

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

**Scelta dei fotomoltiplicatori per la misura di
luminosità in ATLAS**

Relatore:

Prof. Nicola Semprini-Cesari
Correlatore: Dott.ssa Carla
Sbarra

Presentata da:
Marco Frassetto

Sessione II
Anno Accademico 2012/2013

Indice

1	LHC	3
1.1	Il Large Hadron Collider	3
1.2	Caratteristiche dei fasci	4
1.3	Fase I e fase II	5
1.4	L'esperimento ATLAS	6
1.4.1	Rivelatore Interno	6
1.4.2	Calorimetri	7
1.4.3	Spettrometro a Muoni	7
1.4.4	Magneti	7
1.4.5	Monitor di Luminosità	8
2	Misure di luminosità in Atlas	9
2.1	Luminosità	9
2.2	Luminosità relativa e calibrazione	10
2.3	Rivelatori di luminosità	11
2.3.1	ID	11
2.3.2	BCM	11
2.3.3	TileCal e ForwardCal	11
2.3.4	LUCID	12
2.4	Algoritmi di conteggio in LUCID	13
3	Prestazioni di Lucid 2010-2012	15
3.1	Prestazioni iniziali (2010)	15
3.2	Errori sistematici ad alta luminosità (2011 e 2012)	16
3.3	Invecchiamento dei Fotomoltiplicatori	18
3.4	Upgrade in previsione della fase II	19
4	Caratteristiche dei Fotomoltiplicatori	21
4.1	Struttura e funzionamento	21
4.2	Caratteristiche	22
4.3	Modelli candidati per la fase II	24

INDICE

5	Test sui PMT	27
5.1	Setup Sperimentale	27
5.2	Misure	29
5.2.1	Dark Current	29
5.2.2	Guadagno relativo	32
5.2.3	Risposta spettrale	34
6	Conclusioni	39
	Bibliografia	41

INTRODUZIONE

La misura accurata della luminosità è fondamentale negli acceleratori di particelle, in quanto può diventare il fattore limitante nella precisione della misura di sezioni d'urto. Per questo, l'esperimento ATLAS ad LHC fa uso di un monitor di luminosità dedicato, LUCID (*Luminosity measurement Using a Cherenkov Integrating Detector*). LUCID è composto da due gruppi di tubi di alluminio, ciascuno a 17 metri dal punto di interazione. I tubi sono immersi in un radiatore Cherenkov e ciascuno è accoppiato ad un fotomoltiplicatore (PMT). Le particelle prodotte nelle collisioni emettono fotoni per effetto Cherenkov quando attraversano il gas e le finestre di quarzo dei PMT, permettendone così la rivelazione. Contando il numero di eventi - collisioni in cui almeno uno dei PMT riporta un segnale sopra soglia - si può risalire al tasso di interazioni e quindi alla luminosità relativa.

Al crescere della luminosità nei tre anni di attività di LHC, alcuni effetti sistematici, noti fin dall'inizio, sono diventati sempre più rilevanti. Tra questi i più importanti sono la migrazione - più eventi sotto soglia che si combinano per formarne uno sopra soglia - e la saturazione degli algoritmi, cioè un rate di interazioni per incrocio dei fasci (bunch crossing) talmente elevato da rendere impossibile risalire alla luminosità con il conteggio degli eventi definiti sopra. Entrambi questi sistematici diventeranno ancor più rilevanti quando, dopo lo shutdown corrente, la luminosità di LHC e l'energia dei fasci verranno raddoppiate (fase II).

Inoltre, i PMT hanno assorbito una grande quantità di radiazione e assorbito una grande quantità di corrente durante i tre anni di attività, per cui sarebbe in ogni caso necessario rimpiazzarli. Dovendo sostituirli, si è pensato di impiegare modelli più piccoli, riducendo l'accettanza, al fine di limitare gli effetti sistematici citati, la dose di radiazione che assorbiranno e la corrente che assorbiranno durante la fase II, garantendone quindi la durata per tutto il periodo di funzionamento di LHC fino al prossimo shut down.

Due modelli di PMT sono stati considerati. Per ciascun modello, un esemplare è stato irraggiato con raggi gamma, in modo da poter misurare eventuali variazioni nei parametri operativi causati dalla radiazione assorbita.

In questa tesi, dopo una breve descrizione di LHC in generale e ATLAS più in particolare (capitoli 1 e 2), si discuterà della misura di luminosità in ATLAS (capitolo 3) e delle prestazioni di LUCID negli anni trascorsi (capitolo 4). Nel capitolo 5 verranno analizzati i risultati dei test svolti sui PMT irraggiati, confrontandoli con fotomoltiplicatori dello stesso modello che faranno da riferimento. Si verificherà se e quali variazioni sono riscontrabili nei loro parametri di funzionamento, e si concluderà come queste misure debbano influenzare la scelta di uno o l'altro modello di PMT (capitolo 6.)

INDICE

Capitolo 1

LHC

In questo capitolo, si inizierà con una descrizione generale di LHC (*Large Hadron Collider*). Nella seconda sezione, verranno descritte alcune caratteristiche dei fasci che lo attraversano, a cui si farà frequentemente riferimento nel resto di questa tesi. L'ultima sezione descrive più in dettaglio l'esperimento ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*), di cui fa parte LUCID, il rivelatore di interesse per questa tesi.

1.1 Il Large Hadron Collider

Il Large Hadron Collider è correntemente il più grande e potente acceleratore di particelle al mondo.[1] Ha una circonferenza di 27 chilometri, ed è situato nel tunnel precedentemente usato per l'acceleratore LEP (*Large Electron-Positron Collider*), a circa 100 metri di profondità, sotto il territorio svizzero e francese, nei dintorni di Ginevra. Al suo interno vengono accelerati protoni o ioni di piombo. L'energia di progetto per le collisioni fra protoni è di 14 TeV nel centro di massa (CM).

Un incidente nel 2008 ha fatto rinviare l'inizio delle operazioni alla fine del 2009, quando è stata raggiunta un'energia nel centro di massa di 2.36 TeV. Nel 2010 e 2011 ha lavorato regolarmente a un'energia nel CM di 7 TeV, aumentati a 8 TeV nel 2012. Attualmente, LHC è in fase di shutdown per consolidamento. Le operazioni riprenderanno nel 2015, con un'energia di 13 TeV.

In LHC, due fasci di particelle vengono fatti curvare in senso opposto, all'interno di due tubi a vuoto (*beam pipe*) paralleli, e vengono fatti scontrare in quattro punti di interazione.

Presso ciascun punto di interazione si trova un esperimento. I quattro esperimenti principali sono:

- Atlas (*A Toroidal LHC ApparatuS*) e CMS (*Compact Muon Solenoid*): due rivelatori con programmi di fisica molto vasti e generali, principalmente dedicati allo studio delle collisioni protone-protone, pensati per mettere alla prova con grande

precisione le predizioni del Modello Standard. A loro si deve, nel 2012, la scoperta della particella comunemente definita Bosone di Higgs.

- LHCb (*Large Hadron Collider beauty*): Rivelatore focalizzato sullo studio delle reazioni coinvolgenti il quark bottom, ottimizzato per lavorare a basse luminosità. Fra i suoi obiettivi principali, c'è fornire informazioni sulla violazione di simmetria CP, meccanismo necessario per spiegare l'asimmetria materia-antimateria dell'universo.
- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*): Rivelatore specializzato nello studio delle collisioni fra ioni pesanti, ideato per studiare lo stato estremamente denso della materia definito plasma di quark-gluoni.

Per raggiungere le energie di progetto, le particelle vengono progressivamente accelerate da una serie di pre-acceleratori, passando al successivo quando raggiungono una determinata energia, e vengono infine iniettate in LHC raggiunti i 450 GeV.

Per controllare il fascio, vengono usati magneti superconduttori: 1232 dipoli magnetici, che raggiungono 8.3 T di intensità, vengono usati per piegare il fascio, e 392 quadrupoli magnetici vengono usati per la sua focalizzazione.

L'immagine 1.1 mostra una rappresentazione schematica di LHC, dei suoi preacceleratori e degli esperimenti principali.

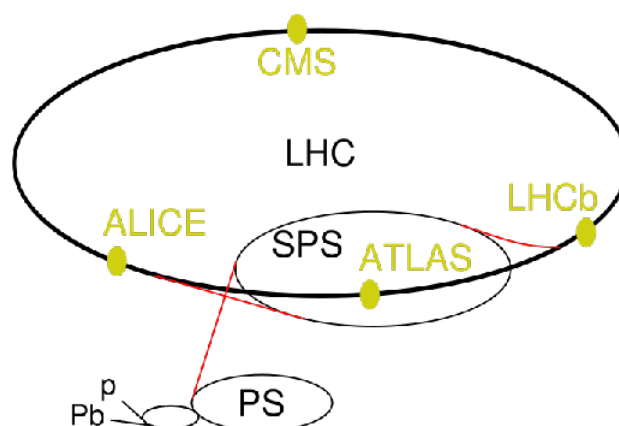


Figura 1.1: Schema di LHC con i principali esperimenti e i preacceleratori

1.2 Caratteristiche dei fasci

I fasci circolanti in LHC sono normalmente composti da protoni, ma un mese l'anno viene dedicato allo studio delle collisioni fra ioni di piombo. Poiché l'esperimento ATLAS

studia principalmente le collisioni fra protoni, i run di ioni non sono oggetto di questa tesi, e i dati saranno riferiti ai protoni salvo diversa indicazione.

Ciascun fascio è suddiviso in pacchetti (*bunch*), separati da un tempo minimo di 25 ns. Nella maggioranza dei run fino ad ora eseguiti, la separazione temporale minima è stata 50 ns. In linea di principio LHC può accomodare 3564 bunch, ma per il funzionamento del processo di iniezione rimangono alcuni spazi vuoti fra diversi treni di bunch, e una zona vuota viene lasciata per consentire il beam dump, per cui i pacchetti effettivamente circolanti sono al più 2808. Un bunch tipico contiene attorno a $1.1 \cdot 10^{11}$ protoni, con variazioni fino al 30% fra i singoli bunch. La Luminosità istantanea di picco - che verrà considerata più dettagliatamente nelle sezioni successive - ha raggiunto il valore massimo di $7 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ prima dello shutdown, e si prevede che sarà di $1.3 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ dopo. Ciascun bunch compie un giro completo dell'acceleratore 11245 volte al secondo, il rate massimo di collisioni fra bunch è quindi 31.6 MHz.

1.3 Fase I e fase II

LHC si trova correntemente in fase di shutdown per upgrade. E' infatti finita la fase I e si intende passare alla fase II, in cui si raggiungeranno energie e luminosità prossime a quelle di progetto. La tabella 1.1 riassume le differenze fra le due fasi:

Caratteristica	fase I	fase II (prevista)
Energia CDM	8TeV	13 TeV
Luminosità istantanea max	$7 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$1.3 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Spazio tipico fra i bunch	50 ns	25 ns

Tabella 1.1: Confronto fra la fase I (dati reali) e fase II (aspettative) di LHC

L'upgrade presenterà diverse difficoltà tecniche da superare. Per quel che riguarda il monitor di luminosità LUCID, tutti gli errori sistematici presentatisi nei run ad alta luminosità del 2012 inevitabilmente si intensificheranno, e gli algoritmi basati sull'Event Counting - di cui si parlerà in seguito - andranno sicuramente in saturazione se non si ridurrà l'accettanza del rivelatore. Inoltre, i fotomoltiplicatori potrebbero trovarsi a essere attraversati da molta più corrente di quanto previsto dai costruttori, e l'ambiente in cui lavorano diventerà più attivo di quanto fosse durante la fase I, aumentando il rumore di fondo e rischiando di deteriorare gli strumenti.

