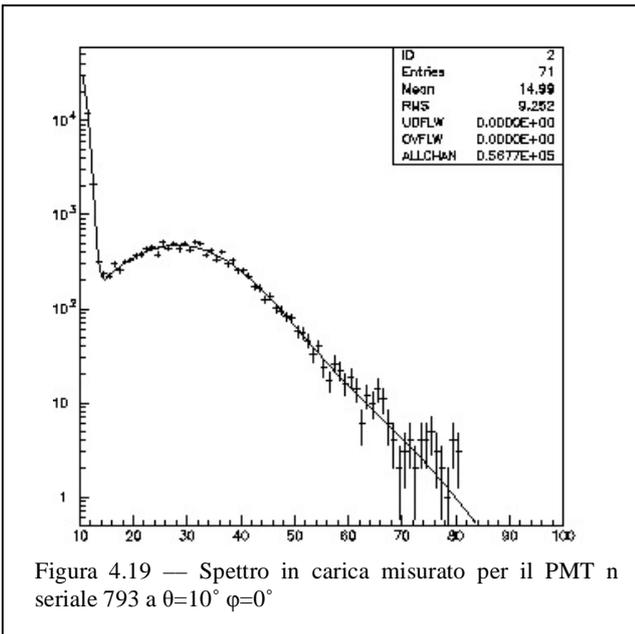
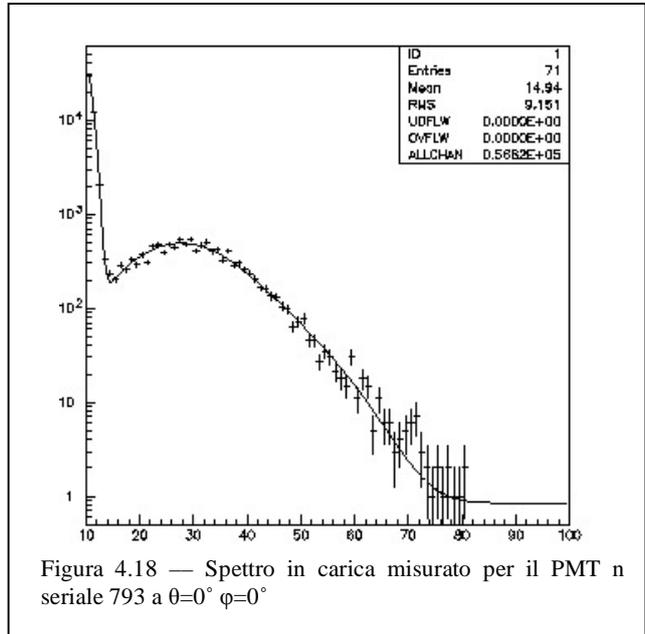
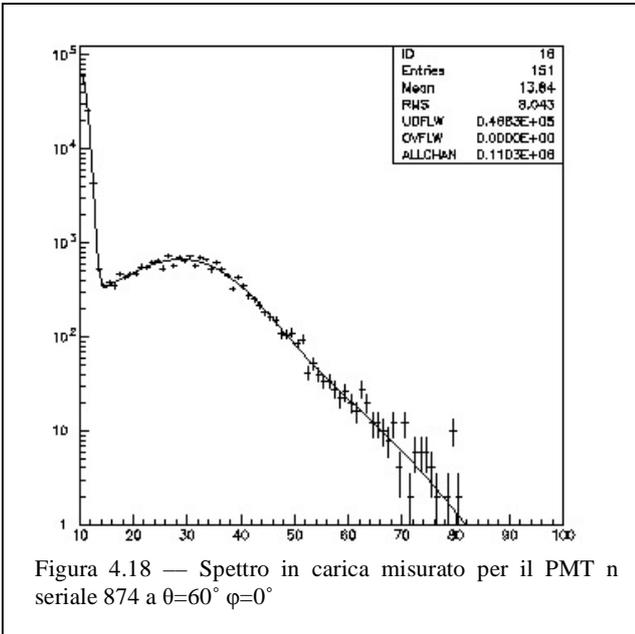
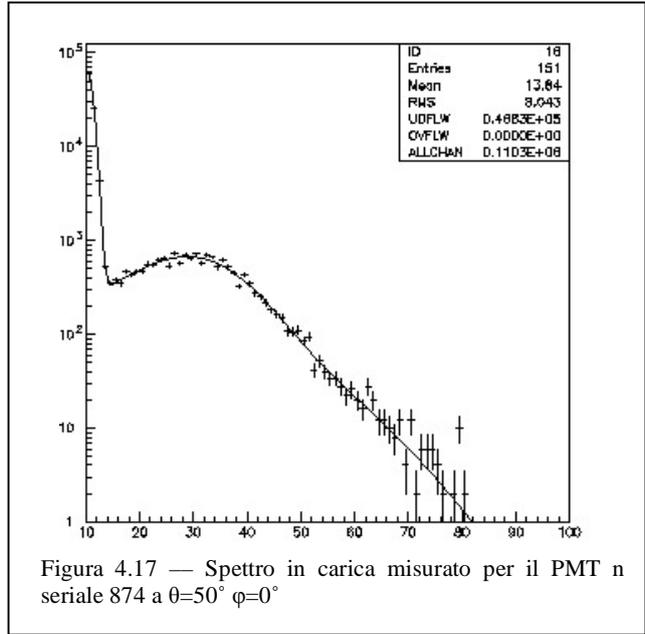