1.4 L'esperimento ATLAS

L'esperimento ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) è un insieme di rivelatori situato presso uno dei punti di interazione di LHC. Si tratta di uno strumento *multi-purpose*, composto da una serie di sottorivelatori ciascuno dedicato a rivelare uno specifico tipo di particelle. Come si può vedere in figura 1.2, l'apparato avvolge il punto di interazione quasi a 360°. Nel suo complesso, ha una struttura cilindrica con 22 metri di diametro, 44 di lunghezza, e una massa di circa 7000 tonnellate. Segue una breve descrizione delle sue principali componenti.

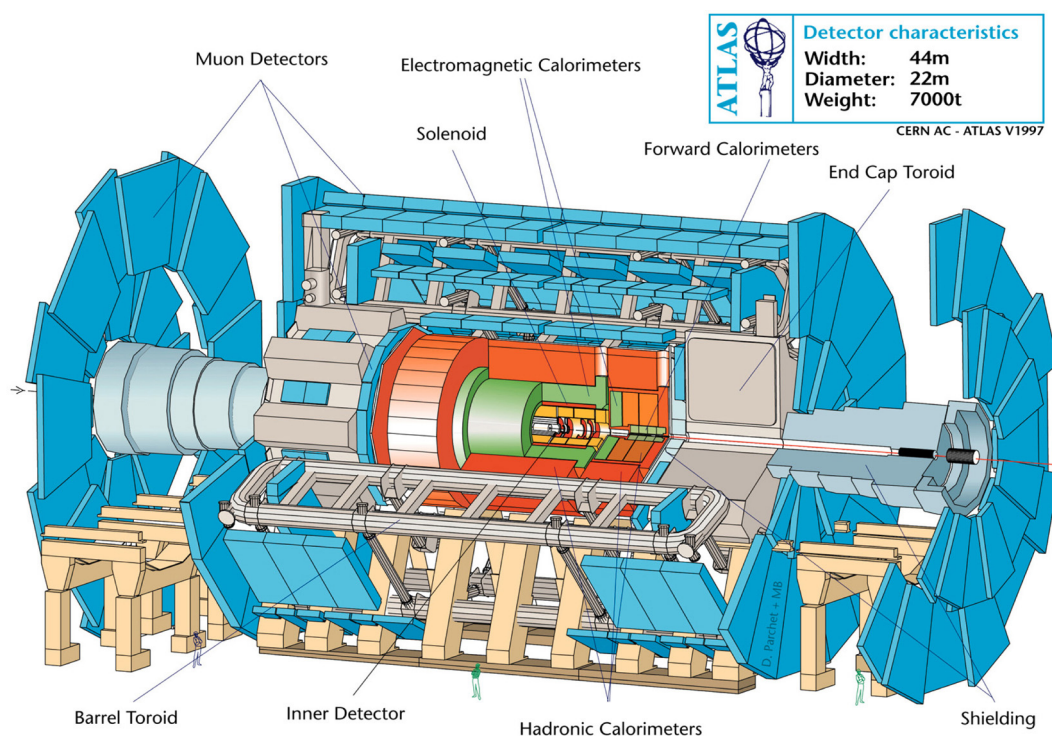


Figura 1.2: L'esperimento ATLAS con i principali detector. La beam pipe passa per l'asse della struttura cilindrica. Si notino le persone stilizzate per fornire la scala

1.4.1 Rivelatore Interno

Il rivelatore più vicino alla beam pipe è detto *Inner Detector* (ID). E' pensato per ricostruire le tracce delle particelle cariche e misurare le loro caratteristiche (momento, momento trasverso e vertice). E' immerso in un campo magnetico solenoidale dell'intensità di 2 T, necessario per la misura dell'impulso. Nella zona più vicina alla beam pipe, è costituito da pixel di silicio ad altissima granularità per massimizzare la risoluzione spaziale. Più all'esterno si usano microstrisce di silicio, con una risoluzione spaziale infe-

riore, in quanto allontanandosi dal punto di interazione le distanze angolari si amplificano per evidenti ragioni geometriche. Ancora più esternamente, una grande quantità di tubi radiali (*Tracker Tubes*) forniscono altri punti della traiettoria e discriminano gli elettroni. Combinando le misure dei tre diversi tipi di sensori, si possono ricostruire le caratteristiche delle particelle incidenti. L'ID è lungo circa 7 metri e misura 1.5 metri di diametro.

1.4.2 Calorimetri

All'esterno dell'ID sono situati due diversi calorimetri: quello elettromagnetico, più interno, e quello adronico, più esterno e di volume maggiore. I calorimetri effettuano una lettura generalmente distruttiva della particella.

Come si può vedere in figura 1.2, i calorimetri sono costituiti da una sezione centrale (all'esterno dell'Inner Detector) e da due *endcap*, al fine di avvolgere quasi completamente il punto di interazione.

Il Calorimetro elettromagnetico, ideato per misurare l'energia di elettroni e fotoni, è costituito da argon liquido racchiuso fra strati di piombo, con i sensori disposti in una struttura a fisarmonica per limitare gli spazi ciechi.

Il Calorimetro adronico sfrutta invece grandi masse metalliche per rivelare le particelle che interagiscono fortemente. La sezione centrale (*Barrel Hadronic Tile*) usa strati di ferro come materiale assorbitore e strati di scintillatore come materiale sensibile, la sezione posteriore (*Hadronic End Cap*) fa uso di assorbitori di rame, e la sezione in avanti (*Hadronic Forward*) fa uso di moduli di rame e tungsteno. Confrontando i segnali lasciati da una particella nei due calorimetri, è possibile ricostruirne la natura oltre che l'energia: per esempio, un neutrone verrà rilevato dal calorimetro adronico ma non da quello elettromagnetico, mentre un protone da entrambi.

La maggior parte delle particelle note vengono individuate e assorbite all'interno dei due calorimetri. Fanno eccezione i muoni, che vengono rivelati ma generalmente non assorbiti, e i neutrini, che non vengono in alcuna misura rivelati, e la cui presenza si può inferire solo indirettamente dal bilancio di energia e impulso nel piano trasverso alla direzione dei fasci.

1.4.3 Spettrometro a Muoni

I sottorivelatori più esterni di ATLAS sono dedicati al tracciamento dei muoni, uniche particelle oltre ai neutrini in grado di superare entrambi i calorimetri interni. Sono impiegate quattro diverse tecnologie per la rivelazione di queste particelle. Le camere sono immerse in un campo magnetico toroidale, e disposte geometricamente in modo tale che una particella proveniente dal punto di interazione debba attraversarne almeno tre strati.

1.4.4 Magneti

Per poter determinare l'impulso delle particelle cariche, è indispensabile la presenza di un campo magnetico. Nell'Inner Detector, questo è fornito da un magnete solenoidale

posto attorno all'ID stesso.

Più esternamente si usa un campo magnetico toroidale, generato dal *Barrel Toroid*. Questo è un sistema di magneti superconduttori posto nella zona della camera a muoni, costituito da otto bobine rettangolari, disposte a comporre una struttura cilindrica lunga 25 m e con 20 m di diametro. Ulteriori magneti sono posti nelle *end cap* per chiudere le linee di campo.

Come tutti i magneti superconduttori di LHC, i magneti sopra descritti sono al Niobio-Titanio e devono essere mantenuti a temperature inferiori a 4.8 K per funzionare in regime superconduttivo. Questo raffreddamento è ottenuto grazie all'Elio liquido.

Oltre ai rivelatori principali sopra elencati, ATLAS include altri strumenti. Quelli di interesse per questa tesi sono quelli utilizzabili per la misura della luminosità, che verranno ora brevemente descritti, e considerati più in dettaglio nel capitolo successivo.

1.4.5 Monitor di Luminosità

Oltre ai rivelatori principali sopra elencati, ATLAS include altri strumenti. Quelli di interesse per questa tesi sono quelli utilizzabili per la misura della luminosità, che verranno ora brevemente descritti, e considerati più in dettaglio nel capitolo successivo.

- **LUCID** (Luminosity measurement Using Cherenkov Integrating Detector) è il luminometro dedicato di ATLAS. Consiste in un complesso di due rivelatori posti attorno alla beam pipe, a 17m dal punto di interazione, ciascuno costituito da 20 tubi Cherenkov pieni di gas accoppiati a fotomoltiplicatori. Le particelle cariche che attraversano il gas o la finestra dei fotomoltiplicatori emettono fotoni per effetto Cherenkov, venendo così rivelate. Verrà descritto in maggiore dettaglio più avanti.
- **BCM** (Beam Condition Monitor) è un complesso di due gruppi di sensori, ciascuno a 184 cm dal punto di interazione. Ciascun gruppo è composto da quattro sensori al diamante disposti a croce attorno alla beam pipe. Inizialmente dedicato principalmente alla protezione del rivelatore interno - che potrebbe essere danneggiato da una perdita o cattiva focalizzazione del fascio - viene usato anche per la misura della luminosità.

Capitolo 2

Misure di luminosità in Atlas

2.1 Luminosità

La luminosità è un parametro di funzionamento degli acceleratori di particelle che permette di calcolare il rate atteso di una determinata reazione a partire dalla sua sezione d'urto. E' prassi definire una luminosità istantanea (L) e una integrata (\mathcal{L}) su una quantità di tempo.

La luminosità istantanea è definita come rate (R) di eventi per unità di sezione d'urto, cioè:

$$L = \frac{R}{\sigma} \quad (2.1)$$

esprimibile in $cm^{-2}s^{-1}$. E' importante notare che la luminosità è una caratteristica dell'acceleratore e non dipende dallo specifico processo.

In un acceleratore ad anello, possiamo definire la luminosità istantanea anche come:

$$L = \frac{f_r \cdot \mu \cdot n_b}{\sigma} \quad (2.2)$$

In cui f_r sta per frequenza di rivoluzione, μ per numero medio di interazioni per bunch crossing, n_b per numero di bunch crossing e σ per sezione d'urto totale.

La luminosità istantanea può anche essere espressa rispetto ai parametri del fascio, come nell'equazione (2.3), in cui I rappresenta l'intensità dei fasci, ρ le densità di particelle rispetto alla superficie perpendicolare ai fasci e dx , dy gli elementi infinitesimi di superficie.

$$\mathcal{L} = n_b f_r I_1 I_2 \int \rho_1(x, y) \rho_2(x, y) dx dy \quad (2.3)$$

Una misura accurata della luminosità è essenziale per misurare sperimentalmente la sezione d'urto di ogni processo. Questa si può infatti calcolare invertendo l'equazione (2.1). La precisione sulla misura di luminosità, quindi, può divenire un fattore limitante sulle misure sperimentali delle sezioni d'urto - essenziali per mettere alla prova le previsioni teoriche del Modello Standard e di altre teorie.

La misura della luminosità può essere bunch per bunch, oppure integrata sul fascio. Di norma si misura integrata su un Lumiblock (LB), cioè un intervallo di tempo all'interno del quale si assume sia costante, ed è di norma della durata di un minuto. Una misura della luminosità bunch per bunch è utile per la gestione e l'ottimizzazione del fascio, ma vista la ridottissima spaziatura fra i bunch stessi (25 o 50 ns) richiede elettronica veloce.

2.2 Luminosità relativa e calibrazione

In un acceleratore a elettroni-positroni, particelle puntiformi, le sezioni d'urto di alcuni processi sono conosciute con grande precisione e selezionabili con trascurabile contaminazione dal fondo. In questo caso, si può avere una misura accurata della luminosità semplicemente invertendo l'equazione (2.1). Gli adroni, al contrario, sono particelle composte da quark e gluoni, per cui è molto più difficile calcolare l'esatta dinamica degli urti. Per questo nelle collisioni fra adroni non si conoscono le sezioni d'urto con sufficiente precisione, e bisogna ricorrere ad altre strategie.