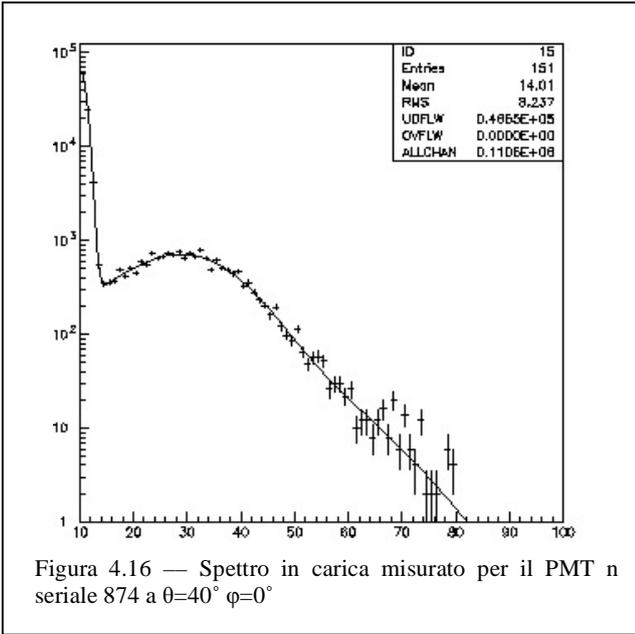
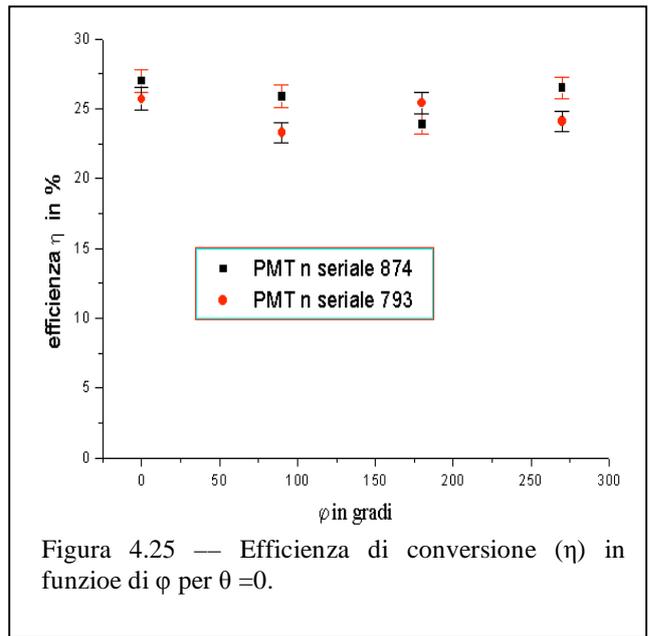
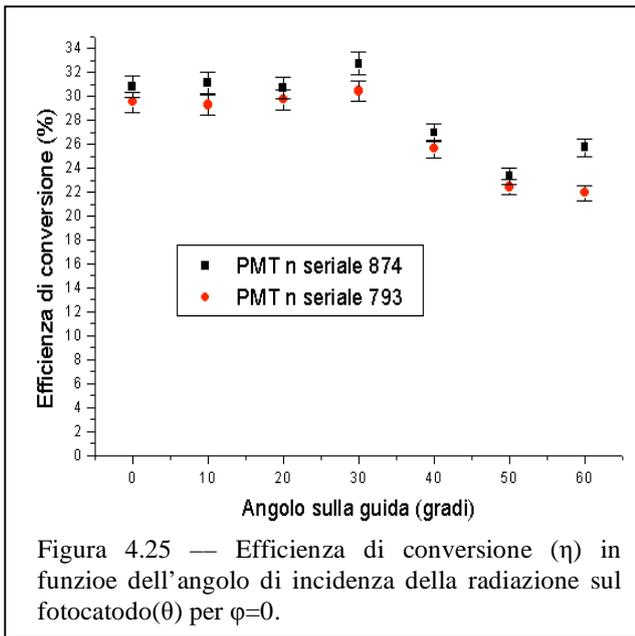