In LHC, possiamo riscrivere la luminosità istantanea come in equazione (2.4).

$$\mathcal{L} = \frac{\mu_{vis} n_b f_r}{\sigma_{vis}} \quad (2.4)$$

In cui n_b è il numero di bunch circolanti, f_r la loro frequenza di rivoluzione, μ_{vis} il numero di interazioni viste per bunch crossing, e σ_{vis} la sezione d'urto totale, moltiplicata per accettazione ed efficienza del rivelatore. μ_{vis} risulta quindi proporzionale alla luminosità, f_r e n_b sono noti, mentre per determinare σ_{vis} è necessario avere una misura indipendente della luminosità assoluta. Possiamo riscrivere l'equazione come (2.4) come

$$\mathcal{L} = K \cdot \mu_{vis} \quad (2.5)$$

Per la valutazione della luminosità assoluta si usano dei run dedicati, detti Van Der Meer (VDM) Scan, in cui i fasci, a bassa luminosità, vengono scansionati uno rispetto all'altro, permettendo di calcolare $\rho(x, y)$ e ricavare la luminosità assoluta dai parametri di fascio come nell'equazione (2.3).

Confrontando questo dato con il μ_{vis} visto dai rivelatori, si ottiene una costante di calibrazione da cui ricavare la luminosità assoluta. Gli scan VDM, tuttavia, vengono eseguiti molto raramente (una sola volta nel 2011) e a bassa luminosità. La costante di calibrazione così ottenuta è quindi affidabile nelle ipotesi che:

- La costante di calibrazione rimanga stabile nel tempo.

- La linearità rispetto al rate si mantenga ad alte luminosità.
- I sensori siano in grado di discriminare correttamente gli eventi di collisione dal fondo, anche durante run ad alta luminosità.

2.3 Rivelatori di luminosità

Diversi rivelatori di ATLAS possono essere usati per la misura di luminosità, e il confronto fra le loro misure concorre a determinare il dato ufficiale che verrà impiegato per l'elaborazione dati. LUCID è l'unico luminometro dedicato, ma altri strumenti possono fornire una misura di luminosità.

2.3.1 ID

L'Inner Detector può fornire una stima della luminosità attraverso la ricostruzione dei vertici primari, analizzando i prodotti della collisione. L'acquisizione dati dell'ID dipende tuttavia dal trigger centralizzato (CTP), e bisogna quindi tenere conto dei tempi morti dopo ciascun trigger. Inoltre, a causa delle limitazioni di banda, non vengono presi abbastanza dati da fornire una misura della luminosità di ciascun bunch. Può tuttavia essere utile come termine di confronto per i dati di LUCID e BCM. Necessitando un'elaborazione complessa, i dati dell'ID non possono essere utilizzati per una misura della luminosità on-line.

2.3.2 BCM

BCM consiste in due moduli, prima e dopo il punto di interazione, ciascuno costituito da quattro sensori al diamante, con una sezione trasversa di circa un centimetro quadro, immediatamente all'esterno della Beam Pipe, a 184 cm dal punto di interazione. I dati dei due sensori disposti sull'orizzontale (BCM_H) e dei due sulla verticale (BCM_V) rispetto alla Beam Pipe sono considerati separatamente.

Sebbene lo scopo principale di BCM sia il controllo degli eventi di background e la protezione dell'Inner Detector da eventuali deviazioni o dispersioni del fascio, è dotato di un'elettronica veloce in grado di effettuare misure bunch per bunch, rivelandosi utile anche per la misura della luminosità.

Grazie alla resistenza alle radiazioni del diamante e all'accettanza limitata, BCM si è rivelato meno affetto dagli errori sistematici che, come si vedrà nelle sezioni successive, hanno colpito LUCID.

2.3.3 TileCal e ForwardCal

I Calorimetri precedentemente descritti possono fornire una misura della luminosità, a partire dalla carica totale dei segnali in essi prodotti. Come ID, non sono tuttavia

in grado di misurare la luminosità bunch per bunch. Inoltre, per ragioni diverse, non possono essere calibrati indipendentemente durante i Van Der Meer scan, e devono essere calibrati a partire da altri rivelatori, quindi non forniscono una misura indipendente. Sono comunque utili per verificare la stabilità di risposta nel tempo di tutti i rivelatori.

2.3.4 LUCID

Il rivelatore LUCID (figura 2.1) consiste in due moduli composti ciascuno da 20 tubi riempiti di gas, accoppiati a fotomoltiplicatori.

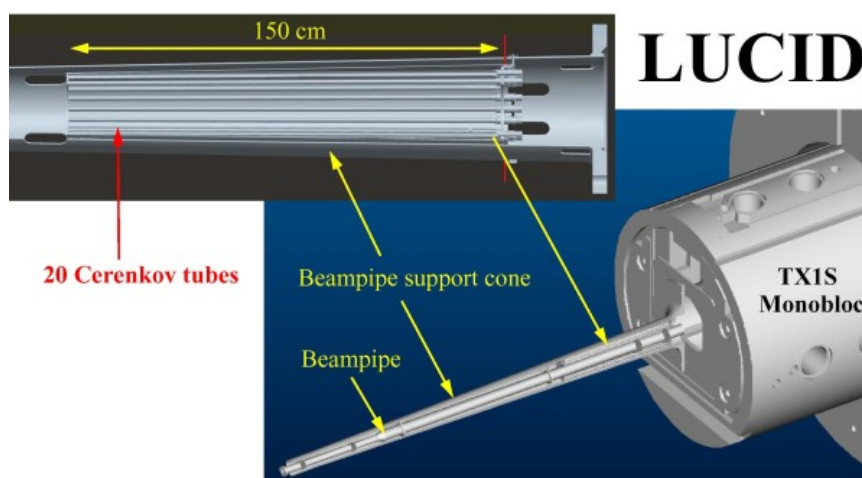


Figura 2.1: Uno dei due moduli del monitor di luminosità LUCID. Si vede la disposizione dei tubi Cherenkov attorno alla beam pipe

I tubi di ciascun modulo sono disposti a cono attorno alla beam pipe, angolati in modo da puntare verso il punto di interazione. La parte frontale del rivelatore dista 16.98 m dal punto di interazione, ed è posta vicino al TAN, l'assorbitore che protegge l'esperimento ATLAS dalle perdite di fascio. A causa dell'attivazione del materiale del TAN, si tratta di una zona fortemente radioattiva. I tubi sono di alluminio, riempiti con gas C_4F_{10} , scelto per l'alto indice di rifrazione, la grande reperibilità, e la buona trasparenza ai fotoni nell'UV. I tubi sono racchiusi in una struttura cilindrica di supporto (vessel) e il gas è mantenuto ad una pressione di poco superiore a quella atmosferica.

Queste caratteristiche sono necessarie in quanto il principio di funzionamento di LUCID è la lettura dei fotoni prodotti per effetto Cherenkov da particelle che attraversano il gas nei tubi e le finestre dei PMT.

I fotoni così prodotti vengono rivelati da fotomoltiplicatori posti alla fine dei tubi. Le caratteristiche dei fotomoltiplicatori verranno discusse ampiamente in seguito.

LUCID è inoltre provvisto di un sistema di LED all'ingresso dei tubi per la calibrazione dell'apparato. Si prevedeva inizialmente che non ci sarebbe stato un campo magnetico

rilevante nel volume occupato da LUCID, che di conseguenza non è dotato di particolare schermatura.

L'elettronica veloce di LUCID permette un calcolo della luminosità bunch per bunch a monte del trigger, oltre alla misura integrata sul fascio. Nella sezione 2.4, verranno presi in esame gli algoritmi di conteggio usati da LUCID, mentre nel capitolo 3 verranno analizzate le sue prestazioni nei tre anni di attività, le modifiche apportate alla configurazione iniziale sopra descritta, e il cambio dei fotomoltiplicatori previsto per la fase II, oggetto di questa tesi.

2.4 Algoritmi di conteggio in LUCID

LUCID fa uso di diversi algoritmi per il calcolo della luminosità [2]. Tutti sono calcolati a partire dalle hit, cioè segnali registrati dai PMT che superano una certa soglia. Le hit sono misurate alla frequenza di LHC, su intervalli di 25 ns. Per ogni collisione fra bunch si possono definire diverse quantità, ad esempio:

1. Il numero di eventi con almeno un PMT sopra soglia (algoritmo Event OR). Si può usare la statistica di Poisson per risalire al μ_{vis} , (numero medio di interazioni rivelate per bunch crossing come definito nel paragrafo 2.1) a partire dal numero di eventi osservati. Infatti, posto che il numero di interazioni in un bunch crossing sia distribuito in modo poissoniano, la probabilità P_{or} di avere un evento in un determinato bunch crossing è:

$$P_{or} = \frac{N_{ev}}{N_{BC}} = 1 - e^{-\mu_{vis}} \quad (2.6)$$

Con N_{ev} il numero di eventi rivelati e N_{BC} il numero di bunch crossing considerati, quantità direttamente misurate. Risolvendo la (2.6) per μ_{vis} si ha:

$$\mu_{vis} = -\ln \left(1 - \frac{N_{or}}{N_{BC}} \right) \quad (2.7)$$

2. Il numero di eventi con almeno un PMT sopra soglia in entrambi i moduli del rivelatore (algoritmo Event AND). L'espressione per la probabilità di ottenere un evento di questo tipo non è invertibile analiticamente e bisogna ricorrere a metodi numerici, ma le assunzioni e il procedimento sono simili a quelle usate per l'Event OR.
3. Il numero medio di PMT sopra soglia (algoritmo Hit Counting). Supponendo che la probabilità di avere almeno una hit per collisione sia distribuita in modo Poissoniano, il numero di hit per evento sia governato da una distribuzione multinomiale e che i PMT siano indipendenti è ancora possibile estrarre μ_{vis} dal numero di coincidenze osservate N_{and} . L'equazione che ne risulta non è tuttavia invertibile

CAPITOLO 2. MISURE DI LUMINOSITÀ IN ATLAS

analiticamente, e l'ipotesi di indipendenza dei PMT si è dimostrata non del tutto vera.

Se si considerano le quantità 1 e 2 si parla di Event Counting, mentre quella al punto 3 è detta Hit Counting. Tutti gli algoritmi di Event Counting perdono sensibilità quando il valore atteso di eventi per bunch crossing diventa $\gg 1$, in quanto il numero di collisioni in cui avvengono zero interazioni diventa troppo piccolo per essere statisticamente affidabile. Questo diventa un problema reale ad alte luminosità.

Capitolo 3

Prestazioni di Lucid 2010-2012

In questo capitolo si andranno a considerare le prestazioni di LUCID nei tre anni di attività 2010-2012. In particolare, verranno considerati gli errori sistematici emersi e le modifiche apportate alla strumentazione rispetto al progetto iniziale. Infine, si considereranno le prospettive per la fase II, a luminosità più alta, e la necessità di cambiare i fotomoltiplicatori durante lo shutdown corrente. Nel grafico (3.1) si può vedere come la luminosità istantanea di picco sia aumentata nel corso del triennio.

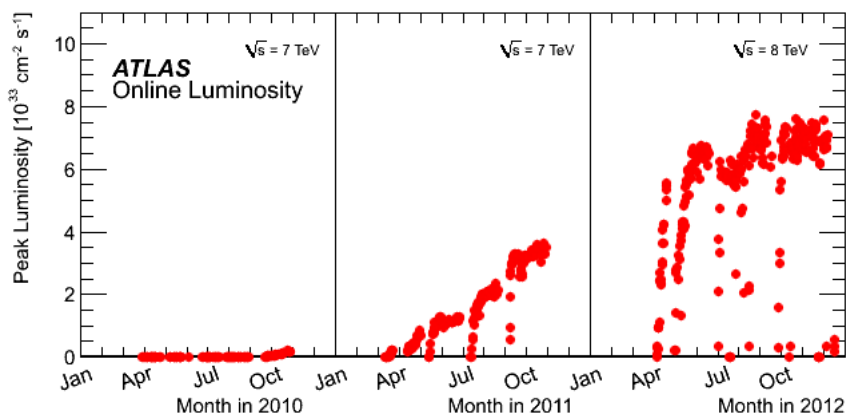


Figura 3.1: Luminosità istantanea di picco per i tre anni di attività di LHC. I dati sono presi dalle misure eseguite online. La luminosità del 2010 risulta scarsamente leggibile in quanto relativamente piccola

3.1 Prestazioni iniziali (2010)

Nel 2010 LUCID è stato il luminometro di riferimento per ATLAS, in quanto la sua elevata accettazione lo rendeva più sensibile di BCM alla luminosità relativamente bassa a cui operava all'epoca LHC. Si è fatto uso primariamente dell'algoritmo Event OR. La

luminosità istantanea massima raggiunta in questa fase è stata di $2.1 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$. In figura 3.2 si può vedere l'andamento della luminosità istantanea per il 2010.