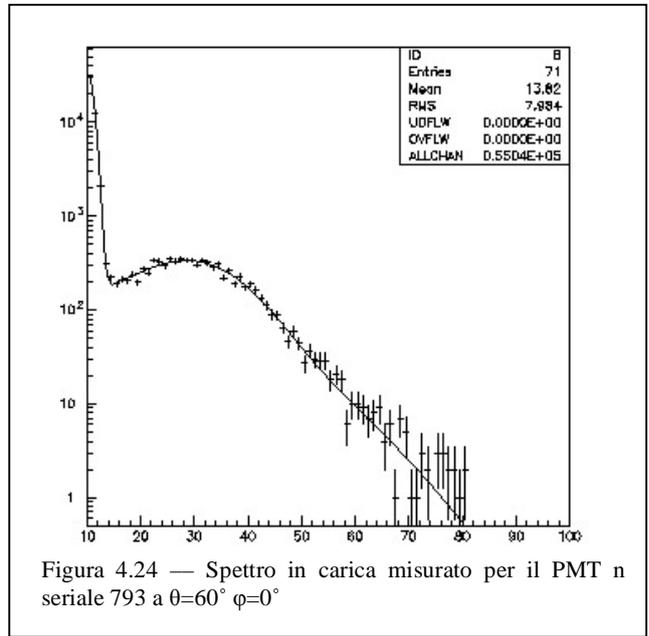
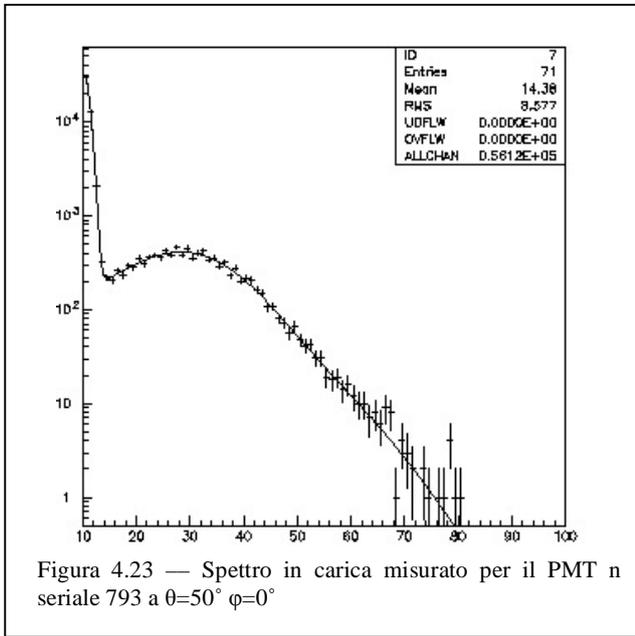
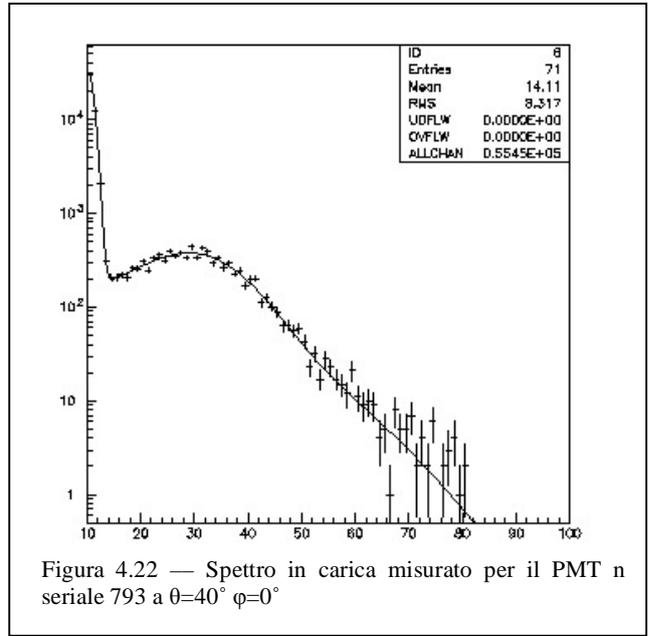
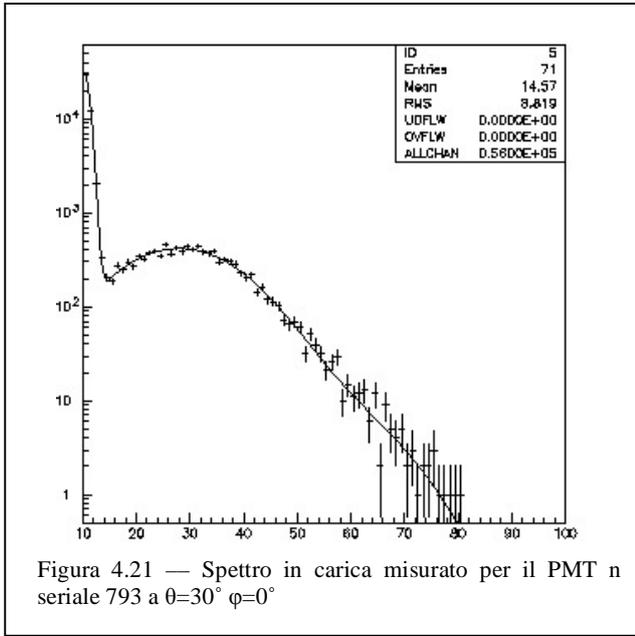