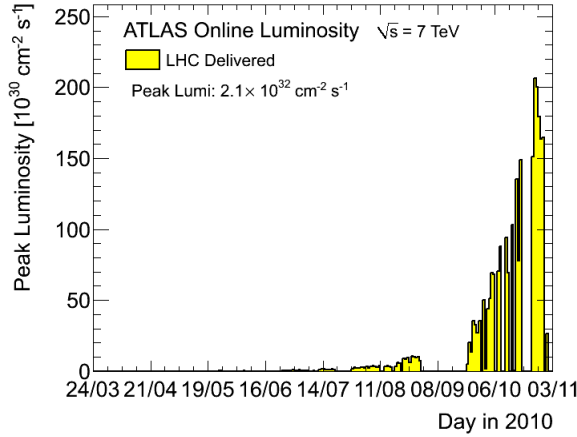


Figura 3.2: Luminosità istantanea di picco nel 2010, giorno per giorno. Si noti che la scala dell'asse y è un ordine di grandezza sotto quello del grafico per i tre anni. Sono impiegati solo i periodi di luminosità stabile con run a 7 TeV

3.2 Errori sistematici ad alta luminosità (2011 e 2012)

Dal 2011, la luminosità di lavoro di LHC è aumentata considerevolmente, e diversi effetti sistematici hanno iniziato a manifestarsi. Si è infatti notato che, nel tempo, le misure dei vari monitor di luminosità hanno iniziato a divergere in modo misurabile, sebbene di pochi punti percentuali.

Le principali cause di errore sistematico individuate nelle misure fornite da LUCID sono:

- Migrazione: All'aumentare del numero medio di interazioni per bunch crossing (μ , o pile-up) è possibile che diversi segnali sotto soglia si combinino per produrre un segnale sopra soglia, producendo un evento falso positivo. Questo sistematico è presente ogni volta che si definisce una soglia, ed è tanto più importante quanto più alta è la soglia stessa. Influisce sia sulla misura di LUCID che su quella di BCM, dove tuttavia è meno rilevante.
- Perdita di linearità del guadagno dei PMT: la corrente anodica troppo alta può produrre un accumulo di carica negativa sull'ultimo dinodo, con effetto schermante, e perdita di linearità della catena dinodica dei PMT. Questo effetto è stato ridotto con una modifica ai PMT descritta più avanti.

- Saturazione: come già discusso, gli algoritmi di Event Counting saturano per un numero di eventi previsti per bunch crossing $\mu \gg 1$. Questo ha iniziato a diventare un problema per LUCID già nel 2011. BCM, che ha un'accettanza inferiore, ne è stato meno influenzato. Con l'aumento previsto della luminosità, questo problema diventerebbe ancora più grave. In figura 3.3 si può vedere come i vari algoritmi di LUCID saturino uno dopo l'altro all'aumentare del pile-up.

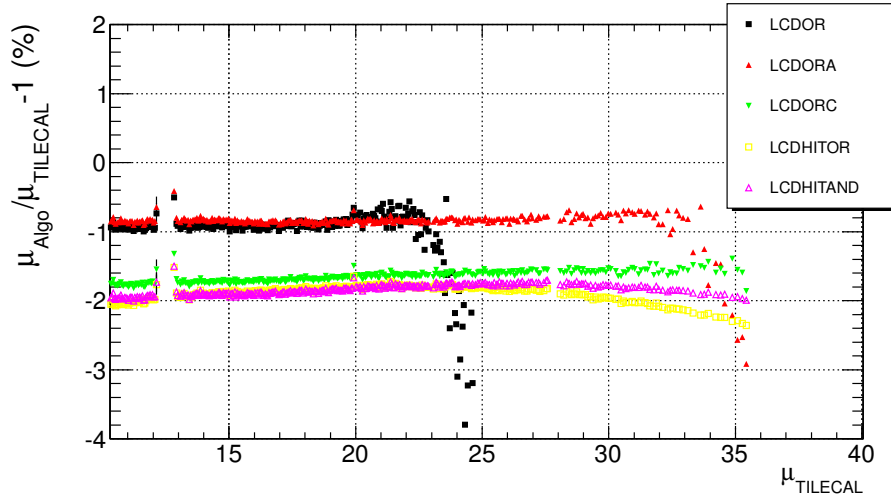


Figura 3.3: Rapporto tra la luminosità misurata con i diversi algoritmi di LUCID e quella fornita da TileCal, che per costruzione non è affetta da saturazione, all'aumentare del numero di interazioni per bunch crossing. Si vede come l'algoritmo di Event Or diventi inefficace per $\mu > 22$. Analoghi algoritmi definiti solo su uno dei moduli di LUCID (Event ORA e Event ORC) diventano inefficaci per $\mu > 33$ e 35 , rispettivamente, mentre gli algoritmi di hit counting non hanno ancora raggiunto la saturazione a $\mu = 35$. L'algoritmo Event AND non è rappresentato, in quanto la statistica ad alti μ è ancora molto ridotta, ma si stima che saturi per $\mu \approx 40$

Dal 2011 si è quindi deciso di usare come riferimento ufficiale la misura di BCM_V, meno influenzata dagli errori sistematici sopra elencati.

Quanto a LUCID, sono state apportate alcune modifiche al progetto iniziale per fare fronte a questi problemi:

- A metà 2011 i tubi Cherenkov sono stati svuotati dal gas. In questo modo, l'unica fonte di effetto Cherenkov è diventato il passaggio delle particelle attraverso la finestra di quarzo dei PMT. Si è verificato sperimentalmente che ciò riduce l'effetto di migrazione.
- Per mantenere la linearità dei PMT ad alte correnti tirate, durante lo shutdown di fine 2011 sono stati inseriti dei *boosters*, elementi che applicano una tensione opportuna dinodo per dinodo anziché fra anodo e catodo, riducendo le possibilità

di squilibri di carica. E' rimasta una dipendenza del guadagno dalla carica raccolta nell'ordine del 2%, che viene corretta offline.

3.3 Invecchiamento dei Fotomoltiplicatori

Tre anni di attività in ambiente fortemente radioattivo sono inevitabilmente dannosi per qualunque strumento. In particolare, per LUCID, bisogna considerare lo stato dei PMT usati in questi tre anni. Le principali cause di deterioramento dei PMT sono:

- **Radiazione assorbita:** Nel periodo 2010-2012 dei dosimetri posti attorno al rivelatore LUCID hanno assorbito una dose di radiazione in linea con le previsioni, secondo cui la radiazione dominante sarebbe stata sotto forma di raggi gamma e, secondariamente, di neutroni. I fotomoltiplicatori, inoltre, avevano superato test di irraggiamento con dosi 30 volte superiori a quelle effettivamente assorbite. Da questo punto di vista, quindi, i PMT non dovrebbero essere sostanzialmente compromessi. L'unico effetto osservato è un aumento della Dark Current, ma non a un livello tale da inficiare le misure.
- **Corrente assorbita:** Più sostanziale è il problema del degrado dei dinodi - in particolare quello più vicino all'anodo - a causa del continuo impatto degli elettroni. Il costruttore non fornisce valori precisi riguardo a quanta corrente possa sopportare un PMT nella propria vita, ma l'ordine di grandezza dovrebbe essere sui 500 C. Con una luminosità totale integrata attorno ai 25 fb^{-1} , nei tre anni di attività passata i PMT sono stati attraversati da una carica totale di circa 750 C. Si prevede per la fase II una luminosità integrata totale attorno ai 50 fb^{-1} l'anno, per un minimo di tre anni, da cui si ricava una carica totale nell'ordine dei 2500 C, molto oltre quella che i PMT sono adatti a sopportare.

Nella fase II l'energia dei fasci nel centro di massa e la luminosità di LHC verranno quasi raddoppiate, il che porterà a un aumento delle particelle prodotte per bunch crossing e quindi dell'attivazione del materiale di cui è fatto ATLAS. D'altra parte, non essendo più necessari i tubi Cherenkov, LUCID verrà spostato più vicino al punto di interazione, portandolo così in una zona più lontana dall'assorbitore di fascio TAN e quindi meno radioattiva. Diminuirà quindi la quantità di radiazione causata dall'attivazione del materiale circostante. Al netto, la quantità di radiazione che si prevede assorbirà ciascun PMT nella fase II è più o meno pari alla fase I.

L'aumento di energia nel CM comporterà comunque un aumento della sezione d'urto totale pp, con conseguente aumento del numero di pile-up anche a parità di luminosità. Questo, a sua volta, comporta una maggiore occupanza dei vari elementi del rivelatore e, quindi, una maggiore corrente nei PMT. L'aumento della luminosità da circa $7 \cdot 10^{33}$ a $1.3 \cdot 10^{34}$ comporterà un pile-up medio attorno a 50, mentre nel 2012 è stato al massimo di 35. Inoltre il materiale delle beam pipe verrà sostituito per motivi di attivazione. Il nuovo materiale, secondo simulazioni Monte Carlo, produrrà più secondari di quello vecchio.

Da quanto esposto sopra, risulta evidente la necessità di sostituire i PMT utilizzati in LUCID nel triennio 2010-2012. Essendo necessario acquistarne di nuovi, si può pensare a prenderne di modelli diversi, per fare fronte agli effetti sistematici di cui sopra e ridurre la corrente totale che li attraverserà, allungandone la durata.

3.4 Upgrade in previsione della fase II

Come già detto, è in corso il Long Shutdown I, durante il quale verrà effettuato un upgrade dell'acceleratore LHC per portare luminosità ed energia attorno ai valori di progetto.

In questo periodo è possibile apportare modifiche anche all'hardware e all'elettronica dei rivelatori di LHC, e diverse componenti di ATLAS subiranno modifiche e upgrade. Le modifiche pianificate per il rivelatore LUCID sono le seguenti:

- Installazione di una nuova scheda di elettronica dotata di FADC per la misura veloce della carica dei segnali provenienti dai PMT su intervalli di 25 ns (bunch crossing), in modo da affiancare - ed eventualmente sostituire - gli algoritmi di Event Counting con uno basato sul calcolo della carica. Poiché un algoritmo di questo tipo non ha una soglia, eliminerà completamente il problema della migrazione, e si prevede ridurrà anche i problemi di saturazione.
- Sostituzione dei fotomoltiplicatori. Essendo comunque necessaria per le ragioni sopra esposte, si è deciso di approfittarne per cambiare modello di PMT. PMT con un'accettanza inferiore, infatti, ridurranno il problema della saturazione, e venendo attraversati da meno corrente a parità di luminosità si degraderanno meno nel tempo. Due modelli di PMT, entrambi più piccoli di quelli attualmente impiegati, sono stati considerati, e alcuni esemplari sono stati sottoposti a raggi γ per verificarne la resistenza. Le loro rispettive prestazioni pre e post irraggiamento saranno oggetto dei prossimi capitoli di questa tesi.

Capitolo 4

Caratteristiche dei Fotomoltiplicatori

4.1 Struttura e funzionamento

Un fotomoltiplicatore (photomultiplier o PMT) è uno strumento ideato per rivelare un segnale luminoso, di norma nel visibile o nell'ultravioletto vicino, convertendolo in una corrente elettrica. Nella figura 4.1 si vede una rappresentazione schematica della struttura di un PMT.