Figura 4.15 — Spettro in carica misurato per il PMT n seriale 874 a $\theta=30^\circ$ $\phi=0^\circ$





Dalle figure 4.25 e 4.26 risulta una sostanziale uniformità delle caratteristiche dei PMT per $\theta < 60^\circ$. Le variazioni di efficienza mostrate per angoli maggiori di tale intervallo possono essere attribuite a peggiori condizioni di raccolta dei fotoelettroni sul primo dinodo. Le fluttuazioni osservate al variare di φ possono essere attribuite all'effetto "defocalizzante" del campo magnetico terrestre. Per ovviare a tale ultimo inconveniente abbiamo realizzato uno schermo magnetico (in μ metal) che ha lo scopo di ridurre il campo magnetico terrestre internamente al PMT. Visto però che il PMT deve essere sensibile a fotoni provenienti da gran parte dell'angolo solido non possiamo realizzare uno schermo magnetico di forma tradizionale (un cilindro che circonda completamente il fotocatodo). Lo schermo magnetico è realizzato, come già visto nel capitolo 3 e come mostrato in fig. 3.11, con una "gabbia" costruita con fili di μ metal. La superficie di fotocatodo oscurata da tale "gabbia" risulta essere pari a 25 cm^2 , ridotta quindi del 6,6%. La gabbia è stata realizzata nei laboratori del Dipartimento di Fisica e, per annullarne il magnetismo residuo, è stata portata a circa 1300°C e lasciata raffreddare lentamente. Tramite una sonda ad effetto Hall abbiamo misurato il campo magnetico residuo all'interno della gabbia ruotando la gabbia stessa attorno al proprio asse. La stessa misura è stata realizzata con uno schermo magnetico non trattato termicamente. In assenza di schermo il campo magnetico misurato, ponendo la sonda in modo da ottenere la massima lettura, è risultato essere pari a 0.43 ± 0.01 Gauss. Ponendo attorno alla sonda (senza spostarla) lo schermo trattato termicamente il valore di campo magnetico indicato è risultato essere 0.12 ± 0.02 Gauss indipendentemente dalla orientazione della gabbia rispetto alla sonda. Al contrario, ponendo attorno alla sonda lo schermo non trattato termicamente abbiamo notato una forte dipendenza del campo magnetico misurato dalla orientazione relativa della gabbia rispetto alla sonda; i risultati di questa misura sono riassunti nella:

Tabella 4.2.

θ in gradi	0	45	90	135	180	225	270	315
H in Gauss	$0,55 \pm 0,01$	$0,52 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,01$	$0,33 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,01$	$0,32 \pm 0,01$	$0,39 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,01$

È' chiaro quindi che per una corretta caratterizzazione dei PMT abbiamo dovuto ripetere alcune delle misure già descritte in questo capitolo. Per far ciò abbiamo preferito utilizzare un apparato di misura appositamente sviluppato, presso il Dipartimento di Fisica dell'Università di Catania, nell'ambito del progetto NEMO.

4.5 Misure delle proprietà dei PMT con schermo magnetico (efficienza quantica, TT e TTS)

L'apparato sperimentale realizzato per le ulteriori misure effettuate sui PMT forniti di schermo magnetico, è stato realizzato dal gruppo NEMO del Dipartimento di Fisica dell'Università di Catania. Riportiamo in figura 4.27 uno schema semplificato dell'apparato che permette di caratterizzare i PMT misurando sia l'uniformità del fotocatodo che il tempo di transito degli elettroni dal fotocatodo al primo dinodo. Ciò è possibile in quanto l'apparato utilizza, come sorgente di luce, un laser ($\lambda=470\text{nm}$) che gli consente di inviare impulsi luminosi molto stretti con una risoluzione temporale dell'ordine

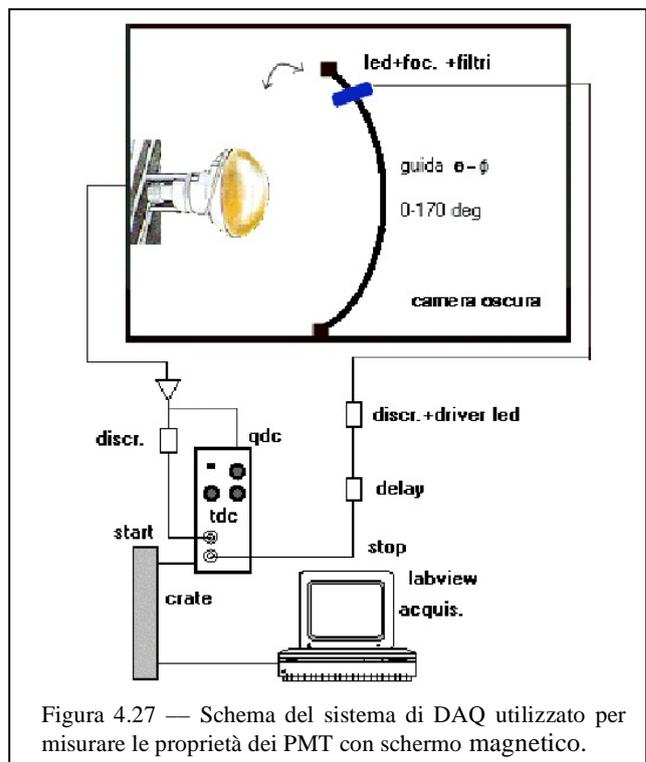


Figura 4.27 — Schema del sistema di DAQ utilizzato per misurare le proprietà dei PMT con schermo magnetico.

del ps. L'impulso luminoso viene guidato sul fotocatodo da una fibra ottica che, mossa da due motorini "passo passo" permette una caratterizzazione puntuale, veloce e precisa, delle proprietà del fotocatodo. Per permettere sia lo studio dell'efficienza quantiche che dei tempi di risposta del PMT il segnale presente all'anodo del PMT, in corrispondenza ad ogni impulso del laser, viene duplicato. Uno dei due segnali, amplificato di un fattore 16, viene inviato ad un ADC, l'altro discriminato è invece inviato ad un TDC con risoluzione di 5.3ps. Il software di acquisizione permette di definire le coordinate sferiche (mappa) in cui la effettuare la misura: per ogni posizione il DAQ acquisisce uno spettro in carica ed uno in tempo dei segnali. L'acquisizione è completa quando il numero di

eventi nello spettro in tempo è pari a $2 \cdot 10^5$. Un esempio di questi spettri è mostrato nelle figure 4.28 e 4.29 che rappresentano rispettivamente le distribuzioni in carica ed in tempo dei segnali corrispondenti al punto centrale del fotocatodo per il PMT n seriale 874. Il calcolo di η con questo apparato si basa sul confronto dei tempi di acquisizione necessari per raggiungere lo stesso numero di segnali misurati. La frequenza