Un fotomoltiplicatore sfrutta come principio di funzionamento l'effetto fotoelettrico, che permette ai fotoni incidenti di strappare elettroni da un fotocatodo[3]. Gli elettroni così liberati vengono accelerati da un campo elettrico, che li spinge sul primo dinodo, da cui strappano un certo numero di elettroni secondari. La procedura viene ripetuta per una serie di dinodi, e si legge poi la corrente in uscita dall'anodo, oltre l'ultimo dinodo. Un fotomoltiplicatore è quindi costituito da un tubo a vuoto con una finestra di ingresso più trasparente possibile, un fotocatodo, un elettrodo focalizzante, una catena di dinodi a cui viene applicata una differenza di potenziale, e un anodo da cui viene raccolta la corrente in uscita.

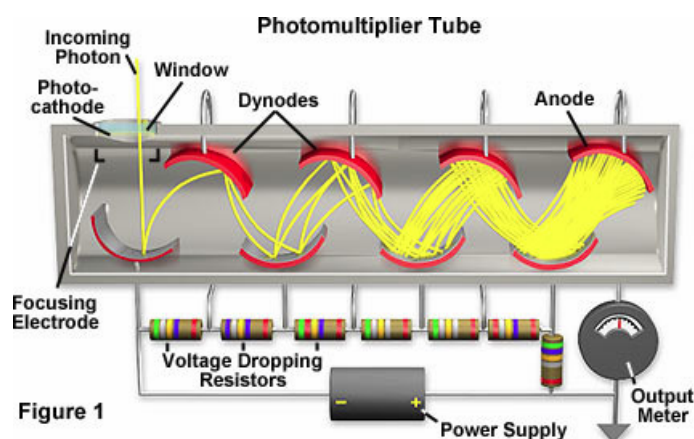


Figura 4.1: Rappresentazione schematica di un fotomoltiplicatore

Segue una descrizione delle singole componenti e delle caratteristiche che devono possedere:

- **Finestra d'ingresso:** E' la prima componente incontrata dai fotoni incidenti. Le sue caratteristiche principali sono la trasparenza rispetto alla lunghezza d'onda dei fotoni da rivelare - rappresenta il limite inferiore alle lunghezze d'onda cui è sensibile il PMT - e la resistenza alle radiazioni quando deve lavorare in ambiente fortemente attivo. I materiali più usati sono il vetro borosilicato, che non è resistente alla radiazione e trasmette bene fino a 300 nm, e quarzo UV-trasmittente, che arriva a circa 185 nm ed è più resistente alla radiazione.
- **Fotocatodo:** E' la lamina su cui ci si aspetta che i fotoni incidenti facciano effetto fotoelettrico. La sua caratteristica fondamentale deve essere la piccola energia di estrazione, in modo da reagire anche a fotoni poco energetici. Il materiale di cui è composto pone il limite superiore all'intervallo di lunghezze d'onda dei fotoni rivelabili - al di sotto di una certa energia, i fotoni non sono più in grado di strappare elettroni al materiale. I materiali più impiegati sono i bialcali, caratterizzati da energie di estrazione di pochi eV, sensibili fino a circa 630 nm. Alcune varianti hanno una risposta spettrale più estesa, arrivando al verde.
- **Dinodi:** Per intensificare la corrente dei fotoelettroni emessi dal fotocatodo fino a renderla leggibile, è necessario amplificarla. Accelerando gli elettroni fra un dinodo e l'altro, vengono prodotte cascate di elettroni secondari progressivamente più numerose. Di norma si impiegano fra gli 8 e i 12 dinodi. La loro configurazione geometrica è volta a massimizzare l'efficienza di raccolta. Il rapporto fra il numero di elettroni prodotti dal fotocatodo e la corrente misurata all'anodo è detto guadagno, e come si vedrà nelle sezioni successive è legato al numero di dinodi e alla tensione ad essi applicata.

4.2 Caratteristiche

E' ora necessario considerare le caratteristiche operative dei PMT, per poterne poi valutare l'eventuale variazione in seguito all'esposizione alla radiazione. Le caratteristiche principali di un PMT sono:

- **Guadagno :** Il guadagno è definito come il rapporto fra corrente in uscita all'anodo e corrente fotoelettrica proveniente dal fotocatodo. Posto che la differenza di potenziale fra ciascuna coppia di dinodi sia costante, definiti il numero medio di elettroni secondari prodotti da ogni elettrone all'impatto su un dinodo δ , e il numero di dinodi n , si può riscrivere il guadagno come δ^n . Il parametro δ è un valore medio in quanto l'effetto fotoelettrico è un fenomeno statistico, e può essere espresso come:

$$\delta = A \cdot \Delta V^\beta \quad (4.1)$$

Dove ΔV è la differenza di potenziale fra i dinodi e β un coefficiente determinato dal materiale e dalla configurazione geometrica dei dinodi, di norma compreso fra 0,7 e 0,8. Notando che la tensione fra fotocatodo e anodo è uguale a $(n+1) \cdot \Delta V$ e sostituendo l'equazione (4.1) nel guadagno, si ricava:

$$G = (A \cdot \Delta V^\beta)^n = \frac{A^n}{(n+1)^{\beta n}} \cdot = K \cdot V^{\beta n} = KV^\alpha \quad (4.2)$$

Dove K è una costante. Il parametro α è una delle caratteristiche che andremo a considerare prima e dopo l'irraggiamento. Considerato che $\alpha = \beta * n$, il guadagno risulta estremamente sensibile a fluttuazioni della tensione anodica.

- **Risposta spettrale** La risposta spettrale è la curva di corrente in uscita rispetto a flussi costanti di luce incidente a diverse lunghezze d'onda. Come già detto, il limite inferiore sulle lunghezze d'onda cui è sensibile il PMT è dato dal materiale della finestra, mentre il limite superiore dall'energia di estrazione del fotocatodo. Anche questa grandezza verrà misurata, a una tensione anodica fissa, prima e dopo l'irraggiamento. I costruttori spesso forniscono la sensibilità luminosa catodica, cioè la corrente fotoelettrica proveniente dal fotocatodo per un flusso di luce incidente (da 10^{-2} a 10^{-5} lumen) proveniente da una lampada con filamento di tungsteno che opera a 2856 K.
- **Dark Current (DC):** Anche in totale assenza di luce incidente, una piccola quantità di corrente attraversa il fotomoltiplicatore. La DC è un parametro critico nel determinare la minima quantità di luce rivelabile da un PMT. Le sue cause principali sono:
 1. Emissione termoionica: il fotocatodo ha energie di estrazione molto basse, per facilitare l'effetto fotoelettrico, ma questo significa che può emettere elettroni anche a temperatura ambiente. A parità di temperatura, l'effetto termoionico aumenta esponenzialmente con la tensione anodica.
 2. Perdite ohmiche: possono presentarsi a causa di un isolamento imperfetto della base di vetro del tubo a vuoto. Sono rilevanti a basse temperature e a bassa tensione.
 3. Scintillazione del vetro: Elettroni che sfuggono alla catena di moltiplicazione possono colpire la parete del tubo, provocare scintillazione del vetro e quindi segnali di rumore.
 4. Attivazione del materiale: di particolare rilievo nell'ambiente di lavoro di LUCID, i materiali stessi del fototubo, in particolare l'alluminio, possono attivarsi e produrre rumore.
 5. Ionizzazione del gas residuo: eventuale gas residuo nel fototubo può subire ionizzazione da parte degli elettroni nella catena di moltiplicazione, e produrre elettroni che vengono poi moltiplicati a valanga. Spesso producono segnali di

CAPITOLO 4. CARATTERISTICHE DEI FOTOMOLTIPLICATORI

rumore che arrivano con un certo ritardo rispetto al segnale oggetto di studio, e sono detti *afterpulses*.

- **Tempo di risposta:** idealmente, il segnale in uscita all'anodo dovrebbe riprodurre la forma d'onda del segnale luminoso in ingresso. Questo può risultare più o meno vero a seconda di una serie di caratteristiche del PMT - tempo di salita del segnale anodico, tempo di transito degli elettroni, jitter del tempo di transito, tempo di discesa del segnale anodico. E' un parametro rilevante nel caso di LUCID, in quanto è necessario distinguere segnali distanziati di 25 ns.
- **Linearità:** è fondamentale sapere in quali condizioni di lavoro ed entro quali margini si può considerare lineare la corrente in uscita rispetto alla quantità di luce incidente. Gli effetti di non linearità si manifestano di norma a causa della formazione di carica spaziale nella catena di moltiplicazione. Questi effetti diventano importanti ad alte tensioni anodiche e per grandi segnali in entrata.
- **Stabilità a breve termine:** si tratta della dipendenza del guadagno rispetto alla frequenza per segnali pulsati.
- **Stabilità a lungo termine:** lavorando per molte ore la maggior parte dei PMT mostra un calo dell'ampiezza media del segnale in uscita, anche a parità di impulso in entrata. Questo effetto è dovuto a un calo degli elettroni prodotti negli ultimi dinodi della catena.

4.3 Modelli candidati per la fase II

Due modelli di PMT sono stati considerati per rimpiazzare quelli attuali (Hamamatsu R762). Entrambi sono più piccoli e con una finestra di superficie minore, per ragioni già discusse. I due modelli sono:

- Hamamatsu R760: è una versione più piccola dell'R762, con una finestra di 10 mm contro i 15 mm del modello più grande. Ha 10 dinodi, una finestra di quarzo di spessore costante di 1.2 mm e il fotocatodo è composto di bialcali.
- Hamamatsu R2496: modello leggermente diverso, con finestra di otto millimetri di diametro. Usa otto dinodi anziché dieci nella catena. Anche questo ha finestra di quarzo e fotocatodo di bialcali, ma la forma della finestra è diversa: piano-concava anziché piana come quella degli R760 e R762.

Nella tabella 4.1, vengono confrontati i principali parametri dei due PMT, come forniti dal costruttore.

Tipo	R760	R2496
Dimensioni (diametro)	13 mm	10 mm
Area fotocatodo (diametro)	10 mm	8 mm
Forma della finestra	piana	piano-concava
Lunghezza d'onda (min)	160 nm	160
Lunghezza d'onda (max)	650 nm	650
Lunghezza d'onda (picco)	420 nm	420 nm
Materiale fotocatodo	Bialcali	Bialcali
Materiale finestra	Quarzo	Quarzo
Cathode Luminous sensitivity (tipica)	110 μ A	100 μ A
Max voltage	1250 V	1500 V
Max anodic current	100 μ A	30 μ A
Guadagno tipico	10 E6	10 E6
Dark Current dopo 30 min tipica	1 nA	2 nA
Dark Current dopo 30 min max	15 nA	50 nA
Tempo di salita tipico	2.1 ns	0.7 ns

Tabella 4.1: Confronto fra le caratteristiche dei due modelli di PMT in valutazione per LUCID

CAPITOLO 4. CARATTERISTICHE DEI FOTOMOLTIPLICATORI

Capitolo 5

Test sui PMT

In questo capitolo vengono presentate le misure effettuate su PMT dei modelli candidati per sostituire quelli usati in LUCID nella fase I di LHC. In tutto sono stati impiegati cinque PMT, tre del modello R760 - versione più piccola degli R762 precedentemente utilizzati - e due del modello R2496, diverso e di dimensioni ancora inferiori. Per ciascun modello, un PMT è stato irradiato con raggi gamma, per una dose di $2 * 10^5$ Gy, mentre gli altri sono stati tenuti come riferimento.

Come già visto durante l'intera fase II si prevede che i PMT assorbano $7 * 10^3$ Gy, prevalentemente sotto forma di γ , quindi questi test dovrebbero fornire un valido limite superiore sul deterioramento atteso a causa della radiazione assorbita.

I PMT impiegati sono:

- **Modello Hamamatsu R760:** Il PMT EA3360 è stato irraggiato, i PMT EA3356 e EA3359 sono stati tenuti come riferimento. La maggioranza delle misure di controllo sono state fatte con il PMT EA3359.
- **Modello Hamamatsu R2496:** Il PMT VA1601 è stato irraggiato, il PMT VA1599 è stato tenuto come riferimento.

L'irraggiamento è stato effettuato al laboratorio ENEA di Casaccia, Roma, fra il 2 e il 5 Settembre 2013.

5.1 Setup Sperimentale

In tutte le misure, il PMT da testare è stato inserito in una scatola nera di compensato, bloccato con dei supporti metallici in modo che rimanesse correttamente allineato. La luce veniva portata al fotocatodo da una fibra ottica multimodale che la raccoglieva da una lampada allo xenon o da un led, a seconda della misura. Fra la lampada e la fibra ottica erano posti una serie di diaframmi per la focalizzazione, inoltre la lampada allo xenon era dotata di un monocromatore che selezionava una specifica lunghezza d'onda. Cavi che uscivano dalla scatola nera attraverso appositi fori alimentavano il PMT e portavano la corrente in uscita a un picoamperometro. Segue un elenco degli strumenti impiegati:

CAPITOLO 5. TEST SUI PMT

- PMT da testare
- Alimentatore
- Lampada allo xenon
- Monocromatore
- LED a luce rossa e verde
- Picoamperometro digitale
- Fibra ottica multimodale

Nella figura 5.1 si vede l'interno della scatola nera.

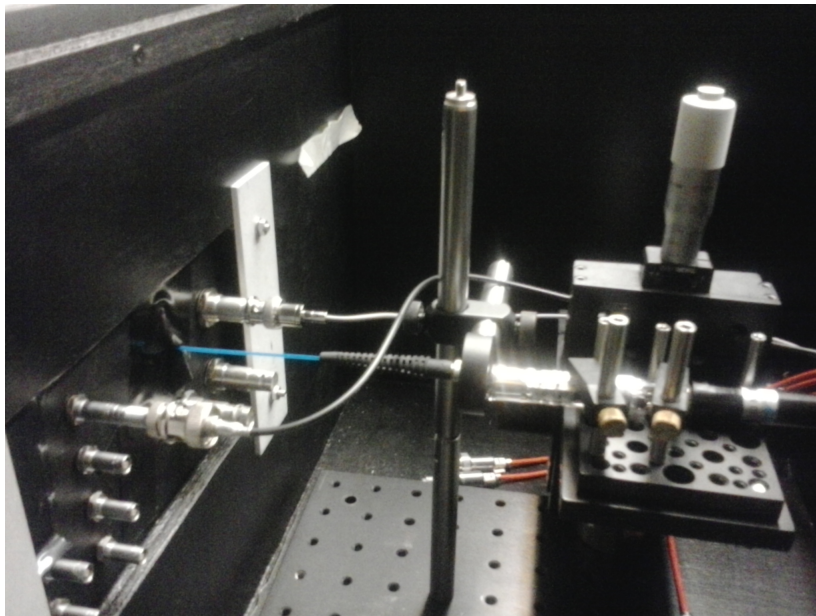


Figura 5.1: Interno della scatola nera. Si vede la fibra ottica (azzurra) che passa attraverso un foro e porta la luce al PMT

Per ogni misura, il picoamperometro eseguiva 100 misure di corrente, fornendo un valore medio e un valore di scarto quadratico medio. I valori medi sono quelli che sono stati utilizzati in fase di elaborazione dati, mentre lo scarto quadratico medio si è dimostrato non accurato per descrivere l'errore sulla misura della corrente media che, in particolare per la DC, non ha una distribuzione simmetrica.

Per ogni sessione di misure, i PMT sono stati accesi diverse ore prima (condizionamento), in quanto necessitano di un certo tempo per stabilizzarsi. Inoltre, nelle misure in

cui era necessario variare la tensione anodica applicata ai PMT, si è fatto in modo di variarla progressivamente, non più di 100 V per volta, e attendere qualche minuto prima di prendere la misura successiva, in quanto si è notato che grandi salti di tensione anodica richiedono un tempo di aggiustamento di circa mezz'ora. Come controllo, spesso le misure sono state eseguite due volte consecutive per ogni valore di tensione anodica, scartando i dati e ripetendo la misura quando non risultavano consistenti.

Si è posta molta attenzione anche a limitare l'esposizione dei PMT a luce ambientale. La scatola nera contenente i PMT è stata avvolta in tessuto spesso, e nel laboratorio si è operato a luci spente e con le tende tirate.

5.2 Misure

Su tutti i PMT sono state misurate, presso i laboratori del Dipartimento di Fisica dell'Università di Bologna, le caratteristiche principali dei PMT, cioè Dark Current, guadagno relativo (cioè il parametro α dell'equazione (4.2)), e risposta spettrale sia prima che dopo l'irraggiamento. Nelle sezioni successive vengono esposti i risultati.

5.2.1 Dark Current

In entrambi i PMT irraggiati si è verificato un marcato aumento della Dark Current a seguito dell'irraggiamento. La ragione principale è probabilmente l'attivazione dei materiali costituenti del PMT. Per la misura della DC si è fatto uso dell'apparato sperimentale precedentemente descritto, senza però accoppiare alcuna fonte luminosa al PMT. Come prevedibile l'esperimento si è rivelato molto sensibile alla luminosità ambientale, ed è stato necessario porre molta cura nell'oscuramento della scatola contenente i PMT.

Nella figura 5.2, sono riportati i valori di DC prima (linea nera) e dopo (linea rossa) l'irraggiamento per i PMT irraggiati. Come si può vedere, la DC post-irraggiamento supera di più di un ordine di grandezza quella pre-irraggiamento per il VA1601 e più di due per l'EA3360, raggiungendo per entrambi un valore massimo oltre i 100 nA nei pressi della tensione anodica massima.

Alle tensioni di lavoro tipiche di LUCID (800-1000 V) la DC post irraggiamento si tiene attorno ai 10 nA, mentre prima dell'irraggiamento raggiunge i nA solo vicino alla differenza di potenziale massima, ed è trascurabile alle tensioni di lavoro di LUCID.

Nella figura 5.3, è confrontata la DC dei PMT di riferimento misurata prima e dopo l'irraggiamento di quelli irradiati. Come si può vedere, l'ordine di grandezza delle misure non cambia. Alle tensioni più elevate la DC del PMT VA1599 è decisamente inferiore a quella del PMT VA1601 anche prima dell'irraggiamento, il che suggerisce qualche effetto sistematico (schermatura non ottimale) nella misura pre-irraggiamento del PMT VA1601, uno dei primi ad essere misurati.

CAPITOLO 5. TEST SUI PMT

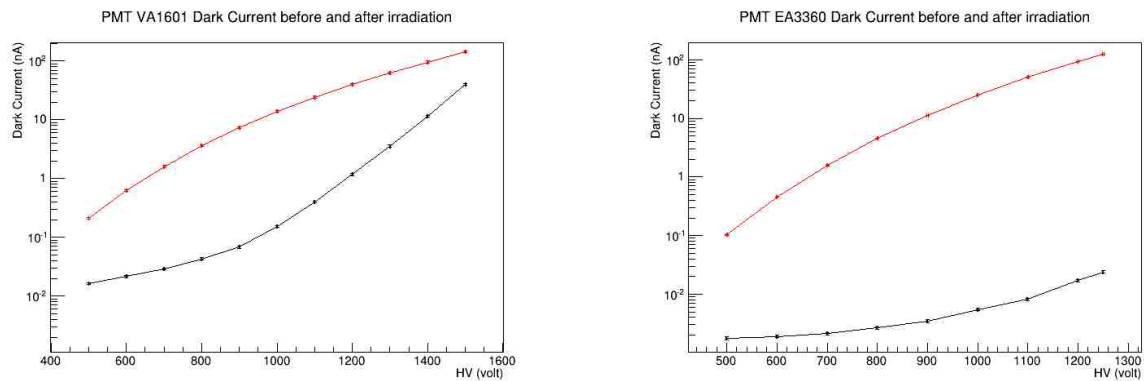


Figura 5.2: Dark Current rispetto alla tensione applicata per i due PMT irraggiati, VA1601 a sinistra ed EA3360 a destra. La linea nera è pre irraggiamento, quella rossa post irraggiamento

In ogni caso, si può concludere che l'aumento della DC nei PMT irradiati è da imputarsi agli effetti dell'irraggiamento stesso.

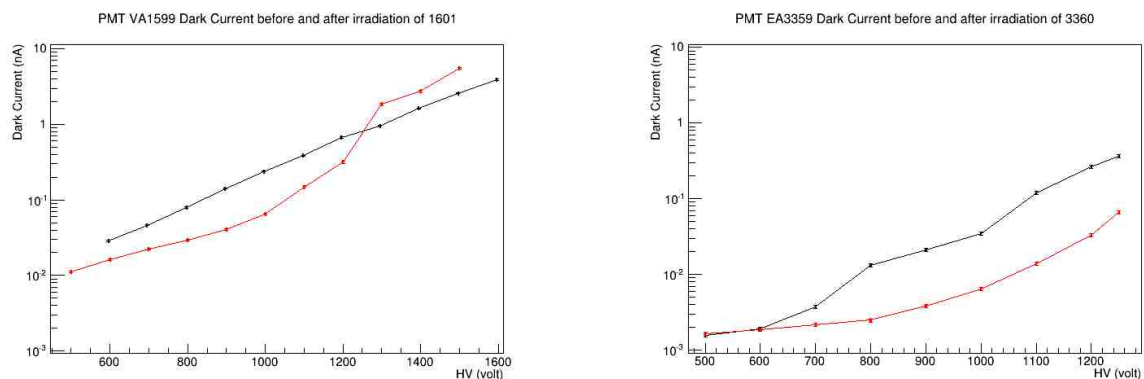


Figura 5.3: Dark Current in funzione della tensione applicata per i due PMT non irraggiati, VA1599 a sinistra e EA3359 a destra, pre irraggiamento in nero post irraggiamento in rosso

Ripetendo nel tempo le misure di DC sui PMT irraggiati, se ne è anche osservato il calo una volta che lo strumento non è più sottoposto a radiazioni. Il tempo di recupero è un dato rilevante per le condizioni di lavoro in LUCID. In figura 5.4 si possono vedere diverse curve di DC prese in momenti diversi, mentre in figura 5.5 l'andamento della DC rispetto ai giorni trascorsi dall'irraggiamento per il PMT EA 3360 (nero) e il VA1601 (rosso). In questo caso l'alimentazione è fissata a 800 V.

Il numero di punti è molto ridotto, ma è possibile distinguere due andamenti distinti nel calo, come ci si aspetta: il rapido calo nel breve termine è probabilmente legato al decadimento dell'alluminio attivato nella catena di moltiplicazione, quello più lento nel lungo termine è probabilmente legato all'attivazione di altri materiali. Il valore di DC

sembra tornare ad aumentare nell'ultima misura, ma è probabilmente un effetto legato a differenze di temperatura ambientale fra le due misurazioni. Essendo un decadimento radioattivo ci si aspetta che il calo segua un andamento esponenziale, ma dato il numero molto ridotto di punti non è possibile misurare una o più costanti di decadimento. Sembrerebbe tuttavia che il PMT VA1601 recuperi più lentamente dell'EA3360.