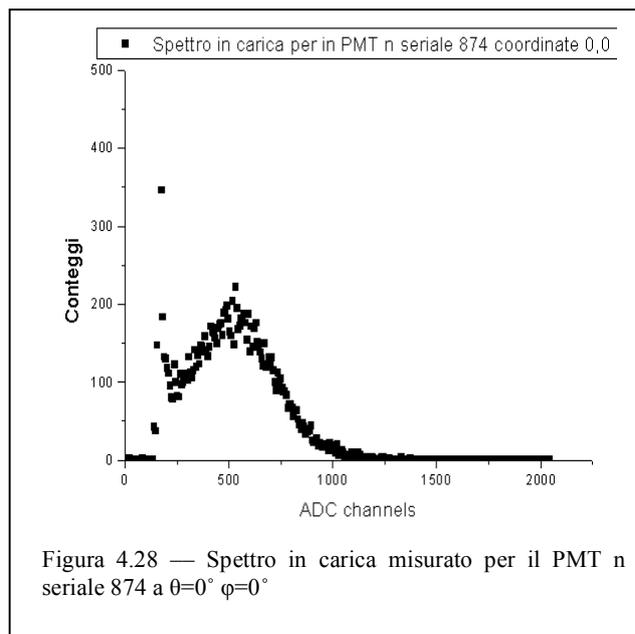


Figura 4.28 — Spettro in carica misurato per il PMT n seriale 874 a $\theta=0^\circ$ $\phi=0^\circ$

degli impulsi laser è costante quindi il tempo necessario per acquisire un prefissato numero di eventi è inversamente proporzionale alla efficienza, così come definita nel paragrafo 4.4. Le figure 4.30 e 4.31 mostrano, rispettivamente, le mappe dell'efficienza η dei fotocatodi per i PMT numeri seriali 793 e 874. Durante queste misure i PMT erano schermati dal campo magnetico terrestre mediante delle gabbie di

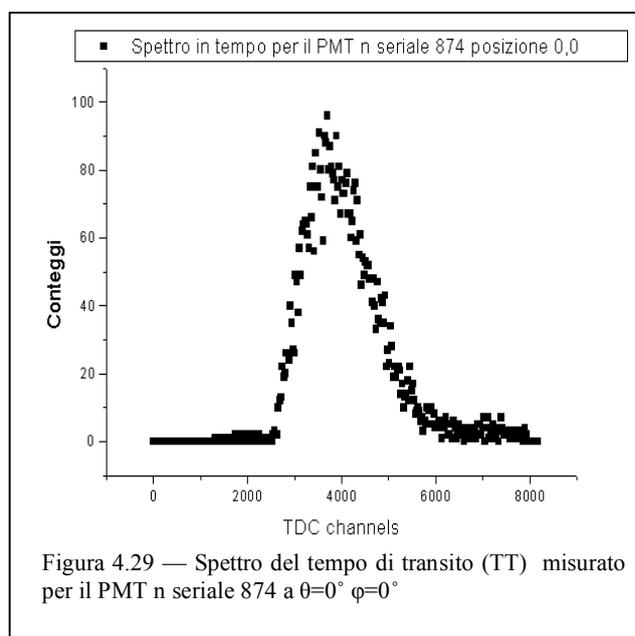


Figura 4.29 — Spettro del tempo di transito (TT) misurato per il PMT n seriale 874 a $\theta=0^\circ$ $\phi=0^\circ$

μ metal. La fig. 4.32 mostra invece, a titolo di esempio, la mappa della efficienza η del fotocatodo, per il PMT n. 793, senza la schermatura dal campo magnetico. Il confronto fra le fig. 4.30 e 4.32 conferma che, grazie allo schermo in μ metal, si può raggiungere una buona uniformità del fotocatodo: sono state osservate, con lo schermo, variazioni di η minori del 7% al variare di ϕ e, senza schermo magnetico, variazioni maggiori del 35%.