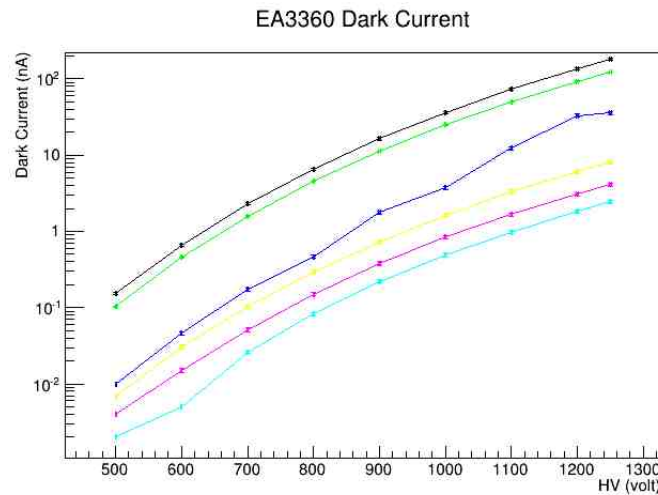


Figura 5.4: Curve di DC in funzione delle tensioni applicate, misurate in tempi diversi per il PMT EA3360. In nero 4 giorni dopo l'irraggiamento, in verde 5 giorni, in blu 11 giorni, in giallo 25 giorni, in viola 33 giorni dopo, in blu 61 giorni dopo.

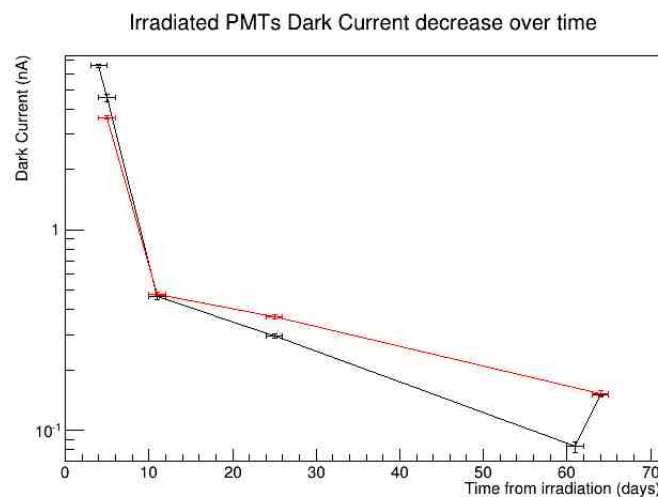


Figura 5.5: Andamento della dark current rispetto al tempo trascorso dall'irraggiamento per il PMT EA3360 (nero) e il VA1601 (rosso)

5.2.2 Guadagno relativo

E' essenziale assicurarsi che l'esposizione a radiazione non vada a cambiare la curva di guadagno dei PMT e non ne intacchi la linearità. Come spiegato al capitolo 4, il guadagno di un fotomoltiplicatore può essere scritto come:

$$G = KV^\alpha \quad (5.1)$$

Senza una misura precisa del flusso di luce incidente, non si può avere un valore assoluto del guadagno. Si può tuttavia calcolare il parametro α dalla curva della corrente misurata rispetto alla tensione anodica.

Come si può notare, l'equazione (5.1) è una relazione di potenza. Possiamo eliminare la costante K dividendo entrambi i membri per un valore di riferimento - scegliamo 1000V. Otteniamo quindi:

$$\frac{I}{I_{1000V}} = \left(\frac{V}{1000}\right)^\alpha \quad (5.2)$$

Dove I è la corrente misurata al variare della tensione applicata V e I_{1000} è quella misurata a tensione di 1000 V. Facendo il logaritmo di entrambi i membri, quindi, otteniamo una relazione lineare, in cui il parametro α è il coefficiente angolare della retta risultante. Prima dell'irraggiamento, lo scan in tensione si è fatto impiegando anche dei LED come fonte di luce, in modo da avere segnali pulsati, più simili a quelli di LHC rispetto al segnale continuo della lampada allo xenon. A posteriori si è tuttavia notato che, impostando un'ampiezza del segnale del LED sufficiente a ottenere una corrente lontana dalla DC dei PMT, si saturava il singolo segnale alle alte tensioni (la frequenza di impulsi al LED non superava 1 KHz, per una durata dell'impulso di circa 20 ns). In seguito si è quindi fatto uso della sola lampada allo xenon, con un filtro monocromatore che lasciasse passare la luce solo a 500 nm. I dati presi con la lampada allo xenon si sono comunque dimostrati in accordo con quelli presi con il led alle basse tensioni - a cui il led non era saturato.

Nel fittare le curve sperimentali relative ai logaritmi dell'equazione (5.2), usando come errore sulla misura della corrente quello fornito dal picoamperometro, si ottengono valori di chi quadrato molto alti. Si è dunque imposta la validità della (5.2) e si è determinata l'incertezza sulla misura delle correnti a partire dal fit lineare su questi dati: l'errore relativo (uguale per tutte le misure) è stato scelto in modo da avere un chi quadrato più vicino possibile a uno. Questo passaggio rimane legittimo fino a che è valida la relazione 5.1, e indipendentemente da eventuali variazioni di guadagno prima e dopo l'irraggiamento. L'errore determinato in questo modo è stato usato anche per le altre misure con gli stessi dati, ed è riportato in tabella 5.3.

Prima del fit, ai valori di corrente post-irraggiamento è stato sottratto il corrispondente valore di Dark Current. Nella figura 5.6 sono riportate, a titolo di esempio, le curve di guadagno prima e dopo l'irraggiamento per il PMT VA1601.

Nella tabella 5.1 sono riportati i parametri α così misurati per i quattro PMT, prima e dopo l'irraggiamento.

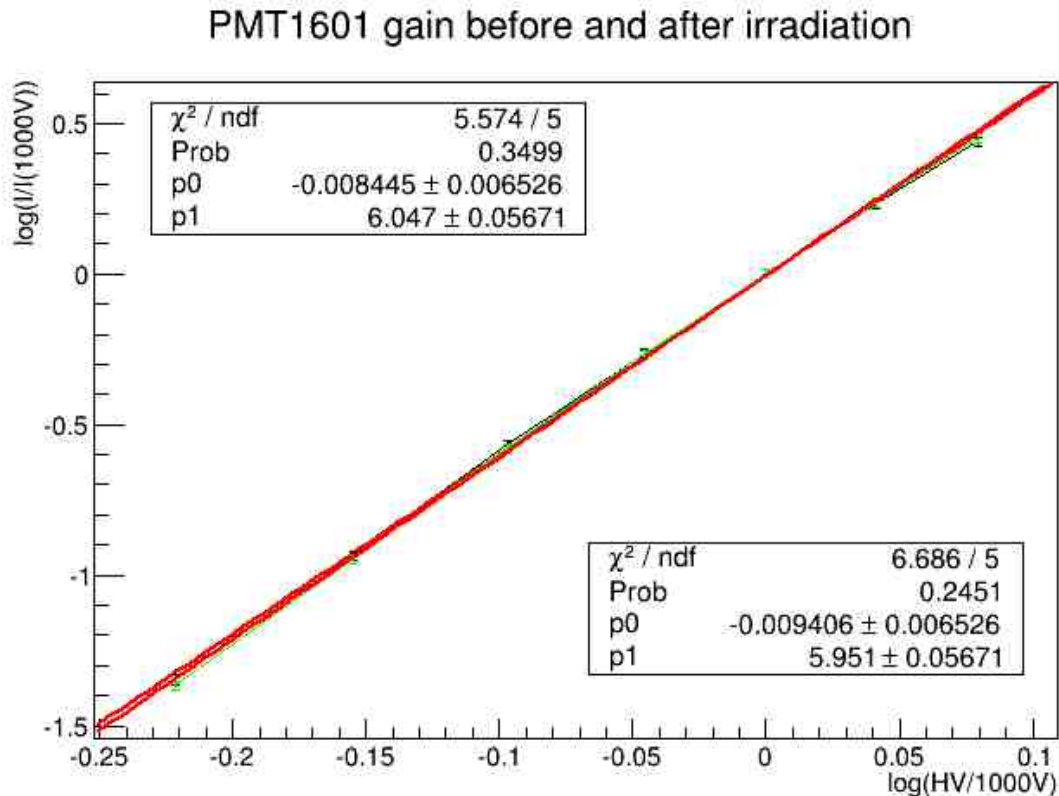


Figura 5.6: Corrente misurata in funzione della tensione applicata, entrambe normalizzate ai valori ottenuti per HV=1000V, prima (rosso) e dopo (nero) l'irraggiamento. Le due curve sono troppo vicine per essere distinte.

PMT	Modello	α pre irr.	α post irr
VA1601	R2469	6.01 ± 0.04	6.11 ± 0.05
VA1599	R2469	5.76 ± 0.02	5.75 ± 0.04
EA3360	R760	7.76 ± 0.04	7.76 ± 0.09
EA3359	R760	7.78 ± 0.05	7.79 ± 0.04

Tabella 5.1: Misure di α prima e dopo la data di irraggiamento per i quattro PMT considerati. L'unica variazione che supera l'incertezza a livello di σ avviene nel PMT VA1601

Considerato che la regione di lavoro di LUCID è fra 800 e 1000 volt di tensione anodica, si è pensato di ripetere il fit limitandolo a 1000 V per tutte le misure. Questo limita ulteriormente l'impatto della non linearità osservata ad alte tensioni, ma avendo meno misure il fit lineare risulta meno preciso. I parametri alfa così calcolati risultano più lontani fra loro per i PMT di controllo rispetto a quelli ricavati con il metodo precedente. I risultati ricavati col fit fino a 1000 V sono riportati in tabella 5.2.

Per entrambi i modelli R2496 la variazione della misura del parametro alfa prima e dopo l'irraggiamento supera l'errore delle misure stesse, anche se di meno di 3 sigma. Considerato che il VA1599 non è stato irraggiato, è difficile stabilire se la differenza mostrata in tabella 5.1 per il PMT VA1601 sia un effetto dell'irraggiamento o una fluttuazione dovuta ad altri effetti. E' anche degno di nota come la maggior parte delle misure in tabella 5.2 siano maggiori di quelle riportate in tabella 5.1.

L'errore percentuale ricavato in questo modo è quello che verrà poi attribuito alle misure di risposta spettrale, le quali sono eseguite a 800 V e quindi non affette dall'eventuale perdita di linearità.

PMT	Modello	α pre irr.	α post irr
VA1601	R2469	6.13 ± 0.04	6.23 ± 0.04
VA1599	R2469	5.83 ± 0.02	5.71 ± 0.03
EA3360	R760	7.84 ± 0.06	7.76 ± 0.05
EA3359	R760	7.78 ± 0.06	7.85 ± 0.05

Tabella 5.2: Valore di α prima e dopo la data di irraggiamento per i quattro PMT considerati, eseguendo il fit solo fino a 1000 V.

PMT	Modello	errore % pre irr.	errore % post irr.
VA1601	R2469	1	1
VA1599	R2469	0.8	0.7
EA3360	R760	1.5	1.5
EA3359	R760	2	1

Tabella 5.3: Errori percentuali sulle singole misure, come determinati dal fit

Poiché le correnti misurate erano ben al di sotto dei limiti indicati dal costruttore, sembra improbabile si tratti di saturazione. Le misure sembrano quindi indicare una dipendenza del guadagno dal range della tensione applicata.

In conclusione, l'esposizione a radiazioni non sembra avere effetti significativi sul parametro alfa per il modello R760, mentre potrebbe avere causato una piccola variazione nel R2469. Considerato che la differenza è al livello di 2σ , e presente anche nel PMT di controllo, tale ipotesi non è molto forte.

5.2.3 Risposta spettrale

Un'altra caratteristica che potrebbe cambiare in seguito all'irraggiamento è la risposta spettrale, cioè la curva della corrente in uscita rispetto alla lunghezza d'onda della luce in entrata.

Idealmente, questo test andrebbe eseguito con tensione anodica e intensità di luce incidente costanti al variare della lunghezza d'onda (λ). La tensione anodica si è impostata

a 800V, nel range delle tensioni di lavoro di LUCID. La lampada allo xenon non fornisce intensità costanti al variare delle lunghezze d'onda selezionate col monocromatore. La curva di risposta spettrale che si ottiene è quindi la curva di luce della lampada convoluta con l'effettiva curva di risposta dei PMT e con l'efficienza della fibra ottica, che dipende a sua volta da λ . Non conoscendo con precisione la curva di luce della lampada, non si può valutare la risposta spettrale dei PMT in assoluto, ma si può verificare se sia cambiata dopo l'irraggiamento.