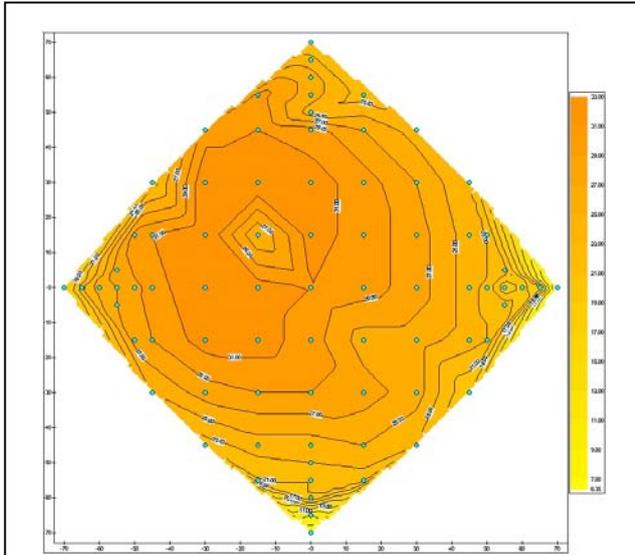


Figura 4.30 — Mappa dell'efficienza del fotocatodo (η) per il PMT n seriale 793 con lo schermo magnetico.

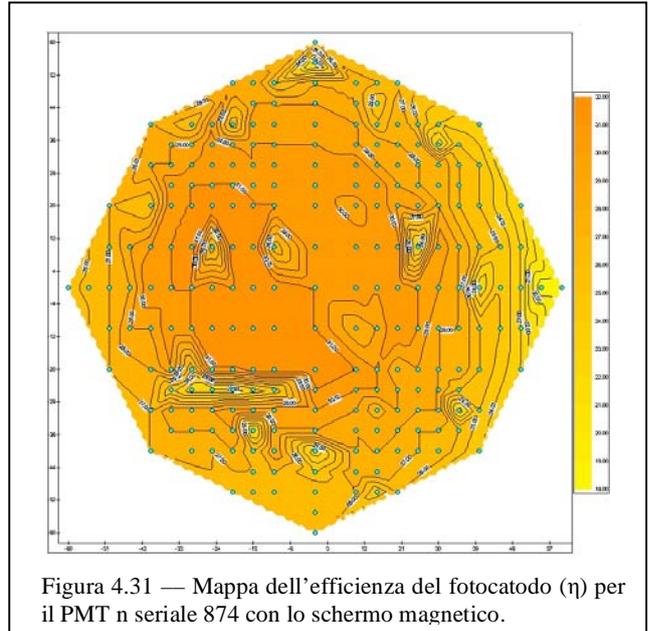


Figura 4.31 — Mappa dell'efficienza del fotocatodo (η) per il PMT n seriale 874 con lo schermo magnetico.

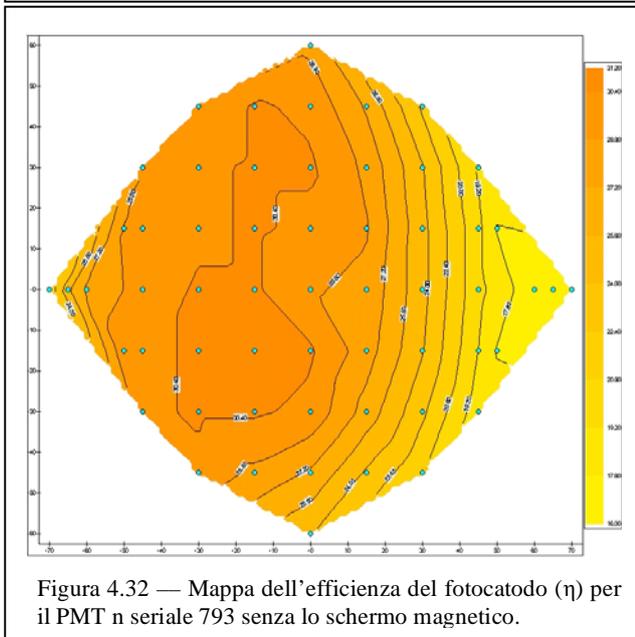


Figura 4.32 — Mappa dell'efficienza del fotocatodo (η) per il PMT n seriale 793 senza lo schermo magnetico.