Il flusso luminoso della lampada, inoltre, non può essere considerato costante fra una misura e l'altra, poiché dipende fortemente dalla temperatura, sulla quale si aveva un controllo limitato. Il valore assoluto della corrente in uscita, quindi, è poco significativo. Per ogni curva di risposta spettrale, si è deciso quindi di fare uso di un valore normalizzato, cioè diviso per il valore di picco della curva stessa (a 475 nm). In questo modo, misure svolte in momenti diversi diventano confrontabili.

Dalle misure post-irraggiamento dei PMT irraggiati, è necessario sottrarre la Dark Current precedentemente calcolata, che diventa dominante agli estremi del range di lunghezze d'onda.

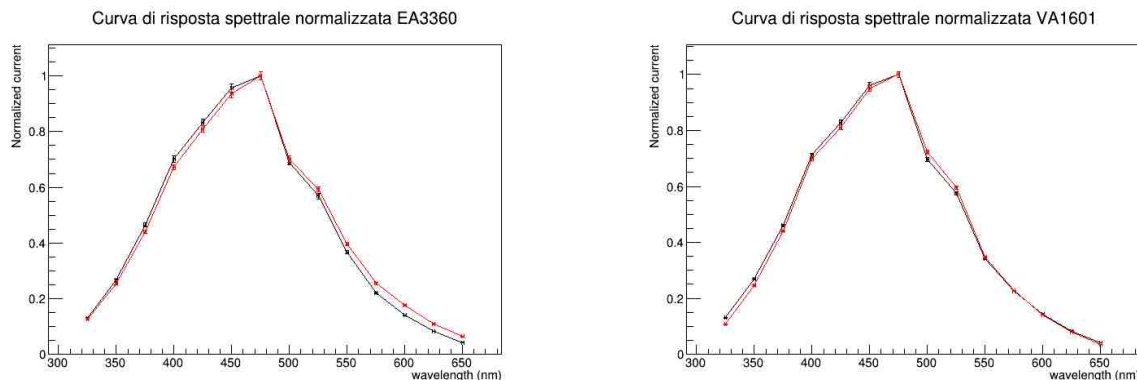


Figura 5.7: Risposta spettrale per il PMT EA3360 (sinistra) e il VA1601 (destra) prima dell'irraggiamento (nero) e dopo (rosso)

Nelle figure 5.7 e 5.8 si può vedere che la risposta spettrale non cambia in modo sostanziale dopo l'irraggiamento. Ai limiti della regione sensibile, i dati pre e post-irraggiamento non sono compatibili all'interno dell'errore, ma questo è probabilmente un artefatto del metodo di elaborazione, per le ragioni discusse più avanti.

Nella figura 5.9 si ha invece il rapporto fra corrente normalizzata prima e dopo l'irraggiamento, con la curva del PMT irraggiato (nero) confrontata con quella del suo PMT di controllo (rosso). In assenza di effetti dovuti alla radiazione e di sistematiche nella misura, ci si aspetterebbero dei punti distribuiti attorno al valore uno sia per i PMT irraggiati che per quelli di controllo. Le differenze osservate per tutti i PMT indicano che le condizioni sperimentali non erano riproducibili con grande precisione tra una misura e l'altra. La

CAPITOLO 5. TEST SUI PMT

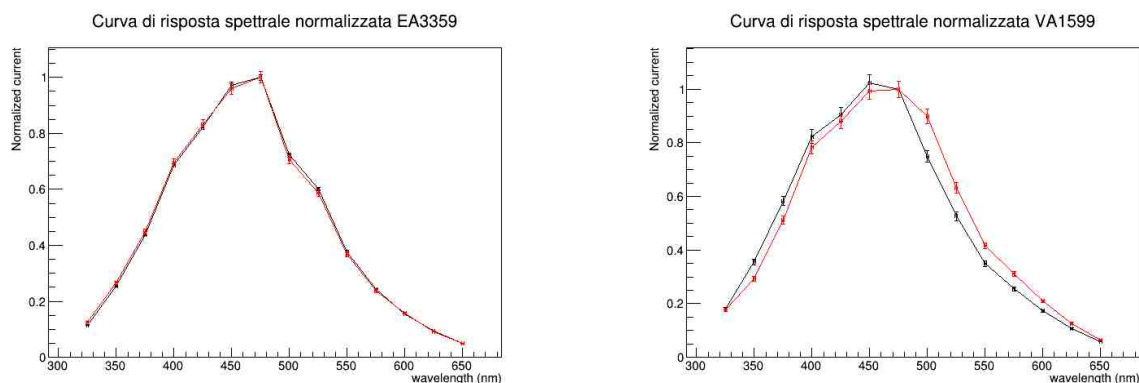


Figura 5.8: Risposta spettrale per i PMT di controllo EA3359 (sinistra) e VA1599 (destra) prima (nero) e dopo (rosso) l'irraggiamento degli altri due

maggior parte della differenza, infatti, è agli estremi dell'intervallo di lunghezze d'onda considerato, dove la Dark Current pesa di più: nelle zone ad alta intensità di corrente, i valori sono vicini a uno e simili per i PMT irraggiati e quelli di controllo.

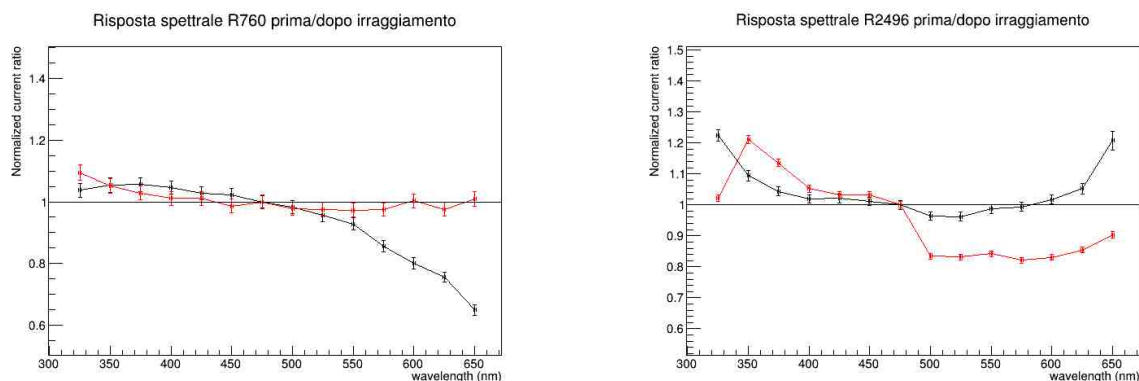


Figura 5.9: Rapporto prima/dopo l'irraggiamento delle curve di risposta spettrale per i PMT modello R760 (sinistra) e R2496 (destra). PMT irraggiato in nero, PMT di controllo in rosso. Si noti che la corrente raggiunge il 15% del valore di picco solo fra 350 e 550 nm

Bisogna infatti considerare che:

- L'errore attribuito alla corrente misurata è ricavato, come spiegato in precedenza, dal fit lineare per estrarre il parametro alfa. Si è però attribuito un errore percentuale uguale a tutte le misure, il che risulta probabilmente una sottostima per piccole correnti.
- Per i PMT irraggiati, le discrepanze fra pre e post irraggiamento sono di un ordine di grandezza più piccole rispetto alla correzione di Dark Current. Nel caso del

PMT EA3360, il calo della Dark Current durante la misura potrebbe avere influito sensibilmente sui risultati, ma non avendo dati orari di DC è difficile determinarlo. In ogni caso piccole variazioni nelle condizioni ambientali, come la temperatura della stanza, potrebbero facilmente avere provocato un simile aumento di DC.

- PMT irradiati e PMT di controllo non sono stati testati contemporaneamente per la risposta spettrale, in quanto l'apparato sperimentale consentiva di testarne solo uno per volta.
- I PMT irradiati, in ogni caso, dimostrano una deviazione dai valori attesi simili a quelli di controllo, anzi la differenza maggiore si aveva per il PMT VA1599, che non è stato irraggiato.

Un potenziale errore sistematico viene suggerito dalla figura 5.9, relativa al PMT 1599. Per essere uno dei PMT non irraggiati, la discrepanza appare piuttosto netta. Una spiegazione possibile è che ci sia un errore sistematico lungo l'asse x, cioè sulla lunghezza d'onda. Questo potrebbe essere dovuto a un cambiamento di temperatura durante la misura, spostando quindi la curva di luce della lampada lungo l'asse x.

In conclusione, comunque, non ci sono variazioni apprezzabili nella risposta spettrale dei PMT irradiati.

Capitolo 6

Conclusioni

Attualmente è in corso lo shut-down di LHC e di tutti gli esperimenti che operano sulla macchina. Oltre ad operazioni di manutenzione, intere parti di rivelatori vengono sostituite o migliorate per fare fronte all'energia e alla luminosità quasi doppie con cui opererà LHC nella prossima presa dati.

Per quanto riguarda LUCID, una parte di cruciale importanza riguarda la riduzione dell'occupanza dei fotomoltiplicatori (PMT) che, nel nostro caso, conviene ottenere riducendo l'accettanza geometrica ovvero la dimensione della finestra di quarzo. Risulta quindi necessario sostituire l'intero insieme dei PMT. Compatibilmente con le dimensioni richieste sono stati individuati due tipi di sensori: Hamamatsu R760 e Hamamatsu R2496, dei quali è necessario verificare la resistenza alla dose di radiazione attesa nella prossima presa dati.

Per questo motivo un esemplare di ciascun modello è stato irradiato con raggi gamma presso il reattore Calliope di Casaccia dell'Enea, per una dose di $2 * 10^5$ Gy, circa cento volte superiore a quella attesa. Seguirà l'irraggiamento con neutroni.

Nella preparazione del lavoro di tesi ho partecipato alle misure dei principali parametri di funzionamento dei PMT (Dark Current, risposta spettrale e guadagno relativo) prima e dopo l'irradiazione, analizzando poi i risultati ottenuti.

Come atteso, si è verificato un marcato aumento della Dark Current, di circa due ordini di grandezza, indotto dall'attivazione dei materiali del PMT, che si riduce sensibilmente con il tempo. In corrispondenza di questo aumento del valore della Dark Current, entro il limite di precisione delle misure effettuate non si è riscontrato alcun deterioramento della risposta spettrale e del guadagno relativo di entrambi i PMT.

Per orientare la scelta attendiamo i risultati di un'analogia analisi delle prestazioni dei PMT irradiati con neutroni. Qualora i PMT risultassero di nuovo equivalenti si terrà conto di altri dettagli costruttivi per noi rilevanti quali la forma della finestra di quarzo (che incide sulla dispersione dei valori di carica del segnale) e il deterioramento dei dinodi in funzione della corrente prodotta.

RINGRAZIAMENTI

Il mio primo ringraziamento va alla mia co-relatrice, la Dottoressa Carla Sbarra, che mi ha assistito nell'intero lavoro di tesi. La ringrazio per la sua estrema disponibilità e cortesia, per il tempo e l'attenzione dedicatimi, e per la precisione con cui ha più volte revisionato questa tesi. Grazie a lei il lavoro di tesi è stato interessante, istruttivo e anche divertente.

Ringrazio il mio relatore, il professor Nicola Semprini-Cesari, per avermi dato la possibilità di fare questa tesi e per la disponibilità dimostratami.

Ringrazio i miei amici a cui ho chiesto più volte aiuto - in particolare ad Arianna per Latex e Valentina per ROOT.

Bibliografia

- [1] <http://home.web.cern.ch/about/accelerators/large-hadron-collider>
- [2] ATLAS collaboration, Improved luminosity determination in pp collisions at $s = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC
- [3] William R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach