

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “FEDERICO II”
DIPARTIMENTO DI SCIENZE FISICHE
Dottorato di Ricerca in Fisica (VIII ciclo)

**Nuovi rivelatori di particelle
a scintillatore liquido
per calorimetria e tracciamento ad
alta risoluzione**

– Fabio Garufi –

Relatori:

Dott. A. Ereditato
Prof. P. Strolin

Coordinatore:

Prof. E. Santamato

Indice

Prefazione	V
Introduzione	IX
1 Meccanismi di scintillazione e trasmissione nelle fibre	1
1.1 Introduzione	1
1.2 Gli scintillatori inorganici	2
1.3 Gli scintillatori organici	3
1.3.1 I processi primari	5
1.3.2 Energia di eccitazione primaria	7
1.3.3 Processi secondari	7
1.3.4 Il ruolo del solvente	9
1.3.5 Caratteristiche della luce emessa	10
1.3.6 Il ruolo dell'ossigeno	11
1.4 Trasmissione della luce in fibre e capillari	12
1.4.1 Attenuazione della luce	14
1.4.2 Misure di lunghezza di attenuazione in tubi o capillari .	15
1.4.3 Danneggiamento da radiazione	16
2 Calorimetri a scintillatore liquido	19
2.1 Introduzione	19
2.2 Elementi di calorimetria	20
2.2.1 Calorimetri elettromagnetici ed adronici	21
2.2.1.1 Sciami elettromagnetici	21
2.2.1.2 Sciami adronici	23
2.2.2 Fluttuazioni sulla misura dell'energia	24
2.2.3 Calorimetri a fibre	25
2.3 L'esperimento ATLAS a LHC	26

2.3.1	Considerazioni generali	26
2.3.2	Struttura del rivelatore	28
2.3.3	Il calorimetro in avanti	30
2.4	Progetto e costruzione del prototipo	32
2.5	Lo scintillatore liquido	33
2.6	Misure sui moduli	36
2.6.1	Misure con raggi cosmici	36
2.6.2	Le misure sul fascio	39
2.6.2.1	Descrizione degli apparati sperimentali	39
2.6.2.2	Risposta agli elettroni	42
2.6.2.3	Risposta ai pioni	49
2.7	Conclusioni	53
3	Rivelatori traccianti ad alta risoluzione spaziale	55
3.1	Introduzione	55
3.2	I fasci di capillari	57
3.2.1	La costruzione del fascio	58
3.2.2	Taglio e riempimento del “bundle”	60
3.2.3	Misure di attenuazione nei capillari	60
3.3	La catena optoelettronica	62
3.3.1	Intensificatori di immagine	63
3.3.1.1	Intensificatori a focalizzazione di prossimità	66
3.3.1.2	Intensificatori a focalizzazione elettrostatica	66
3.3.1.3	Intensificatori a microcanali	69
3.3.2	I dispositivi CCD	71
3.3.2.1	Conversione e immagazzinamento	72
3.3.2.2	Trasferimento delle cariche	72
3.3.2.3	Proprietà elettro-ottiche	74
3.3.3	Electron Bombarded CCD	76
3.4	Sorgenti di rumore	77
3.4.1	Il “cross-talk”	77
3.4.2	Rumore generato nella catena opto-elettronica	78
3.4.3	I raggi δ	79
3.5	Possibili applicazioni	80
3.5.1	Rivelatore di vertice per un esperimento di fisica del quark b	81
3.5.2	Rivelatore di decadimento per un esperimento a bersaglio fisso a LHC	84

3.5.3	Tracciatore centrale e rivelatore di vertice a LHC . . .	85
3.5.4	Esperimenti di ricerca del ν_τ	85
3.5.4.1	Esperimenti sulle oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$	87
3.5.4.2	Produzione di ν_τ a LHC	88
3.6	L'apparato sperimentale per lo studio delle prestazioni dei rivelatori traccianti	90
3.6.1	Il bundle	91
3.6.2	La catena opto-elettronica	91
3.6.3	Il trigger	92
3.6.4	L'elettronica di lettura	93
3.7	Misure con fasci di muoni	93
3.7.1	Il programma di analisi delle tracce	93
3.7.2	Ricerca di spot e cluster	95
3.7.3	Ricostruzione della traccia	98
3.7.4	Calcolo della densità di "hit"	99
3.7.5	Misura della risoluzione spaziale	100
3.7.6	Misura della lunghezza di attenuazione	102
3.7.7	Conclusioni	104
3.8	Misure con fasci di neutrini	105
3.9	Prove con una nuova catena contenente una EBCCD	107
3.9.1	L'elettronica di lettura	109
3.9.2	L'acquisizione dati ed il monitor	110
3.9.3	Prove con raggi cosmici	111
A	La risoluzione	113
A.1	Funzioni di dispersione e contrasto	113
A.2	Definizione della risoluzione	114
A.3	Composizione di risoluzioni	115
B	La Vacuum Image Pipeline (VIP)	117
B.1	Principio di funzionamento	117
B.2	Modi di operazione	118
B.3	Rumore	119
	Conclusioni	120
	Bibliografia	125

Prefazione

La rivelazione di particelle ionizzanti con materiali scintillanti è stata ampiamente praticata nel passato. I primi tentativi di aumentare considerevolmente la granularità dei rivelatori risalgono agli anni '50, quando furono usati filamenti di plastica scintillante, tuttavia senza alcun rivestimento [1-3]. Questi primi approcci divennero presto obsoleti quando entrarono in scena le camere a bolle e a scintilla, che offrivano una migliore risoluzione spaziale.

Le tecniche utilizzando fibre scintillanti ritornarono di interesse nei primi anni '80, con l'avvento dei collisionatori di particelle e con la necessità di rivelare particelle rare in presenza di alto fondo. La velocità degli scintillatori permette di acquisire dati ad alta frequenza e le proprietà meccaniche delle fibre consentono di costruire rivelatori che coprono tutto l'angolo solido attorno al punto di interazione. D'altra parte, dagli anni '50, con l'avvento delle fibre ottiche, la tecnologia delle fibre era straordinariamente avanzata, aprendo un vastissimo campo di applicazioni, dalle telecomunicazioni all'artroscopia chirurgica.

Nel 1981 Perrin e Sonderegger [4] proposero l'uso di fibre scintillanti plastiche in calorimetria elettromagnetica. Nel 1984 Burnmeister et al. [5] e Blumenfeld et al. [6], costruirono i primi calorimetri elettromagnetici con questa tecnica. Nel 1987, Wigmans [7, 8] comprese il meccanismo della compensazione fra le componenti elettromagnetiche ed adroniche in uno sciame adronico e suggerì l'uso delle fibre scintillanti plastiche per realizzare calorimetri adronici ad alta risoluzione [9, 10].

Sempre nel 1987, le fibre scintillanti plastiche furono proposte per un rivelatore tracciante ad alta risoluzione [11]. Il primo grande rivelatore tracciante a fibre fu studiato e costruito per l'esperimento UA2 al CERN [12].

L'applicazione delle fibre di vetro cominciò nel 1981 [13].

Più recentemente, intorno al 1990, è nato un forte interesse per tubi o capillari di vetro o quarzo riempiti con scintillatore liquido [14]. Essi hanno proprietà simili alle fibre plastiche, con le quali condividono una maggiore velocità di risposta rispetto a quelle di vetro. In più offrono il vantaggio di una maggiore lunghezza di attenuazione, che diventa critica per fibre di diametro molto piccolo, ed una incomparabile resistenza alle radiazioni. Infatti l'assenza di una struttura cristallina o, comunque, di legami molecolari rigidi, rende il componente sensibile estremamente resistente alle radiazioni, inoltre il suo stato di aggregazione fa sì che esso possa venire regolarmente rimpiazzato.

In passato, la realizzazione di rivelatori utilizzando scintillatore liquido era stata scoraggiata principalmente dalle difficoltà di purificazione di questi materiali, che risultavano quindi poco trasparenti alla radiazione emessa, e dalla difficoltà nel gestire un numero elevatissimo di canali di lettura. Recentemente, i progressi nella tecnologia della purificazione degli scintillatori liquidi, e nella tecnologia delle fibre scintillanti e dei capillari, oltre che in quella dei dispositivi di lettura opto-elettronici a materiali semiconduttori, hanno dato un nuovo impulso alla ricerca ed allo sviluppo di rivelatori basati su scintillatori liquidi contenuti in tubi (o capillari) di vetro (o quarzo).

Le principali applicazioni nella fisica delle particelle sono in calorimetria, con tubi di diametro dell'ordine del millimetro o più, e nel tracciamento, ove si possono raggiungere diametri fino a meno di dieci micrometri.

Il numero di particelle secondarie prodotte nelle singole interazioni nel futuro collisionatore ad altissima energia LHC (Large Hadron Collider) al CERN, è notevolmente maggiore di quanto si sia visto finora negli esperimenti ai più grandi collisionatori adronici ($SppS$, Tevatron); inoltre la frequenza delle interazioni è decuplicata. Ne consegue che ai rivelatori di particelle sono richieste prestazioni eccezionali in termini di resistenza alle radiazioni, rapidità di risposta e granularità.

La misura dell'energia totale in un esperimento a LHC richiede un calorimetro completamente ermetico, capace di sopportare un'elevatissima dose di radiazioni e di rispondere entro 25 nanosecondi dall'interazione. In particolare, la regione a piccolo angolo rispetto alla direzione dei fasci deve sopportare un flusso di particelle elevatissimo. Per evitare la sovrapposi-

zione di più eventi in un singolo canale di lettura (il cosiddetto *pile-up*) è necessario segmentare i calorimetri in un grande numero di celle, ciascuna con una risposta estremamente rapida; inoltre, nella regione in avanti deve essere utilizzato un materiale attivo estremamente resistente alle radiazioni o rimpiazzabile, quale è lo scintillatore liquido.

Problemi analoghi si presentano quando si devono seguire le tracce di particelle prodotte in un'interazione e ricostruirne il vertice. In questo caso, ancor più dei già citati problemi di resistenza alle radiazioni e rapidità di risposta, il problema del numero di canali di lettura assume un'importanza cruciale.

Lo sviluppo di dispositivi traccianti a capillari riempiti di scintillatore liquido presenta grande interesse anche nella fisica del quark b e del neutrino τ . Nella fisica del ν_τ , ad esempio, rivelatori traccianti di grandi dimensioni a scintillatore liquido contenuto in capillari di quarzo potrebbero essere un'alternativa alle emulsioni fotografiche. Per osservare il decadimento del leptone τ prodotto per interazioni di corrente carica è necessaria infatti una risoluzione spaziale di qualche decina di micrometri. Benchè la loro risoluzione spaziale sia minore, i rivelatori a capillari hanno il vantaggio che i dati possono essere acquisiti contemporaneamente a quelli di altri rivelatori elettronici dell'esperimento. Inoltre essi non si deteriorano sensibilmente con il passare del tempo, come accade alle emulsioni fotografiche a causa del fenomeno del "fading" che ne limita la vita utile a circa due anni.

Tra le possibili applicazioni in altri campi, questo tipo di rivelatori potrebbe essere utilizzato nella fisica medica per la ricostruzione di immagini nella tomografia ad emissione di positroni (PET). Per questa applicazione attualmente sono utilizzate camere a fili.

Le applicazioni come rivelatori traccianti sono state rese possibili dallo sviluppo di dispositivi ad accoppiamento di carica (CCD) in grado di gestire a costi contenuti un numero elevatissimo (oltre 10^6) di canali di lettura e dallo sviluppo degli intensificatori di immagine. Tra gli sviluppi in atto, l'integrazione di un dispositivo CCD in un intensificatore di immagine ha portato a un nuovo dispositivo estremamente compatto: l'EBCCD.

L'applicazione in esperimenti con elevatissima frequenza di eventi da rivelare, come per esempio esperimenti di fisica del quark b a LHC, è resa possibile da un altro sviluppo di dispositivi opto-elettronici ora allo studio:

quello di nuovi dispositivi elettrostatici, in grado di conservare l'immagine e ritardarne l'acquisizione per il tempo (dell'ordine dei microsecondi) necessario affinché altre parti del rivelatore decidano se l'evento debba essere acquisito o meno.

Lo sviluppo dei dispositivi opto-elettronici per la fisica delle particelle è quindi strettamente interconnesso con quello per applicazioni in altri campi quali l'astrofisica la tecnologia delle telecamere ad alta risoluzione, la fisica medica la visione notturna.

Introduzione

Il lavoro svolto in questa tesi si colloca nel contesto di ricerca e sviluppo di rivelatori per la fisica delle particelle elementari utilizzando scintillatore liquido in tubi o capillari. Come già accennato, in questo ambito i due principali campi di applicazione sono la calorimetria e il tracciamento ad alta risoluzione.

Nell’ottica generale suddetta, gli studi effettuati nel quadro del lavoro di tesi riguardano da un lato la progettazione, la costruzione e le prove su fascio di un calorimetro a piombo-tubi di scintillatore liquido (progetto FORWARD). D’altro lato, tale ricerca è stata volta allo sviluppo e alle prove (progetto ACTAR) di prototipi di rivelatori traccianti ad alta risoluzione spaziale composti da capillari di vetro riempiti con scintillatore liquido e letti da dispositivi ad accoppiamento di carica (CCD), preceduti da intensificatori di immagine o da un nuovo tipo di dispositivo che si basa sulla tecnologia CCD, la “electron bombarded” CCD o EBCCD.

Le precedenti esperienze del candidato nell’ambito della calorimetria ad alta risoluzione spaziale ed energetica a fibre scintillanti e nello studio della resistenza alle radiazioni delle fibre plastiche scintillanti [16–18], si completano con questo lavoro.

Il progetto FORWARD è basato su principi di calorimetria adronica compensante già sperimentati con successo [10]. L’aspetto innovativo risiede nell’uso di un materiale resistente alle radiazioni come il quarzo e nell’uso di scintillatore liquido, rimpiazzabile. Nell’ambito del progetto FORWARD si è costruito il primo calorimetro che utilizza tubi, del diametro di tre millimetri, riempiti con scintillatore liquido. Solo recentemente, infatti, si sono resi disponibili scintillatori con caratteristiche di trasparenza ed indice di rifrazione

adeguate. Nelle misure descritte in questo lavoro si è ricercato il compromesso ottimale fra lunghezza di attenuazione e quantità di luce rivelata. Le altre misure effettuate riguardano l'aspetto più prettamente calorimetrico. L'analisi dei dati raccolti dimostra che si possono raggiungere le prestazioni attese.

Questa tecnica era una delle tre linee di ricerca considerate per la calorimetria in avanti dell'esperimento ATLAS a LHC. L'interesse di un tale tipo di calorimetro rispetto alle altre opzioni considerate risiede nella velocità di risposta degli scintillatori organici e dal vantaggio di operare a temperatura ambiente. L'esigenza di integrare il calorimetro per la zona a piccoli angoli, con il resto dell'apparato calorimetrico dell'esperimento, che utilizza calorimetri ad argon liquido, tuttavia, ha portato a optare per la tecnica ad argon liquido anche per la calorimetria in avanti.

Il candidato ha preso parte a tutte le fasi delle prove su fascio di uno dei due prototipi di calorimetro provati su fascio: l'installazione, lo sviluppo del software per l'acquisizione e l'analisi dei dati, la presa dati, l'analisi e la discussione dei risultati. Ha inoltre svolto autonomamente le misure su un modulo calorimetrico per la ricerca del compromesso ottimale fra lunghezza di attenuazione e quantità di luce rivelata, sviluppando il sistema di acquisizione, il software e l'analisi dei dati.

Il progetto ACTAR riguarda un rivelatore tracciante con possibilità di impiego nella fisica del ν_τ e nella fisica del quark b a LHC. Il progetto ha dei predecessori a fibre plastiche scintillanti [20]. Gli aspetti innovativi risiedono, oltre che nella scelta dei materiali, nella tecnica di lavorazione dei capillari di vetro e quarzo (del diametro dell'ordine della decina di micrometri) e nello sviluppo dei componenti opto-elettronici che permettono di acquisire, ritardare e digitalizzare le immagini delle tracce delle particelle che attraversano i capillari.

Con i capillari, la scelta degli scintillatori liquidi è molto più critica che con i tubi adeguati per la calorimetria. Sono state effettuate misure su scintillatori particolarmente purificati, disponibili solo da un paio di anni a questa parte. Esse hanno mostrato che, anche con diametri dei capillari dell'ordine della decina di micrometri si possono raggiungere le lunghezze di attenuazione dell'ordine dei 3–4 metri necessarie affinché la tecnica proposta sia attuabile.

Le prove su fasci di muoni e di neutrini effettuate al CERN dimostrano

che le prestazioni di un rivelatore tracciante di questo tipo sono già adeguate ad un'utilizzazione nell'ambito di esperimenti di fisica del ν_τ e, sotto certi aspetti, anche per esperimenti sul quark b a LHC.

Particolarmente degno di nota è lo studio condotto su due nuovissimi dispositivi opto-elettronici: la EBCCD e la VIP. Il primo, come si è detto, è un dispositivo che riunisce in un solo oggetto compatto le funzioni di una CCD ed un intensificatore di immagine. Il secondo è un dispositivo elettrostatico che permette di ritardare, più immagini consecutive di tempi dell'ordine dei microsecondi. In questo lavoro sono presentate le prime prove, effettuate nel dicembre del 1995, di un rivelatore tracciante a capillari equipaggiato con una EBCCD.

Nell'ambito del progetto ACTAR, il candidato ha partecipato alle misure di lunghezza di attenuazione della luce in capillari singoli, contribuito allo sviluppo del software per l'acquisizione dei dati del rivelatore installato sul fascio di muoni e neutrini dell'esperimento CHORUS al CERN, ha adattato ed ampliato il programma di analisi dei dati, partecipato alla presa dati, e effettuato l'analisi ricavando la risoluzione spaziale e l'efficienza del rivelatore. Nelle prove con raggi cosmici sul rivelatore equipaggiato con la EBCCD, ha sviluppato la parte del software per l'acquisizione dei dati relativa all'integrazione dell'apparato nell'ambito dell'esperimento CHORUS ed ha partecipato all'installazione su fascio ed alla prima presa dati.

La tesi si divide in tre capitoli. Nel primo sono descritti i meccanismi alla base del fenomeno della scintillazione, con particolare riguardo ai materiali organici, il meccanismo di trasmissione della luce all'interno di fibre e capillari e il deterioramento che la produzione e la trasmissione della luce subiscono a causa della radiazione assorbita.

Nel secondo capitolo, dopo aver ricordato alcuni principi di calorimetria, si dà una sommaria descrizione dell'esperimento ATLAS a LHC, in cui si è considerato di inserire il calorimetro studiato dal progetto FORWARD. Successivamente si descrivono e le misure effettuate con fasci di particelle dell'SPS al CERN sul prototipo di calorimetro costruito e si discutono i risultati dell'analisi dei dati.

Nel terzo capitolo, dopo aver descritto la tecnica costruttiva dei fasci multicapillari ed i dispositivi opto-elettronici che si utilizzano per acquisire i dati, si presenta una panoramica delle possibili applicazioni dei rivelatori

traccianti a scintillatore liquido nella fisica delle particelle. In seguito sono riportati gli studi finora effettuati nel progetto ACTAR. Anzitutto vengono descritte le misure di lunghezza di attenuazione della luce in capillari riempiti con scintillatore liquido altamente purificato. Successivamente si descrivono le prove effettuate su un prototipo completo di rivelatore studiato sulla linea del fascio di muoni e neutrini dell'esperimento CHORUS. Le prove hanno avuto lo scopo di verificare la risoluzione spaziale e di saggiare la capacità di osservare decadimenti del leptone τ . Infine sono descritte le prove effettuate con raggi cosmici su un secondo prototipo di rivelatore, equipaggiato con una EBCCD.

Capitolo 1

Meccanismi di scintillazione e trasmissione nelle fibre

1.1 Introduzione

Nel corso di questo capitolo discuteremo dei principi che sono alla base del funzionamento dei materiali scintillanti come rivelatori di particelle elementari. Tali materiali hanno la ben nota proprietà di produrre radiazione luminosa in seguito all'interazione con particelle cariche.

Una parte dell'energia delle particelle che attraversano un mezzo viene persa nell'indurre transizioni degli elettroni del mezzo stesso da stati di energia bassa (tipicamente lo stato fondamentale) a stati eccitati. Gli atomi o le molecole eccitati tendono a ritornare nello stato fondamentale emettendo fotoni, in genere di energia inferiore rispetto a quella assorbita. Questo fenomeno prende il nome di *luminescenza*. La diseccitazione può avvenire attraverso transizioni permesse al primo ordine oppure attraverso transizioni cosiddette proibite. Nel primo caso il fenomeno ha i tempi tipici delle transizioni nucleari (10^{-8} s) e si parla di *fluorescenza*. Nel secondo caso i tempi caratteristici sono più lunghi, fino a parecchi secondi e il fenomeno prende il nome di *fosforescenza*.

Ad uno scintillatore, qualora sia utilizzato per misure di posizione o energia di particelle cariche, si richiede:

1. un'alta efficienza di conversione dell'energia in radiazione luminosa;
2. che privilegi l'emissione di luce di fluorescenza, nel caso in cui si abbia bisogno di scintillatori rapidi;
3. l'emissione di luce di lunghezza d'onda compatibile con i successivi dispositivi elettronici che trasformano la luce in un segnale elettrico (fotomoltiplicatori, fotodiodi, etc);
4. una emissione locale ovvero tale che la produzione di luce avvenga il più possibile vicino al punto in cui è stata rilasciata l'energia;
5. buona trasparenza alla radiazione emessa.

Quest'ultima richiesta può essere precisata quantitativamente analizzando gli spettri di emissione e di assorbimento della sostanza scintillante. Per motivi che verranno esposti nei prossimi paragrafi, lo spettro di emissione è spostato (separazione di Stokes) verso lunghezze d'onda maggiori rispetto allo spettro di assorbimento. Tanto più i due spettri sono separati, tanto minore è l'attenuazione della luce di scintillazione nel materiale.

L'emissione della luce di fluorescenza dipende dalla diseccitazione spontanea di singoli atomi o molecole; perciò l'andamento temporale $N(t)$ del numero di fotoni emessi è descritto da una curva esponenziale.

Nella luce di scintillazione sono presenti più componenti con diversi tempi di decadimento; il loro effetto complessivo è in genere ben riprodotto da una somma di due esponenziali

$$N(t) = N_0 \left(C_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + C_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) \quad (1.1)$$

in cui τ_1 e τ_2 sono le costanti di diseccitazione e C_1 e $C_2 = 1 - C_1$ sono i pesi relativi delle due componenti. Molto spesso una delle due costanti di tempo è sensibilmente minore dell'altra, per cui le due componenti vengono indicate come la parte veloce e la parte lenta della luce di fluorescenza.

1.2 Gli scintillatori inorganici

Gli scintillatori inorganici sono in genere cristalli di materiali alcalini; essi sono esclusivamente solidi, e in essi il fenomeno della luminescenza è stret-

tamente legato alla natura cristallina del mezzo. Essi sono materiali isolanti la cui struttura cristallina è drogata da atomi di impurità, detti *attivatori*, caratterizzati dall'aver livelli energetici che cadono nella banda proibita del cristallo: un esempio è lo ioduro di sodio drogato con tallio NaI(Tl). Al passaggio di una particella ionizzante nello scintillatore, un elettrone può essere trasferito dalla banda di valenza alla banda di conduzione. Si forma una coppia elettrone-lacuna (*eccitone*) che, grazie alla presenza del reticolo cristallino, ha una mobilità tale da percorrere distanze dell'ordine del μm prima di ricombinarsi. Nel frattempo l'eccitone può incontrare un atomo di attivatore e rimanere catturato finché l'atomo non decade con il suo tempo caratteristico. Se la transizione è non radiativa, l'energia va dispersa e gli atomi di impurezza diventano delle *trappole*.

1.3 Gli scintillatori organici

Le caratteristiche degli scintillatori organici sono indipendenti dallo stato di aggregazione perchè la luminescenza è una proprietà della struttura elettronica delle molecole. Le forze che legano le molecole nello stato solido sono deboli e non si rilevano grandi differenze tra gli spettri di emissione osservati per i cristalli e quelli osservati per le soluzioni.

La struttura delle molecole organiche è in gran parte determinata dalla struttura elettronica dell'atomo di carbonio. La configurazione elettronica dello stato fondamentale dell'atomo di C è $1s^2 2s^2 2p^2$. Nel formare i composti, gli orbitali $2s$ si possono "ibridizzare" con quelli $2p$ in tre configurazioni, di valenza 4, 3 o 2. La configurazione di valenza 4, tetraedrica o sp^3 , ha 4 orbitali disposti ai vertici di un tetraedro regolare, ad un angolo di $109^\circ 28'$ l'uno dall'altro. Questa configurazione, che è quella del diamante o del metano, non produce il fenomeno della luminescenza.

Nella seconda configurazione, trigonale o sp^2 , uno degli orbitali p originali, per esempio p_z , rimane invariato e si formano tre orbitali ibridi nel piano xy inclinati ad un angolo di 120° l'uno rispetto all'altro .

Questa è la configurazione che dà luogo alla struttura esagonale del benzene e degli idrocarburi aromatici policiclici, che sono molecole planari. Gli orbitali ibridi di questa configurazione sono noti come orbitali σ e i legami

che si formano con essi come legami σ . L'orbitale p_z che rimane è simmetrico rispetto al piano xy ed è noto come orbitale π . Nelle strutture chiuse, come il benzene, gli orbitali atomici π interagiscono per produrre sei orbitali molecolari π completamente delocalizzati. Simili sistemi di elettroni π delocalizzati si trovano nelle molecole aromatiche e la loro eccitazione è responsabile della luminescenza di queste molecole.

Nella terza forma di ibridizzazione, digonale o sp , gli orbitali p_y e p_z rimangono invariati e p_x ed s si fondono in due orbitali ibridi σ diretti a 180° luno dall'altro lungo l'asse x . Questa configurazione è quella, per esempio, della molecola di acetilene ($H-C \equiv C-H$) in cui gli atomi di carbonio sono legati da un legame σ e due π . Queste molecole a triplo legame sono luminescenti.

I livelli energetici molecolari si distinguono in elettronici, vibrazionali e rotazionali, con spaziature rispettivamente dell'ordine dell'eV, dei decimi e dei centesimi di eV. La transizione tra livelli elettronici avviene in tempi molto minori dei tempi tipici delle vibrazioni. Questo può essere rappresentato, secondo il principio di Franck-Condon, da una retta verticale in un grafico che riporti le curve di energia potenziale di due livelli elettronici in funzione della posizione relativa dei nuclei costituenti la molecola (figura 1.1); la posizione dei nuclei è nel minimo dell'energia potenziale. In figura si può anche osservare che le transizioni elettroniche sono accompagnate da cambiamenti dello stato vibrazionale della molecola. Dopo aver assorbito energia, la molecola subisce una serie di transizioni non radiative (in 10^{-13} – 10^{-12} s) con cui ritorna all'equilibrio termico con le molecole circostanti, portandosi al livello vibrazionale più basso dello stato elettronico eccitato. Da qui può continuare a perdere energia negli urti con le altre molecole attraverso processi non radiativi, oppure, sempre con processi non radiativi, trasferirsi in uno stato di tripletto accoppiato allo stato di singoletto eccitato e decadere con tempi molto lunghi (fosforescenza), oppure dare luce di fluorescenza decadendo (in tempi dell'ordine di 10^{-8} s) in uno stato vibrazionale dello stato eccitato vedi Fig.1.2. È così spiegato lo spostamento di Stokes, dato che le transizioni avvengono tra stati la cui separazione in energia è minore dell'energia inizialmente assorbita.

Passiamo ora ad esaminare più in dettaglio i processi responsabili dell'assorbimento.

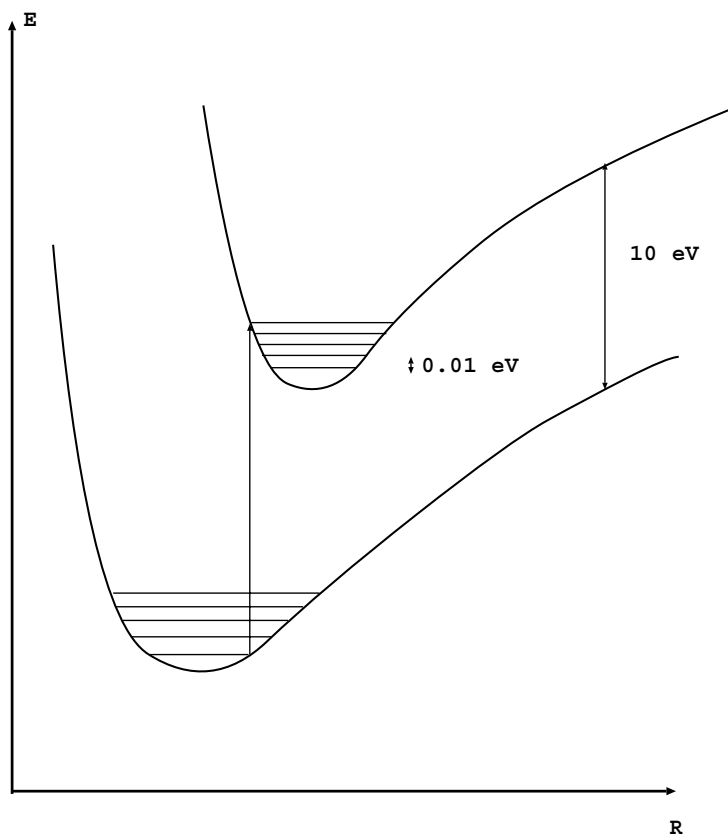


Figura 1.1: *Curve dell'energia di due stati elettronici di una molecola biatomica, struttura vibrazionale e illustrazione del principio di Frank e Condon.*

1.3.1 I processi primari

Consideriamo l'eccitazione di uno scintillatore con elettroni di energia dell'ordine del MeV. I processi primari che possono accadere nella molecola sono:

1. eccitazione in uno stato di singoletto di elettrone π ;
2. ionizzazione di un elettrone π ;
3. eccitazione di elettroni di altro tipo (σ o elettroni atomici $1s$);

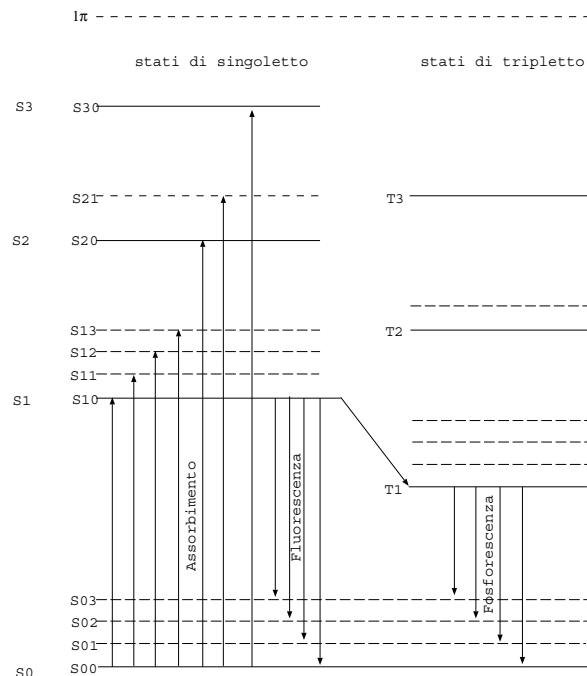


Figura 1.2: Livelli energetici π in una molecola organica. S_0 è lo stato fondamentale, S_i gli stati di singoletto, T_i di tripletto; il secondo indice è relativo al sottolivello vibrazionale.

4. ionizzazione di elettroni di altro tipo.

Gli stati di tripletto π probabilmente non sono eccitati direttamente.

Il processo 1 sembra essere all'origine della componente veloce della scintillazione mentre la ricombinazione seguente al processo 2 sembra essere la principale responsabile della componente lenta. La componente 3 è dissipata termicamente e non dà luogo a fluorescenza. La componente 4 dà luogo a danni molecolari temporanei o permanenti; i primi si riducono per ricombinazione, i secondi formano impurezze. I danni permanenti introducono centri di attenuazione (quenching) che causano un deterioramento delle efficienze di scintillazione e di fluorescenza.

Una certa frazione P dell'energia dell'elettrone va spesa nel processo 1, la rimanente frazione $(1 - P)$ nei processi 2-4. L'efficienza di eccitazione

primaria, P , è un parametro importante nella scintillazione, giacché il suo valore influenza l'efficienza assoluta di scintillazione S . Se F_π è la frazione di elettroni π in una molecola allora si stima che $P \sim 2/3F_\pi$. Per i poliaceni (benzene, naftalene, antracene...) ed altri importanti fluorescenti, $F_\pi \simeq 0.15$ e dunque $P \sim 0.1$.

1.3.2 Energia di eccitazione primaria

L'energia media di eccitazione primaria è data da:

$$E_{ex} = 2\pi \frac{h \int \epsilon_x(\nu) \nu d\nu}{\int \epsilon_x(\nu) d\nu} \quad (1.2)$$

ove $\epsilon_x(\nu)$ è il coefficiente di estinzione molare della molecola x alla frequenza ν e gli integrali sono presi su tutto lo spettro di assorbimento degli elettroni π . Una buona approssimazione è: $E_{ex} = 1.5 \cdot E_{1x}$ ove E_{1x} è l'energia del primo stato eccitato.

L'energia E_{ex} è poi parzialmente convertita in luce di fluorescenza da una sequenza di processi secondari con un efficienza Q , così che l'efficienza assoluta di scintillazione è: $S = PQ$.

1.3.3 Processi secondari

In Fig.1.3 si è rappresentato uno schema dei processi che prendono parte al fenomeno della scintillazione, a partire dall'eccitazione di uno stato di singoletto. Il primo dei processi secondari è comune a tutti tipi di scintillatori organici ed è la conversione interna di E_{ex} in E_{1x} . Questo processo avviene con efficienza quantica unitaria e con efficienza energetica $C = E_{1x}/E_{ex} \sim 2/3$.

I processi seguenti dipendono dal tipo di scintillatore e si possono studiare nei sistemi unitari binari e ternari.

In un sistema unitario, come un cristallo, i processi che competono per la diseccitazione da E_{1x} sono (indicando anche i rispettivi ratei di diseccitazione):

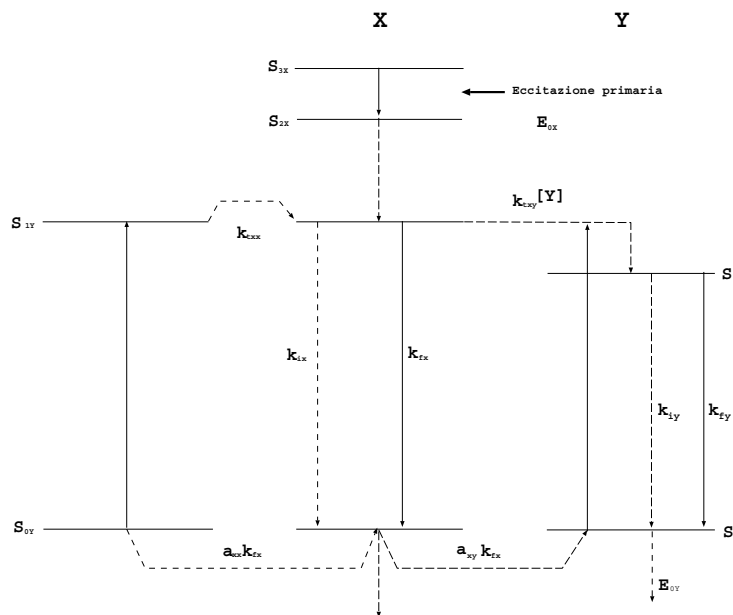


Figura 1.3: Schema dei processi che contribuiscono alla scintillazione in una soluzione organica binaria; X è il solvente, Y il soluto

1. emissione di fluorescenza (k_{fy}) di fotoni di energia media E_{0y} dovuta a transizioni radiative $S_{1y}-S_{0y}$;
2. *quenching* interno (k_{iy}), in cui E_{1y} è dissipata non radiativamente da una transizione a E_{0y} o da una transizione interna al primo livello eccitato di tripletto T_{1y} ;
3. migrazione interna ($a_{xx}k_{fx}$), in cui un fotone emesso è assorbito da un'altra molecola di x ;
4. migrazione non radiativa (k_{txx}), in cui E_{1x} migra verso altre molecole di x prima dell'emissione con un processo noto come diffusione di eccitoni;
5. fuga di emissione ($(1 - a_{xx})k_{fx}$) dal sistema.

Il parametro di auto-assorbimento a_{xx} dipende dalla sovrapposizione degli spettri di assorbimento ed emissione e dallo spessore attraversato.

In quanto segue si farà riferimento al caso degli scintillatori liquidi.

1.3.4 Il ruolo del solvente

Nel caso delle soluzioni sia il solvente x (detto anche base) che il soluto y hanno la proprietà di scintillare. In un sistema binario, oltre ai processi già citati nel caso di un sistema unitario, vi sono anche i seguenti processi:

6. trasferimento radiativo $a_{xy}k_{fx}$ da una molecola di x ad una di y ;
7. trasferimento non radiativo $k_{txy}[Y]$ da x a y ;
8. fuga dell'emissione del solvente $(1 - a_{xx} - a_{xy})k_{fx}$.

ove con $[Y]$ si è indicata la frazione molare delle molecole di soluto.

Nel caso in cui non ci sia auto-assorbimento da parte del soluto, nè *quenching* da impurezze, una piccola percentuale di soluto basta a mascherare completamente il contributo del solvente; la luce viene emessa da un numero piccolo di molecole di soluto nonostante la maggior parte dell'energia persa dalla particella incidente sia rilasciata nel solvente. Deve quindi esistere un meccanismo di trasferimento dell'energia dal solvente al soluto. Ciò è avvalorato dalla constatazione che scintillano bene liquidi per i quali tra lo spettro di emissione della base e quello di assorbimento del solvente c'è una grande sovrapposizione. L'efficienza quantica di trasferimento da x ad y è data da:

$$f_{xy} = \frac{a_{xy}(q_{0x})_0 + \sigma_{xy}[Y]}{1 + \sigma_{xy}[Y]} \quad (1.3)$$

in cui

$$(q_{0x})_0 = \frac{k_{fx}}{k_{fx} + k_{ix} + k_{txy}[Y]} \quad (1.4)$$

è l'efficienza quantica del solvente, mentre

$$\sigma_{xy} = \frac{k_{txy}}{k_{fx} + k_{fy}} \quad (1.5)$$

descrive la competizione fra il trasferimento non radiativo e l'emissione o il quenching di E_{1x} .

L'efficienza quantica di scintillazione del soluto $(q_{0y})_0$, è:

$$(q_{0y})_0 = \frac{k_{fy}}{k_{fy} + k_{iy}} \quad (1.6)$$

In molti soluti, ad alte $[Y]$ diventa pronunciato il cosiddetto quenching da concentrazione, un'interazione tra le molecole di y che riassorbe la luce emessa; in tal caso $(q_{0y})_0$ diventa:

$$q_{0y} = \frac{k_{fy}}{k_{fy} + k_{iy} + k_{cy}[Y]} = \frac{(q_{0y})_0}{1 + \sigma_{cy}[Y]} \quad (1.7)$$

in cui k_{cy} è il rateo di riassorbimento. Per quanto detto, è improprio parlare delle prestazioni di un liquido scintillante solo in termini di bontà del solvente o del soluto; esso piuttosto va considerato nel suo complesso.

1.3.5 Caratteristiche della luce emessa

In genere l'emissione di luce aumenta con la concentrazione del soluto, fino ad arrivare ad un massimo e poi eventualmente decrescere prima della saturazione (vedi eqq.1.6 e 1.7): un valore tipico di concentrazione è di 3 g/litro. Il tempo di emissione è molto rapido (qualche nanosecondo) e c'è una forte predominanza della componente veloce. Sussiste anche una dipendenza della quantità di luce emessa per unità di lunghezza attraversata, dalla perdita specifica di energia dE/dx della radiazione ionizzante. Per piccoli valori di dE/dx la relazione è lineare mentre per valori più grandi si osservano deviazioni. Questo comportamento è stato messo in relazione da Birks [15] alla componente 4 dei processi primari (vedi §1.3.1) che dà luogo a fenomeni di assorbimento. Il numero di molecole eccitate per unità di lunghezza è proporzionale a dE/dx attraverso una costante A che rappresenta l'efficienza assoluta di scintillazione e dunque la quantità di luce emessa per unità di lunghezza attraversata si può esprimere tramite la:

$$\frac{dL}{dx} = A \frac{dE}{dx} \quad (1.8)$$

La concentrazione locale di molecole danneggiate rispetto alle molecole eccitate è anch'essa proporzionale a dE/dx attraverso la costante kB :

$$\frac{dN^d/dx}{dN^{ex}/dx} = kB \frac{dE}{dx}$$

Se N^t è il numero totale di molecole eccitate e danneggiate, il numero di molecole eccitate sarà

$$\frac{N^t}{1 + kB dE/dx}$$

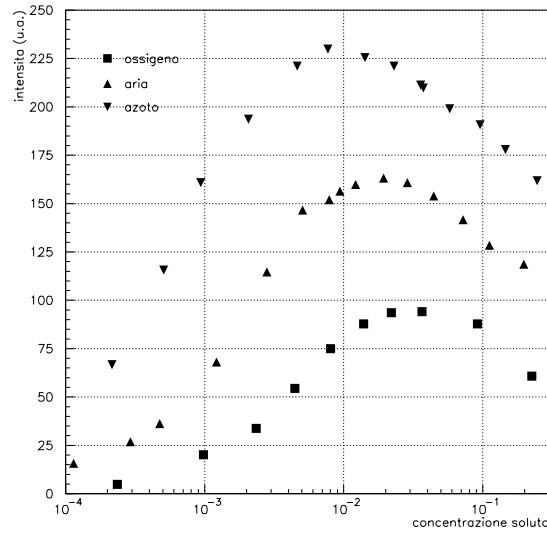


Figura 1.4: *Effetto dell'ossigeno disciolto in una soluzione binaria sull'intensità della luce di scintillazione eccitata da raggi gamma*

La relazione 1.8, allora si trasforma nella legge di Birks:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (1.9)$$

L'efficienza quantica è definita come il numero di fotoni emessi per unità di energia assorbita. Per gli scintillatori organici essa è generalmente più bassa rispetto agli scintillatori inorganici: tipicamente sono necessari un centinaio di eV per produrre un fotone.

1.3.6 Il ruolo dell'ossigeno

Un importante effetto di quenching negli scintillatori liquidi è dovuto all'ossigeno disciolto nella soluzione. Il comportamento di una tipica soluzione binaria a base di xilene è illustrata in Fig.1.4. Sono mostrate tre curve relative ai casi in cui la soluzione sia in equilibrio con l'aria, addizionata di

ossigeno, o sia stata purificata dall'ossigeno mediante bubbolazione di azoto. L'effetto dell'ossigeno, in generale è una riduzione dell'emissione del soluto, ma negli scintillatori liquidi è anche importante la riduzione dell'eccitazione del solvente che compete con il trasferimento di energia soluto-solvente. La purificazione della base è anche più importante della purificazione del soluto: lo stesso effetto che si ottiene con una certa concentrazione di ossigeno nella prima si può ottenere con una concentrazione superiore (fino a dieci volte) nel secondo.

1.4 Trasmissione della luce in fibre e capillari

Una fibra ottica scintillante è costituita da un sottile filamento di materiale scintillante, detto nucleo o *core*, rivestito da un materiale trasparente con un differente indice di rifrazione, detto *cladding*. I capillari si possono ricondurre allo stesso schema; il liquido scintillante costituisce il nucleo ed il cladding è costituito dalle pareti del capillare stesso. Generalmente le fibre scintillanti hanno sezione circolare, ma, in alcune applicazioni, sono state utilizzate anche fibre quadrate o esagonali.

Nel passaggio da un mezzo con indice di rifrazione n_1 a uno con indice di rifrazione n_2 , la direzione di propagazione della luce si modifica secondo la legge della rifrazione

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.10)$$

in cui θ_1 è l'angolo tra il raggio incidente e la normale alla superficie di separazione tra i due mezzi e θ_2 l'angolo tra questa e il raggio uscente. Se $n_1 > n_2$ esiste un angolo limite oltre il quale la luce non viene rifratta ma riflessa nel primo mezzo con un'efficienza η prossima a 1. L'angolo limite si ricava dall'equazione

$$\begin{aligned} n_1 \sin \theta_{\text{lim}} &= n_2 \\ \theta_{\text{lim}} &= \arcsin \frac{n_2}{n_1} \end{aligned} \quad (1.11)$$

Per la sua simmetria, in una fibra cilindrica, se la luce viene riflessa una volta, lo sarà tutte le volte che arriva alla superficie di separazione, fino all'uscita dalla fibra. Inoltre tanto più grande è il rapporto tra gli indici di rifrazione tanto più alta è la percentuale della luce che rimane intrappolata

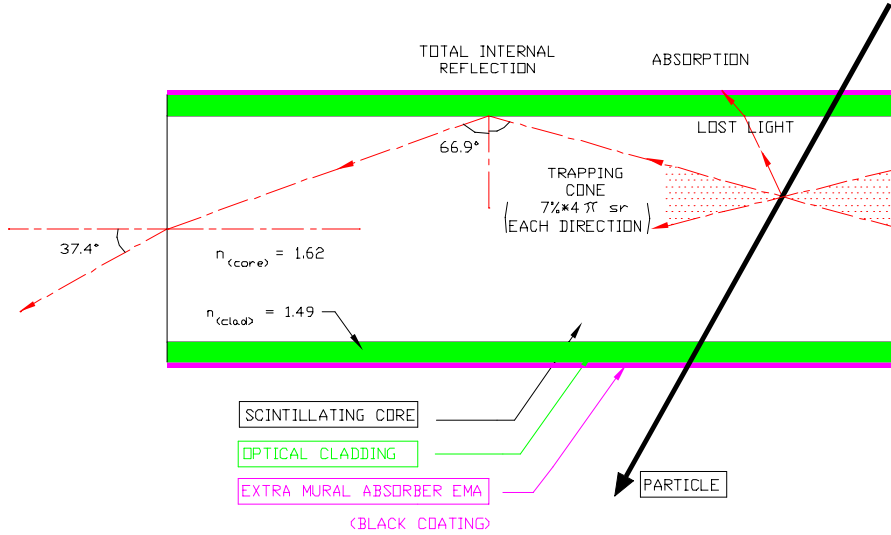


Figura 1.5: Sezione di una fibra scintillante e illustrazione del meccanismo di trasmissione della luce

nella fibra. Si può verificare che la percentuale di luce catturata in ogni direzione (frazione di cattura) in una fibra cilindrica è data da:

$$K = \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{n_{clad}}{n_{core}} \right)^2 \right] \quad (1.12)$$

in cui n_{clad} è l'indice di rifrazione del rivestimento (cladding) e n_{core} è l'indice di rifrazione della parte centrale della fibra.

Un'altra grandezza che è utile definire è l'apertura numerica. Consideriamo un raggio meridiano (cioè un raggio che si propaga su un piano passante per l'asse della fibra) che viaggi ad un angolo uguale all'angolo limite rispetto alla normale alla superficie di contatto core-cladding. Arrivato all'estremità della fibra subirà una rifrazione se l'indice di rifrazione del mezzo esterno è diverso da n_{core} e uscirà ad un angolo θ_{out} rispetto all'asse della fibra tale che

$$n_{out} \sin \theta_{out} = n_{core} \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta_{lim} \right)$$

Si definisce apertura numerica la grandezza:

$$A = \sin \theta_{out} = \frac{n_{core}}{n_{out}} \cos \theta_{lim} = \frac{\sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2}}{n_{out}} \quad (1.13)$$

La conoscenza dell'apertura numerica è importante quando si ha a che fare con una serie di oggetti (catena) in cui ogni elemento ha in ingresso la luce uscente dal precedente. L'apertura numerica può essere vista come una misura della dispersione angolare della luce uscente da una fibra o come una misura del massimo angolo di ingresso per il quale la luce viene catturata.

1.4.1 Attenuazione della luce

Fenomeni di quenching e riassorbimento nello scintillatore (vedi per es. la 1.7), nonché difetti nelle interfacce core-cladding e cladding aria, fanno sì che la luce di scintillazione si attenui durante la trasmissione lungo la fibra. Se chiamiamo ρ_i la densità di centri di riassorbimento e/o di diffusione di tipo i e σ_i la probabilità che un fotone vi interagisca, la variazione del numero di fotoni trasmessi attraverso una lunghezza Δx sarà:

$$\Delta N(x) = -\sigma_i \rho_i N(x) \Delta x \quad (1.14)$$

Dunque, per ogni tipo di centro di assorbimento e/o diffusione, la dipendenza dell'intensità della luce trasmessa dalla distanza attraversata è esponenziale:

$$I(x) = I_0 e^{-x/\lambda} \quad (1.15)$$

ove $\lambda = 1/\sigma\rho$ prende il nome di lunghezza di attenuazione. Poiché la probabilità di interazione è funzione della lunghezza d'onda dei fotoni che si propagano (per esempio tramite i fattori a_{xx} o a_{xy} di cui al paragrafo 1.3.3), anche la lunghezza di attenuazione lo sarà. In particolare, lunghezze d'onda maggiori saranno meno attenuate. Questo si può spiegare con la considerazione che la luce di lunghezza d'onda minore della distanza media fra i centri di assorbimento ha una maggiore probabilità di interazione. Oltre a questo, altri fenomeni di ordine superiore, come ad esempio la presenza di luce che viene trasmessa tra il core e il cladding di una fibra (o nello spessore del vetro nel caso dei capillari), fanno sì che l'andamento non sia una singola esponenziale ma una somma di più esponenziali. In genere, però è sufficiente parametrizzare l'attenuazione mediante la somma di due esponenziali:

$$I(x) = A e^{-x/\lambda_1} + B e^{-x/\lambda_2}$$

Poiché generalmente una delle due λ_i è molto più piccola dell'altra, per distanze maggiori di qualche centimetro, una singola esponenziale è sufficiente a descrivere la curva di attenuazione.

1.4.2 Misure di lunghezza di attenuazione in tubi o capillari

Come vedremo nei prossimi capitoli, la misura della lunghezza di attenuazione della luce di scintillazione all'interno di tubi o capillari assume un'importanza notevole nel determinare le caratteristiche dei rivelatori che con essi vengono realizzati. Oltre a misurare questa grandezza in tubi o capillari singoli delle dimensioni che saranno usate nelle diverse applicazioni, è necessario misurarla anche in prototipi di rivelatori.

Generalmente, la misura della lunghezza di attenuazione in tubi o capillari singoli, o in gruppi composti da poche unità è condotta mediante sorgenti radioattive, le cui particelle emesse eccitano la scintillazione nei capillari a varie distanze dai rivelatori che raccolgono la luce. Nel caso di misure su prototipi, generalmente di maggiori dimensioni, dato lo scarso potere penetrante delle particelle emesse dalle ordinarie sorgenti, si eseguono misure con raggi cosmici o su fasci di particelle agli acceleratori.

Vedremo nel contesto delle due applicazioni degli scintillatori liquidi che saranno presentate (capp. 2 e 3), come sono state realizzate le misure di attenuazione della luce. In entrambi i casi lo scintillatore liquido è contenuto in vetro o quarzo e pertanto, affinché la luce sia efficacemente trasmessa è necessario che l'indice di rifrazione dello scintillatore sia superiore a quello del vetro ($n \simeq 1.46$). Questo limita la scelta dei solventi che si possono utilizzare essenzialmente a composti a base di metilnaftalene, che sono tuttavia meno trasparenti di altri scintillatori liquidi.

Nelle due applicazioni studiate, calorimetria e tracciamento ad alta risoluzione, la dimensione dei tubi (capillari) in cui è contenuto il liquido sono molto differenti, 3 mm nel primo caso e 20 μm nel secondo. Questo ha grande influenza sull'attenuazione della luce trasmessa. Infatti nel caso di capillari sottili l'uniformità delle pareti del capillare ha grandissima importanza, poiché il numero di riflessioni che un raggio luminoso subisce sono molto maggiori che nel caso di tubi più larghi. Pertanto, anche se i solventi utilizzati nelle due applicazioni sono gli stessi, nel caso del tracciamento ad alta risoluzione, per non deteriorare ulteriormente la trasmissione della luce, si sono utilizzati solventi estremamente purificati rispetto a quelli utilizzati in calorimetria.

1.4.3 Danneggiamento da radiazione

Il danneggiamento da radiazione provoca la comparsa di nuovi centri di diffusione o di assorbimento. Questo corrisponde ad avere nella 1.14 la somma di due termini analoghi e dunque una lunghezza di attenuazione aggiuntiva λ_{add} tale che:

$$\frac{1}{\lambda_{irr}} = \frac{1}{\lambda_o} + \frac{1}{\lambda_{add}} \quad (1.16)$$

in cui λ_o è la lunghezza di attenuazione prima dell'irraggiamento. Questo fenomeno è particolarmente importante nel caso di fibre scintillanti in materiale plastico. Studi sul danneggiamento di fibre scintillanti di polistirene con fotoni ed elettroni di energia da qualche MeV a pochi GeV sono stati effettuati negli scorsi anni da diversi autori (vedi per es. [9]), mentre sono abbastanza pochi gli studi sul danneggiamento indotto da neutroni.

Una misura con neutroni termici su alcuni tipi commerciali di fibre scintillanti è stato condotto nel 1993-94 nell'ambito di un progetto di R&D sulla calorimetria elettromagnetica a fibre scintillanti, a cui il candidato ha partecipato [16]. In tutti questi studi, si osserva che la resa luminosa (light yield) e la lunghezza di attenuazione hanno una dipendenza semplice dal flusso integrato F di radiazione:

$$Y(F) = Y(0)e^{-F/\gamma} \quad (1.17)$$

$$\frac{1}{\lambda(F)} = \frac{1}{\lambda(0)} + \alpha F \quad (1.18)$$

Il confronto fra le 1.18 e 1.16 mostra che la lunghezza di attenuazione aggiuntiva è inversamente proporzionale al flusso. Inoltre, è stato osservato che sia α sia γ non sono costanti su un'ampio raggio di flussi integrati. In particolare, γ aumenta e α diminuisce al crescere del flusso.

Mentre per l'irraggiamento con fotoni sono stati osservati effetti di recupero nel tempo, il danneggiamento da neutroni sembra essere irreversibile.

Per quello che riguarda i capillari di vetro e lo scintillatore liquido, misure su capillari di vetro riempiti con scintillatori a base di metilnaftalene, sono stati effettuati da Golovkin, et. al [21]. L'efficienza di scintillazione dello scintillatore liquido decresce del 30% per una dose di 190 MRad ed è

coerente con una parametrizzazione del tipo 1.17, mentre per la lunghezza di radiazione si trova una dipendenza della λ_{add} del tipo :

$$\lambda_{add} \propto n_{liq} d \lambda_v \ell \quad (1.19)$$

ove n_{liq} è l'indice di rifrazione del liquido, λ_v la lunghezza di attenuazione nel vetro, d il diametro del capillare e ℓ la lunghezza d'onda della luce. L'influenza dell'annerimento del quarzo sull'attenuazione risulta relativamente piccola. Anche per annerimenti piuttosto elevati ($1/\lambda_v = 0.3 \text{ cm}^{-1}$) la lunghezza di attenuazione addizionale è dell'ordine di 1 m per capillari da $20 \text{ }\mu\text{m}$.

Capitolo 2

Calorimetri a scintillatore liquido

2.1 Introduzione

Come già accennato in precedenza, un'applicazione dei capillari con scintillatore liquido è nella calorimetria per gli esperimenti ai futuri collisionatori adronici, ove il danneggiamento da radiazione e la velocità di risposta assumono un'importanza cruciale ed in cui si possono fondere i vantaggi della calorimetria a fibre scintillanti con la rimpiazzabilità del mezzo attivo. In uno dei due esperimenti proposti per il Large Hadron Collider (LHC) in preparazione al CERN (l'esperimento ATLAS) per il calorimetro cilindrico attorno al punto di interazione (il cosiddetto "barrel calorimeter"), e per il calorimetro in avanti, è stata studiata la calorimetria a piombo/fibre scintillanti [22] e, per il calorimetro in avanti quella a capillari di scintillatore liquido. In questo ambito, sono stati avviati dei programmi di ricerca e sviluppo per stabilire se le prestazioni dei calorimetri costruiti con queste tecniche concordassero con le necessità dell'esperimento.

In questo capitolo, dopo qualche richiamo di calorimetria ed una breve descrizione delle prestazioni richieste all'apparato calorimetrico di un esperimento a LHC (ATLAS), con lo scopo di stabilire i criteri costruttivi, ci occuperemo del progetto, della costruzione e delle misure eseguite su un calo-

rimetro a piombo-capillari di scintillatore liquido inteso per una utilizzazione nella zona *in avanti* dell'esperimento ¹.

I risultati delle misure su fascio e con raggi cosmici dimostrano che le prestazioni di questo calorimetro rispondono a tutte le richieste sperimentali.

2.2 Elementi di calorimetria

Un calorimetro è essenzialmente un blocco di materia con cui le particelle interagiscono eccitandola, dissipando la loro energia. L'energia delle particelle incidenti viene dissipata mediante la produzione di particelle secondarie di minore energia che, a loro volta, interagiscono con la materia producendo altre particelle. Questo processo a cascata prosegue fino a che l'energia delle particelle prodotte non permette la produzione di ulteriori particelle e dà luogo ai cosiddetti sciame. Se la particella primaria è un elettrone o un fotone, le interazioni responsabili dello sviluppo dello sciame sono quelle elettromagnetiche e lo sciame si dice elettromagnetico; se invece è un adrone lo sciame si dice adronico. In uno sciame adronico, comunque, è sempre presente una componente elettromagnetica dovuta principalmente all'interazione dei pioni neutri che decadono in fotoni.

I calorimetri, contrariamente a quanto accade per altri tipi di rivelatori, sono sensibili sia a particelle neutre sia a particelle cariche. La loro sensibilità aumenta con l'energia. Le loro dimensioni scalano solo logaritmicamente con l'energia e dunque sono relativamente compatti anche alle più alte energie. Infine essi offrono una risposta estremamente rapida.

Storicamente si usa distinguere tra calorimetri elettromagnetici ed adronici, sulla base del tipo di particelle che si intende rivelare con essi. In realtà spesso entrambe le funzioni sono integrate in un unico strumento, a volte suddiviso in un settore elettromagnetico ed in uno adronico. Una ulteriore distinzione può essere fatta tra calorimetri omogenei, cioè costituiti da blocchi di un unico materiale sensibile, e calorimetri a campionamento, costituiti da

¹Se θ è l'angolo fra la direzione dei fasci collidenti e le particelle da rivelare, si definisce la pseudorapidità $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. In ATLAS la zona *in avanti* è definita come quella con pseudorapidità compresa fra 3 e 5

parti di materiale attivo e parti di materiale passivo. La precisione sulla misura dell'energia con i calorimetri dipende dal numero di particelle secondarie che interagiscono con il materiale attivo per dar luogo al segnale rivelabile. La trasformazione dell'energia delle particelle in un segnale rivelabile, infatti, è basata su processi statistici quali la ionizzazione, la scintillazione, la produzione di luce Čerenkov. La risoluzione in energia, pertanto, è determinata dalla fluttuazione sul numero n di processi non correlati. La larghezza della distribuzione dei segnali è legata ad n dalla relazione $\sigma_s/S \sim \sqrt{n}/n$. Per calorimetri in cui la relazione fra il segnale rivelato e l'energia della particella incidente è lineare questo fornisce una parametrizzazione della risoluzione in energia del tipo: $\sigma(E)/E \sim c/\sqrt{E}$. Come vedremo in seguito, vi sono effetti strumentali, come per esempio l'incanalamento di particelle dello sciamme in direzioni privilegiate (*channelling*) o disuniformità nella struttura dei calorimetri, e fluttuazioni non gaussiane, che introducono deviazioni della risoluzione in energia dalla semplice parametrizzazione di cui sopra. Tipicamente tutti questi effetti sono ben descritti dall'aggiunta di un termine indipendente dall'energia.

Nei calorimetri a campionamento, le particelle che interagiscono con il materiale attivo e generano il segnale rivelabile sono solo una parte di quelle prodotte, pertanto essi presentano maggiori fluttuazioni nella misura dell'energia. Spesso, però, essi sono preferiti negli esperimenti agli acceleratori poiché risultano più compatti e poiché le loro prestazioni possono essere meglio ottimizzate.

2.2.1 Calorimetri elettromagnetici ed adronici

2.2.1.1 Sciami elettromagnetici

Le grandezze tipiche che entrano nella descrizione di un calorimetro elettromagnetico sono la lunghezza di radiazione X_o e il raggio di Moliere R_M .

La lunghezza di radiazione è definita come la distanza per cui l'energia di un elettrone si è ridotta per bremsstrahlung, in media, ad un fattore $1/e$ di quella iniziale. Esprimendo queste grandezze in termini del numero e del peso atomico, Z ed A , dei materiali costituenti il calorimetro si ha:

$$X_o = 180 \cdot \frac{A}{Z^2} \left(\frac{g}{cm^2} \right) \quad (2.1)$$

$$\epsilon = \frac{550}{Z} (MeV) \quad (2.2)$$

Il raggio di Moliere determina l'espansione laterale dello sciame dovuta alla diffusione multipla.

Lo studio degli sciami elettromagnetici è stato svolto teoricamente da Rossi [23] con alcune approssimazioni. La più nota delle descrizioni è quella nella approssimazione "B" in cui si considera la sezione d'urto per ionizzazione indipendente dall'energia e non si considerano la diffusione coulumbiana multipla e la diffusione Compton. In questa approssimazione si valutano alcune quantità, qui espresse ponendo $t = x/X_0$:

	elettrone iniziale	fotone iniziale
Picco dello sciame, t_{max}	$\ln(E/\epsilon_c) - 1$	$\ln(E/\epsilon_c) - 1/2$
Profondità media	$t_{max} + 1.4$	$t_{max} + 1.7$

Il numero di particelle in funzione della profondità è dato dalla formula empirica [24]:

$$N = N_0 t^a e^{-bt} \quad (2.3)$$

ove $N_0 = 5.51 \cdot E_0 (GeV) Z^{1/2} b^{(a+1)} / \Gamma(a+1)$ ed a e b sono funzioni di E_0 e Z.

Quanto alla larghezza dello sciame, questa non può essere calcolata nell'ambito dell'approssimazione B. Questo parametro, in ogni caso varia poco con l'energia delle particelle incidenti.

Nella parte più energetica dello sciame la diffusione laterale è dominata dal tipico angolo di emissione per bremsstrahlung $\theta \approx m/e$. Successivamente è la diffusione coulumbiana multipla a causare l'allargamento dello sciame. Un parametro che descrive la larghezza dello sciame è il *raggio di Moliere*:

$$R_M \simeq 21(MeV) \frac{X_0}{\epsilon} \quad (2.4)$$

che è la deflessione laterale media di elettroni di energia ϵ nell'attraversare una lunghezza di radiazione nell'approssimazione gaussiana. Si calcola che il 98% dell'energia di uno sciame è contenuta in un cilindro di raggio $3 \cdot R_M$.

2.2.1.2 Sciame adronici

La grandezza caratteristica di uno sciame adronico è la lunghezza di interazione λ_{int} , che può essere calcolata secondo la formula approssimata:

$$\lambda_{int} = 35 A^{1/3} \left(\frac{g}{cm^2} \right) \quad (2.5)$$

Si può stimare che il 95% dell'energia di uno sciame adronico sia contenuta in un cilindro di raggio λ_{int} e altezza $2.5 [0.54 \ln E(GeV) + 0.4] \lambda_{int}$.

In generale, i calorimetri producono segnali diversi per sciame elettromagnetici o adronici della stessa energia, a causa del fatto che una notevole parte dell'energia non elettromagnetica viene utilizzata per rompere i nuclei atomici, non contribuendo al segnale misurato (energia invisibile). A causa della presenza di π^0 ed η^0 , che decadono in fotoni con tempi dell'ordine di 10^{-17} s, e che, in pratica, interagiscono elettromagneticamente, in uno sciame adronico sarà sempre presente una componente elettromagnetica.

Il rapporto fra le risposte alle componenti elettromagnetica e adronica di uno sciame adronico e/h è una caratteristica intrinseca della particolare combinazione di materiali utilizzati nel calorimetro. Esso non può essere misurato direttamente ma dedotto dal rapporto e/π tra i segnali prodotti da elettroni e quelli prodotti da pioni, che è dipendente dall'energia. La relazione tra e/h e e/π è:

$$\frac{e}{\pi} = \frac{e/h}{[1 - f(E)(1 - h)]} \quad (2.6)$$

dove $f(E) \simeq 0.11 \ln E(GeV)$ è la frazione dell'energia dei pioni incidenti spesa nella produzione di π_0 e η_0 che interagiscono elettromagneticamente.

A causa dell'energia invisibile in genere si ha $e/h > 1$ (sottocompensazione) sebbene si possano talvolta produrre risposte sovracompensanti ($e/h < 1$). In entrambi i casi la dipendenza dall'energia di $f(E)$ e le sue fluttuazioni non gaussiane producono effetti non desiderati, quali una risposta adronica non lineare ed una risoluzione energetica che non scala con $1/\sqrt{E}$.

È chiaro, dunque, come sia desiderabile avere calorimetri compensanti, in cui cioè $e/h = 1$. Nel caso di calorimetri a campionamento, la compensazione è un parametro aggiustabile. Wigmans [7] ha mostrato che la possibilità

quantitativamente più rilevante per influenzare il rapporto e/h è fornita dalla risposta a neutroni di bassa energia, in particolare in calorimetri con materiali attivi di basso numero atomico. Infatti, in questo caso, i neutroni perdono energia per collisioni elastiche su protoni e quindi vengono campionati molto più efficacemente che le altre particelle dello sciame. Nel caso di assorbitori con alto Z la produzione di neutroni è molto elevata, quindi si può giocare con le quantità relative di materiale attivo e passivo allo scopo di ottenere la compensazione. Il rapporto in volume fra materiale passivo ed attivo prende il nome di fattore di riempimento. Si è provato sperimentalmente che, nel caso di piombo e scintillatore plastico, un fattore di riempimento di 4:1 realizza la condizione di compensazione.

2.2.2 Fluttuazioni sulla misura dell'energia

La calorimetria si basa su processi statistici e abbiamo visto che la risoluzione in energia in genere scala come $1/\sqrt{E}$. Il limite intrinseco per la risoluzione raggiungibile da un calorimetro è dato dal numero di processi primari scorrelati. Altri processi che contribuiscono a questo termine cosiddetto “statistico” della risoluzione in energia sono le fluttuazioni di campionamento e le fluttuazioni intrinseche dello sciame.

Le fluttuazioni di campionamento sono dovute all'indeterminazione sul numero di particelle che attraversano il materiale attivo e sull'energia che vi rilasciano. La frazione di energia rilasciata dalle particelle nel materiale attivo prende il nome di frazione di campionamento f_{sampl} . Poichè il numero di particelle rivelate è proporzionale a f_{sampl} , la risoluzione energetica sarà proporzionale a $1/\sqrt{f_{sampl}}$.

Fissata la frazione di campionamento, un'ulteriore fluttuazione viene dalla frequenza con cui il segnale viene campionato. Questa può essere espressa in funzione della superficie totale di confine tra materiale attivo e passivo, la cosiddetta frequenza di campionamento. La dipendenza della risoluzione energetica dalla frequenza di campionamento è data da:

$$\sigma(E)/E = c_i \sqrt{d} \tag{2.7}$$

ove d è il diametro di una fibra ($i = 1$) o lo spessore di una lastra di scintillatore ($i = 2$). La 2.7 mostra che strutture a fibre conducono a risoluzioni

migliori che non strutture a lastre poichè, a parità di volume attivo, le lastre offrono una minore superficie di contatto. In particolare $c_2 = c_1 \sqrt{2}$. La stessa relazione ci suggerisce che quanto minore è lo spessore dello strato attivo, tanto migliore è la risoluzione e questo rende la soluzione a fibre molto più attraente. Ignorando i fattori strumentali possiamo scrivere:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{c_{int}^2 + c_{sampl}^2}{E}} + a \quad (2.8)$$

ove nel termine costante a sono compresi gli effetti delle fluttuazioni non gaussiane di f_{sampl} .

Anche nel caso di calorimetri elettromagnetici la risoluzione in energia è esprimibile come la somma di un termine in $1/\sqrt{E(GeV)}$ ed uno costante. Nel termine costante sono compresi gli effetti strumentali e, nel caso di calorimetri a campionamento, gli effetti dovuti a disuniformità della raccolta del segnale.

2.2.3 Calorimetri a fibre

Le considerazioni esposte sopra, hanno portato a sviluppare calorimetri che utilizzano come mezzo attivo fibre, immerse in una matrice di piombo. La prima proposta di un calorimetro adronico utilizzando fibre scintillanti è dovuta Wigmans [7]. Successivamente diversi altri autori hanno sviluppato calorimetri adronici ed elettromagnetici a piombo/fibre scintillanti, utilizzando diverse soluzioni costruttive. Di particolare interesse sono stati gli sviluppi nell'ambito degli esperimenti SPACAL [25] e CHORUS [18].

Una prima serie di vantaggi della calorimetria a piombo/fibre scintillanti è legata alle proprietà caratteristiche del piombo: facile da lavorare, molto compatto, poco costoso e non radioattivo. Altri vantaggi sono relativi all'utilizzo in acceleratori di elevate luminosità. Il primo di questi riguarda la struttura temporale del segnale calorimetrico. Nei calorimetri compensanti, una buona parte del segnale deriva da interazioni producenti neutroni, prevalentemente ad energie dell'ordine di 1 MeV. Tale segnale consiste di due parti: la prima è dovuta alla perdita di energia cinetica per diffusioni elastiche su nuclei di idrogeno, la seconda deriva dalla cattura neutronica da parte dei nuclei, con la successiva produzione di fotoni di alcuni MeV. Il primo processo avviene su scale di tempo di 10 ns, mentre il secondo avviene in tempi dell'ordine

di $1 \mu s$. Nei calorimetri a piombo, quest'ultimo contributo è praticamente nullo, in quanto la sezione d'urto di questo processo nel piombo è $0.1 b$, relativamente bassa e tale da non produrre un segnale rivelabile. Quindi, la risposta in tali calorimetri notevolmente rapida.

Il secondo vantaggio derivante dall'utilizzo del piombo riguarda i danni da radiazioni. I maggiori problemi all'elettronica derivano, infatti, dall'irraggiamento dei neutroni, i quali sono prodotti negli sciami adronici all'interno del calorimetro. A causa dell'assenza di fissione nucleare, nel piombo la quantità di neutroni è ~ 3 volte inferiore all'uranio, materiale talvolta utilizzato in applicazioni calorimetriche per ottenere la compensazione utilizzando gli stessi neutroni prodotti nella fissione spontanea.

Un vantaggio non trascurabile derivante dall'utilizzo di fibre scintillanti è l'estrema rapidità del segnale: possono essere raggiunti segnali di uscita con tempi di salita dell'ordine di 1 ns e con durata totale di $\sim 20 \text{ ns}$. Inoltre l'efficiente trasmissione della luce di scintillazione attraverso le fibre, permette di contenere le fluttuazioni nella misura dell'energia dovute alle fluttuazioni nella lunghezza degli sciami.

Un calorimetro adronico compensante a fibre, quale, per esempio, quello dell'esperimento CHORUS al CERN [18], ha una risoluzione in energia elettromagnetica di $13.8\%/\sqrt{E(\text{GeV})} - 0.2\%$ ed adronica di $32.3\%/\sqrt{E(\text{GeV})} + 1.4\%$ [19]

Quale esempio delle applicazioni del liquido scintillante in calorimetria, nel seguito descriveremo un calorimetro, oggetto di questo lavoro, in cui si uniscono i vantaggi della calorimetria a fibre e la resistenza alle radiazioni dello scintillatore liquido per un'applicazione in un ambiente estremo quale la zona ad elevata *rapidità* di un esperimento a LHC.

2.3 L'esperimento ATLAS a LHC

2.3.1 Considerazioni generali

L'esperimento ATLAS ha come scopo principale la ricerca del bosone di Higgs. Sono previsti, inoltre studi dettagliati sul decadimento del quark t

e la ricerca di eventuali particelle supersimmetriche. L'ottimizzazione dei rivelatori che costituiscono l'apparato sperimentale è dettata dall'intervallo di masse e dai processi che si intende studiare, oltre che, naturalmente, da fattori tecnici ed economici.

Allo scopo di esplorare l'intervallo di masse al di sopra del limite imposto dagli esperimenti al LEP ($m_H > 80$ GeV), è necessario essere sensibili ai seguenti processi:

- $H \rightarrow \gamma\gamma$ proveniente da WH , ZH , $t\bar{t}H$ nell'intervallo di masse $80 < m_H < 130$ GeV;
- $H \rightarrow \gamma\gamma$ per produzione diretta nell'intervallo di masse $90 < m_H < 150$ GeV;
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell^\pm$, intervallo di massa $130 \text{ GeV} < m_H < 2m_Z$;
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell^\pm$, intervallo di massa $130 \text{ GeV} < m_H < 2m_Z$;
- $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell^\pm, 2\ell^\pm 2\nu$, intervallo di massa $2m_Z < m_H < 800$ GeV;
- $H \rightarrow WW, ZZ \rightarrow \ell^\pm \nu$ *2jets*, $2\ell^\pm 2\nu$, $4\ell^\pm$, provenienti dalla fusione di WW o ZZ usando come segnatura i *jets* emessi in avanti, per m_H fino ad 1 TeV.

Le sezioni d'urto previste sono basse, sia per valori molto piccoli ($m_H < 2m_Z$, $m_Z \simeq 91$ GeV) che molto alti di m_H , per cui occorre un'alta luminosità. Inoltre, per valori bassi di massa, $m_H < 2m_Z$, occorre una buona risoluzione in massa.

Un'altra serie di richieste riguarda la possibilità di rivelare particelle previste dalla estensione minimale del Modello Standard e dagli studi sul decadimento del quark t . A tale fine si richiede sensibilità ai processi:

- $A \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow e, \mu + \text{neutrini}$;
- $A \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \ell^\pm + \text{adroni} + \text{neutrini}$;
- $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu$;
- $H^\pm \rightarrow 2\text{jets}$;

- $t\bar{t} \rightarrow e\nu + jets$;
- $t\bar{t} \rightarrow H^\pm bW^\mp b$;

In quest'ultima reazione, la ricerca dei bosoni di Higgs carichi è fortemente avvantaggiata dalla tracciatura tramite il quark b , come in generale per gli studi relativi al quark t .

Dall'analisi delle reazioni precedentemente elencate risulta chiaro che è necessario un esperimento caratterizzato da:

- Ottimo calorimetro elettromagnetico per identificazione di elettroni e fotoni, insieme ad un calorimetro adronico per la determinazione di energia trasversa (E_T) mancante, attraverso la misura dell'energia di *jet*;
- efficiente tracciamento ad alta luminosità per misure di quantità di moto di leptoni e capacità di riconoscere τ e quark pesanti;
- misure di precisione ad alta luminosità di quantità di moto dei muoni;
- grande accettazione in termini di pseudorapidità (η);
- triggering² e misura di particelle a bassa quantità di moto trasversa.

Nella figura 2.1 è mostrato un quadro riassuntivo del contributo, in termini di pseudorapidità η , apportato dalle varie parti del calorimetro. In essa si evidenziano le reazioni che interessano il calorimetro “in avanti” [26].

2.3.2 Struttura del rivelatore

Si descriverà ora la struttura generale del rivelatore come appare nella versione finale. Uno schema dell'apparato sperimentale è riportato in figura 2.2.

Il maggior impatto sulla configurazione del sistema è dato dai magneti necessari alla curvatura delle tracce delle particelle cariche, al fine della

²Abilitazione dell'acquisizione dell'evento in seguito ad una opportuna risposta di alcuni rivelatori chiave.

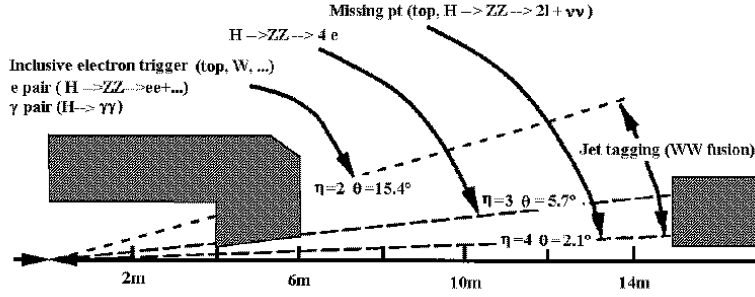


Figura 2.1: Richieste di accettazione per i vari processi fisici.

determinazione del loro impulso. Studi effettuati in fase di progetto hanno permesso di concludere che un magnete toroidale rappresenta la soluzione migliore per i muoni. Sono state studiate due opzioni: l'una prevede un magnete superconduttore a nucleo in aria, l'altra un magnete a nucleo in ferro. Infine è stata adottata la prima opzione, che non influenza sostanzialmente la scelta del calorimetro e del rivelatore interno. I rivelatori interni sono delimitati da un cilindro di 6.80 m di lunghezza e 1.10 m di raggio, in un campo magnetico di 2 T prodotto da un solenoide superconduttore. La bobina del solenoide è integrata nella parete interna di un rivelatore *pre-sciamatore* e di un calorimetro elettromagnetico a campionamento ad argon liquido. All'esterno di questo, il calorimetro adronico per i *jets* e per le misure di $E_T^{mancante}$ si estende sulle regioni centrali, $\eta = \pm 3$, mentre per le regioni avanzate, $3 < |\eta| < 5$, è previsto un rivelatore separato.

Il calorimetro elettromagnetico è costruito utilizzando argon liquido come mezzo attivo e piombo come assorbitore. È incluso in esso un *pre-sciamatore* che permette il riconoscimento dei γ e dei π^0 . Per il calorimetro adronico è invece utilizzato ferro (come assorbitore) e lastre di scintillatori nella parte cilindrica attorno al punto di interazione, mentre le basi del cilindro (i cosiddetti "end caps"), che soffrono i problemi legati all'irraggiamento, dovrebbero essere a piombo-argon liquido.

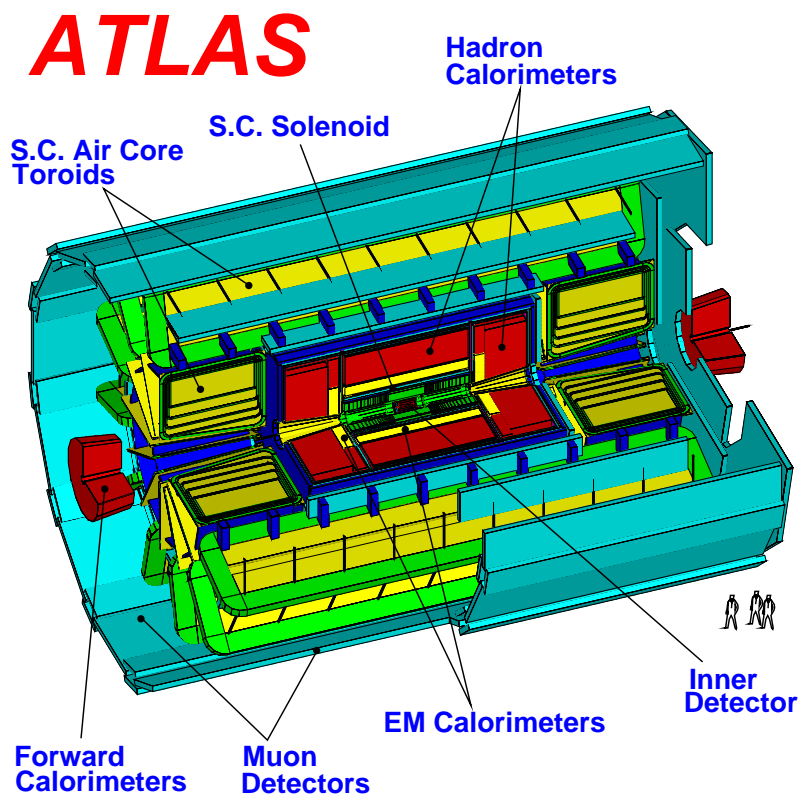


Figura 2.2: *Schema dell'esperimento ATLAS a LHC*

2.3.3 Il calorimetro in avanti

Il calorimetro in avanti nell'esperimento ATLAS (Fig. 2.2) dovrebbe avere una struttura modulare ed essere composto da due unità identiche retrattili approssimativamente tronco-coniche profonde 2 m e di raggio massimo 1.9 m , poste a 15 m dal punto di interazione.

Il principale problema che deve affrontare un calorimetro nella zona ad elevata rapidità di un esperimento a LHC è l'elevata dose di radiazioni che assorbe. Questa, alla prevista luminosità integrata di 10^5 pb^{-1} , nella zona più esposta, arriva a 1 MGy/anno . Ciò implica l'uso di materiali resistenti alle radiazioni, una efficiente protezione dell'elettronica e una adeguata protezio-

ne o rimpiazzabilità delle parti del calorimetro che non possono essere rese resistenti alle radiazioni. Inoltre, data l'elevata frequenza delle interazioni e la densità di particelle nella zona considerata, per minimizzare la sovrapposizione di segnali (pile-up), è necessario suddividere il calorimetro in celle la cui granularità sia $\Delta\eta \times \Delta\phi \leq 0.15 \times 0.15$ e che i segnali di ciascuna cella siano estremamente veloci.

I compiti principali di un calorimetro nella zona in avanti di alta rapidità sono la misurazione dell'energia trasversa mancante E_t^{miss} e l'identificazione del segnale di un bosone di Higgs in processi di fusione ZZ o WW in cui gli stati finali sono jets di quarks con energia di qualche TeV, prodotti in avanti. Simulazioni Monte Carlo hanno mostrato che a tale scopo è sufficiente una risoluzione energetica adronica dell'ordine di $\sigma/E = 100\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 10\%$.

I vincoli che abbiamo citato, restringono la scelta delle tecniche calorimetriche. Sono state studiate le seguenti opzioni:

1. tubi con argon liquido;
2. tubi con scintillatore liquido;
3. gas ad alta pressione con lastre parallele;
4. tubi con gas ad alta pressione;
5. una sezione EM a lastre parallele ed una adronica a tubi, entrambe con gas ad alta pressione;
6. una soluzione "integrata" che usa argon liquido, nello stesso criostato degli end-cap.

L'opzione studiata in questo lavoro è un calorimetro la cui componente attiva sia scintillatore liquido circolante in tubi di cristallo posti in una matrice di piombo, che agisce come materiale passivo [27]. In questo modo è possibile rimpiazzare il mezzo attivo con continuità. Il progetto e la realizzazione e le misure di un prototipo di questo calorimetro sono state oggetto di un programma di ricerca e sviluppo (progetto FORWARD) a cui hanno collaborato un gruppo di fisici dell'ITEP (Institute for Theoretical and Experimental Physics, Mosca) e uno della Sezione di Napoli dell'INFN e dell'Università "Federico II" [27–29].

2.4 Progetto e costruzione del prototipo

Il rivelatore proposto è un calorimetro a campionamento il cui materiale attivo è costituito da scintillatore liquido contenuto in tubi di quarzo. Esso ha una struttura modulare con i tubi disposti all'incirca nella direzione dei fasci. Ciascun modulo ha dimensioni tali che alla distanza di 15 m dal punto di interazione corrispondano ad una cella di $\Delta\eta \times \Delta\phi \leq 0.15 \times 0.15$. I moduli (vedi Fig.2.3) hanno la forma di un parallelepipedo di base $66 \times 66 \text{ mm}^2$ e altezza 2380 mm tenendo conto anche della lunghezza dell'alloggiamento per il fotoricettore. Esso consiste di una matrice di piombo contenente 81 tubi di quarzo paralleli fra loro e alla direzione del fascio. I tubi, di diametro

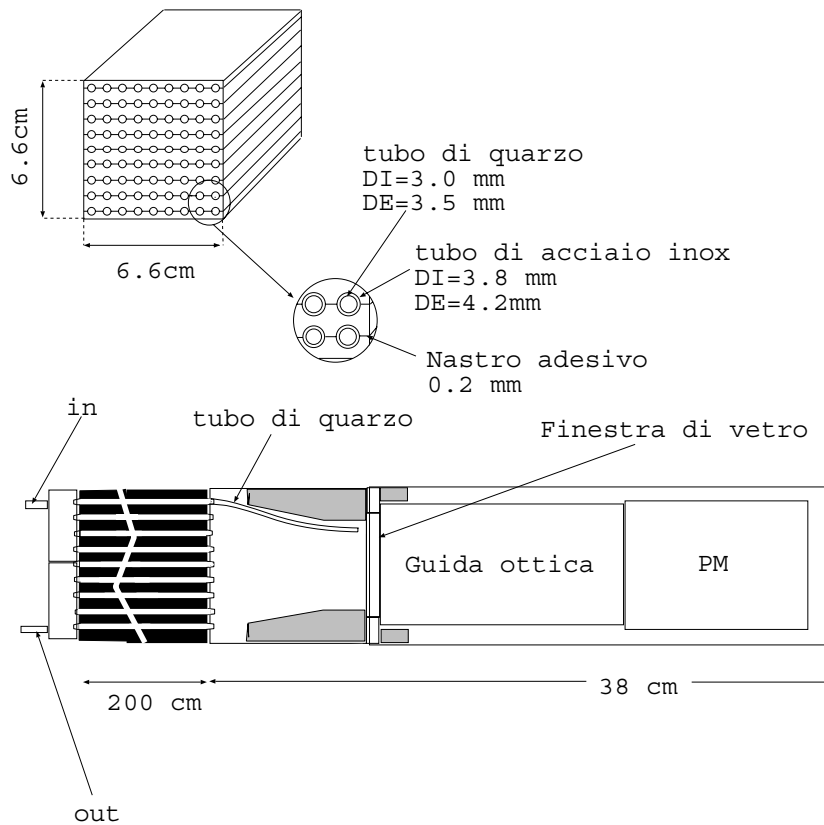


Figura 2.3: *Schema dei moduli calorimetrici*

interno 3 mm e spessore $250 \mu\text{m}$, sono disposti in una struttura quadrata in

cui i centri sono distanziati fra loro di 7.3 mm. In questo modo si ottiene un rapporto in volume fra piombo e scintillatore di 6/1 che garantisce la quasi-compensazione del calorimetro.

L'alloggiamento per il fotoricettore è a prova di luce e contiene un fotomoltiplicatore (PM) ed una guida di luce lunga 150 mm che ha lo scopo di trasferire la luce di scintillazione dalla schiera a sezione quadrata dei tubi al fotocatodo circolare del PM di 2 pollici di diametro e di rendere uniforme l'illuminazione di quest'ultimo.

La costruzione del modulo parte da fogli di piombo scanalati prodotti per fusione. Nei solchi si pongono tubi di acciaio lunghi 2010 mm, di diametro interno 3.8 mm e spessore 200 μm . Successivamente gli strati di piombo vengono incollati fra loro tramite un nastro adesivo di 100 μm di spessore, posto al di sopra e al di sotto dei tubi, e sottoposti a compressione ad alta temperatura fino all'indurimento della colla. Le estremità dei tubi sono inserite nei buchi di due collettori di acciaio inossidabile e saldate; il collettore anteriore ha dei tubi di ingresso ed uscita separati da una membrana mentre quello posteriore è munito di una finestra di vetro per permettere la trasmissione della luce al fotoricettore.

Dopo aver pulito i moduli così ottenuti con alcool purificato, facendolo circolare con una pompa, ed averli asciugati, si sono inseriti nei tubi di quarzo lunghi 2100 mm nei tubi di acciaio; gli ultimi 10 cm sono stati successivamente piegati per formare un fascio a sezione quadrata di 42 mm di lato.

Prima di cominciare il carico dello scintillatore liquido, si sostituisce l'aria presente nei tubi con un gas inerte. Dopo aver riempito i moduli con lo scintillatore, questo si fa circolare nei tubi, tramite una pompa per alcune ore, in modo da eliminare le eventuali bolle. In seguito, il tubo di uscita si collega a un volume tampone riempito per 1/3 di scintillatore e con il gas per i rimanenti 2/3.

2.5 Lo scintillatore liquido

Allo scopo di studiare i problemi connessi con il riempimento del modulo e la circolazione del liquido nei tubi, è stato costruito un modello del modulo

lungo 150 cm e composto solo dei tubi di quarzo e dei collettori. Lo studio della circolazione del fluido all'interno dei tubi è stato eseguito pompando nel sistema un liquido colorato. Questo studio ha mostrato che si può ottenere un flusso laminare se si aggiunge una membrana nel mezzo del collettore frontale, in modo che il modulo venga diviso in due metà in cui il liquido scorra in direzioni opposte. La velocità prevista per il flusso dello scintillatore nei tubi è di 20 cm/h; in tal modo, nei moduli più colpiti, per i quali la dose annua di radiazioni assorbite dovrebbe raggiungere i 100 Mrad nell'apparato a LHC, lo scintillatore sarebbe esposto a 0.1 Mrad prima di essere completamente sostituito.

La scelta di tubi di quarzo, dettata da considerazioni di resistenza alle radiazioni, impone delle restrizioni sulla scelta degli scintillatori. Infatti, l'alto indice di rifrazione del quarzo ($n_r = 1.46$) implica la scelta di scintillatori con un indice di rifrazione elevato, se si vuole che la luce all'interno dei tubi sia efficientemente trasmessa. Tali liquidi (come il metilnaftalene, $n_r = 1.58$) sono notoriamente meno trasparenti degli ordinari scintillatori liquidi; d'altra parte gli scintillatori a base di metilnaftalene sono molto resistenti alle radiazioni. Inoltre la loro natura organica li rende particolarmente adatti all'uso in calorimetria adronica.

La lunghezza di attenuazione della luce nei tubi è un parametro critico di questa tecnica calorimetrica. A causa delle grandi fluttuazioni nello sviluppo longitudinale dello sciame adronico infatti, essa contribuisce al termine costante della risoluzione in energia adronica. La lunghezza di attenuazione tipica di questi scintillatori, 200÷240 cm, è troppo bassa affinché si ottenga un termine inferiore al 10% nella risoluzione adronica come richiesto. Tuttavia essa può essere aumentata, a scapito della quantità di luce rivelata, usando dei filtri che taglino le lunghezze d'onda più elevate della luce emessa, che sono quelle più assorbite nella trasmissione.

Abbiamo studiato le proprietà di emissione e trasmissione della luce per due scintillatori organici ad alto indice di rifrazione con emissione nel verde: MN+R45 [30] (a base di metilnaftalene) e BC599-13G (BICRON) [31].

Sono stati adottati due metodi di misura: nel primo, gli elettroni emessi da una sorgente di ^{106}Ru di moderata intensità sono collimati su un tubo e assorbiti da uno scintillatore spesso. Quest'ultimo, letto da un fotomoltiplicatore, fornisce il segnale di trigger. La luce proveniente dal tubo, eventual-

mente filtrata, è letta da un PM il cui segnale, amplificato, è inviato ad un ADC. Dalle distribuzioni di carica ottenute si ricava il corrispondente numero di fotoelettroni per diverse distanze della sorgente dal PM.

Nel secondo metodo, il tubo è irradiato da una sorgente di ^{90}Sr di elevata intensità (5 mCi) e la corrente anodica media viene letta per diverse posizioni della sorgente lungo il tubo.

Il secondo metodo è più efficace nel caso di pochi fotoelettroni rivelati, come succede quando si usano filtri che taglino gran parte dello spettro della luce di scintillazione, lasciando passare solo le componenti a con grande lunghezza di attenuazione. In Fig.2.4 sono riportati i risultati di alcune misure che mostrano lunghezze di attenuazione di $150 \div 200$ cm per le misure senza filtro. Le misure con filtro hanno mostrato lunghezze di attenuazione fino a oltre 400 cm con una riduzione della quantità di luce raccolta di un fattore circa 4.

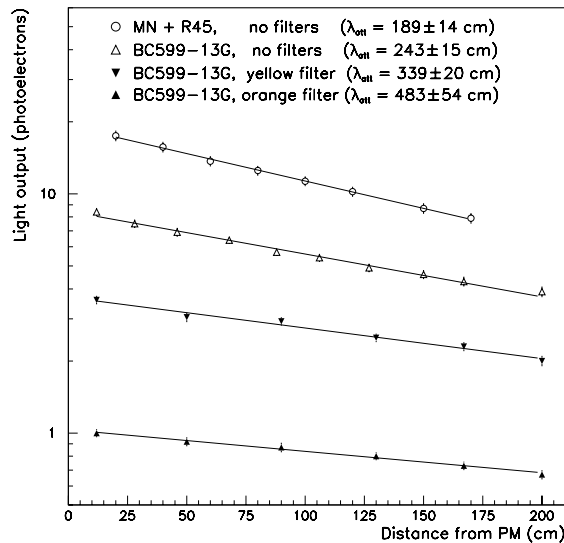


Figura 2.4: Ampiezza del segnale (in fotoelettroni) in funzione della distanza della sorgente dal PM per diversi scintillatori e diversi filtri

2.6 Misure sui moduli

I risultati descritti nei paragrafi che seguono vengono da due campagne di misure eseguite nel 1993 e nel 1994.

Nel 1993, le misure sono state effettuate su due moduli riempiti con MN+R45, dapprima con raggi cosmici, e poi sulla linea del fascio H2 del SPS del CERN. Nel seguito ci riferiremo a questo prototipo come al prototipo "1+1".

Nel 1994, invece, le misure sono state eseguite su quattro moduli: tre di nuova costruzione, riempiti con BC599-13G ed uno di quelli usati per le misure del 1993. Anche in questo caso i moduli sono stati dapprima provati con i raggi cosmici e poi sul fascio H6 dell'SPS al CERN. Il prototipo delle misure del 1994 sarà in seguito indicato come il prototipo "2×2"

Nel corso del 1994, a Napoli, si è eseguito uno studio sistematico volto ad ottimizzare la scelta del filtro per un determinato tipo di scintillatore (MN+R45, nel nostro caso).

2.6.1 Misure con raggi cosmici

Abbiamo misurato la quantità di luce prodotta da particelle al minimo di ionizzazione (MIP) e la lunghezza di attenuazione nei moduli utilizzando raggi cosmici che attraversano i moduli perpendicolarmente alla direzione dei tubi. I risultati delle misure relative ai moduli del prototipo "1+1" sono mostrati nelle Fig.2.5 a) e b). In questo caso, i moduli non erano dotati di filtri. Le lunghezze di attenuazione della luce misurate sono dell'ordine di 200 cm, in accordo con quanto misurato in singoli tubi. La quantità di luce che giunge al PM da una distanza di 100 cm corrisponde a circa 20 fotoelettroni.

Le lunghezze di attenuazione della luce nei moduli del prototipo "2×2", tutti dotati di filtri variano da modulo a modulo e vanno da 320 a 440 cm. L'incertezza sulla misura è dominata dal basso numero di fotoelettroni prodotti ed è dell'ordine di ± 50 cm. A causa dei filtri, la quantità di luce a 100 cm dal PM si riduce di un fattore circa 4. Per il BC599-13G essa è dell'ordine di 2.5 fotoelettroni per MIP corrispondenti a circa 25 fotoelettroni

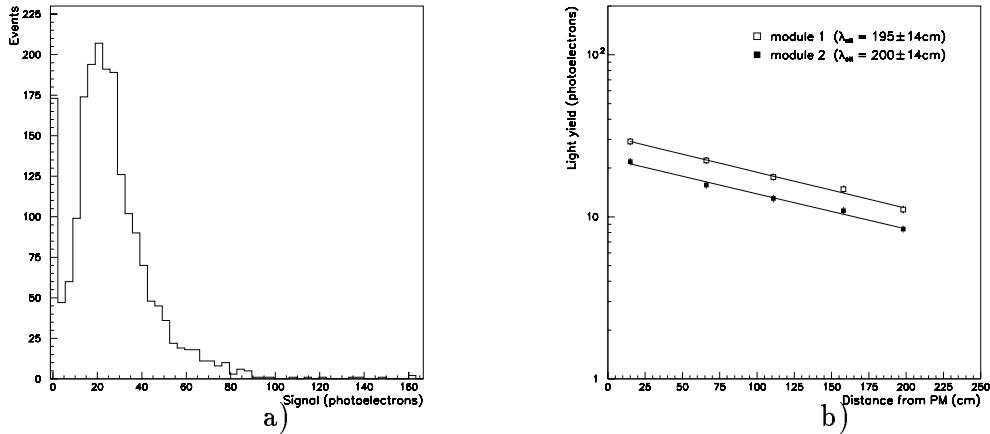


Figura 2.5: Risultato delle misure con raggi cosmici per il prototipo “1+1”: a) distribuzione dei segnali per una distanza di 15 cm dal PM; b) ampiezza dei segnali in funzione della distanza dal PM

per GeV di energia depositata. Questo è largamente sufficiente ad ottenere un termine statistico della risoluzione in energia minore del $100\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$.

Oltre a eseguire le misure con i raggi cosmici sui moduli poi installati su fascio, si è eseguito uno studio sistematico della variazione della lunghezza di attenuazione e della quantità di luce rivelata, in funzione dei filtri usati. A tale scopo, un modulo dello stesso tipo di quelli utilizzati nel prototipo “1+1”, è stato provato con raggi cosmici utilizzando 4 filtri in gelatina KODAK Wratten che tagliano lunghezze d’onda da 440 a 560 nm, essendo il picco di emissione del MN+R45 intorno ai 500 nm.

Nella Fig.2.6 è mostrato lo schema della logica di trigger utilizzato per queste misure. Le coincidenze fra coppie di scintillatori posti al di sopra e al di sotto del modulo a diverse distanze dal PM sono inviate ad un OR logico che apre un gate di 200 ns per un ADC ad 11 bit LeCroy LRS2249A e contemporaneamente ad un pattern generator. Quest’ultimo traduce la configurazione dei segnali in ingresso in un numero binario assegnando un “1” alla posizione corrispondente ad un ingresso in cui entri un impulso NIM ed uno “0” ove il segnale sia nullo. Ciò permette di riconoscere quale delle coincidenze ha provocato l’apertura del gate.

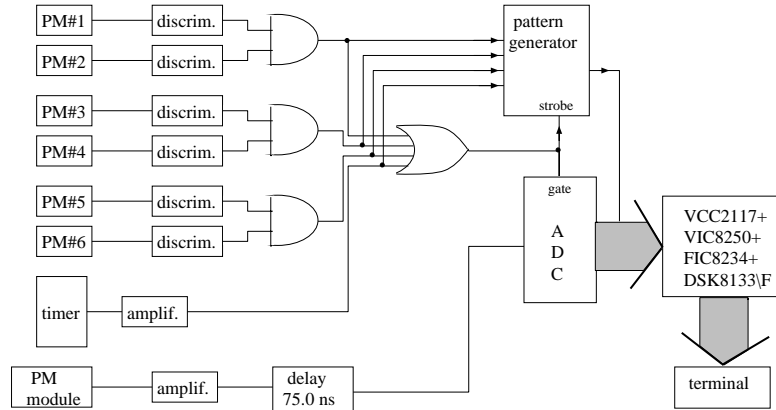


Figura 2.6: Schema della logica di trigger per l'acquisizione dei dati nella serie di misure su un modulo dotato di diversi filtri.

Sia l'ADC sia il pattern generator sono in un crate CAMAC e sono acquisiti da un microcomputer (Fast Intelligent Controller) FIC8234 [32], alloggiato in un crate VME. Le comunicazioni fra gli strumenti CAMAC e il FIC, sono gestite da un controller nel crate CAMAC e da una unità VIC8250 nel crate VME. Il primo trasferisce i segnali da e per il bus CAMAC su un bus esterno (il VICbus), attraverso il quale li trasmette alla VIC. La VIC trasferisce i dati sul bus VME, dove il FIC è in grado di leggere e scrivere.

Il valor medio delle distribuzioni di carica lette dall'ADC è assunto come stima della quantità di luce raccolta. Si assume come errore sul singolo punto la grandezza RMS/\sqrt{N} essendo N il numero di misure effettuate. Il segnale proveniente dal modulo è stato amplificato per un fattore dipendente dal filtro utilizzato, in modo tale che la distribuzione di carica fosse interamente compresa nell'intervallo di sensibilità dell'ADC al disopra del piedistallo. I risultati di queste misure sono mostrati nelle Figg.2.7 e 2.8. L'errore sulle lunghezze di attenuazione è determinato dagli errori sulle singole misure e dai fattori di amplificazione.

Da queste figure si ricava che si può ottenere una lunghezza di attenuazione di oltre 500 cm tagliando le lunghezze d'onda minori di 500 nm, al prezzo di una diminuzione accettabile della luce rivelata.

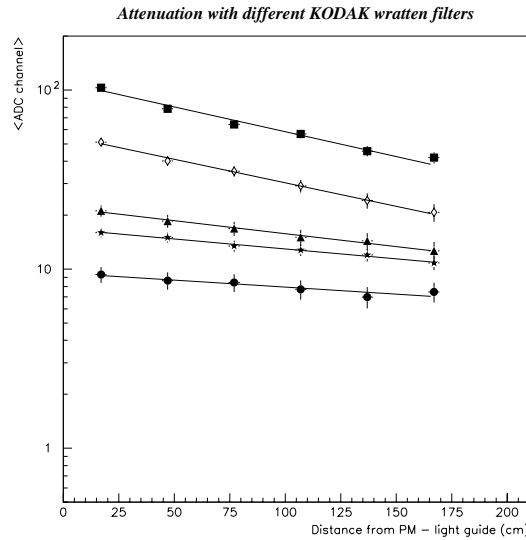


Figura 2.7: *Quantità di luce rivelata in funzione della distanza dal PM, per diversi filtri KODAK Wratten.*

2.6.2 Le misure sul fascio

2.6.2.1 Descrizione degli apparati sperimentali

Per le misure eseguite nel 1993 sul fascio H2 dell' SPS al CERN, i due moduli riempiti con metilnaftalene sono stati posti fianco a fianco con i tubi paralleli alla direzione del fascio, su una piattaforma capace di spostamenti orizzontali e verticali. Le particelle colpivano i moduli a diversi angoli nel piano orizzontale e verticale, θ_x e θ_y . A monte erano installati cinque contatori di trigger e due camere a fili DWC (Delay Wire Chambers). Il segnale di trigger era dato dalla coincidenza dei cinque contatori o solo di tre di essi. Corrispondentemente le sezioni trasversali della porzione di fascio selezionata fascio erano quadrata di lato 5 mm o tonda di 20 mm di diametro in relazione alla forma dei contatori. Le camere a fili fornivano una misura del punto di impatto delle particelle sui moduli, con una precisione di 0.5 mm.

Elettroni di 20, 40, 80 e 150 GeV sono stati inviati al centro di uno dei moduli a diversi angoli di incidenza e successivamente si è eseguita una

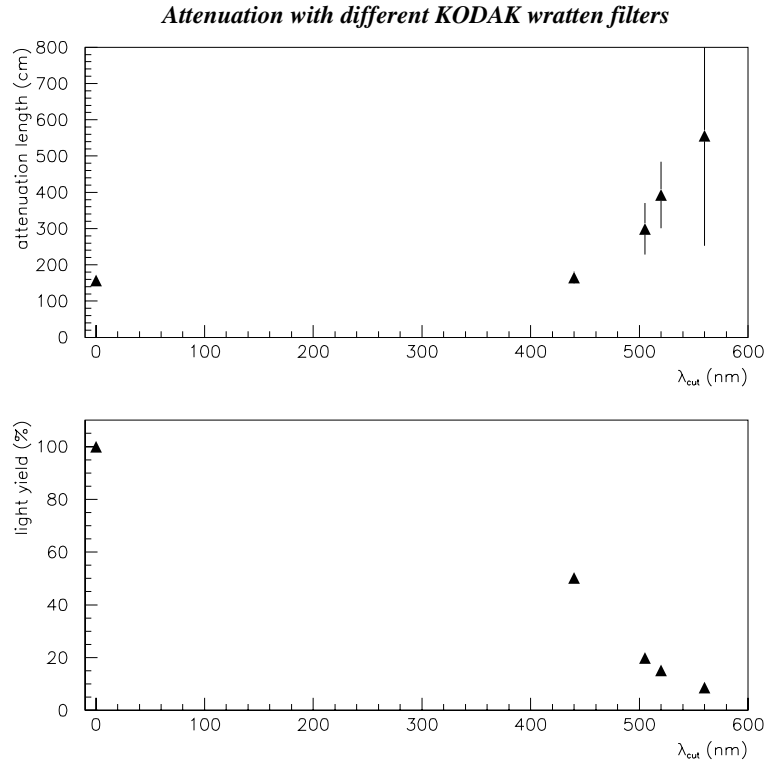


Figura 2.8: *Quantità di luce e lunghezza di attenuazione della luce nei moduli in funzione della lunghezza d'onda del taglio imposto dai filtri.*

scansione attraverso la separazione fra i due moduli per verificare l'uniformità di risposta in una zona critica del rivelatore.

Per le misure del 1994, sono stati utilizzati tre moduli di nuova costruzione, riempiti con BC599-13G, ed uno di quelli utilizzati nelle misure precedenti riempito con metilnaftalene. Per ottenere la risoluzione adronica prevista, tutti i moduli erano dotati di filtri scelti in modo che la lunghezza di attenuazione della luce fosse di ~ 4 m. I quattro moduli formavano un parallelepipedo a base quadrata di 132 mm di lato ed erano posti su una piattaforma capace di movimenti orizzontali e verticali nonché di rotazioni nel piano orizzontale, con i tubi paralleli alla direzione del fascio.

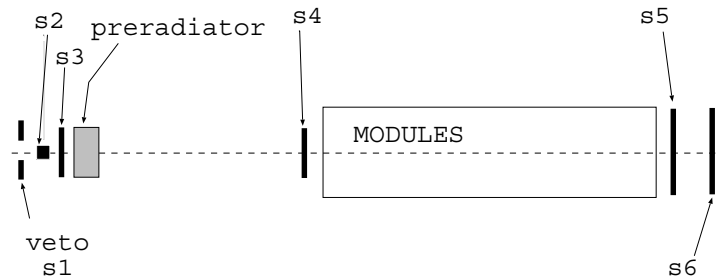


Figura 2.9: *Disposizione dei contatori lungo la linea del fascio H6 nelle misure del 1994*

In Fig.2.9 è mostrata la disposizione dei contatori lungo la linea del fascio. Tutti i segnali dei contatori sulla linea del fascio venivano inviati anche a degli ADC, in modo da poter essere utilizzati successivamente nell'analisi dei dati. Un contatore di veto e due scintillatori sottili incrociati (i "fingers") erano posti due metri a monte dell'apparato. La sovrapposizione dei due "fingers" S2 e S3 definiva la dimensione trasversale del fascio di $7 \times 7 \text{ mm}^2$ e il trigger era dato dalla loro coincidenza. Questi due contatori erano seguiti da un blocco di materiale di spessore variabile, il "preradiatore" usato per migliorare l'uniformità di risposta dell'apparato agli elettroni. A ridosso della faccia anteriore dell'apparato era poi montato un contatore di dimensioni $60 \times 50 \text{ mm}^2$, S4, i cui segnali, con il preradiatore in posizione, servivano a discriminare tra elettroni e pioni. La contaminazione di pioni nel fascio di elettroni è risultata dello 0.4%, mentre quella di elettroni nel fascio di pioni dello 0.8%. L'apparato era seguito da due contatori a scintillazione che servivano a rivelare i muoni che lo attraversavano.

La risposta dei moduli è stata equalizzata inviando elettroni e pioni da 120 GeV nel centro di ciascun modulo. In tal modo si sono ottenuti due insiemi di costanti di calibrazione: uno per ciascun tipo di particella. Poiché gli sciami elettromagnetici sono molto localizzati, le costanti di calibrazione ottenute con gli elettroni sono più sensibili al valore e alle differenze di lunghezza di attenuazione della luce nei moduli. I risultati dell'analisi non hanno mostrato significative differenze fra i due insiemi di costanti, indicando che le lunghezze di attenuazione sono sufficientemente grandi e abbastanza ben equalizzate.

Successivamente, i moduli sono stati esposti agli elettroni e pioni del fascio H6 dell'SPS con energia di 20, 40, 80, 120 GeV, incidenti a vari angoli e in varie posizioni.

2.6.2.2 Risposta agli elettroni

A causa dell'elevata energia delle particelle da rivelare, la risoluzione energetica di un calorimetro in avanti per l'LHC sarà dominata dal termine costante. Un termine costante del 10% per adroni singoli sembrerebbe adeguato agli scopi di un tale calorimetro. Per quel che riguarda la risoluzione elettromagnetica, poichè i pioni neutri trasportano circa un terzo dell'energia di un jet, un termine costante del 15% è sufficiente.

In Fig.2.10 sono mostrati esempi delle distribuzioni dei segnali prodotti da elettroni incidenti sul centro dei moduli a diversi angoli per il prototipo "1+1". La forma non gaussiana delle distribuzioni è dovuta all'incanalamento delle particelle dello sciame elettromagnetico nei tubi (il cosiddetto "channelling"). Infatti, utilizzando l'informazione sulla posizione di impatto fornita dalle camere a fili, si trova che il segnale di particelle con punto di impatto corrispondente alla posizione di un tubo è maggiore di quello relativo a particelle che arrivano sull'assorbitore. Quanto minore è l'angolo di incidenza e quanto più alta è l'energia, tanto meglio si distingue una struttura a due picchi nelle distribuzioni. I due picchi possono essere separati selezionando le particelle a seconda della distanza del punto di impatto dal centro dei tubi. Questo è evidente in Fig.2.11 per elettroni da 80 GeV incidenti su un modulo del "1+1" con un angolo $\theta_z = 1^\circ$ rispetto alla direzione dei tubi.

Per verificare ulteriormente l'origine della disuniformità di risposta agli elettroni, si è successivamente eseguita una scansione orizzontale a passi di 5 mm attraverso la separazione fra i due moduli, con elettroni da 80 GeV ad un angolo di incidenza di 2.9° nel piano verticale. Il risultato di tale misura è mostrato in Fig.2.12.

I massimi ed i minimi alternati, con un periodo di 7.3 mm, corrispondono rispettivamente alle posizioni dei tubi e dell'assorbitore. La diminuzione di circa il 10% del segnale in corrispondenza della separazione fra i moduli, si può attribuire ad uno spazio vuoto di circa 1 mm tra i due moduli dovuto ad una imperfezione nella forma di uno dei due.

Nel caso degli elettroni, la risoluzione in energia cui ci riferiremo è defi-

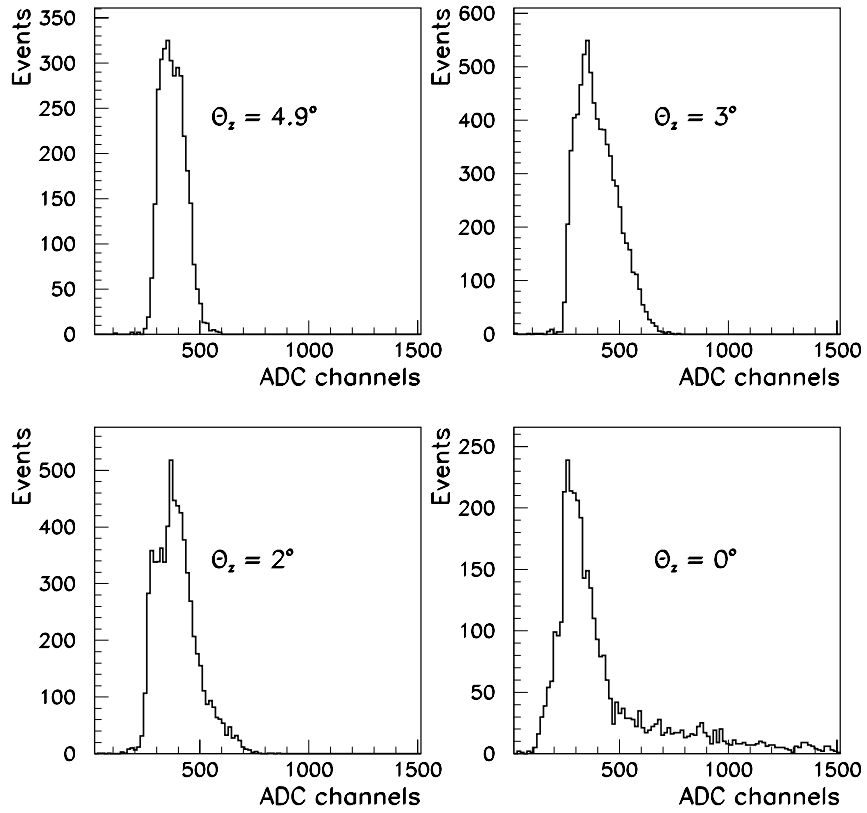


Figura 2.10: *Distribuzione del segnale di risposta ad elettroni da 80 GeV incidenti a diversi angoli sul centro di uno dei moduli del prototipo "1+1"*

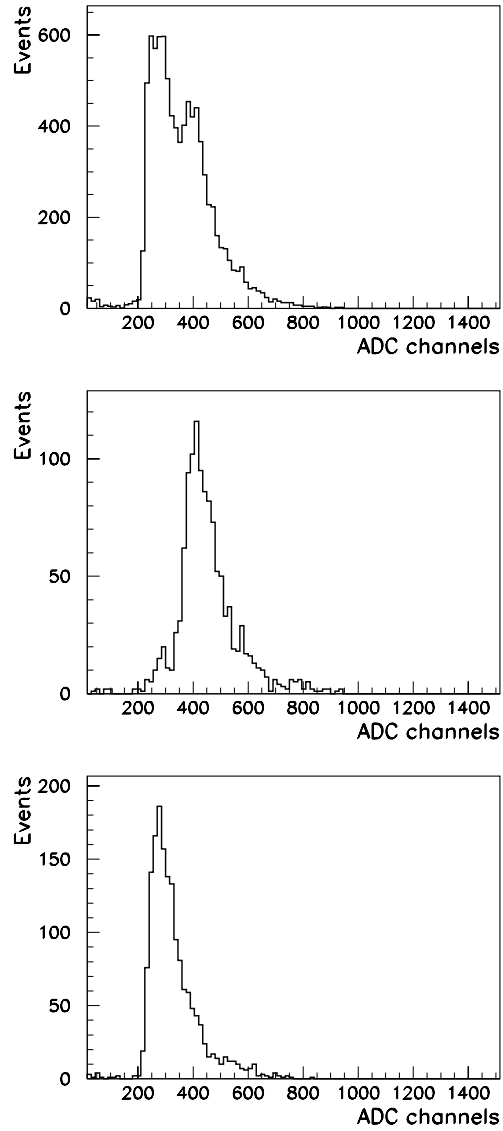


Figura 2.11: *Distribuzione del segnale di risposta ad elettroni da 80 GeV incidenti su un modulo a $\theta_z = 1^\circ$. In alto: tutti gli eventi; al centro: eventi con punto di impatto entro 2.4 mm dal centro di un tubo; in basso: eventi con punto di impatto tra 3.4 e 4.8 mm dal centro di un tubo.*

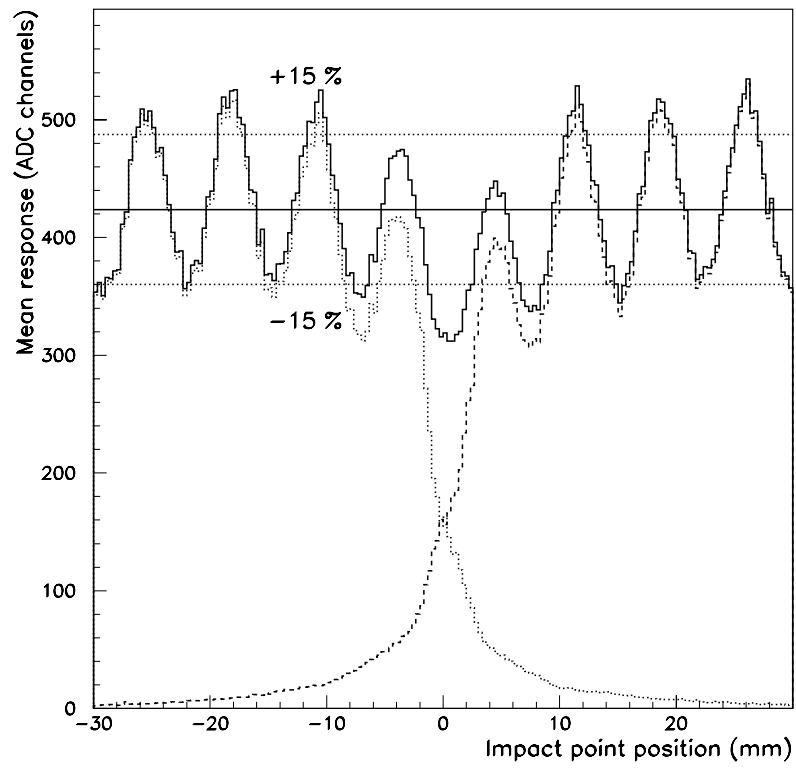


Figura 2.12: Risposta ad elettroni da 80 GeV in funzione della posizione del punto di impatto, X ; $\theta_z = \theta_y = 2.9^\circ$

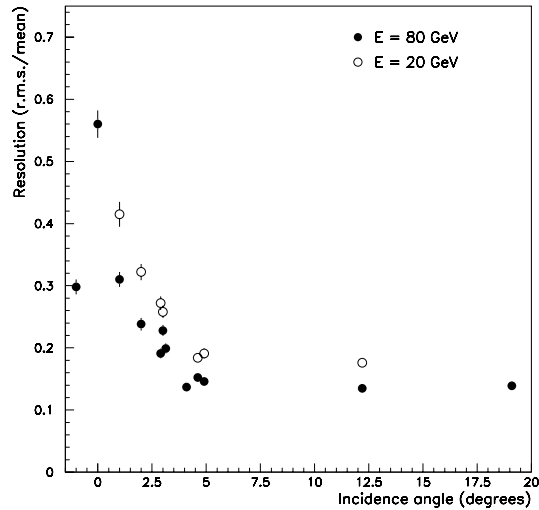


Figura 2.13: *Risoluzione in energia per elettroni in funzione dell'angolo di incidenza.*

nita come il rapporto fra la deviazione standard e il valore del picco delle distribuzioni corrispondenti. In Fig. 2.13 è mostrato l'andamento della risoluzione in energia in funzione dell'angolo di incidenza degli elettroni, per due valori dell'energia. Al disopra di 5° non sembra esserci dipendenza dall'angolo di incidenza, ma la risoluzione peggiora rapidamente quando l'angolo si avvicina a zero. Questo comportamento è dovuto alla variazione dell'effetto di channelling con l'angolo di incidenza.

In Fig. 2.14 è mostrata la risoluzione energetica e la risposta del prototipo "1+1" in funzione dell'energia degli elettroni incidenti, per due angoli di incidenza, 2° e 4.9° , rilevanti per un calorimetro in avanti a LHC. La risoluzione in energia è in accordo con una parametrizzazione del tipo $\sigma/E = a/\sqrt{E(\text{GeV})} + b$ (curva tratteggiata); migliore è naturalmente l'accordo con una parametrizzazione quadratica del tipo $(\sigma/E)^2 = (a/\sqrt{E(\text{GeV})})^2 + b^2$ (curva continua). La parametrizzazione lineare dà un termine costante dell'ordine del 10%.

I segnali sono lineari con l'energia nell'intero intervallo studiato e risulta

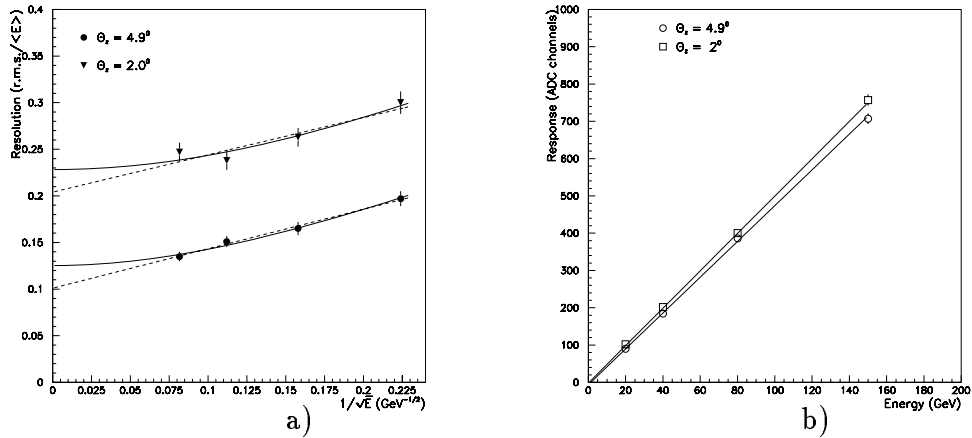


Figura 2.14: a) Risoluzione in energia degli elettroni in funzione dell'energia del fascio: curva continua fit quadratico; curva tratteggiata fit lineare; b) dipendenza del segnale dall'energia per elettroni a due diversi angoli di incidenza (prototipo “1 + 1”).

che la risposta per GeV di energia delle particelle incidenti a 2° è il 5% più alta che a 4.9° .

Con l'apparato del prototipo “ 2×2 ” la risposta agli elettroni è stata studiata a due angoli leggermente differenti: 1° e 3° . Il fascio era inviato al centro dell'apparato. In questo caso il segnale è definito come la somma pesata dei segnali dei quattro moduli assumendo come peso per ciascun modulo la sua costante di calibrazione.

L'effetto del pre-radiatore è visibile in Fig. 2.15 (a) che mostra la distribuzione dei segnali per elettroni da 120 GeV ad un angolo di incidenza di 1° con e senza il pre-radiatore. Le tre lunghezze di radiazione del pre-radiatore eliminano la “coda” ad alta energia e diminuiscono la larghezza della distribuzione di circa il 50%. In Fig. 2.15 (b) sono mostrate le distribuzioni ottenute con il pre-radiatore inserito, a due diversi angoli di incidenza. Benchè l'effetto sia molto meno evidente rispetto al caso precedentemente studiato, anche in questo caso all'aumentare dell'angolo la risoluzione migliora.

Per studiare l'effetto del preradiatore più in dettaglio si sono inseriti pre-

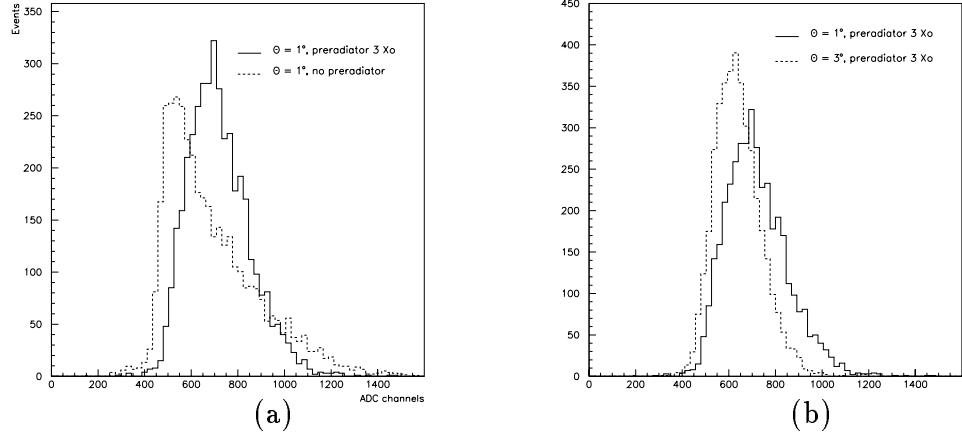


Figura 2.15: (a) distribuzione del segnale di risposta ad elettroni da 120 GeV con e senza preradiatore; (b) distribuzione col preradiatore a due diversi angoli

radiatori di diversi spessori e di due materiali differenti, ferro e piombo. A parità di lunghezze di radiazione interposte, la scelta del materiale utilizzato per il preradiatore non ha alcuna influenza sulla risposta del calorimetro. L'effetto dello spessore del preradiatore in piombo sulla risposta e sulla risoluzione in energia è mostrato in Fig.2.16. Mentre la risoluzione sembra migliorare con lo spessore, la risposta è quasi costante nell'intervallo studiato.

In Fig.2.17 è mostrata la risoluzione in energia in funzione dell'energia per due diversi angoli di incidenza. Ai punti sperimentali si adatta meglio una parametrizzazione lineare in $1/\sqrt{E}$; il risultato del fit da:

$$\sigma(E)/E = (74 \pm 4)\%/\sqrt{E(GeV)} + (12 \pm 0.4)\% \quad \theta_z = 1^\circ$$

e

$$\sigma(E)/E = (50 \pm 2)\%/\sqrt{E(GeV)} + (11 \pm 0.4)\% \quad \theta_z = 3^\circ$$

Anche con il prototipo “2×2”, dunque il termine costante della risoluzione in energia è inferiore al limite di progetto.

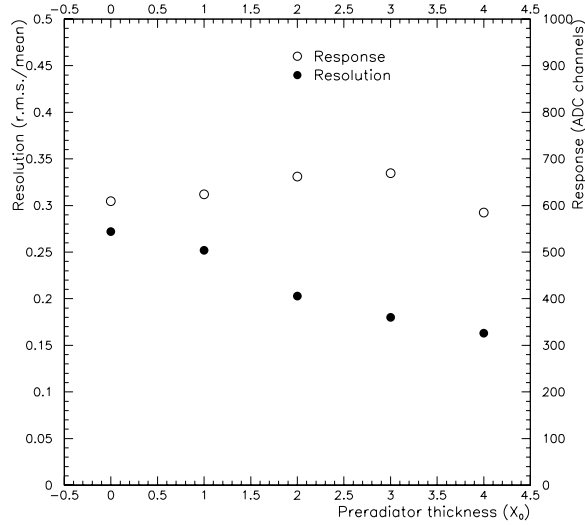


Figura 2.16: Risposta e risoluzione in energia per elettroni da 120 GeV in funzione dello spessore del preradiatore a $\theta_z = 1^\circ$ per il prototipo “2×2”

2.6.2.3 Risposta ai pioni

Il prototipo “2×2” è stato provato su un fascio di pioni per due diversi angoli di incidenza, 0° e 1° . Le dimensioni trasversali di questo prototipo sono insufficienti a contenere completamente uno sciame adronico.

L’effetto delle perdite laterali è stato studiato con l’ausilio di due codici di simulazione Monte Carlo, FLUKA e GHEISHA (entrambi in ambiente GEANT 3.15 [33]) che prevedono rispettivamente il 49% e il 42% di perdita. I due programmi sono in disaccordo sulla previsione del rapporto tra le ampiezze dei segnali prodotti da elettroni e quelli prodotti da pioni (il cosiddetto rapporto e/π): FLUKA predice una forte sovracompensazione con $e/\pi = 1/1.17$, mentre per GHEISHA il calorimetro dovrebbe essere quasi compensante. Per come è stato progettato il calorimetro, con un rapporto piombo/scintillatore di 6/1 ci si aspetta una leggera sovracompensazione ($\sim 10\%$). I risultati ottenuti con GHEISHA sono più vicini a questa situazione rispetto a quelli ottenuti con FLUKA.

Il rapporto e/π per un calorimetro che contenga gli sciami adronici com-

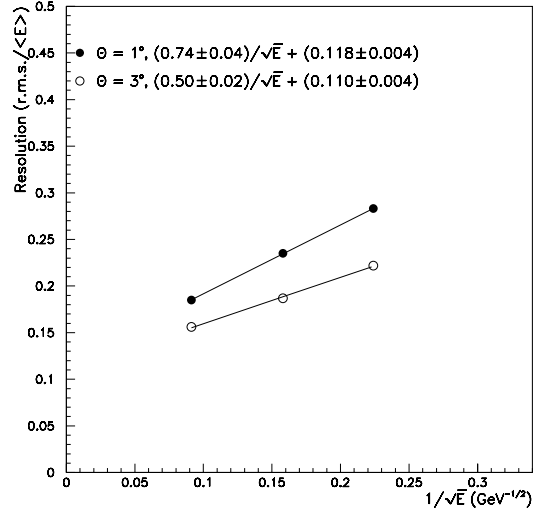


Figura 2.17: Risoluzione in energia per elettroni in funzione di $1/\sqrt{E}$ (prototipo “ 2×2 ”). Il punto a 8 GeV è stato eliminato per problemi nel controllo del fascio durante la presa dati

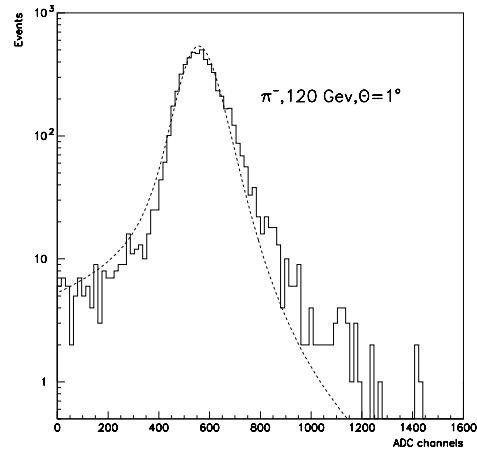


Figura 2.18: Distribuzione del segnale di risposta a pioni da 120 GeV per $\theta_z = 1^\circ$. La linea tratteggiata è il risultato di una simulazione Monte Carlo.

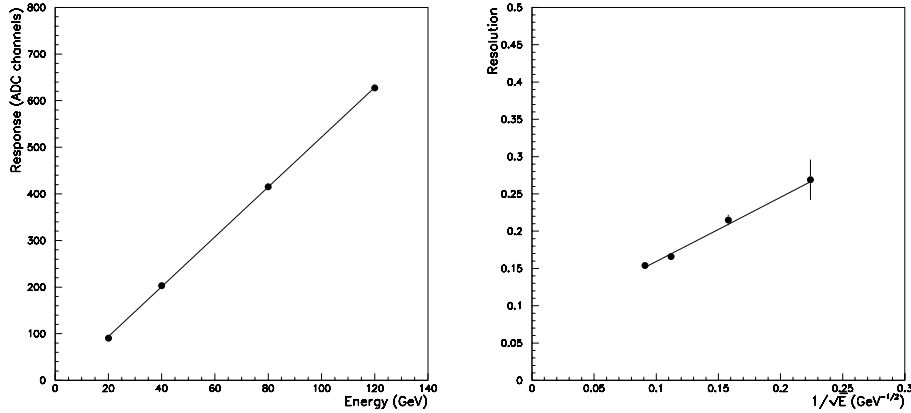


Figura 2.19: *Risposta e risoluzione in energia in funzione dell'energia dei pioni incidenti a $\theta_z=0^\circ$*

pletamente, può essere stimato correggendo il valore misurato col prototipo, $e/\pi = 1.34$, con un fattore 1.4 che tiene conto della lunghezza di attenuazione della luce nei tubi $\lambda = 4$ m ed uno che tenga conto delle perdite laterali (0.58 secondo le previsioni di GHEISHA). Il risultato di questa operazione è un rapporto $(e/\pi)_\infty = 0.89 \pm 0.06$ ad 1° e 120 GeV, in accordo con il valore di atteso e in disaccordo con le previsioni di FLUKA. Sulla base di queste considerazioni si è utilizzato GHEISHA per le successive simulazioni.

In Fig.2.18 sono mostrate la distribuzione dei segnali di pioni da 120 GeV e, sovrapposto, il risultato di una simulazione Monte Carlo. La coda a bassi valori di energia è dovuta alle perdite laterali ed è ben descritta dalla simulazione Monte Carlo.

In Fig.2.19 sono mostrate la risposta e la risoluzione in energia in funzione dell'energia dei pioni incidenti. Diversamente dal caso degli elettroni, la risoluzione è ottenuta da un fit gaussiano delle distribuzioni in una regione di $\pm 2\sigma$ attorno al picco. La dipendenza della risoluzione in energia dall'energia è ben descritta da:

$$\sigma(E)/E = (86 \pm 11)\%/\sqrt{E(\text{GeV})} + (7.3 \pm 1.2)\% ,$$

in buon accordo con la previsione di GHEISHA:

$$\sigma(E)/E = (83 \pm 12)\%/\sqrt{E(GeV)} + (4.5 \pm 1.5)\%$$

In base a questo risultato, abbiamo ritenuto affidabili le simulazioni effettuate ed eseguito una simulazione per un calorimetro che contenga gli sciami adronici completamente. Essa fornisce una risoluzione:

$$\sigma(E)/E = (56 \pm 10)\%/\sqrt{E(GeV)} + (8.7 \pm 1.4)\% ,$$

che ben si adatta alle specifiche di progetto di un calorimetro in avanti per un esperimento a LHC.

2.7 Conclusioni

Le caratteristiche degli scintillatori liquidi contenuti in capillari di quarzo – velocità di risposta, resistenza alla radiazione, relativa maneggevolezza – ci hanno portato all’ideazione e alla realizzazione di un calorimetro adronico adatto ad un ambiente estremamente difficile quale la zona in avanti di un esperimento a LHC (progetto FORWARD).

Le nostre precedenti esperienze in calorimetria a fibre scintillanti [16,25] ci hanno guidato nella costruzione di un calorimetro concettualmente simile a quelli costruiti per gli esperimenti SPACAL e CHORUS, ove al posto delle fibre abbiamo utilizzato tubi di quarzo riempiti con scintillatore liquido. Il calorimetro è stato progettato per fornire la stessa risposta per sciami indotti da particelle di uguale energia indipendentemente se questi siano adronici o elettromagnetici (compensazione) e per avere una risoluzione in energia ed una velocità di risposta tali da poter essere utilizzato a LHC. La possibilità che lo scintillatore liquido in esso contenuto sia rimpiazzato con continuità in modo da resistere più efficacemente alle radiazioni è essenziale per questa applicazione.

La scelta del tipo di scintillatore liquido, imposta dalla necessità di avere un indice di rifrazione maggiore di quello del vetro, è risultata in contrasto con la richiesta di grandi lunghezze di attenuazione, per minimizzare le fluttuazioni nella misura dell’energia degli sciami adronici.

Nella tabella che segue sono riportati i risultati delle misure effettuate sul prototipo costruito, riportate al calorimetro completo tramite le simulazioni Monte Carlo e le richieste minime per l’utilizzazione a LHC:

Grandezza	misura	richiesta
λ_{att} (cm)	320-440	~ 400
$\sigma(E)/E$	50%/ \sqrt{E} + 11% (EM) 56%/ \sqrt{E} + 9% (HAD)	100%/ \sqrt{E} \oplus 10%

Questi risultati sono in accordo con quanto richiesto per l’utilizzazione nell’esperimento ATLAS. Inoltre, confrontando le prestazioni con quelle di altri calorimetri studiati per questo tipo di applicazione, questo calorimetro è

competitivo. In particolare, sebbene il termine statistico della risoluzione in energia sia leggermente più alto rispetto ai suoi competitori, nella maggior parte di essi (per esempio in quello ad argon liquido e in quello a ionizzazione a lastre parallele), la parametrizzazione della risoluzione in energia, presenta un termine aggiuntivo proporzionale ad $1/E$. Nel calorimetro studiato il termine costante risulta circa doppio rispetto a quello dei suoi competitori sebbene ancora accettabile per l'applicazione a LHC. Per questo parametro ci sono tuttavia margini di miglioramento, legati ad una più accurata purificazione dello scintillatore liquido. Questa è già tecnicamente possibile anche se, allo stato attuale, ancora molto costosa.

Capitolo 3

Rivelatori traccianti ad alta risoluzione spaziale

3.1 Introduzione

In questo capitolo sono riportati gli studi su rivelatori traccianti a capillari di vetro o quarzo riempiti con scintillatore liquido, lo sviluppo degli strumenti di lettura e le possibili applicazioni in fisica delle particelle.

Per il tracciamento delle traiettorie delle particelle cariche che li attraversano, il diametro delle fibre o dei capillari è un parametro importante. Infatti, la risoluzione spaziale è dominata da tale grandezza: quanto minore è il diametro del capillare, tanto migliore sarà la risoluzione del rivelatore. La diminuzione del diametro comporta sempre una riduzione della lunghezza di attenuazione della luce che si propaga lungo il capillare, perchè aumenta il numero di riflessioni. Inoltre, nel caso di rivelatori estesi, l'uniformità dei fasci di capillari è una caratteristica che diventa tanto più difficile da realizzare quanto minore è il diametro dei capillari stessi.

Un altro problema notevole da affrontare per questo tipo di rivelatori è la loro lettura. Essa deve essere effettuata mediante componenti opto-elettronici veloci che realizzino un sistema di acquisizione capace di gestire un enorme numero di canali di lettura (dello stesso ordine di grandezza del numero di capillari) ad un costo contenuto.

Dato l'enorme numero di canali che dovrebbero essere letti, non è proponibile la lettura di questi capillari mediante ordinari fotomoltiplicatori, né con dispositivi multi-anodo, che arrivano fino a poche centinaia di canali su una superficie di diversi centimetri quadrati, per cui ne occorrerebbe un grandissimo numero e sarebbe difficilissimo separare i capillari per portarli su tutti i fotocatodi. Un possibile metodo di lettura si basa sui dispositivi ad accoppiamento di carica (CCD), con cui si possono realizzare matrici di milioni di elementi foto-sensibili nello spazio di pochi centimetri quadrati.

Recentemente è stato intrapreso un progetto internazionale di ricerca e sviluppo di nuovi rivelatori traccianti composti da capillari di vetro riempiti con scintillatore liquido (esperimento RD46 del CERN [34]). Questa opzione assomma alcuni dei vantaggi delle fibre scintillanti di plastica e di vetro, quali la rapida risposta temporale, tipica delle fibre di plastica, e la ridotta influenza reciproca dei capillari (cross-talk), ottenuta tramite un assorbitore posto fra i capillari. Inoltre, i capillari di vetro garantiscono lunghezze di attenuazione grandi anche per piccoli diametri (vedi §3.2.3).

La resistenza alle radiazioni e la possibile elevata densità di questi rivelatori sono altre due caratteristiche che li rendono interessanti per il loro utilizzo nella fisica delle alte energie. Ad esempio, in esperimenti di fisica del ν_τ è importante che la massa esposta al fascio sia elevata. L'elevata densità permette di costruire rivelatori relativamente compatti per la fisica del neutrino. Inoltre, come già abbiamo visto nel capitolo precedente, i rivelatori per gli esperimenti ai futuri collisionatori adronici con grande intensità dei fasci, sia a bersaglio fisso con fasci estratti, sia attorno al punto di collisione, dovranno sopportare elevatissime dosi di radiazione.

Lo sviluppo dei dispositivi e di tutti quegli strumenti che amplificano e, eventualmente, ritardano il segnale luminoso, in attesa di un segnale di autorizzazione (trigger) dell'acquisizione prima che venga raccolto (le cosiddette *catene opto-elettroniche*), è un'altra parte importante del progetto di ricerca.

Naturali alternative a questi dispositivi a capillari sono i rivelatori di microstrip di silicio. Questi consentono una risoluzione spaziale fino a circa $5 \mu\text{m}$ o meno, a seconda della spaziatura delle strisce ($10 \div 20 \mu\text{m}$), ma sono rivelatori molto complessi, visto che ogni striscia ha un proprio canale di lettura. Questo fatto, se da un lato permette una lettura molto veloce e quindi ne rende possibile l'impiego ad "alto rate", dall'altro comporta costi

elevati e ne rende praticamente impossibile l'impiego su vasta scala, come nel caso di esperimenti di fisica del neutrino. Inoltre, i dispositivi basati su wafer di silicio soffrono delle elevate dosi di radiazione presenti nelle zone più vicine al punto di interazione nei nuovi collisionatori adronici.

Nei successivi paragrafi discuteremo dei fasci di capillari, dei vari dispositivi opto-elettronici utilizzati per la lettura, delle possibili applicazioni dei bersagli attivi a capillari nella fisica delle particelle e delle prestazioni di prototipi di rivelatori.

3.2 I fasci di capillari

Un fascio è composto da un insieme di capillari o di fibre affiancate, che formino un blocco unico di qualche centimetro di spessore. Si definisce *packing fraction*, o anche *area attiva*, la percentuale della sezione del fascio occupata dalla parte attiva o scintillante; nel caso di capillari di vetro, valori tipici vanno dal 50 % al 70 %; nel caso di fibre scintillanti l'area attiva è molto prossima al 100 %.

Per garantire la riflessione totale dei raggi luminosi all'interno dei capillari, come già detto precedentemente, l'indice di rifrazione dello scintillatore deve essere scelto opportunamente; inoltre, secondo l'approssimazione dell'ottica geometrica, lo spessore delle pareti dei capillari deve essere grande rispetto alla lunghezza d'onda della luce. Gli scintillatori solitamente utilizzati in questo tipo di applicazioni emettono luce verde ad una lunghezza d'onda di circa 500 nm, per cui lo spessore del capillare o del rivestimento della fibra deve essere pari ad almeno 1 μm .

In funzione della particolare applicazione si può desiderare un valore dell'area attiva alto, per migliorare il tracciamento, o basso, per aumentare la massa esposta al fascio. Nel caso di capillari di vetro riempiti con scintillatore liquido, poichè la densità del vetro è molto maggiore di quella dello scintillatore, per variare la massa esposta, basta variare lo spessore del capillare. Quando, come nel caso di esperimenti di fisica del neutrino, si vuole una massa esposta estremamente elevata ($\geq 1 t$), si può pensare a strutture a sandwich con strati di capillari e materiale pesante (per esempio piombo).

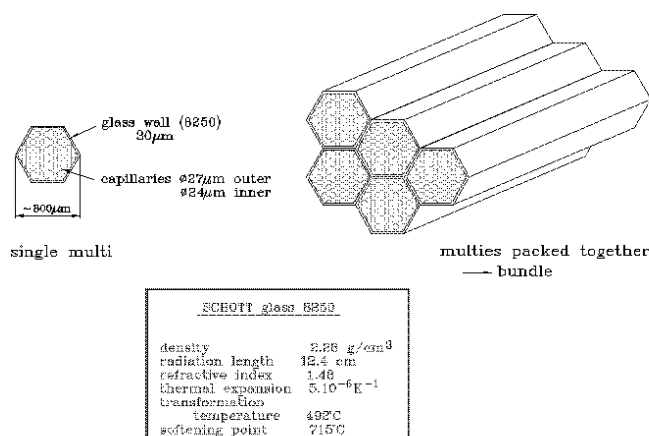


Figura 3.1: Costruzione di un bundle con multi a strittura esagonale.

3.2.1 La costruzione del fascio

In un rivelatore composto da capillari, questi ultimi sono raggruppati in fasci di diverse centinaia di unità che chiameremo fasci multicapillari o “multi”. La costruzione di un multi parte con la produzione di capillari di 2–3 millimetri. Questi ultimi vengono accatastati in gruppi di diverse centinaia e, nello spazio fra i capillari, vengono inserite sottili barre di vetro nero che serviranno a costituire l’assorbitore per la luce che fuoriesce dalle pareti dei capillari stessi (*Extra Mural Absorber* o EMA)¹. La catasta così ottenuta viene poi riscaldata in un forno, finchè non diventa malleabile e successivamente tirata. In questo modo la lunghezza dei capillari aumenta e il loro diametro diminuisce proporzionalmente. Diversi fasci sono raggruppati e nuovamente tirati per ottenere il fascio finale di capillari sottili detto “bundle” (vedi Fig. 3.1).

La procedura descritta permette, a partire da capillari macroscopici, la realizzazione di fasci coerenti, cioè tali che i capillari in essi contenuti siano

¹Non è necessario riempire tutti gli interstizi: tipicamente la quantità di EMA è pari a circa l’1 % del volume totale del fascio [36]

paralleli tra loro. Inoltre, i capillari hanno una sezione costante su distanze fino a qualche metro e una parete interna di ottima qualità.

È anche possibile realizzare un fascio con sezione crescente a partire da un certo punto. Una struttura di questo tipo si chiama *taper* (vedi Fig.3.2). Questo viene fatto per ingrandire le immagini senza perdere in luce e peg-

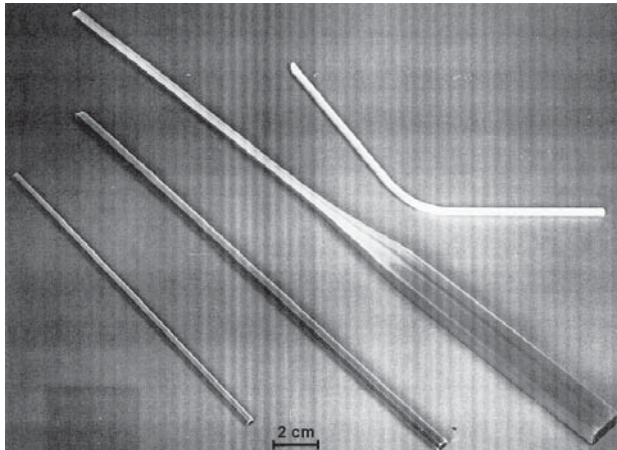


Figura 3.2: Esempio di un fascio a sezione crescente (*taper*)

giurare la risoluzione. Il vantaggio di avere un'immagine ingrandita è che, come verrà mostrato quantitativamente in seguito (appendice A), il contributo di ogni singolo componente della catena optoelettronica alla risoluzione complessiva va pesato con un fattore inversamente proporzionale all'ingrandimento dell'immagine a quello stadio.

Fasci di grosse dimensioni devono garantire una buona robustezza meccanica. Per questo motivo i multi, prima di essere tirati, sono inseriti in un tubo di vetro che ha anche il compito, nell'ultima fase di tiraggio, di facilitarne la coesione. Questa tecnica è oggi ben sviluppata a livello industriale presso diversi produttori (per esempio la Schott Fiber Optics inc. [35] o la Geosphera [30]).

Sono già stati prodotti e montati bundle di modeste dimensioni con capillari di diametro variabile da 15 a 75 μm [14,37].

3.2.2 Taglio e riempimento del “bundle”

Per avere un buon contatto ottico con il primo elemento della catena opto-elettronica di lettura, una delle estremità del bundle viene tagliata con delle seghe circolari di diamante in modo da avere una superficie piana e ortogonale all’asse del rivelatore. La zona del taglio deve essere opportunamente raffreddata per evitare deformazioni. Dopo il taglio il bundle viene lavato facendo circolare nei capillari alcool etilico altamente purificato e asciugato accuratamente con azoto. Ricordiamo che l’assorbimento di ossigeno (ad esempio in seguito al contatto con acqua o con elementi organici) compromette le qualità del liquido scintillante.

Durante il riempimento, lo scintillatore potrebbe incanalarsi nelle parti in cui incontra minore resistenza, ad esempio nello spazio tra i multi, oppure si potrebbero formare bolle d’aria nei capillari. Iniettare lo scintillatore ad una pressione abbastanza elevata (~ 5 atm) riduce la probabilità che si verifichino questi problemi.

3.2.3 Misure di attenuazione nei capillari

La lunghezza di attenuazione della luce nei capillari è un parametro critico di questo tipo di rivelatori. Una lunghezza di attenuazione piccola comporterebbe che tracce di particelle passanti nei pressi della catena opto-elettronica siano rivelate più efficacemente di quelle passanti all’estremo opposto.

Abbiamo eseguito misure di attenuazione della luce di scintillazione in capillari di quarzo di $500 \mu\text{m}$ di diametro interno con diversi tipi di scintillatore liquido e diversi gradi di purificazione del solvente. L’apparato di misura è costituito da un capillare lungo 2 metri accoppiato al fotocatodo di un intensificatore di immagine, la cui uscita è accoppiata ad un fotomoltiplicatore (PM). La corrente anodica del PM è letta da un voltmetro ai capi di una resistenza da $20 \text{ k}\Omega$. La luce di scintillazione è eccitata da una sorgente di ^{90}Sr libera di scorrere lungo il capillare.

Poichè il guadagno della catena intensificatore+PM non è costante nel tempo, prima di ogni misura sul capillare si è eseguita una misura di intensità luminosa su una fibra di plastica, che essendo molto stabile può essere usata come riferimento.

Different 1MN with R45-NB21 dye

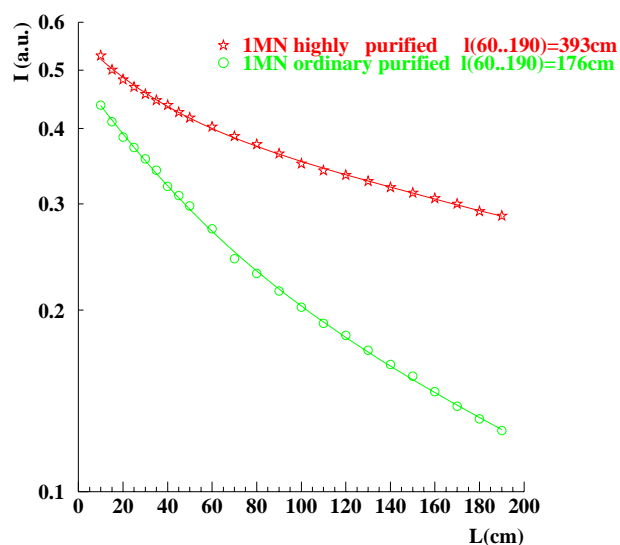


Figura 3.3: *Influenza della purificazione del solvente sulla lunghezza di attenuazione in capillari di quarzo da 0.5 mm. Lo scintillatore è R45 in concentrazione di 3g/l in entrambi i casi*

Sono stati confrontati tre tipi di scintillatore, individuati dalle sigle R39, R45 e 3M15 e due tipi di solvente: 1MN e IPN. In Fig. 3.3 è mostrato il risultato delle misure eseguite su R45 disciolto in 1MN a due diversi gradi di purificazione. Con il campione altamente purificato si ottiene una lunghezza di attenuazione di circa 4 metri rispetto ai 170 cm del solvente a purificazione ordinaria ².

I due scintillatori R45 e 3M15 sono stati provati sia in soluzione di 1MN che di IPN. Risulta che il 3M15 ha circa lo stesso comportamento nei due solventi, mentre l'R45 è più efficiente nell'1MN. La resa luminosa a piccole distanze per l'R45, comunque, è superiore al 3M15 di circa il 10%.

²È da notare che l'ordinario 1MN che si trova in commercio ha lunghezze di attenuazione dell'ordine dei centimetri.

Le lunghezze di attenuazione misurate nei due solventi sono così riassunte in cm:

	R45	3M15	R39
1MN	287	342	186
IPN	165	402	–

Sebbene l'attenuazione risulti leggermente minore in soluzione di IPN, quando si è trattato di riempire un bundle di capillari di vetro per il rivelatore tracciante di cui parleremo nel §3.6, abbiamo preferito utilizzare 1MN+R45 poiché l'indice di rifrazione dell'1MN è 1.62 mentre quello dell'IPN è 1.58. Dunque, tenendo conto delle diverse percentuali di cattura della luce (vedi §1.4), nel passaggio dai capillari di quarzo ($n = 1.46$) a quelli di vetro ($n = 1.49$), la soluzione in 1MN guadagna un leggero vantaggio anche a grandi distanze. Inoltre l'1MN è oggetto di studi da molto tempo e la sua affidabilità è nota.

3.3 La catena optoelettronica

Passiamo ora a descrivere gli elementi dell'apparato di lettura dei segnali provenienti dal fascio di capillari.

I segnali luminosi vengono trasformati in segnali elettrici da un dispositivo ad accoppiamento di carica (CCD). L'intensità di luce in uscita dal bundle non è sufficiente per produrre un segnale osservabile (cioè distinguibile dal rumore di origine termica) sulla CCD. Una catena di intensificatori di immagine posta tra questa ed il rivelatore provvede ad amplificare i segnali di $10^3 \div 10^4$ volte, oltre a ingrandire o rimpicciolire opportunamente le immagini del rivelatore in modo da adattarle alle dimensioni della CCD. Una tipica catena opto-elettronica, dunque, sarà formata da una sequenza di alcuni intensificatori di immagine e di una CCD (vedi Fig.3.4). Come vedremo in seguito l'ordine con cui gli intensificatori di diverso tipo si susseguono nella catena è importante. Infatti, il primo stadio della catena deve avere una elevata efficienza quantica in modo da essere in grado di rivelare un singolo

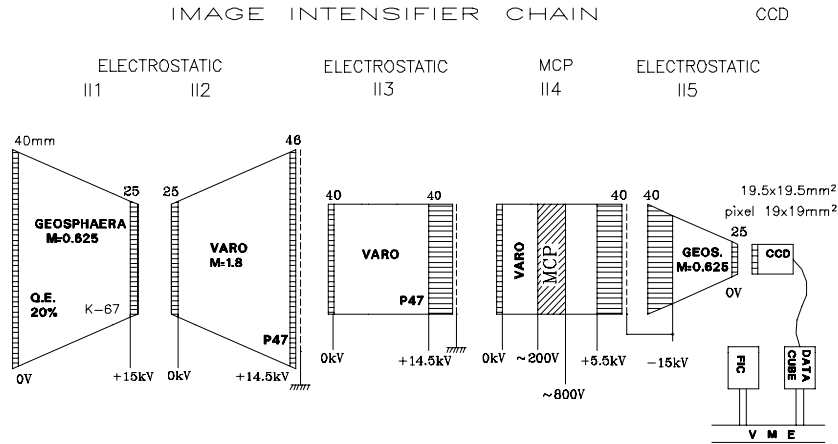


Figura 3.4: Schema di una catena opto-elettronica per la lettura di un bundle di capillari. La catena mostrata è quella utilizzata nelle prove eseguite al CERN su un prototipo della Shott

fotone. Anche ai fini della riduzione del rumore l'ordine degli intensificatori è importante.

In alcuni di questi dispositivi, inoltre, è possibile comandare il passaggio del segnale in coincidenza con un opportuna tensione applicata. Questo permette di selezionare fra tutte le immagini prodotte dalle particelle che interagiscono nei capillari solo quelle relative agli eventi interessanti.

3.3.1 Intensificatori di immagine

Un intensificatore di immagine (II) produce un'amplificazione del segnale luminoso convertendo i fotoni in elettroni che, dopo essere stati accelerati ed eventualmente moltiplicati, vengono inviati su uno strato di fosfori sul quale depositano l'energia cinetica accumulata producendo nuovamente fotoni.

Un II è essenzialmente costituito da un tubo a vuoto, con due finestre di fibre ottiche micrometriche di vetro all'ingresso e all'uscita che agiscono come guide d'immagine. Nello spazio compreso fra queste due finestre si trovano:

- un fotocatodo in cui i fotoni incidenti sono convertiti in elettroni;

- una zona di accelerazione e/o moltiplicazione degli elettroni, tale da mantenere la definizione dell'immagine: la diversa realizzazione di questa zona differenzia i vari tipi di II;
- uno schermo fluorescente (anodo).

Le finestre di fibre ottiche (*Fiber Optic Window*, FOW) che sono poste all'ingresso e all'uscita degli II servono per ricevere e trasmettere le immagini senza alterarne la definizione. Per questo motivo sono composte da fibre micrometriche (diametro da 3 a 11 μm), con rivestimento dallo spessore ridotto (dell'ordine di 0.5 μm) in modo da raggiungere un valore elevato dell'area attiva e cioè una buona trasparenza.

I materiali commercialmente disponibili di cui sono costituite le FOW sono tali da garantire un'apertura numerica (vedi cap. 1.4) molto maggiore di quella necessaria per la nostra applicazione: tipicamente le FOW hanno un'apertura numerica vicina a $0.9 \div 1$ mentre nel nostro caso sarebbe sufficiente un'apertura pari a 0.5 poichè l'immagine deve essere trasmessa a dispositivi posti di fronte alla FOW. Questi materiali manifestano una cattiva trasparenza alla luce focalizzata e quindi anche una finestra di modesto spessore può attenuare sensibilmente la luce che l'attraversa. Ciò è di particolare importanza per la prima FOW, che riceve un numero molto piccolo di fotoni.

Il fotocatodo è uno strato di materiale depositato sulla faccia della prima FOW dal lato interno al tubo a vuoto su cui i fotoni incidenti producono elettroni per effetto fotoelettrico. Nel nostro caso vengono utilizzati fotocatodi multialcalini, che possono lavorare con uno spettro di lunghezze d'onda che va dal visibile al vicino ultravioletto. Lo spessore ottimale dipende dal materiale ma è in genere prossimo a 1 μm : fotocatodi più spessi assorbono una quantità di luce solo di poco maggiore, mentre causano un sensibile aumento del numero di fotoelettroni riassorbiti.

L'efficienza quantica (*Quantum Efficiency*, QE), cioè la frazione di fotoni convertiti, è fortemente dipendente dalla lunghezza d'onda della luce da rivelare; i fotocatodi multialcalini hanno una QE al massimo del $15 \div 25$ %. I fotoelettroni sono emessi con energie (e quindi velocità) molto basse in una direzione che in genere non coincide con la normale al fotocatodo. Per il fatto di non essere emessi tutti nella stessa direzione i fotoelettroni si defocalizzano, in misura tanto più elevata quanto maggiore è la loro energia

trasversa e quindi la frequenza della luce che li ha prodotti. Di conseguenza la risoluzione degli II migliora all'aumentare della lunghezza d'onda della luce incidente.

Oltre all'emissione di elettroni per assorbimento di luce, i fotocatodi possono produrre elettroni per effetto termoionico. Questi costituiscono la principale sorgente di rumore degli intensificatori. Il loro effetto è importante soprattutto quando si utilizzano tempi di esposizione lunghi.

Sullo schermo di fosfori i fotoelettroni producono un segnale luminoso di intensità proporzionale all'energia cinetica che vi rilasciano. I fosfori sono depositati sulla finestra di fibre di uscita in granuli dal diametro di qualche micrometro. Sopra di essi viene applicato uno strato di alluminio spesso circa $1\ \mu\text{m}$, che serve a riflettere la luce emessa all'indietro e permette di fissare il potenziale dello schermo a un valore definito.

Il numero di fotoni prodotti è soggetto a notevoli fluttuazioni e l'*efficienza di rivelazione*, cioè la probabilità che un elettrone produca almeno un fotone, spesso non supera il 60 %.

Per un dato spessore dello strato di fosfori l'*efficienza di conversione*, cioè la frazione dell'energia rilasciata dall'elettrone che viene trasformata in fotoni, è diversa da zero a partire da $\sim 2.5\ \text{keV}$ (energia necessaria a superare lo strato di alluminio) e cresce con l'energia degli elettroni fino a raggiungere un valore pressochè costante oltre i $10\div 12\ \text{keV}$. In generale, granuli grandi sono più efficienti. Strati troppo spessi o troppo sottili sono poco efficienti, perchè in un caso una parte della luce di fluorescenza viene riassorbita, nell'altro gli elettroni non perdono sufficiente energia sui fosfori.

Lo spessore dello schermo è un parametro critico anche rispetto alla risoluzione. Questa dipende solo dallo spessore dello strato di fosfori e non dalle dimensioni dei grani e decresce all'aumentare dello spessore. Un caso a parte è costituito da strati in cui lo spessore medio è minore delle dimensioni dei grani che lo compongono. In questo caso la risoluzione peggiora perchè la superficie dello schermo non è omogenea.

Il miglior compromesso tra efficienza e risoluzione si ottiene con spessori appena più grandi delle dimensioni dei grani di fosfori. Per realizzare schermi omogenei, gli spazi tra i granuli vengono riempiti con granuli più piccoli: comunemente si utilizzano granuli di dimensioni comprese tra 1 e 5

μm con cui si costruiscono schermi con un'ottima risoluzione e un'efficienza di conversione di circa il 10 % alla tensione di 15 kV.

I materiali di cui sono composti gli schermi differiscono anche per la lunghezza d'onda e il tempo di persistenza della luce emessa (che va dalle decine di nanosecondi fino ai millisecondi). In una catena optoelettronica, la luce emessa dallo schermo di un elemento deve avere lunghezza d'onda compatibile con l'intervallo di lunghezze d'onda in cui il successivo fotocatodo ha una buona efficienza. Dove la rapidità dei fosfori non è un'esigenza primaria, è preferibile usare fosfori lenti (con un tempo di persistenza di decine di μs) perchè offrono un guadagno, cioè un'efficienza di conversione, maggiore.

Passiamo ora in rassegna alcuni tipi principali di intensificatori di immagine.

3.3.1.1 Intensificatori a focalizzazione di prossimità

Negli intensificatori a focalizzazione di prossimità (Fig. 3.5) una differenza di potenziale di circa 15 kV è applicata direttamente tra il fotocatodo e lo schermo fluorescente, separati da una distanza di pochi millimetri. L'elevato campo elettrico e la ridotta estensione della zona di accelerazione servono per limitare la defocalizzazione dovuta al fatto che gli elettroni emessi dal fotocatodo hanno una componente trasversale della velocità non nulla. Il guadagno, espresso in termini di fotoni prodotti per fotone incidente, è dell'ordine della decina.

Questo tipo di II introduce una sorgente di rumore. Infatti, gli elettroni che raggiungono lo schermo fluorescente possono essere diffusi all'indietro (*backscattering*) e ritornare sullo schermo in un'altra posizione dopo aver percorso una traiettoria parabolica. Se d è la distanza tra i piani dell'intensificatore, il nuovo punto di impatto può trovarsi ad una distanza fino a $2d$ dal primo. Questo peggiora la risoluzione spaziale dell'intensificatore e ne sconsiglia l'uso come primo stadio di una catena optoelettronica, giacchè il rumore da backscattering verrebbe amplificato allo stesso modo del segnale e ne risulterebbe indistinguibile.

3.3.1.2 Intensificatori a focalizzazione elettrostatica

In questo tipo di intensificatori la focalizzazione è ottenuta grazie a una serie di elettrodi. I fotoelettroni, prodotti sul catodo, vengono accelerati e

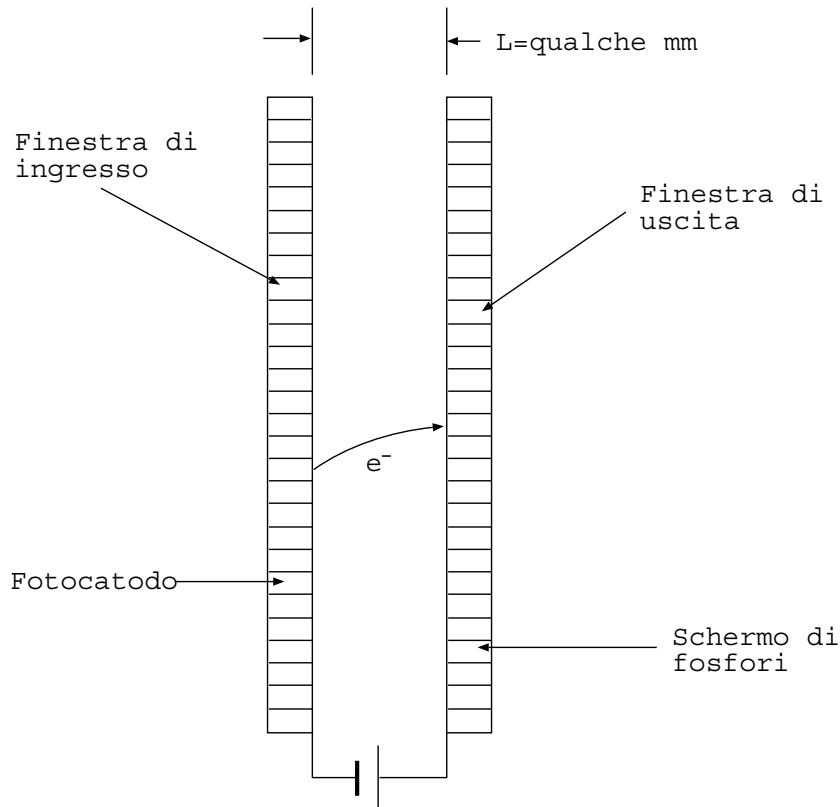


Figura 3.5: Schema di un intensificatore di immagine a focalizzazione di prossimità.

focalizzati (Fig 3.6) sull'apertura di un elettrodo a forma di tronco di cono (anodo) che si trova allo stesso potenziale dello schermo fluorescente. Da qui in poi attraversano una zona a campo elettrico nullo e, per inerzia, viaggiano fino a raggiungere lo schermo fluorescente, dove generano un'immagine invertita rispetto a quella in ingresso. Alcuni elettroni possono essere diffusi all'indietro, ma in questo caso, poichè si trovano in una regione a campo elettrico nullo, vanno a cadere sull'anodo e vengono assorbiti: gli intensificatori elettrostatici non producono rumore da backscattering ed è questo il principale motivo per cui sono impiegati come primo stadio di catene optoelettroniche.

Scegliendo opportunamente la distanza tra lo schermo e l'apertura dell'anodo o sfruttando la presenza di un eventuale elettrodo di zoom, è possibile

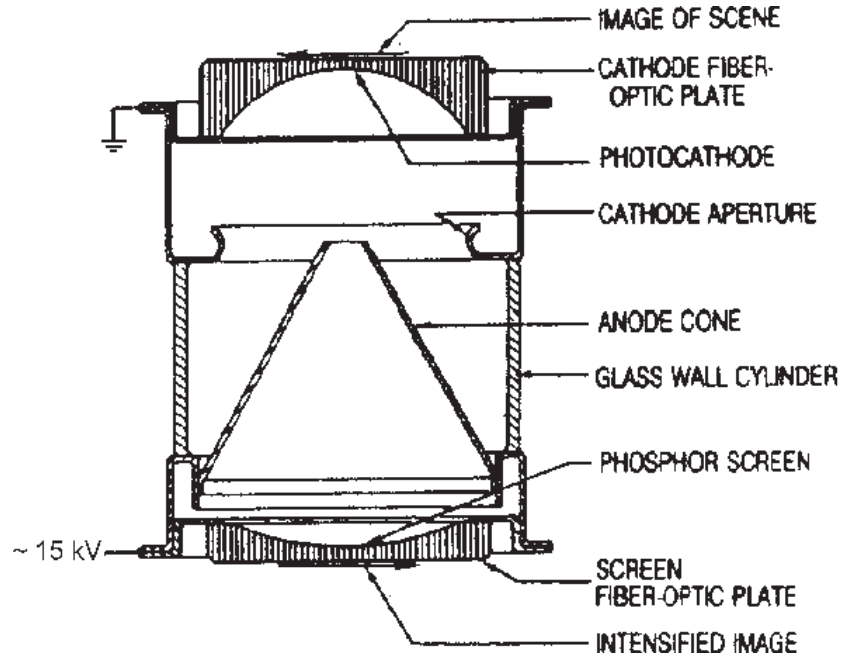


Figura 3.6: Schema di un intensificatore di immagine a focalizzazione elettrostatica.

ottenere immagini di diverse grandezze. Gli intensificatori elettrostatici, inoltre, possono essere facilmente comandabili, ovvero, applicando una modesta differenza di potenziale ad un elettrodo defocalizzante si può impedire che gli elettroni raggiungano lo strato di fosfori. La tensione di lavoro è di circa 15 kV e si possono ottenere guadagni dell'ordine della decina fotoni per fotone incidente ottenendo anche una buona risoluzione ($\simeq 50$ lp/mm)³. Questo tipo di II presenta due inconvenienti:

- poichè per ottenere una buona lente elettrostatica è necessario un catodo sferico e la finestra di ingresso è piana, l'immagine in uscita presenta distorsioni a cuscino (vedi Fig.3.6);
- lo spessore di fibre che la luce deve attraversare, e quindi l'attenuazione

³La risoluzione di questi rivelatori si esprime in termini del numero di coppie di linee bianca-nera per millimetro *lp/mm*. Il valore della risoluzione è la massima frequenza spaziale di linee che si vedono distinte

subita, è maggiore ai bordi che non al centro della finestra: questo effetto prende il nome di vignettatura.

3.3.1.3 Intensificatori a microcanali

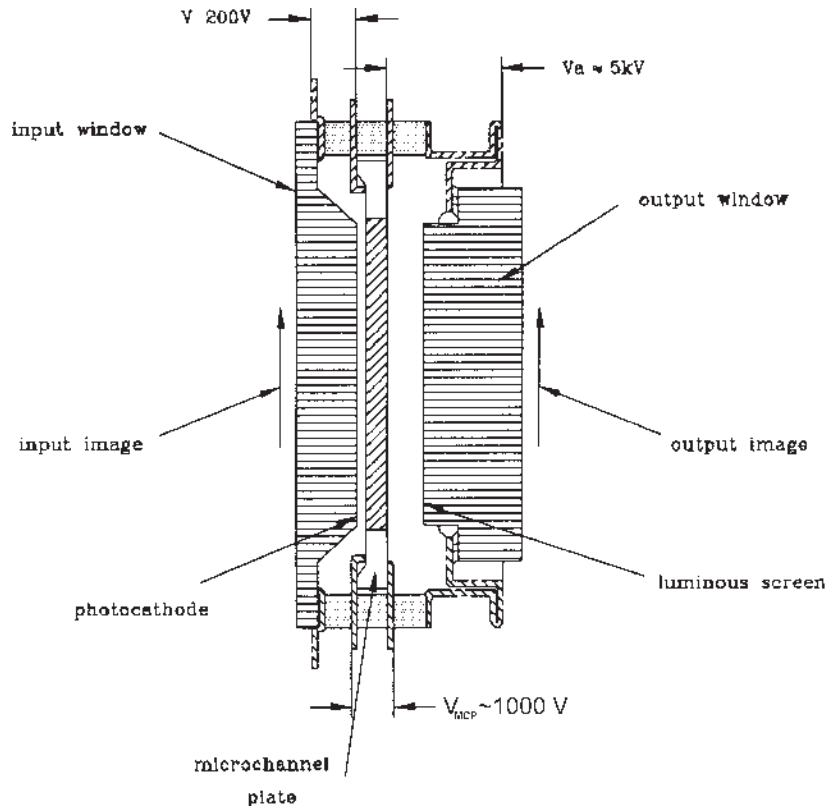


Figura 3.7: Schema di un intensificatore di immagine a microcanali.

L'intensificatore a microcanali è l'unico dei tre tipi discussi in cui l'intensificazione dell'immagine è ottenuta attraverso la moltiplicazione e, allo stesso tempo dall'accelerazione, dei fotoelettroni: rende quindi possibili guadagni elevatissimi ($10^3 \div 10^4$ fotoni per fotone incidente) in un unico stadio. Esso è costituito da un intensificatore a focalizzazione di prossimità la cui immagine è proiettata su una placca a microcanali (*Micro Channel Plate*, o *MCP*). Quest'ultima è un disco di vetro nel quale sono praticati dei fori del

diametro interno di circa $10 \mu\text{m}$, separati l'uno dall'altro di circa $12 \mu\text{m}$ e la cui superficie interna è rivestita di materiale a basso potenziale di estrazione (i microcanali). Le faccie di ingresso ed uscita dell'MCP sono rivestite con uno strato di materiale conduttore e poste ad una differenza di potenziale dell'ordine di 1 kV .

Un elettrone che entri in un microcanale, ne colpisce le pareti interne estraendo elettroni secondari. Questi ultimi, sono guidati lungo il microcanale dal potenziale acceleratore e negli urti con le pareti estraggono altri elettroni. Questo processo si ripete finchè gli elettroni raggiungono l'estremità del microcanale, che può essere considerato come una struttura a dinodi continua. All'uscita dal canale, per ogni elettrone incidente si hanno in media ~ 100 elettroni, che vengono accelerati verso lo schermo fluorescente da un potenziale di qualche kV . Per fare sì che i fotoelettroni colpiscano la parete interna del microcanale vicino all'ingresso ed evitare che la luce dallo schermo di fosfori ritorni sul fotocatodo producendo rumore, i canali non sono orizzontali, ma inclinati di una decina di gradi, oppure curvati. Il fotocatodo e l'MCP sono separati da qualche decimo di millimetro e sono ad una differenza di potenziale di poche centinaia di Volt.

L'efficienza degli MCP è determinata dal rapporto R tra area attiva e passiva e dall'efficienza quantica. Il primo fattore è dato da:

$$R = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{D}{D_{cc}} \right)^2 \quad (3.1)$$

ove D è il diametro del microcanale e D_{cc} la distanza fra i centri di due microcanali. Tenuto conto dei valori di questi due parametri, risulta $R \sim 63\%$. Comunque con geometrie più raffinate questo rapporto e può raggiungere valori fino all'80%.

L'efficienza quantica di un MCP è determinata dal coefficiente di emissione δ della parete interna dei microcanali. Questo coefficiente dipende dall'energia dell'elettrone incidente. Assumendo per la probabilità di emissione degli elettroni estratti dall'elettrone primario una distribuzione Poissoniana di valor medio δ_1 , la probabilità che vengano estratti n elettroni è:

$$P(n) = \frac{e^{-\delta_1} \delta_1^n}{n!} \quad (3.2)$$

Se $\delta_1 = 2$ la probabilità che non vengano emessi elettroni secondari è del 13.5%.

Gli elettroni secondari hanno un energia minore del primario, e di conseguenza, il coefficiente di emissione secondaria δ_2 sarà minore di δ_1 . Per tutti gli stadi di moltiplicazione successivi al primo, la probabilità di emissione sarà analoga alla 3.2 con δ_2 al posto di δ_1 . Combinando queste probabilità, e prendendo $\delta_1 = 2$ e $\delta_2 = 1.3$, la probabilità che non venga emesso nessun elettrone quando un elettrone primario incide sull'MCP è circa il 25%.

La risoluzione spaziale degli intensificatori a microcanali è limitata dalla distribuzione delle velocità degli elettroni in uscita dall'MCP, ed è dell'ordine di $20 \div 30$ lp/mm (vedi nota a pag. 68). Per questo motivo oltre che a causa di possibile rumore da backscattering e della loro bassa efficienza quantica, non sono utilizzati come primo stadio di una catena optoelettronica. D'altra parte, consentono un guadagno elevato e sono comandabili tramite un circuito che fornisca al primo stadio il potenziale di accelerazione con un tempo di salita molto rapido.

3.3.2 I dispositivi CCD

Un dispositivo ad accoppiamento di carica (CCD) è un circuito integrato analogico che converte un'immagine ottica in una serie di segnali elettronici. In altre parole essa è l'interfaccia elettro-ottica in un sistema elettronico di ripresa di immagini.

La maggior parte del successo delle CCD è dovuto al fatto che sono dispositivi concettualmente semplici e che si trovano sotto forma di circuiti integrati MOS⁴. Questo permette loro una vita quasi illimitata e un basso consumo.

Una CCD opera in una successione di quattro passi:

1. converte l'intensità di luce incidente in una quantità proporzionale di carica (foto-cariche), tramite una matrice di foto-elementi;
2. immagazzina le foto-cariche di ogni fotoelemento in una capacità MOS associata;

⁴Si chiamano circuiti MOS (Metal-Oxide-Silicon) quelli basati su contatti metallo-ossido di silicio

3. trasferisce, attraverso delle capacità MOS, le cariche di una linea di fotoelementi su uno o due *registri* e poi sequenzialmente i pacchetti di fotocarica lungo i registri fino ad uno stadio di lettura;
4. ogni pacchetto che arriva allo stadio di lettura è convertito in un segnale di ampiezza proporzionale alla carica.

Passiamo ora ad esaminare in dettaglio i primi due punti.

3.3.2.1 Conversione e immagazzinamento

Quando un fotone interagisce nel silicio, si crea una coppia elettrone-lacuna; l'elettrone viene raccolto in una zona di deplezione, creata grazie ad una struttura a diodo o MOS, mentre la lacuna si ricombina nel substrato di silicio.

In un fotodiodo ordinario, una regione drogata N^+ è impiantata in un substrato di tipo P. In tal modo si determina una giunzione p-n che può essere polarizzata inversamente tramite una porta di polisilicio. La polarizzazione inversa crea una zona di separazione delle cariche in cui i fotoelettroni si allontanano dalle lacune; gli elettroni vengono poi immagazzinati nella zona N^+ .

Nella struttura MOS, la regione in cui gli elettroni sono separati dalle lacune (regione di separazione di carica) è indotta da una porta di polisilicio sovrastante uno strato di ossido. Dopo la separazione elettrone-lacuna, la carica si accumula nello strato di inversione.

In Fig.3.8 è mostrato lo schema di un fotodiodo ordinario e di un MOS, con a fianco la rappresentazione simbolica della buca di potenziale dove sono immagazzinate le cariche.

Il vantaggio principale del diodo MOS rispetto ad un ordinario diodo a giunzione risiede nel fatto che per il suo funzionamento è sufficiente una tensione minore e con conseguente riduzione della potenza dissipata.

3.3.2.2 Trasferimento delle cariche

Il trasferimento di carica è l'operazione che sposta i pacchetti di fotocarica lungo la matrice fino allo stadio di lettura. Si caratterizza in base al numero

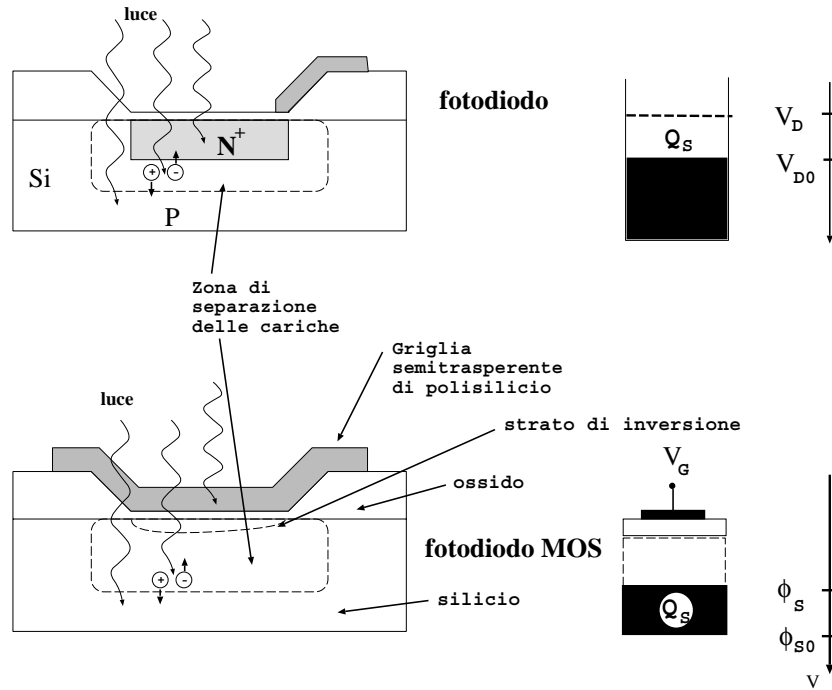


Figura 3.8: Confronto fra un ordinario fotodiode al silicio ed un foto-MOS, e rappresentazione della buca di potenziale in cui sono immagazzinate le cariche; Φ_i sono le funzioni di lavoro nei diversi materiali.

di segnali di clock differenti richiesti per portare la fotocarica da un elemento al primo vicino. Descriveremo il trasferimento a due fasi.

In fig. 3.3.2 sono mostrate la successione degli elettrodi e le buche di potenziale risultanti per tre differenti configurazioni di clock ai tempi A, B e C. Le porte sono a due livelli denotati da Si1 e Si2. Porte a due livelli adiacenti, sono interconnesse a coppie alternate ai rispettivi clock, Φ_1 e Φ_2 , la cui temporizzazione è mostrata al lato e definisce i tempi A, B, e C.

La posizione delle cariche è schematizzata da una linea più spessa. Come si può vedere dal tempo A al tempo C la carica immagazzinata in una buca si trasferisce all'elemento adiacente.

Quando la frequenza delle immagini in ingresso è elevata, durante la fase di trasferimento la superficie della CCD deve essere insensibile alla luce o

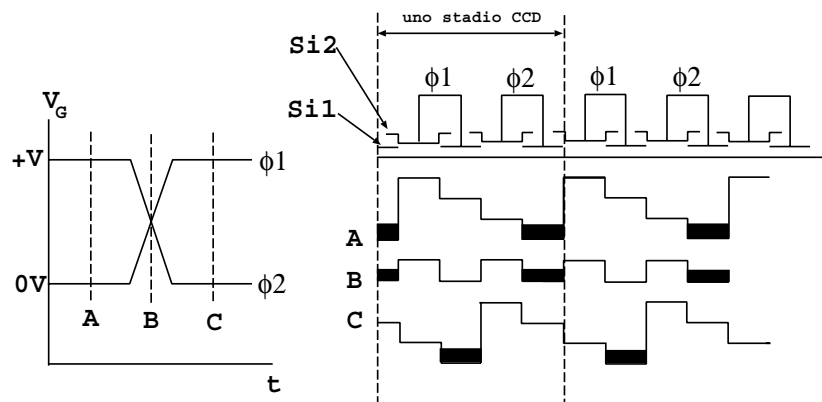


Figura 3.9: *Operazione di trasferimento a due fasi*

deve essere evitato che altra luce la raggiunga. Quando sia necessaria una maggiore frequenza nelle immagini acquisite, in alcuni tipi di CCD (il cosiddetto tipo “frame-transfer) la superficie di silicio è divisa in due metà, una sensibile alla luce, e l'altra in cui è possibile trasferire parallelamente (una linea per ogni ciclo di trasferimento) l'immagine acquisita. In questo modo la superficie sensibile è nuovamente pronta a prendere immagini, mentre la precedente immagine è immagazzinata in un area da dove può essere letta o cancellata.

L'immagine della CCD, in genere, viene trasferita una linea per volta in modo parallelo su uno o due *registri* (vedi Fig.3.10) da cui i pacchetti di carica possono essere letti serialmente. I registri vengono letti serialmente da uno o da entrambi i lati, a seconda dei modelli con il vantaggio che, nel caso in di due registri letti da entrambi i lati, la velocità di lettura aumenta di un fattore 4.

3.3.2.3 Proprietà elettro-ottiche

Diamo ora uno sguardo ai parametri che caratterizzano i sensori CCD.

La responsività R è il rapporto fra il segnale utile e l'esposizione, per una determinata illuminazione. Essa dipende da due parametri: la sensibilità del fotoelemento e la conversione carica-tensione.

La sensibilità S esprime il numero di fotocariche generate da una deter-

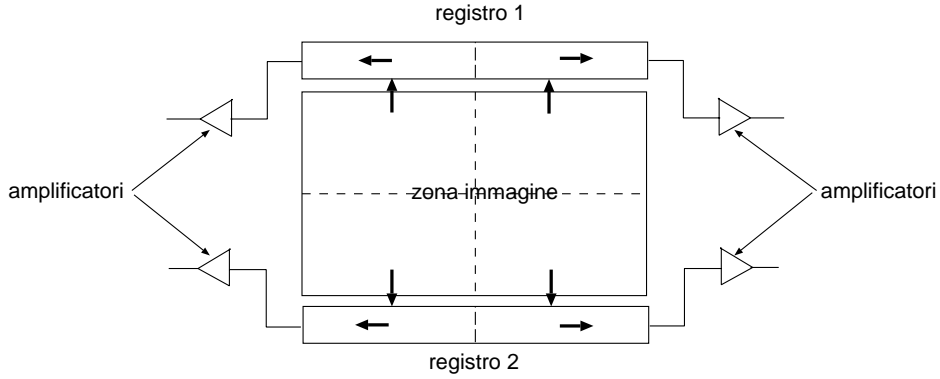


Figura 3.10: Rappresentazione schematica di una CCD con due registri a lettura da ambo i lati

minata esposizione. Essa è definita come il rapporto tra la carica accumulata e l'energia dei fotoni incidenti:

$$S = \frac{Q}{E} = \frac{I\Delta t}{P\Delta t} = \frac{I}{P} \quad (3.3)$$

ove P è la potenza.

La conversione carica-tensione viene eseguita da un diodo di lettura. Se C_L è la capacità del diodo polarizzato inversamente e G il guadagno dell'amplificatore in uscita, il fattore di conversione di uscita, K, è definito come l'ampiezza del segnale in uscita per una determinata carica in ingresso e dunque, poichè $C_L = q/V_i$ e $G = V_0/V_i$, risulta $K = G/C_L$. Spesso K si riferisce alla carica dell'elettrone ed è espresso in $\mu V/e^-$. Valori tipici sono $G \sim 0.7$, $C_L \sim 0.08 \text{ pF}$, $K \sim 1.4 \mu V/e^-$.

L'efficienza di trasferimento di carica (CTE) misura la percentuale di cariche trasferite da uno stadio al successivo. La CTE diminuisce all'aumentare della frequenza di clock e con l'aumento della lunghezza dei segnali sulle porte. La percentuale di cariche ben trasmesse dopo N stadi è

$$(CTE)^N = (1 - \epsilon)^N \simeq 1 - N\epsilon \quad (3.4)$$

dove ϵ è l'inefficienza di trasferimento di carica per uno stadio.

La principale sorgente di rumore è costituita dal rumore di origine termica. L'agitazione termica porta alcuni elettroni del silicio in banda di conduzione. Questi elettroni sono intrappolati nelle buche di potenziale e si aggiungono al segnale, producendo il cosiddetto segnale oscuro (*dark signal*) V_{DS} . Questo è una funzione della temperatura e raddoppia ogni 8-10 gradi.

Tutte le fonti di rumore vanno confrontate con la fluttuazione, $\sqrt{N_S}$ sul numero di fotoni incidenti su ciascun pixel. A basse illuminazioni, questa è fonte dominante di fluttuazioni.

Si definisce rumore temporale la fluttuazione nel tempo del segnale di un pixel. I contributi maggiori al rumore temporale sono introdotti dal rumore dell'amplificatore e dalla carica del diodo di lettura. Altri contributi vengono dal rumore di trasferimento che è collegato all'efficienza di trasferimento.

3.3.3 Electron Bombarded CCD

Come abbiamo visto in precedenza, affinché la luce di scintillazione produca un segnale apprezzabile sulla CCD è necessario ricorrere a degli intensificatori di immagine. È stato sviluppato recentemente un nuovo tipo di dispositivo CCD, la cosiddetta *Electron Bombarded CCD* o EBCCD, che riunisce in sé le funzioni di una CCD e di un intensificatore di immagine.

Nel §3.9, saranno riportati i risultati delle prime prove su fascio effettuate con una EBCCD in un rivelatore tracciante a capillari.

In questo dispositivo i fotoni incidenti sono trasformati in elettroni da un normale fotocatodo e, accelerati da un potenziale dell'ordine di 15 kV in un intensificatore elettrostatico, raggiungono la superficie posteriore di un wafer di silicio sulla cui superficie anteriore è posta la CCD. Le interazioni degli elettroni accelerati con il silicio producono diverse coppie elettrone-lacuna, che penetrano nel silicio fino alla CCD dove gli elettroni prodotti vengono catturati dalle buche di potenziale. Affinché gli elettroni raggiungano la zona di separazione di carica, tuttavia, è necessario che lo strato di silicio sia abbastanza sottile. Pertanto le EBCCD sono costruite con strati di silicio assottigliati rispetto a quelli delle ordinarie CCD.

Fra la griglia acceleratrice e la CCD possono essere inseriti anche altri elettrodi, per focalizzare o ingrandire le immagini. Un elettrodo di focaliz-

zazione può anche fungere da elettrodo di comando. Infatti questo si può mantenere ad una tensione tale che i fotoelettroni non raggiungano mai la CCD, a meno che non vi si applichi una tensione aggiuntiva, che funge da innesco.

I guadagni tipici di questi dispositivi sono dell'ordine di $2000 e^-/\gamma$. La loro efficienza è dominata dall'efficienza quantica del fotocatodo. La fluttuazione sul guadagno della EBCCD è molto minore che quella degli MCP e la sua risoluzione spaziale è molto migliore. Il fattore di conversione in uscita tipico di una EBCCD è $K \sim 100 \mu V/e^-$ da confrontare con il valore $1.4 \mu V/e^-$ delle ordinarie CCD.

3.4 Sorgenti di rumore

Come si è visto rumore nelle immagini prodotte da questo tipo di rivelatori può avere origine in diverse parti dell'apparato:

1. Cross-talk ottico nel bundle di capillari;
2. backscattering di elettroni negli intensificatori di immagine;
3. rumore elettronico nello stadio di lettura della CCD;
4. raggi delta.

3.4.1 Il “cross-talk”

Il *cross talk*, è l'illuminazione di un capillare diverso da quello in cui la luce di scintillazione è stata prodotta. Solo una piccola parte ($\simeq 7\%$) della luce emessa dallo scintillatore viene catturata nel fascio. In una geometria ideale, in cui i capillari sono perfettamente cilindrici con pareti interne perfettamente lisce, la restante parte della luce di scintillazione attraversa i capillari fino ad uscire lateralmente dal fascio. Data la sovrapposizione tra gli spettri di emissione e di assorbimento dello scintillatore, è possibile che questa venga assorbita e poi riemessa in un capillare diverso da quello in cui è stata prodotta, dando origine a rumore. Questa possibilità, sebbene non trascurabile,

è comunque svantaggiata rispetto all'emissione primaria perchè bisogna tenere conto della probabilità di assorbimento, di quella di emissione di luce di fluorescenza e della percentuale di cattura (vedi §1.4).

Un altro meccanismo che può produrre rumore da *cross talk* è dovuto ad eventuali disuniformità nella sezione dei capillari, così come alla presenza nelle pareti di crepe. Esse modificano localmente le condizioni per la rifrazione dei raggi luminosi, permettendo che questi escano dai capillari in cui sono stati catturati o che entrino dove non dovrebbero, in condizione di riflessione totale, rimanendo intrappolati fino all'uscita dal fascio. Altra luce può rimanere intrappolata in sottoinsiemi di capillari, per distanze dell'ordine della lunghezza del rivelatore. Per questo motivo nella costruzione del fascio vengono inserite delle fibre di EMA (vedi §3.2.1) che assorbano questi fotoni prima che raggiungano l'uscita del bundle. Uno studio Monte Carlo [36] ha mostrato che non è necessario circondare ciascun capillare con l'EMA; è sufficiente che il bundle sia costruito a partire da diversi multi rivestiti di EMA per ridurre drasticamente questo effetto.

Prove su fascio effettuate su bundles di fibre scintillanti plastiche hanno mostrato che in un bundle costruito senza EMA, uno con un rivestimento esterno ed uno costruito con fasci rivestiti singolarmente di EMA, la percentuale di rumore sulla luce totale rivelata vale 48%, 40% e 25% rispettivamente [36].

3.4.2 Rumore generato nella catena opto-elettronica

Altre importanti sorgenti di rumore, come si è visto (vedi §3.3) sono legate alla trasformazione del segnale luminoso in un segnale elettrico nella catena opto-elettronica.

La maggior parte del rumore dovuto agli intensificatori viene dal primo elemento della catena. Infatti il più delle volte un'interazione nel bundle produce un singolo fotoelettrone sul primo II. Se c'è backscattering, il fotoelettrone è perso come segnale e riappare come rumore. L'intensità dovuta ad un elettrone di backscattering può essere minore o uguale a quella dell'elettrone di segnale, a seconda dell'energia persa nel processo di diffusione.

La situazione è differente negli intensificatori a valle dove gli elettroni di

backscattering producono un'intensità di luce di gran lunga inferiore a quelli di segnale che già sono stati amplificati dagli stadi precedenti.

La CCD e il suo stadio di lettura possono anche essere sorgenti di rumore. In pratica, il rumore termico della CCD può essere reso trascurabile se il quadro viene "ripulito" con una frequenza di qualche decina di Hz . La maggior parte del rumore della CCD viene dal rumore termico dell'amplificatore. Questo rumore può essere facilmente eliminato tramite una soglia applicata all'ampiezza del segnale in uscita dalla CCD.

3.4.3 I raggi δ

Nell'attraversare il rivelatore, una particella ionizzante può trasferire ad un elettrone dello scintillatore un'energia sufficiente a permettergli di penetrare nei capillari circostanti: questi elettroni sono chiamati *raggi δ* . Essi sono a loro volta ionizzanti e possono produrre luce di scintillazione, generando rumore correlato alla traccia della particella passante. Questo contributo al rumore è ineliminabile.

Una simulazione Monte Carlo su bundles di fibre plastiche [36] ha mostrato che, con una risoluzione spaziale di circa $30 \mu m$, lungo una traccia, il rapporto fra il numero di fotoelettroni dovuti a raggi δ e quelli dovuti alla particella passante è ~ 0.11 . Sperimentalmente è stato mostrato che il rumore è il 48% della luce rivelata. Questo valore è dato dalla somma del 10% attribuito ai raggi δ , 32% al cross-talk, e 6% al backscattering negli intensificatori.

Un'ulteriore fonte di rumore, importante per lunghi tempi di esposizione, è data dall'emissione termica dei fotocatodi degli intensificatori. Tipicamente si hanno $\sim 100 e^-cm^{-1}s^{-1}$ emessi per agitazione termica. Con i tempi di integrazione, al massimo dell'ordine dei μs , tipici delle applicazioni in fisica delle particelle questa fonte di rumore è decisamente trascurabile.

3.5 Possibili applicazioni

Prima di discutere le possibili applicazioni dei rivelatori a capillari riassumiamone le principali caratteristiche attese (vedi §3.7):

- grande precisione nella misura della posizione ($\leq 20 \mu m$);
- alta risoluzione di due tracce (§3.7.5; $\leq 30 \mu m$);
- grande lunghezza di attenuazione della luce ($\sim 3 m$);
- alta densità di hit (§3.7.6; $\sim 3 \text{ hit}/mm$ ad $1 m$);
- alta granularità;
- risposta rapida;
- eccellente resistenza alle radiazioni;
- modularità e possibilità di costruire rivelatori di varie forme;
- piccolo numero di strumenti di lettura dovuto ad un alto livello di integrazione;
- basso costo per canale.

L'alta densità di hit è una caratteristica peculiare dei rivelatori a capillari. In particolare, grazie ad essa, è possibile costruire strati di capillari relativamente sottili con i quali misurare non solo le coordinate delle particelle che li attraversano, ma anche la loro direzione. È quindi possibile collegare segmenti di traccia in strati adiacenti, riducendo le ambiguità nella ricostruzione delle tracce. Questo non è possibile, per esempio, nei rivelatori con microstrip di silicio.

Nei successivi paragrafi sono delineate alcune potenziali applicazioni della tecnica dei capillari in esperimenti di fisica delle particelle.

LHC-B

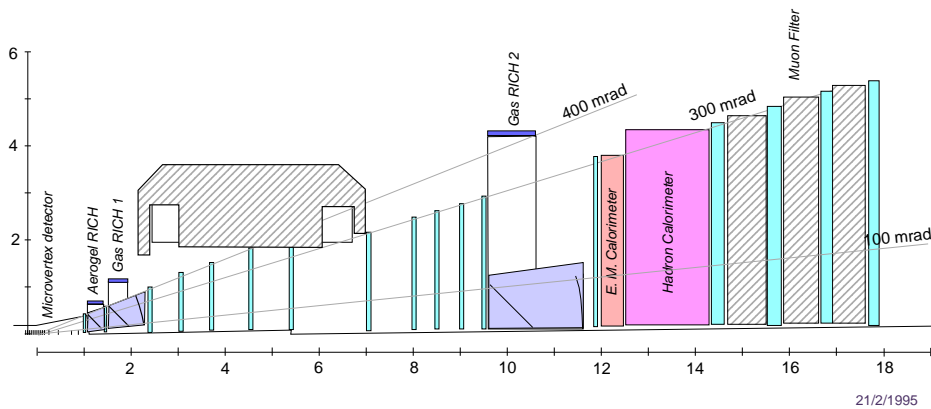


Figura 3.11: Vista laterale dell'apparato LHC-B per lo studio della fisica del quark b a LHC (scala in metri). Il rivelatore di vertice è installato nel tubo a vuoto al centro della regione di interazione

3.5.1 Rivelatore di vertice per un esperimento di fisica del quark b

Il futuro collisionatore adronico LHC offre una possibilità unica per studiare la fisica del quark b . In questo acceleratore, la sezione d'urto prevista per la produzione di coppie $b\bar{b}$ porta a una *rate* di almeno 10^{12} $b\bar{b}$ per anno, già nella prima fase a modesta intensità dei fasci.

È stata presentata una Lettera di Intenti per un esperimento a LHC (esperimento LHC-B) [38] che sfrutti tutta la potenzialità di questo acceleratore nella fisica del b . In Fig. 3.11 è mostrato lo schema dell'apparato sperimentale di LHC-B. Esso consiste di un rivelatore di vertice, un sistema tracciante, contatori RICH (Ring Image Cherenkov) a gas e ad aerogel, un calorimetro adronico, uno elettromagnetico e rivelatori di muoni.

I rivelatori a capillari potrebbero essere usati in alternativa o congiuntamente alle microstrip di silicio, sia nel rivelatore di vertice sia nel sistema tracciante.

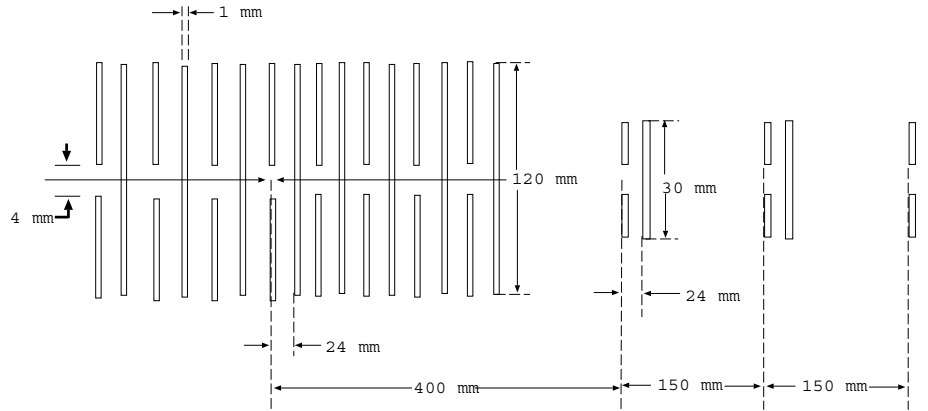


Figura 3.12: *Schema del rivelatore di vertice a capillari*

Un possibile progetto per un rivelatore di vertice basato sui capillari è mostrato in Fig. 3.12. Esso consiste di 16 piani di bundles di capillari spessi 0.7 mm sistemati nelle due direzioni perpendicolari alla direzione del fascio. La larghezza dei piani va da $24 \times 24\text{ cm}^2$ a $42 \times 42\text{ cm}^2$. Il diametro dei capillari è di $16\ \mu\text{m}$. Ciascun piano è diviso in due metà separate da 4 mm , spazio sufficiente a far passare i fasci collidenti ed è separato dal successivo da 2.4 cm . La lunghezza totale del rivelatore è di 36 cm con uno spessore complessivo di materiale attraversato pari a 0.04 lunghezze di radiazione.

In una prova su fascio è stata misurata una risoluzione spaziale di $14\ \mu\text{m}$ pari a circa $5\ \mu\text{m}$ per strato. Questo permetterebbe una precisione di $70\ \mu\text{m}$ nella misura della lunghezza di decadimento con un vertice e tre corpi. Tale precisione può essere ulteriormente aumentata ingrandendo le immagini per mezzo di tapers. Questa soluzione riduce il contributo del sistema di lettura alla risoluzione spaziale ma richiede un aumento del numero di catene di lettura. Con un ingrandimento di ~ 5 si è ottenuta una risoluzione di $6\ \mu\text{m}$ invece di $14\ \mu\text{m}$.

La frequenza delle collisioni fra i fasci di LHC è 40 MHz ed il tempo necessario per leggere un evento da una CCD è molto maggiore dell'intervallo fra due collisioni. Si impone, pertanto, l'uso di dispositivi che ritardino e mettano in coda le immagini per il tempo necessario a decidere se l'evento debba essere acquisito (decisione di trigger di primo livello). In realtà anche la frequenza degli eventi che superano il primo livello di trigger ($\sim 300\text{ kHz}$)

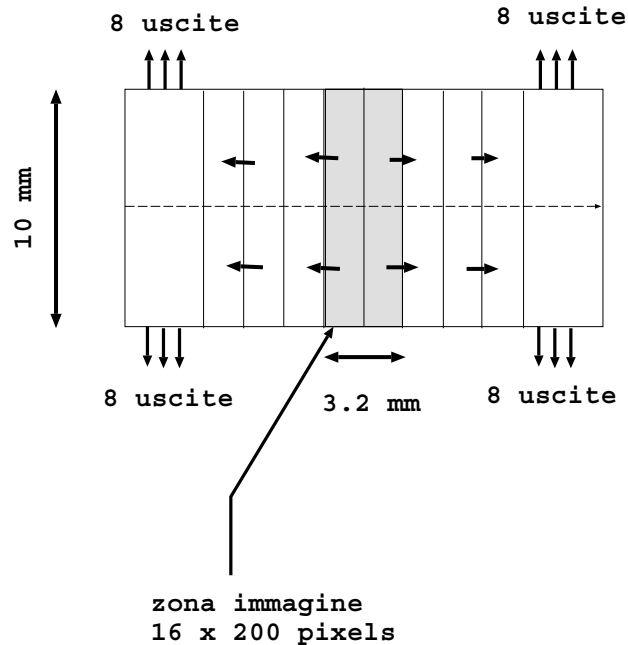


Figura 3.13: Schema di lettura veloce del rivelatore a capillari per un trigger di secondo livello per LHC-B

è troppo elevata, per cui è necessario aspettare una decisione di trigger di secondo livello che confermi la precedente perchè si possa acquisire l'evento.

A questo scopo è stato sviluppato un dispositivo elettrostatico (la Vacuum Image Pipeline o VIP) in grado di ritardare le immagini fino a tempi dell'ordine di $2-3 \mu s$. È allo studio un prototipo capace di ritardi dell'ordine dei millisecondi, necessari per attendere la decisione di secondo livello. Il meccanismo di funzionamento della VIP è descritto dettagliatamente in appendice.

Il sistema di lettura consiste di due catene opto-elettroniche indipendenti ciascuna formata da due VIP (una per ciascun livello di trigger) e da una EBCCD contenente quattro megapixel CCD ciascuna con 32 uscite parallele. Entrambi i dispositivi sono posti all'interno di un campo magnetico solenoideale, che guida gli elettroni. In totale si hanno 8 CCD per 256 canali di lettura, quattro ordini di grandezza meno del numero di canali in un analogo

rivelatore a microstrip di silicio.

È allo studio anche la possibilità di una lettura veloce del rivelatore per i triggers di primo e secondo livello. Per questa applicazione, l'altra estremità dei capillari potrebbe essere equipaggiata con fotomoltiplicatori multi-anodo o con Electron Bombarded Pixel Detectors (EBPD) con lettura parallela, con una granularità minore rispetto all'altro sistema di lettura.

Per fornire un trigger di secondo livello è allo studio un metodo alternativo di lettura, ancora basato sulle CCD. In questo caso si tratterebbe di utilizzare una VIP e una EBCCD con lettura rapida multi-canale. Questa (vedi Fig. 3.13) è una EBCCD con una zona immagine di 16×200 pixels di dimensioni $50 \times 200 \mu m^2$. Su ciascun pixel viene raccolta la luce di numerosi capillari, e il tempo di spostamento dell'intera immagine nella zona di memoria è di soli $400 ns$ permettendo una frequenza di $20 MHz$. L'immagine è letta da 32 uscite parallele in $5 \mu s$. L'intero rivelatore consisterebbe di 64 EBCCD in 32 catene opto-elettroniche con soli 2048 canali di lettura.

3.5.2 Rivelatore di decadimento per un esperimento a bersaglio fisso a LHC

Un'altra possibilità che è stata studiata per la fisica del quark b è in un esperimento a bersaglio fisso, sempre a LHC. In questo esperimento un fascio di protoni sarebbe estratto da LHC per mezzo di un cristallo il cui reticolo è curvato.

In questo caso il rivelatore è composto da 5 piani di capillari con un'area attiva di $30 \times 30 mm^2$ posti a $10 mm$ a valle del bersaglio. La separazione fra i piani è di $20 mm$. Ciascuno di essi è composto da due strati, spessi, $1 mm$, di capillari con diametro di $10 \mu m$ e disposti lungo le due direzioni ortogonali.

Assumendo per le risoluzioni i valori $\sigma_{tr} = 6 \mu m$ e $\sigma_{tt} = 11 \mu m$, si può prevedere, sulla misura del vertice di decadimento del B una risoluzione di $30\text{--}300 \mu m$, a seconda della topologia dell'evento. Le coordinate trasversali del vertice possono essere misurate con una precisione di $1.5\text{--}3 \mu m$, valore potenzialmente migliore di quanto ottenibile con microstrip di

silicio. Questa caratteristica può migliorare significativamente la sensibilità dell'esperimento.

3.5.3 Tracciatore centrale e rivelatore di vertice a LHC

Un possibile rivelatore centrale in un esperimento con fasci collidenti a LHC, consiste di 4 gusci cilindrici disposti attorno al fascio a distanze di 60, 80, 100, 120 cm rispettivamente. Ciascun guscio è composto da 6 strati di bundles. L'orientazione di ciascuno di questi strati forma un angolo di 10° con quella dello strato precedente. Il diametro dei capillari è di $100 \mu m$ e lo spessore dello strato è di $1 mm$. I bundles sono accoppiati al sistema di lettura opto-elettronica per mezzo di guide di immagine.

Da simulazioni Monte Carlo che includono l'efficienza di ricostruzione e il campo magnetico, si è ottenuta una risoluzione sulla misura del vertice di $50 \mu m$ nella direzione trasversale e di $300 \mu m$ in quella longitudinale. La risoluzione sulla misura dell'impulso è $\sigma_{p_t}/p_t \leq 10\% p_t$ (TeV/c) per un campo magnetico di 2 T.

Una simulazione simile per un rivelatore di vertice formato da 4 strati analoghi a quelli descritti sopra, ma con capillari da $25 \mu m$ e raggio 10, 20, 30,40 cm attorno al fascio fornisce una stima della risoluzione sulla misura del parametro di impatto al punto di interazione in funzione dell'impulso trasverso. Per impulsi maggiori di $100 GeV/c$ essa è pari a $7 \mu m$ e l'efficienza di ricostruzione è del 96% alla più alta intensità prevista per i fasci collidenti.

3.5.4 Esperimenti di ricerca del ν_τ

La rivelazione del ν_τ , tramite l'osservazione delle sue interazioni di corrente carica, è interessante sia per esperimenti di oscillazione $\nu_\mu - \nu_\tau$, sia per l'osservazione di un ν_τ in esperimenti di completo arresto dei fasci di protoni (*beam-dump*): il ν_τ non è ancora stato direttamente osservato attraverso le sue interazioni.

L'identificazione diretta di una interazione di corrente carica indotta da ν_τ è basata sulla osservazione della traccia del τ e del suo decadimento. Le emulsioni fotografiche forniscono la migliore risoluzione spaziale utile a

questo scopo. Esse, tuttavia, non danno nessuna informazione temporale, e per questo, in alcune situazioni sperimentali, sono difficilmente utilizzabili a causa dell'elevato flusso di particelle.

Un massiccio bersaglio attivo composto di capillari è una soluzione attraente per la ricerca dei segnali del decadimento di un leptone τ . Alle energie del fascio di neutrini WBB del CERN, il percorso medio di un τ^- prima del suo decadimento è di 0.9 mm . La densità di hit di questo tipo di rivelatori, in genere, non permette di risolvere la traccia del τ per vedere il gomito (*kink*) dovuto al suo decadimento, come invece permettono le emulsioni. Per la rivelazione del decadimento del τ si deve ricorrere alla misura del cosiddetto *parametro di impatto trasverso*. Esso è definito come la distanza trasversale della traccia del leptone carico dal vertice dell'interazione (vedi Fig.3.14). La precisione di questa misura dipende dalla precisione nella determinazione dei vertici, e quindi dalla capacità di risolvere due tracce.

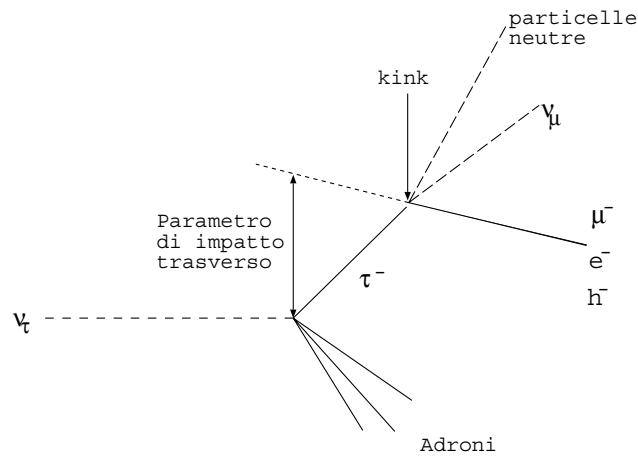


Figura 3.14: *Interazione di corrente carica di un ν_τ e definizione del parametro di impatto trasverso*

Simulazioni Monte Carlo hanno mostrato che, con una risoluzione di $15 \mu\text{m}$ per hit, l'efficienza di rivelazione del decadimento muonico del τ è del 60%. Per ottenere una sufficiente sensibilità per le interazioni di neutrino, possono essere necessari rivelatori di diverse tonnellate ed un enorme numero di canali di lettura. Per diminuire il numero di canali di lettura indipendenti, si può pensare ad una tecnica di "multiplexing" delle imma-

gini. Questa consiste nel proiettare diverse zone di un fotocatodo di grandi dimensioni sulla stessa area di uno schermo di fosfori di un II.

Come detto sopra, le possibili applicazioni di questa tecnica si rivolgono a due tipi di esperimenti:

- esperimenti del tipo di CHORUS per la ricerca di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$ alla massima energia dell'SPS (450 GeV).
- un rivelatore di ν_τ in un fascio di neutrini di altissima energia da LHC, che permette la produzione diretta di ν_τ .

Esaminiamo un po' più in dettaglio i due possibili esperimenti.

3.5.4.1 Esperimenti sulle oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$

L'uso di bersagli attivi massicci potrebbe aumentare la sensibilità di rivelazione di un ordine di rispetto a CHORUS e NOMAD. I capillari possono essere orientati o trasversalmente o longitudinalmente rispetto al fascio di neutrini. La massa totale del bersaglio dovrebbe corrispondere a circa 10 lunghezze di radiazione e assolverebbe anche alle funzioni di un calorimetro finemente segmentato.

Nell'opzione trasversale un possibile rivelatore [34] è formato da 60 moduli di area $100 \times 100 \text{ cm}^2$ e spessi 3.2 cm . Il peso totale è di 4 tonnellate per una lunghezza di 2 m . Ciascun modulo contiene 2 piani di alluminio o vetro spessi 4 mm , ognuno seguito da 4 piani di capillari da $20 \mu\text{m}$. Di questi 8 piani, 3 sono orientati verso X, 3 verso Y e 2 sono inclinati. Utilizzando vetro pesante e una *packing fraction* (vedi §3.2) di 0.5, la densità di un piano di capillari arriva a 1.8 e il peso totale di un modulo è di 65 kg .

Considerato lo spessore del materiale passivo, l'errore introdotto dalla diffusione multipla sulla misura di posizione di una particella da 1 GeV di energia è dell'ordine di $10 \mu\text{m}$. Il numero di piani è stato scelto per ottimizzare la possibilità di correlare e ricostruire le tracce.

Il numero totale di capillari da leggere in un tale rivelatore è 2.3×10^9 . Come si è detto, un tale numero di canali di lettura potrà essere trattato solo con il *multiplexing*. Se ogni piano è costituito da 12 mazzetti larghi 8.3 cm e 24 mazzetti sono mappati in una finestra larga $8.3 \times 8.3 \text{ cm}^2$, il

numero totale di catene optoelettroniche necessarie è 240, che con un fattore di riduzione dell'immagine di 0.76 e un fattore di multiplexing di 10 possono essere proiettate su una megapixel EBCCD con pixel di dimensioni $20 \times 20 \mu m^2$.

Nell'opzione longitudinale, l'angolo medio che la traccia del τ prodotto forma con la direzione del neutrino incidente è 50° e le tracce primarie sono allargate in azimut. Questo rende la separazione delle tracce molto più facile che nel caso precedente.

Il rivelatore potrebbe avere una superficie di $1 m^2$, per una lunghezza dei capillari di $2 m$ e un peso totale di 3 tonnellate. Tale rivelatore dovrebbe essere letto da 256 catene optoelettroniche, ciascuna con $40 cm^2$ di area di ingresso, un fattore di riduzione di 0.78 e un fattore di multiplexing di 6.

3.5.4.2 Produzione di ν_τ a LHC

Nelle collisioni protone-protone a LHC, si producono un gran numero di particelle dotate di numeri quantici di charm e beauty. Il loro decadimento produce intensi fasci di neutrini molto collimati in avanti (tipicamente meno di $2 mrad$ di dispersione angolare). Alternativamente, fasci di neutrini potrebbero essere prodotti tramite fasci estratti ed inviati su bersagli.

I ν_τ prodotti (in massima parte nel decadimento di D_s) rappresentano una piccola frazione del flusso, ma sufficiente ad essere osservata tramite interazioni di corrente carica. Per questo scopo possiamo considerare un rivelatore a capillari di $80 \times 80 cm^2$ di superficie avente una densità longitudinale di $2 kg/cm^2$. Rispetto al caso di un esperimento all'SPS, la maggiore energia delle particelle incidenti rende minore l'errore introdotto dalla diffusione multipla e dunque si possono utilizzare strati di materiale passivo più spessi.

Queste considerazioni tendono a favorire una configurazione simile all'opzione trasversale degli esperimenti all'SPS. Gli stessi argomenti portati per gli esperimenti all'SPS conducono a delineare un progetto con 80 moduli composti da 2 lastre di alluminio spesse 4 cm ciascuna seguita da 4 piani di capillari di 3 mm di spessore, per una lunghezza totale di 25 cm per modulo. La lunghezza totale sarebbe dunque 20 m per un peso complessivo di 13 tonnellate.

Una simulazione di questo rivelatore ha mostrato che una efficienza di

rivelazione del τ del 50% può essere ottenuta con un taglio sul parametro di impatto corrispondente ad un fattore di reiezione di 10^3 sul campione completo di eventi con un muone. In questo caso è stato considerato solo il decadimento muonico τ perché le interazioni dei π in un bersaglio massiccio introducono molto fondo. Il fondo proveniente dai decadimenti del charm può essere ridotto discriminando gli sciame elettromagnetici nel bersaglio attivo.

L'area totale da leggere è approssimativamente la stessa che nel caso dell'SPS. La maggiore molteplicità delle tracce impone, tuttavia, un fattore di multiplexing minore. Inoltre la maggiore distanza relativa fra i piani traccianti rende la mappatura dei mazzetti su una sola superficie molto più difficoltosa. Pertanto ci si aspetta un sensibile incremento del numero di catene opto-elettroniche rispetto al caso precedente.

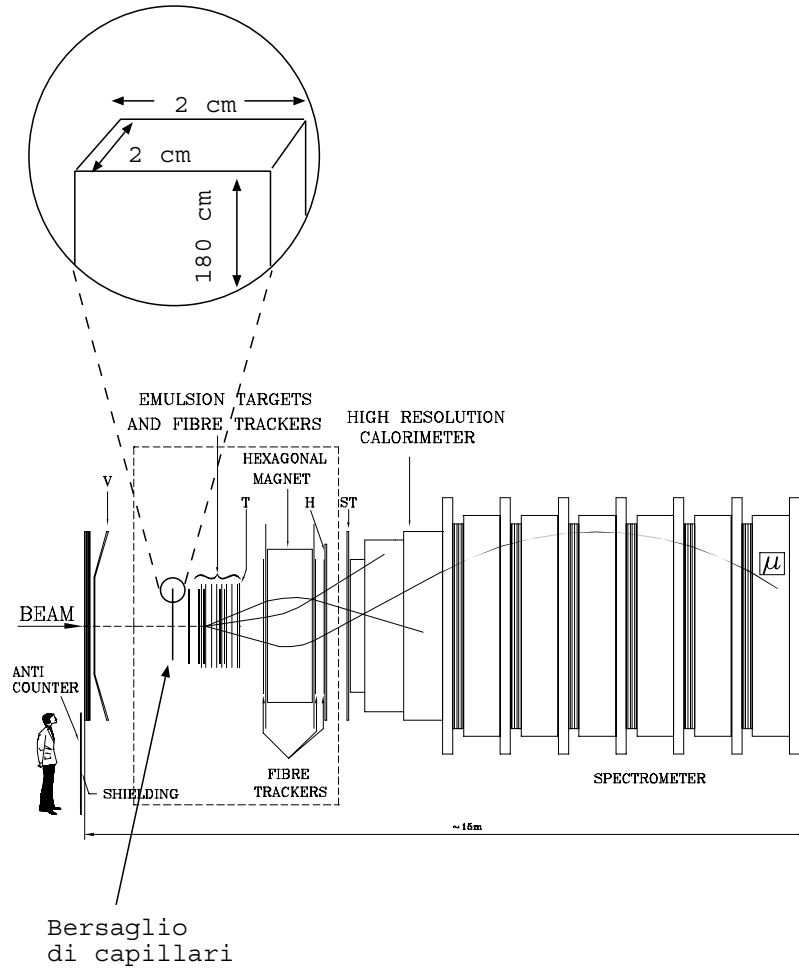


Figura 3.15: Schema dell'apparato dell'esperimento CHORUS sulla linea del fascio di neutrini dell'SPS al CERN e posizione del bersaglio di capillari di scintillatore liquido

3.6 L'apparato sperimentale per lo studio delle prestazioni dei rivelatori traccianti

Per studiare la prestazioni di un rivelatore completo, abbiamo sottoposto a prove su fasci di muoni e neutrini un prototipo di grande volume costruito per

noi dalla Schott Fiber Optics Inc. [35]. Esso è stato installato sulla linea del fascio di neutrini dell'esperimento CHORUS all'SPS del CERN, all'interno della stanza refrigerata (*cool box*) in cui sono poste le emulsioni nucleari che in CHORUS costituiscono il bersaglio per i neutrini (vedi Fig.3.15).

Il rivelatore è stato provato sia con muoni sia con neutrini, in modo da misurare la risoluzione spaziale e la lunghezza di attenuazione nel bundle e saggiarne la capacità di rivelare interazioni di neutrino.

3.6.1 Il bundle

Il prototipo è composto da 940 multi ognuno formato da 547 capillari di vetro (per un totale di circa $5 \cdot 10^5$ capillari), il cui diametro interno cresce da 20 a 34 μm con uno spessore delle pareti di 1.5 μm . I multi sono protetti da uno strato di vetro spesso circa 30 μm , il bundle da uno strato spesso da 1 a 1.5 mm. L'ingrandimento complessivo è pari a 1.7 e l'area attiva è il 55 % del totale. Il taglio del bundle è stato eseguito presso un laboratorio del CERN, specializzato nella lavorazione del vetro con una sega circolare di diamante. La zona del taglio è raffreddata con una miscela di acqua e olio e dall'estremità libera del bundle viene soffiato azoto a pressione per evitare che schegge di vetro o la miscela di raffreddamento penetrino nei capillari. Osservando il bundle si è notato che il rivestimento protettivo non segue il profilo dei multi più esterni, lasciando delle zone vuote grandi come metà di un multi. Prima del riempimento è stato necessario sigillare i capillari prossimi al bordo esterno del bundle con una cornice spessa un paio di millimetri, rinunciando quindi ad una parte dell'area utile.

3.6.2 La catena opto-elettronica

Nella catena opto-elettronica (vedi §3.3, Fig. 3.4) è stato inserito un intensificatore elettrostatico davanti all'MCP, per ingrandire l'immagine e sopperire alla scarsa risoluzione spaziale dell'MCP (25 lp/mm). Un ulteriore II elettrostatico proietta un'immagine rimpicciolita sulla superficie di una CCD Thompson TH 7869A, con una superficie sensibile di 1024×1024 pixel ciascuno di dimensioni $19 \times 19 \mu\text{m}^2$. L'ingrandimento complessivo della catena è 0.58.

3.6.3 Il trigger

Abbiamo considerato due configurazioni dei contatori nel trigger a seconda che si vogliano selezionare muoni di calibrazione o neutrini.

Nelle prove effettuate con i muoni, abbiamo disposto dei contatori a scintillazione lungo il bundle, in modo che selezionassero muoni ortogonali all'asse del bundle stesso, in una zona lunga 4 centimetri posizionabile a distanza variabile dalla catena opto-elettronica.

Il sistema di contatori lungo la linea del fascio è composto dal contatore di veto dell'esperimento CHORUS (circa $4 \times 3 \text{ m}^2$), da un contatore, S3 ($4 \times 2 \text{ cm}^2$), addossato a monte del bundle e mobile in 14 posizioni prefissate e da due contatori S1 ed S2 lunghi 2 m e larghi 2 cm e addossati a valle del bundle. Un ulteriore contatore, in coincidenza con questi, è situato 14 metri a valle del bundle, nello spettrometro dell'esperimento CHORUS. Esso serve a selezionare solo le particelle a piccolo angolo. Questo è necessario perchè, per valutare efficacemente la densità di interazioni delle particelle con i capillari, queste ultime devono attraversare il bundle parallelamente alla superficie della CCD.

Nelle prove con fasci di neutrini, il trigger è dato dalla coincidenza dei due contatori S1 ed S2 e di un segnale proveniente dall'SPS, che indica il momento in cui vengono estratti i protoni che, inviati sul bersaglio primario, producono i neutrini. Il veto V dell'esperimento CHORUS è in anticoincidenza. Uno schema della logica di trigger è visibile in Fig.3.16.

In entrambi i casi, il segnale di trigger è utilizzato per comandare l'apertura dell'MCP e del gate dell'intensificatore davanti alla CCD. Il gate è inibito se è presente un segnale che indica che le schede preposte all'acquisizione dati sono occupate. Nel caso in cui si utilizzino fasci di neutrini, il segnale $\bar{V} \cdot S1 \cdot S2$ entra anche nella formazione del trigger di neutrino dell'esperimento CHORUS. Esso verifica se nei suoi rivelatori sono presenti le tracce dell'interazione e invia un segnale che prolunga l'apertura del gate dell'MCP di $60 \mu\text{s}$ e comanda l'apertura del gate dell'intensificatore prospiciente la CCD. Contemporaneamente, l'evento trovato in CHORUS è etichettato come un'interazione di neutrino avvenuta nel bersaglio di capillari.

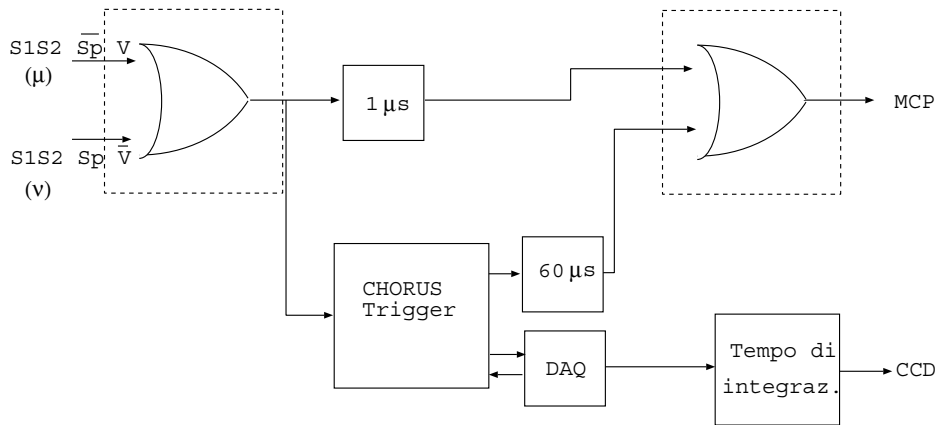


Figura 3.16: Schema della logica di trigger nelle prove sul fascio di muoni e di neutrini dell'SPS al CERN

3.6.4 L'elettronica di lettura

I dati provenienti dalla CCD venivano acquisiti tramite una scheda "Data Cube" [39] installata in un crate VME. I dati analogici provenienti dalla CCD vengono inviati ad un ADC a 8 bit contenuto nella scheda, il cui offset è programmabile dell'utente. Nella memoria RAM della scheda sono immagazzinate solo le coordinate ed i contenuti dei pixel la cui ampiezza supera una soglia di valore programmabile (*zero suppression*), consentendo così di eliminare gran parte del rumore termico. La memoria è letta da un Fast Intelligent Controller (la stessa unità FIC utilizzata nelle prove del calorimetro dell'esperimento FORWARD), che è il supervisore del crate VME. Su di esso girano i programmi di inizializzazione della scheda e di acquisizione.

3.7 Misure con fasci di muoni

3.7.1 Il programma di analisi delle tracce

Allo scopo di verificare le prestazioni del rivelatore è stato implementato un programma di analisi dei dati che ricostruisce ed analizza tracce singole di particelle che lo hanno attraversato.

Il programma è stato inizialmente sviluppato per l'analisi dei dati di un prototipo di rivelatore a fibre scintillanti utilizzato precedentemente nell'esperimento WA84 [20]. Successivamente, una versione ampliata di questo programma è stata adattata per essere utilizzata sulle stazioni Unix dell'esperimento CHORUS, per poter utilizzare dati provenienti dal prototipo di bundle in un formato compatibile con quello dei dati degli altri rivelatori dell'esperimento CHORUS.

L'analisi delle tracce consiste di una sequenza di operazioni che, a partire dai singoli pixel illuminati sulla CCD, permettono di:

1. selezionare gli eventi da analizzare in base all'ampiezza totale di segnale raccolta;
2. identificare una regione da analizzare sulla base della proiezione del segnale lungo i due assi della CCD;
3. ricostruire agglomerati di pixel coalescenti attorno ad un massimo locale di ampiezza del segnale (spot);
4. ricostruire eventuali agglomerati di spot coalescenti (cluster);
5. ricostruire la traccia;
6. analizzare le tracce ricostruite.

In primo luogo vengono eliminati gli eventi che contengono una ampiezza di segnale complessivamente minore di una soglia, o maggiore di un limite. Questo consente di scartare gran parte degli eventi contenenti solo rumore o tracce multiple o molto rumorose. Successivamente vengono scartati tutti i pixel la cui ampiezza risulta minore di una soglia. Nel seguito, la matrice di pixel sarà indicata come il quadro della CCD e le righe e le colonne saranno rispettivamente le coordinate y ed x .

Nella configurazione sperimentale che è stata utilizzata per i test al CERN, le particelle provengono parallelamente all'asse x del quadro, per cui è possibile individuare una finestra di lavoro proiettando il segnale sull'asse y ed osservandone la distribuzione. La presenza di una traccia è segnalata da un picco in questa distribuzione. La zona di lavoro (la *big box*) è centrata sul valor medio della distribuzione e larga due scarti quadratici medi.

Altri eventi vengono scartati se l'ampiezza del segnale nella big box è maggiore di un limite fissato o minore di una soglia o se la big box è più larga di un determinato valore (in μm). Tutti i parametri utilizzati sono memorizzati in un file, in modo da poter essere facilmente modificati.

3.7.2 Ricerca di spot e cluster

Nella versione modificata del programma, l'analisi è limitata ad una finestra di 800×600 pixel al centro della CCD. Questo è necessario qualora si vogliono studiare le prestazioni del rivelatore senza introdurre correzioni per le distorsioni "a cuscino" provocate dall'intensificatore elettrostatico (vedi Fig.3.17 e §3.3.1). I risultati ottenuti sono praticamente equivalenti a quelli

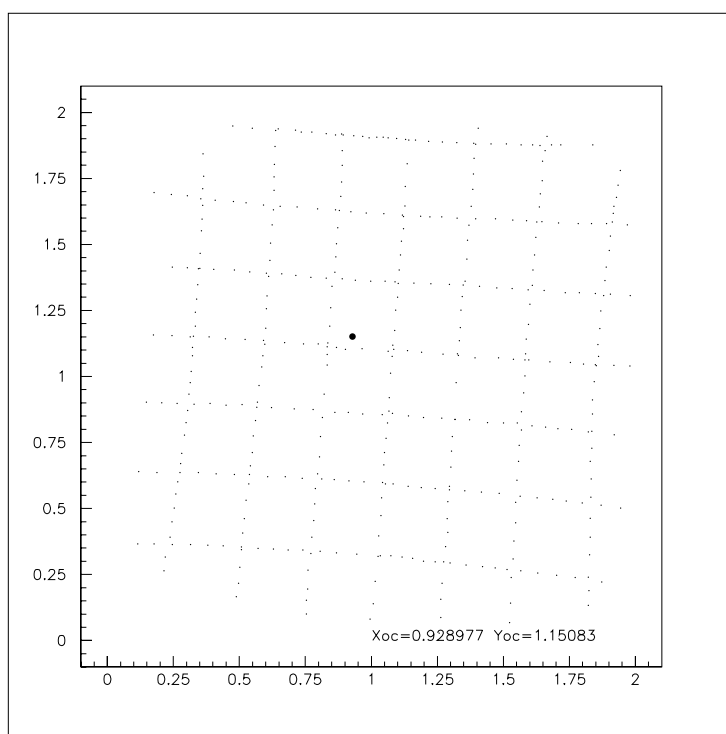


Figura 3.17: *Effetto delle distorsioni "a cuscino" sull'immagine di una griglia a maglie quadrate*

che si ottengono considerando l'intera superficie della CCD ed utilizzando degli algoritmi per la correzione delle distorsioni.

Il programma analizza l'altezza di impulso (PH) di ciascun pixel e ne cerca il massimo (vedi Fig. 3.18). Successivamente verifica se gli 8 pixel adiacenti sono "accesi". Se trova un pixel adiacente acceso, lo etichetta e lo associa alla spot corrispondente al massimo trovato. Il processo di confronto con i

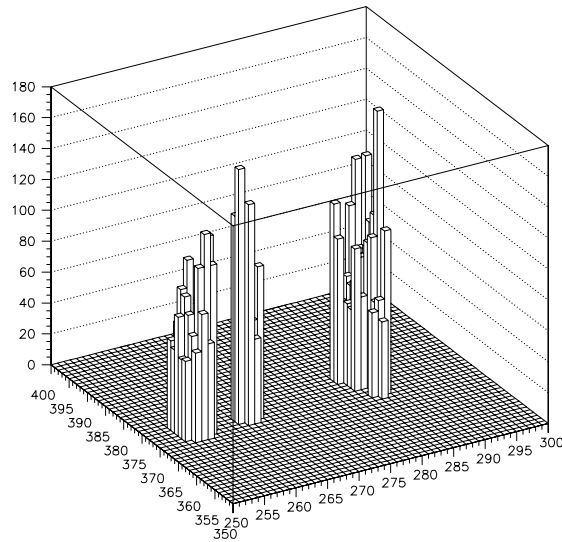


Figura 3.18: *Esempio di cluster lungo una traccia. ogni pixel è rappresentato da una torre la cui altezza è l'ampiezza di impulso. Si possono notare due spot nel cluster più a sinistra, uno in quello centrale e diversi in quello più a destra.*

primi vicini si ripete per tutti i pixel considerati, confrontando ogni volta l'altezza di impulso. Quando si trova un pixel la cui altezza sia maggiore di tutti i primi vicini, siamo in presenza di un massimo locale, e dunque di una nuova spot. Vengono eliminate tutte le spot il cui numero di pixel sia minore o uguale a 2. Ogni volta che si trova una nuova spot, vengono calcolate le coordinate del suo baricentro, l'ampiezza totale di impulso e il numero di pixel associati.

Dopo aver finito la ricerca delle spot, una routine controlla se, fra i pixel selezionati nella precedente analisi, pixel adiacenti appartengano alla stessa spot. In caso contrario vuol dire che appartengono a spot adiacenti e dunque formano un cluster. Costruita una mappa dei cluster, il programma calcola le coordinate del baricentro e l'ampiezza dell'impulso.

Poichè c'è una soglia sulla PH minima dei pixel, i pixel ai bordi di una spot o di un cluster, che in genere hanno un segnale più basso, hanno una probabilità maggiore di essere eliminati. Per questo motivo è più probabile che una spot al bordo di un cluster rimanga isolata dopo il taglio sulla PH dei pixel, e dunque venga eliminata. Questo dà ai cluster una tipica forma tagliata ai bordi, come per esempio nel cluster a sinistra di Fig.3.18. Se il numero di spot e di cluster rimasti non è compreso in un intervallo di valori fissato, l'analisi prosegue con l'evento successivo.

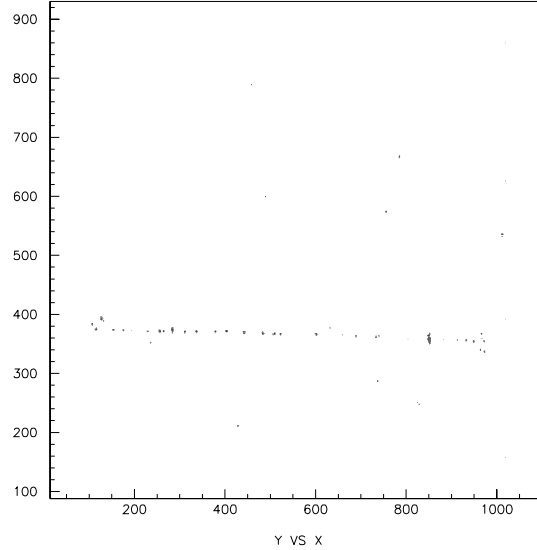


Figura 3.19: Esempio di traccia nel rivelatore. Le coordinate sono in linee e colonne CCD. I cluster di Fig.3.18 appartengono a questa traccia

3.7.3 Ricostruzione della traccia

La ricostruzione della traccia migliore individuata dai baricentri delle spot viene effettuata mediante un fit lineare, con cui vengono stimati i parametri a e b della retta: $y = ax + b$. Il fit è realizzato con il metodo dei minimi quadrati, rendendo minima la funzione:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N [y_i - (ax_i + b)]^2 \quad (3.5)$$

in cui N è il numero delle spot nella big box e x_i ed y_i le coordinate dei baricentri delle spot. In realtà quella che va minimizzata è la somma D^2 dei quadrati delle distanze delle spot dalla retta, mentre la 3.5 rappresenta la differenza fra le ordinate delle spot e quelle definite dalla retta di parametri a e b . La funzione χ^2 coincide con D^2 solo se la retta è perfettamente orizzontale. Nel caso limite di una retta verticale, risulterebbe $\chi^2 = \infty$. Pertanto, prima di effettuare il fit, si esegue una rotazione del sistema di riferimento di

un angolo individuato dalla retta congiungente le due spot estreme nella big box.

Dopo aver eseguito un primo fit nel sistema di riferimento ruotato, si eliminano tutte le spot la cui distanza dalla traccia (il *residuo*) sia maggiore di un valore fissato e si esegue un nuovo fit sulle spot rimanenti. Il processo si ripete al massimo n volte (n fissato nel file di parametri) o finchè non vi siano più spot eliminate. Se all'ultima iterazione c'è ancora una spot troppo distante, la traccia viene scartata.

La lunghezza della traccia è definita come la somma della distanza fra le spot estreme e della distanza media fra le spot.

3.7.4 Calcolo della densità di “hit”

Definiamo un “hit” come l'immagine sulla CCD di un'interazione fra la particella passante e i capillari. Un hit viene accettato se sul quadro della CCD risulta formato da più di n pixel adiacenti accesi, ove n è un numero, fissato nel file di parametri, che generalmente vale 2 o 3; in generale diremo che un cluster è un hit. Il programma, calcola diverse grandezze legate alla densità di hit, che permettono di stabilirne il valore e di controllare se le condizioni della catena opto-elettronica sono ottimizzate.

Le prime due grandezze che si calcolano sono la densità media di spot e di cluster lungo la traccia. Queste possono essere calcolate o a partire dalla loro distribuzione o come rapporto fra il numero medio di spot o cluster e la lunghezza media di traccia. Entrambi i metodi portano a risultati sostanzialmente identici.

Se le condizioni di guadagno della catena opto-elettronica e della CCD sono ben regolate, ci si aspetta che il rapporto fra la densità di spot e la densità di cluster sia prossimo ad 1; in caso contrario si dovrà stabilire quale delle due densità corrisponda alla reale densità di interazioni lungo la traccia.

Fortunatamente, esiste un modo indipendente dal guadagno per calcolare la densità di hit: il metodo della lunghezza di gap. Per gap si intende lo spazio che separa due hit consecutivi sulla traccia. Se si assume che la risposta del rivelatore sia uniforme, allora la probabilità di interazione per unità di

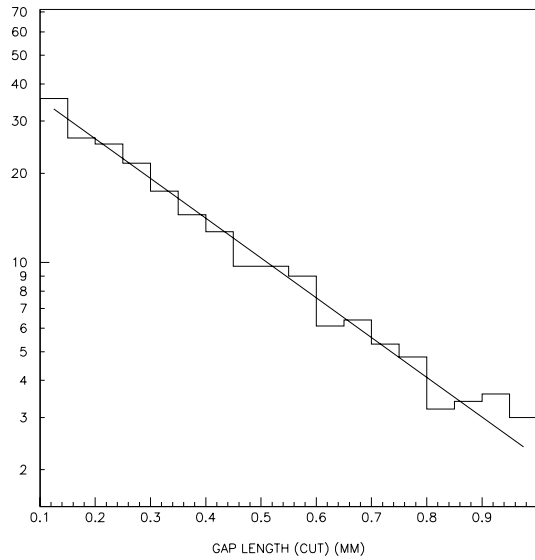


Figura 3.20: *Distribuzione delle distanze fra due hit e fit con una funzione esponenziale, limitatamente alla zona compresa tra 0.1 e 1 mm*

lunghezza è costante. Dunque, la distribuzione della distanza G fra due hit (la *gap length*) è esponenziale:

$$F(x) = C e^{-x/G} = C e^{-H_d x} \quad (3.6)$$

In realtà la distribuzione delle gap si discosta dalla forma esponenziale per piccole gap. Questo per la presenza di rumore correlato agli hit o perchè non si riescono a risolvere due hit molto vicini. Basta allora eseguire un fit sulla distribuzione nella zona esponenziale per ottenere la densità di hit reale H_d (vedi Fig. 3.20).

3.7.5 Misura della risoluzione spaziale

La risoluzione spaziale del rivelatore è determinata dal modo in cui si distribuiscono i pixel attorno alla traccia. Definiamo ora alcune grandezze utili nella descrizione delle prestazioni spaziali del rivelatore:

1. Residuo delle spot (spot residual) σ_s . Esso è definito come la larghezza della distribuzione delle distanze dei baricentri delle spot dalla retta che meglio approssima la traccia (la traccia ricostruita). Il residuo delle spot è una misura dell'incertezza nella posizione delle singole spot, causata dalla catena opto-elettronica e dalla qualità dell'impaccamento dei capillari nel bundle. La presenza di rumore fa sì che la suddetta distribuzione non sia perfettamente gaussiana, per cui la RMS non è una buona caratterizzazione della larghezza. Si preferisce utilizzare la larghezza a mezza altezza (FWHM) o eseguire un fit con due curve gaussiane sovrapposte, di cui la più stretta rappresenta il segnale (vedi Fig. 3.21). Analogamente si può calcolare il residuo dei cluster. Pensando ciascun cluster con la rispettiva ampiezza di carica, si ottiene il cosiddetto *track residual* pesato σ_{wtr} .
2. Dimensioni delle spot e dei cluster. Sono date dalle larghezze delle distribuzioni delle distanze dei pixel dai baricentri delle spot o dei cluster σ_{sp} e σ_{cl} , pesate per le rispettive ampiezze.
3. Residuo dei pixel o risoluzione di due tracce σ_{tt} . È la larghezza della distribuzione delle distanze dei pixel dalla traccia interpolata, pesate con le ampiezze. Questa grandezza è un buon indicatore della capacità del rivelatore di distinguere fra due tracce vicine. È la grandezza cui in genere si fa riferimento quando si parla di risoluzione del rivelatore.

Le tre grandezze sopra definite sono legate fra loro dalla relazione:

$$\sigma_{tt}^2 = \sigma_{cl}^2 + \sigma_{wtr}^2 \quad (3.7)$$

Le misure effettuate a varie distanze hanno mostrato una lieve dipendenza delle σ_{wtr} e σ_{tt} dalla distanza, interpretabile come un effetto dell'ingrandimento dovuto alla struttura a taper del bundle. Questo ingrandimento è stato valutato a varie distanze e, nel valutare le varie grandezze, viene sostituito al valore medio di 1.7 applicato dal programma di analisi a tutte le distanze. Si ricava così una larghezza media dei cluster $\langle \sigma_{cl} \rangle = 20.5 \pm 0.9 \mu m$ nella direzione trasversale rispetto alla traccia, $\langle \sigma_{wtr} \rangle = 22.8 \pm 0.8 \mu m$ e $\langle \sigma_{tt} \rangle = 31.7 \pm 0.6 \mu m$, in buon accordo col valore $\langle \sigma_{tt}^{estr} \rangle = 30.7 \pm 1.2 \mu m$ previsto dalla 3.7.

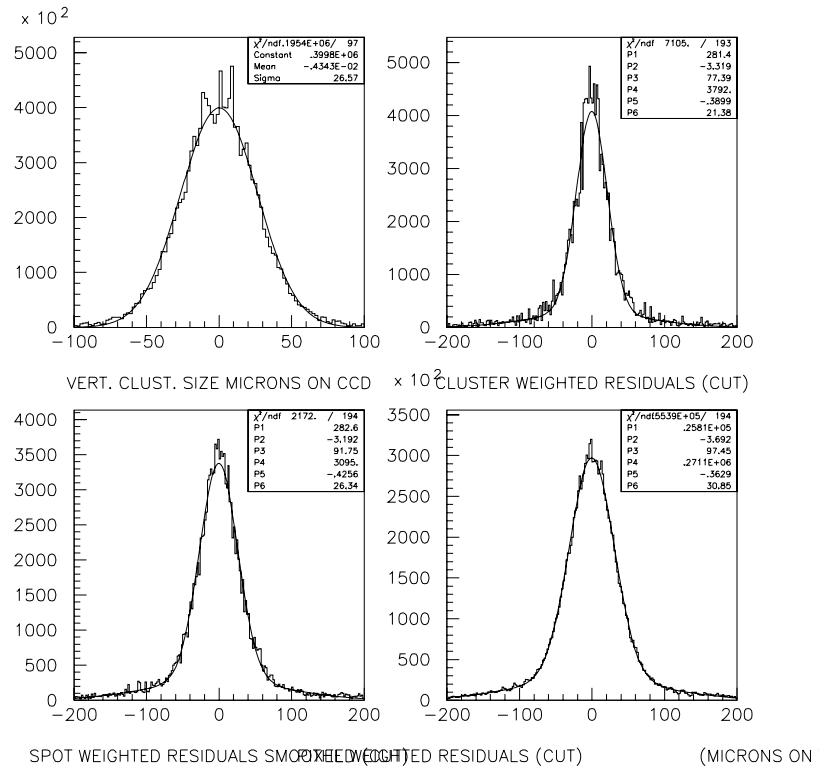


Figura 3.21: *Distribuzioni delle grandezze e dei residui dei cluster dalla traccia (in alto), dei residui delle spot e dei pixel dalla traccia (in basso)*

3.7.6 Misura della lunghezza di attenuazione

Un'altra misura eseguita sul prototipo installato sulla linea del fascio di neutrini del CERN è servita a verificare se la lunghezza di attenuazione della luce all'interno del bundle si discostasse sensibilmente da quella misurata nel singolo capillare di quarzo (vedi §3.2.3). Per questo scopo si è misurata la risposta del rivelatore a muoni incidenti a diverse distanze dalla catena opto-elettronica.

La distribuzione dell'energia rilasciata da un muone che attraversa il rivelatore è la distribuzione di Landau. Il suo valor medio è quasi indipendente

dall'energia delle particelle incidenti, se quest'ultima è maggiore di ~ 1 GeV. In unità indipendenti dal materiale, essa vale $\sim 2 \text{ MeV } (g/cm^2)^{-1}$. Pertanto, indipendentemente dall'energia, i muoni che attraversano il rivelatore rilasciano, in media, tutti la stessa energia. Nel rivelatore, l'intensità di luce prodotta è quindi in media sempre la stessa o, equivalentemente, la densità di hit lungo una traccia in media è costante. Selezionando i muoni che attraversano il bundle a diverse distanze dalla catena optoelettronica, si può misurare l'attenuazione della luce dalla dipendenza della densità di hit dalla distanza.

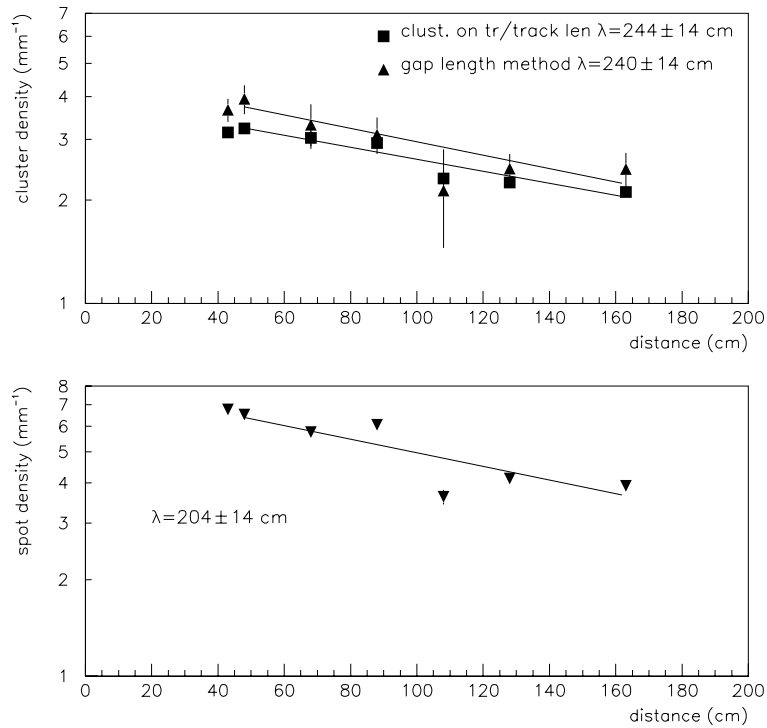


Figura 3.22: *Misura della lunghezza di attenuazione della luce nel bundle utilizzando le densità di spot di cluster e di hit per tracce di particelle passanti a diverse distanze dalla catena.*

Come abbiamo osservato precedentemente, lungo le tracce si possono mi-

surare le densità di spot, di cluster e la densità di hit calcolata con il metodo della gap length. Nel caso in cui tutti gli elementi della catena opto-elettronica siano ben regolati, queste tre grandezze devono avere valori comparabili. Abbiamo riscontrato che la densità di spot lungo le tracce assume un valore pari a circa 1.9 volte quello della densità di cluster, che invece risulta in buon accordo con la grandezza estrapolata dalla gap length. Questo significa che un hit è rappresentato da un cluster composto mediamente da 1.9 spot. Tuttavia la misura della lunghezza di attenuazione non dovrebbe dipendere da quale delle tre grandezze si usi.

Come si può vedere in Fig. 3.22, il risultato della misura conferma questa ipotesi, essendo $\lambda_{sd} = 204 \pm 14$ cm $\lambda_{cd} = 244 \pm 14$ cm e $\lambda_{gl} = 240 \pm 14$ cm le lunghezze di attenuazione ottenute rispettivamente da spot, cluster e gap length. Questi valori non differiscono di molto da quello trovato con le misure in capillare singolo, quando si tenga conto delle minori dimensioni dei capillari che compongono il bundle.

3.7.7 Conclusioni

Nella tabella che segue sono riassunte, le grandezze caratteristiche misurate per due distanze dalla catena opto-elettronica:

Grandezza (unità)	40 cm	100 cm
Densità di hit (mm^{-1})	3.5	2.9
Densità di spot (mm^{-1})	6.7	4.5
σ_{cl} (μm)	27.81 ± 0.01	19.95 ± 0.02
σ_{wtr} (μm)	20.67 ± 0.09	19.13 ± 0.81
σ_{tt} (μm)	29.79 ± 0.01	31.29 ± 0.07
$\lambda_{att}(cm)$	240 ± 14	

La densità di hit potrebbe essere sostanzialmente aumentata utilizzando, per gli intensificatori di immagine, dei fosfori il cui spettro di emissione si sovrappone alla zona di massima sensibilità spettrale del fotocatodo dello stadio successivo. Nella catena utilizzata, almeno in un caso, questa prescrizione non è stata seguita perchè l'intensificatore davanti alla CCD ha un

fosforo che emette nel blu mentre la CCD è sensibile al verde. Per questo motivo è stato necessario lavorare con un elevato guadagno degli amplificatori della CCD ed una soglia alta sulla ampiezza del segnale. Questo può spiegare perchè in misure effettuate precedentemente su un fascio di pioni con un fosforo verde, ma più lento, e differenti condizioni di guadagno, la densità di hit risultava 4.7 mm^{-1} a 70 cm dalla catena.

La stessa considerazione può spiegare anche la differenza fra il numero di cluster e il numero di spot come un effetto della maggiore fluttuazione introdotta dall'aumento del guadagno degli amplificatori.

3.8 Misure con fasci di neutrini

Con il fine di provare la fattibilità di un bersaglio attivo di capillari per futuri esperimenti di fisica del neutrino con i fasci dell'SPS, questo prototipo è stato bersagliato con i neutrini del fascio dell'esperimento CHORUS. In Fig. 3.23 sono mostrate alcune interazioni di neutrino nel bersaglio. Il fascio di neutrini proviene da sinistra e si possono notare le tracce delle particelle cariche prodotte nell'interazione ed il *kink* del decadimento di una particella. La misura è, ovviamente, non banale, data la bassissima sezione d'urto dei neutrini.

La determinazione del vertice in queste interazioni è possibile con un errore dell'ordine della σ_{tt} . Nella ricerca di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$ la possibilità di rivelare il "kink" del decadimento del τ dipende dalla densità di hit. Una densità di 4 hit per millimetro sembra ancora troppo bassa per rivelare efficacemente la traccia di un τ con una lunghezza inferiore a 2 mm. Vi sono tuttavia possibilità concrete di aumentare il valore di questo parametro. Con la σ_{tt} misurata, per la ricerca del decadimento del τ , è possibile utilizzare efficacemente il metodo del parametro di impatto, il cui valor medio è previsto intorno ai $70 \mu\text{m}$. Come già detto, infatti, la precisione sulla misura del parametro di impatto dipende dalla precisione con cui si riescono a ricostruire i vertici ed è poco dipendente dalla densità di hit lungo le tracce.

In linea di principio, è possibile seguire il percorso delle particelle prodotte nell'interazione di neutrino avvenuta nel bersaglio attivo di capillari anche nel complesso di rivelatori dell'esperimento CHORUS. In realtà, per le prime

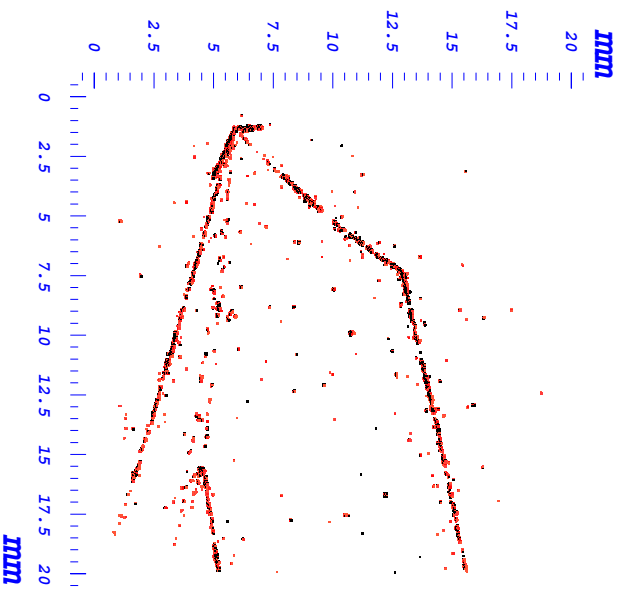
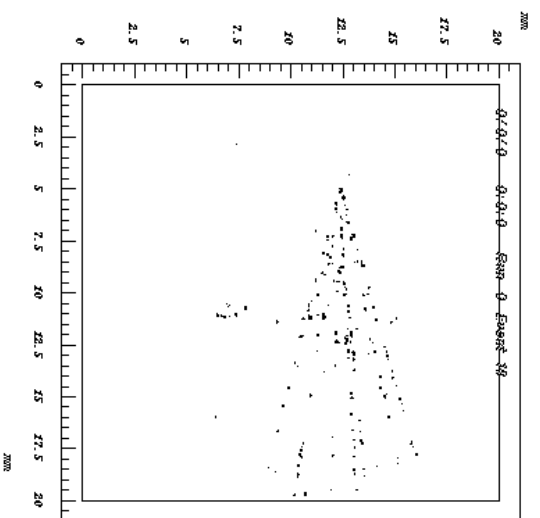
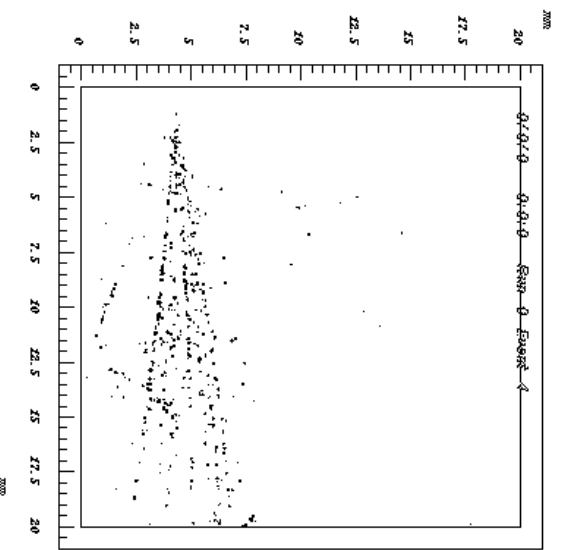
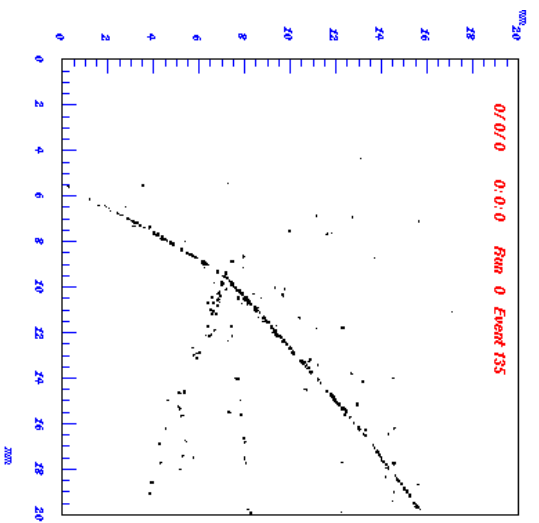


Figura 3.23: Interazioni di neutrino rivelate nel prototipo installato nell'ambito dell'esperimento CHORUS sul fascio di neutrini dell'SPS al CERN

misure effettuate, oggetto di questo lavoro, i dati di CHORUS sono scritti su files indipendenti da quelli del bersaglio attivo. Si può quindi sapere se un evento in CHORUS è stato prodotto nel bersaglio di capillari, ma non è ancora possibile correlare facilmente questo evento con il corrispondente nei capillari.

Ciononostante, alcune interazioni di neutrino avvenute nel bersaglio attivo sono state identificate nell'apparato di CHORUS nelle due proiezioni. In Fig.3.24 è mostrata un'interazione visualizzata nel nostro rivelatore e l'evento corrispondente nei rivelatori di CHORUS. Il programma di tracciamento di CHORUS dà una previsione per il vertice dell'interazione a ~ 32 cm dalle emulsioni, che corrisponde, appunto, all'incirca alla posizione del bundle nella *cool box*.

Nel corso del 1996 verrà installato nella *cool box*, a monte di questo prototipo, un secondo rivelatore con i capillari orientati parallelamente alla direzione del fascio. In questo modo, oltre a provare questo tipo di orientazione per lo studio di interazioni di neutrino, si potranno ottenere informazioni tridimensionali su eventi prodotti nel primo rivelatore ed estesi anche nel secondo.

3.9 Prove con una nuova catena contenente una EBCCD

Un secondo prototipo equipaggiato con una catena opto-elettronica contenente solo due II ed una EBCCD è stato installato a monte del prototipo di cui si è parlato precedentemente e di CHORUS sullo stesso fascio di neutrini, con lo scopo di verificare su fascio il funzionamento di una tale nuova catena.

Questa è la seconda prova su fascio di un rivelatore dotato di EBCCD. Le prime prove furono effettuate nel 1992 con bundles di capillari di 16 e 20 μm di diametro sui fasci del PS al CERN [37]. In queste prove è stata usata una catena opto-elettronica composta da tre intensificatori di immagine e da una EBCCD. Nelle prove oggetto di questo paragrafo si è cercato di ridurre al minimo il numero di intensificatori di immagine e di migliorare l'elettronica di lettura, sfruttando la compattezza offerta dalla EBCCD.

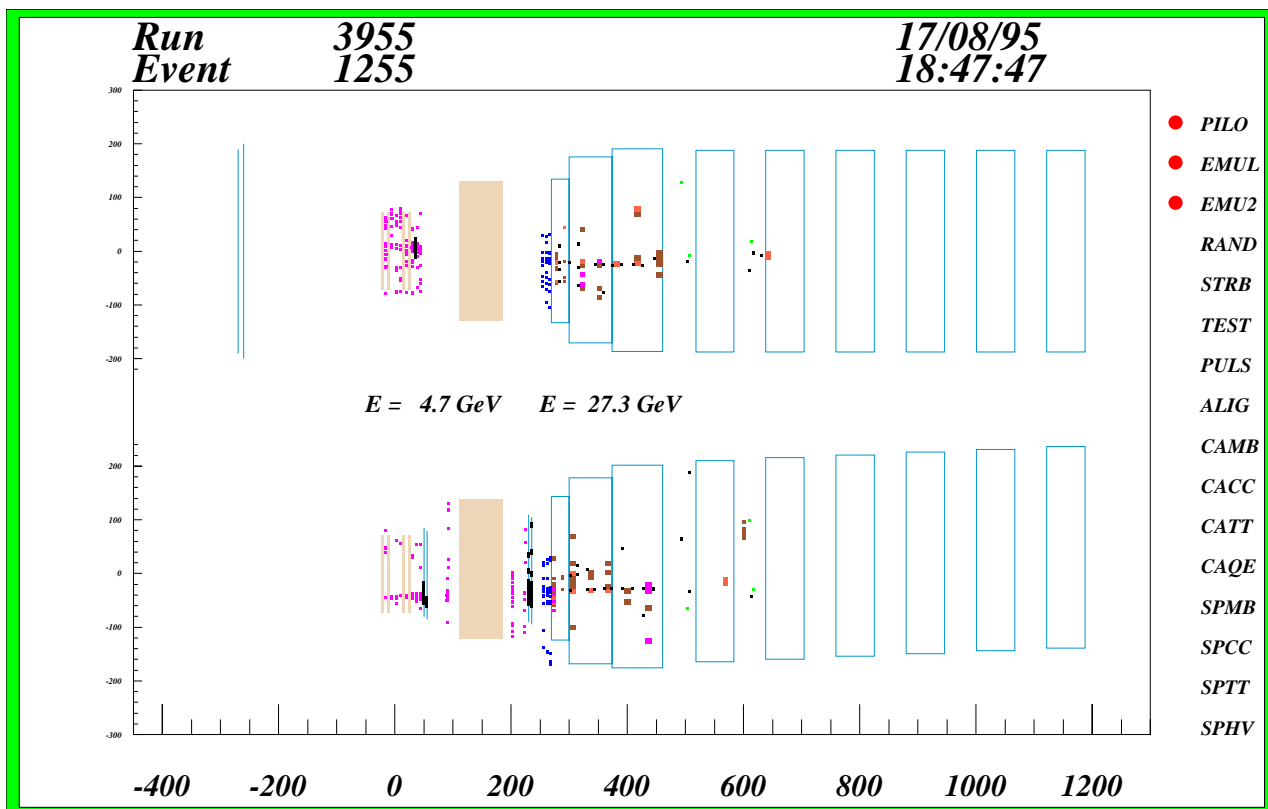
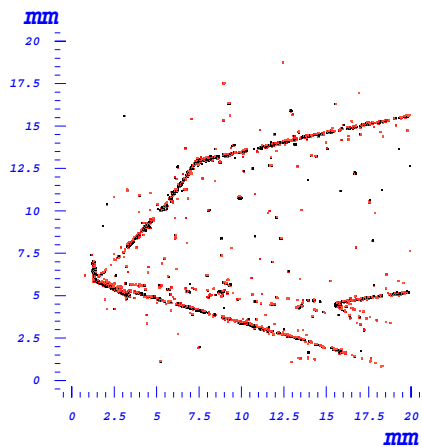


Figura 3.24: *Interazione di neutrino nel fascio di capillari ed evento corrispondente nell'apparato dell'esperimento CHORUS*

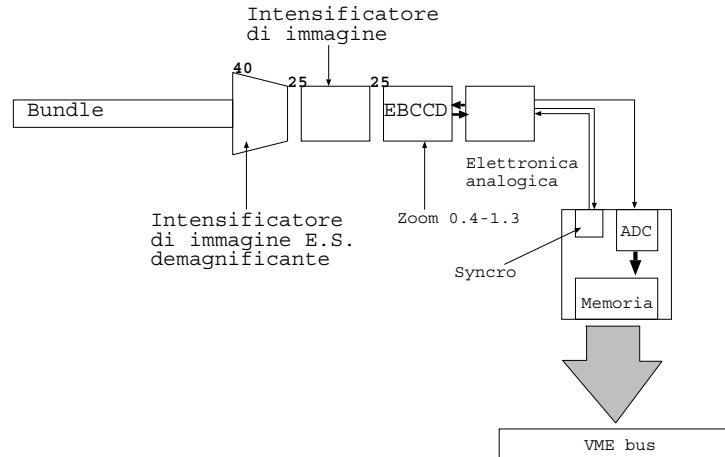


Figura 3.25: Schema della catena opto-elettronica per le prove su fascio con la EBCCD

Lo schema della catena opto-elettronica utilizzata è mostrato in Fig.3.25. In questo stadio iniziale della sperimentazione, è stato aggiunto alla catena opto-elettronica un ulteriore intrnsificatore di immagine, perchè con il modello di EBCCD utilizzato non si raggiunge ancora un guadagno sufficiente.

In futuro anche il prototipo con EBCCD verrà installato all'interno della *cool box* di CHORUS, con i capillari orientati nella direzione del fascio, in modo da studiare, assieme all'altro prototipo, entrambe le proiezioni delle interazioni di neutrino.

3.9.1 L'elettronica di lettura

Sia l'elettronica di lettura sia i programmi di acquisizione sono stati sviluppati appositamente per questa applicazione. Essi sono attualmente ancora in fase di sviluppo.

L'elettronica di lettura è disposta in parte vicino all'EBCCD e in parte in una scheda VME, alloggiata in un crate nella sala di controllo. La scheda VME contiene i circuiti che inviano i segnali di sincronizzazione della CCD, un ADC e una memoria RAM a cui si può accedere tramite il bus VME. La

zero suppression non è effettuata dalla scheda, cosicchè nella memoria sono trascritte le coordinate e le ampiezze di tutti i pixel.

La EBCCD attualmente installata è un modello di dimensioni ridotte con 600×290 pixel di $17 \times 23 \mu m$. Essi coprono solo una parte della superficie del bundle. In realtà si tratta di una EBCCD di tipo frame-transfer (vedi §3.3.2) che opera in modo “full frame”, pur essendo sensibile solo metà della superficie. Nel corso del 1996 in sostituzione di questa sarà installata una megapixel-EBCCD, che copre l'intera superficie di un nuovo bundle che sostituirà quello attualmente in uso. Sarà questa la prima applicazione in un rivelatore di particelle di una megapixel-EBCCD.

3.9.2 L'acquisizione dati ed il monitor

I programmi di acquisizione sviluppati nel contesto di questo lavoro consentono di selezionare e leggere l'area di memoria della scheda VME corrispondente alla zona sensibile della CCD, effettuare la zero suppression e, a scelta, scrivere i dati su un file.

I programmi sono stati sviluppati sia nell'ambito di CHORUS, sia in versione autonoma. Nell'ambito dell'acquisizione di CHORUS, è possibile acquisire dati contemporaneamente dal nuovo e dal vecchio prototipo e riconoscerli tramite la configurazione dei contatori che hanno fornito il segnale di trigger.

Parallelamente è stato modificato un programma di monitoring on-line per la “vecchia” catena, in modo da adattarlo a leggere i dati provenienti da questo nuovo prototipo. Per ottimizzare i potenziali degli elettrodi di guadagno e focalizzazione, è necessario avere un'immagine di riferimento che si possa controllare con il monitor ogni volta che si esegue qualche variazione. Per questo scopo, all'estremità del bundle opposta rispetto alla catena opto-elettronica, è sistemata una lastrina di vetro trasparente solo in corrispondenza di una “griglia” a maglie quadrate di $2 mm$ di lato, illuminata dal retro da un LED. L'immagine della “griglia” sulla CCD fornisce informazioni sullo stato del bundle e sulle distorsioni delle immagini provocate dagli intensificatori, oltre che sulla focalizzazione e sul guadagno.

In Fig.3.26 è mostrata l'immagine di una griglia visualizzata da un programma di monitoring off-line. Si evince che il bundle presenta una zona in

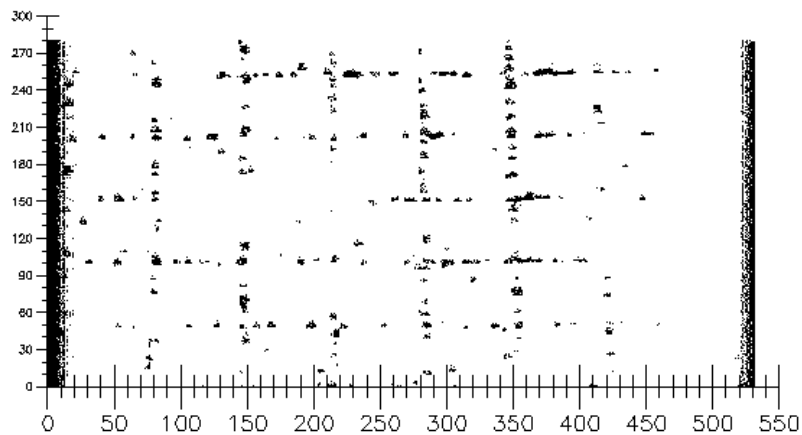


Figura 3.26: Immagine di una griglia sulla EBCCD provata su fascio nel novembre 1995. È visibile un'area vuota nel reticolato interpretabile con la presenza di bolle nello scintillatore liquido.

cui esso non trasmette la efficientemente luce, probabilmente a causa di una o più bolle nello scintillatore liquido. La griglia appare rettangolare perchè i pixel sono rettangolari e dunque, per coprire la stessa distanza, occorrono più pixel in una direzione che nell'altra. Il monitor rappresenta tuttavia ciascun pixel con un punto che è simmetrico nelle due direzioni.

3.9.3 Prove con raggi cosmici

Per verificare la capacità del rivelatore di visualizzare particelle passanti e misurarne la risoluzione sono state eseguite delle misure con raggi cosmici. Due contatori di trigger selezionano cosmici passanti attraverso il bundle in una zona lunga 8 cm. I contatori individuano un cono con un angolo al vertice di $\sim 140^\circ$ entro cui sono contenute le traiettorie delle particelle che attraversano il bundle. Per effettuare questa misura è stato dunque necessario modificare il programma di analisi, in modo tale da accettare tracce con un angolo qualsiasi. Per questo motivo la *big box* non può essere trovata semplicemente proiettando il segnale su uno dei due assi. Si deve invece trovare l'angolo per cui la distribuzione dei segnali proiettati ha la massima

altezza e ruotare il sistema di riferimento di quell'angolo. Per eseguire più rapidamente questa operazione, il quadro della CCD è diviso in 128×128 zone quadrate, la cui ampiezza di carica è la somma delle ampiezze dei pixel che contengono. Le operazioni di ricerca del massimo e di rotazione delle coordinate sono effettuate solo sulle coordinate del centro di queste zone e non su tutti i pixel. Trovato l'angolo ed effettuata la rotazione del sistema di riferimento, il resto della procedura rimane invariato.

In Fig. 3.27 è mostrata una delle prime tracce di raggi cosmici passanti attraverso il rivelatore. Sono stati presi dati in diverse condizioni di guadagno

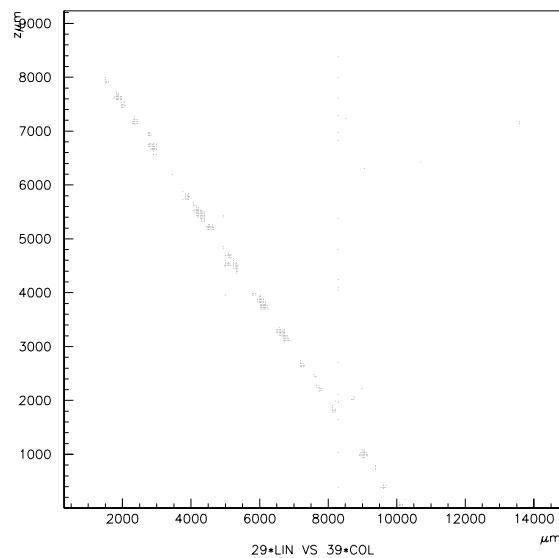


Figura 3.27: *Traccia di un raggio cosmico passante attraverso il nuovo rivelatore letto da una EBCCD*

degli intensificatori di immagine e della EBCCD, per stabilire quale sia la configurazione ottimale. L'analisi dei dati è appena agli inizi. Dai primi dati analizzati, appare necessaria una ottimizzazione delle tensioni dei vari elementi della catena.

Appendice A

La risoluzione

A.1 Funzioni di dispersione e contrasto

L'immagine di un punto luminoso prodotta da un sistema ottico non è più un punto, ma una macchia di luce in cui l'intensità varia in funzione della distanza dalla sua immagine geometrica. Questa variazione viene descritta dalla funzione di dispersione di punto (*Point Spread Function*, $PSF(\mathbf{r})$) che, in prima approssimazione, può essere considerata gaussiana.

Analogamente, l'immagine di una linea infinitamente sottile è una striscia luminosa la cui intensità varia, in direzione ortogonale all'immagine, secondo la funzione di dispersione di linea (*Line Spread Function*, $LSF(x)$) che di nuovo può essere considerata gaussiana.

Note la $PSF(\mathbf{r})$ o la $LSF(x)$ è possibile calcolare punto per punto l'intensità luminosa dell'immagine prodotta dal sistema ottico di un oggetto complesso, semplicemente effettuando degli integrali di convoluzione tra la funzione che descrive l'andamento dell'intensità luminosa dell'oggetto e la funzione di dispersione. Utilizzando le funzioni di dispersione è possibile descrivere la perdita di dettaglio che si ha a seguito della produzione di immagini dai contorni sfumati.

Un altro modo di vedere la cosa è quello di studiare come il sistema ottico agisce sul contrasto di un oggetto.

Si chiama contrasto la quantità

$$\gamma(\nu) = \frac{I_{MAX}(\nu) - I_{min}(\nu)}{I_{MAX}(\nu) + I_{min}(\nu)} \quad (\text{A.1})$$

in cui con ν si indica la frequenza spaziale della luce e con $I(\nu)$ la corrispondente intensità: nel caso in cui l'intensità luminosa vari sinusoidalmente si parla piuttosto di "modulazione". L'intervallo dei valori che può assumere γ è compreso tra 0 e 1. Le prestazioni di un sistema ottico sono legate al grado di contrasto che questo trasferisce dall'oggetto all'immagine.

Consideriamo un oggetto composto solo da linee bianche su fondo nero in cui l'intensità varia sinusoidalmente con una certa frequenza ν . Si definisce la funzione di trasferimento di modulazione (*Modulation Transfer Function*, MTF) come la percentuale di contrasto dell'immagine rispetto al contrasto dell'oggetto

$$MTF(\nu) = \frac{\gamma^{Immagine}(\nu)}{\gamma^{Oggetto}(\nu)} \quad (\text{A.2})$$

Se il contrasto dell'oggetto è pari a 1 (fondo assolutamente nero), la MTF coincide con il contrasto dell'immagine. Si può dimostrare che la MTF è la trasformata di Fourier delle funzioni di dispersione.

Se il profilo di intensità delle linee in ingresso è un'onda , allo stesso modo del caso precedente,quadra si definisce la funzione di trasferimento di contrasto (CTF(ν)). La CTF si può ottenere dalla MTF a partire dallo sviluppo di Fourier di un'onda quadra.

A.2 Definizione della risoluzione

Si definisce risoluzione limite R_L di un sistema ottico la massima frequenza spaziale di linee nell'oggetto che è possibile vedere separate nell'immagine. Il minimo valore di contrasto che il nostro occhio è in grado di apprezzare è pari a circa il 3 %. In base a ciò si adotta comunemente il criterio di intendere due linee separate quando il contrasto dell'immagine è almeno pari al 3 %.

Assumendo per le funzioni di dispersione un andamento gaussiano con varianza σ , facendone la trasformata di Fourier si ottiene per la MTF

$$MTF(\nu) = e^{-2\pi^2\sigma^2\nu^2} \quad (\text{A.3})$$

Allora, per quanto detto, la risoluzione limite è quel valore di ν che risolve

$$0.03 = e^{-2\pi^2\sigma^2 R_L^2}$$

e quindi

$$R_L = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{-\ln 0.03}{2\pi^2}} \quad (\text{A.4})$$

La risoluzione limite di un sistema ottico viene misurata studiando l'immagine di una maschera di prova, costituita da insiemi di linee con diversa frequenza spaziale. Ogni insieme di linee è individuato da due numeri che indicano la famiglia e il gruppo. La misura consiste nell'individuare l'insieme di linee con la frequenza più elevata che il sistema è in grado di risolvere.

A.3 Composizione di risoluzioni

L'uso delle funzioni di trasferimento rende particolarmente comodo lo studio delle prestazioni di una catena di elementi una volta che siano note le caratteristiche dei singoli costituenti. Tenendo presente la definizione A.2, la funzione di trasferimento di modulazione di una catena di N elementi è semplicemente il prodotto delle singole funzioni di trasferimento

$$MTF_{Tot}(\nu) = \prod_{i=1}^N MTF_i(\nu) \quad (\text{A.5})$$

Da questa relazione e ricordando la A.3 si ottiene che le σ_i si compongono secondo la

$$\sigma_{Tot}^2 = \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 \quad (\text{A.6})$$

e quindi, utilizzando anche la A.4, per la risoluzione limite del sistema vale

$$\frac{1}{R_{L_{Tot}}^2} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{R_{L_i}^2} \quad (\text{A.7})$$

Nel caso in cui facciano parte della catena elementi che ingrandiscono le immagini, la relazione precedente deve essere modificata. La risoluzione

efficace del generico elemento, cioè la risoluzione riportata allo spazio dell'oggetto, è pari al prodotto della risoluzione intrinseca per l'ingrandimento complessivo subito nei precedenti elementi. Dunque nella formula A.7 si deve effettuare la sostituzione:

$$R_{L_i} \rightarrow \left(\prod_{j=1}^{i-1} f_j \right) R_{L_i} \quad (\text{A.8})$$

in cui con f_i si è indicato l'ingrandimento dovuto all' i -esimo elemento della catena. Si ottiene

$$\frac{1}{R_{L_{Tot}}^2} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\left(\prod_{j=1}^{i-1} f_j \right)^2 R_{L_i}^2} \quad (\text{A.9})$$

Ogni elemento della catena dà quindi un contributo alla perdita di risoluzione, che va pesato in misura tanto minore quanto maggiore è l'ingrandimento subito fino a quello stadio.

Appendice B

La Vacuum Image Pipeline (VIP)

B.1 Principio di funzionamento

Una VIP (Fig. B.1) consiste di un tubo a vuoto con un fotocatodo, uno schermo di fosfori ed un sistema di griglie metalliche G1-G5. Le immagini

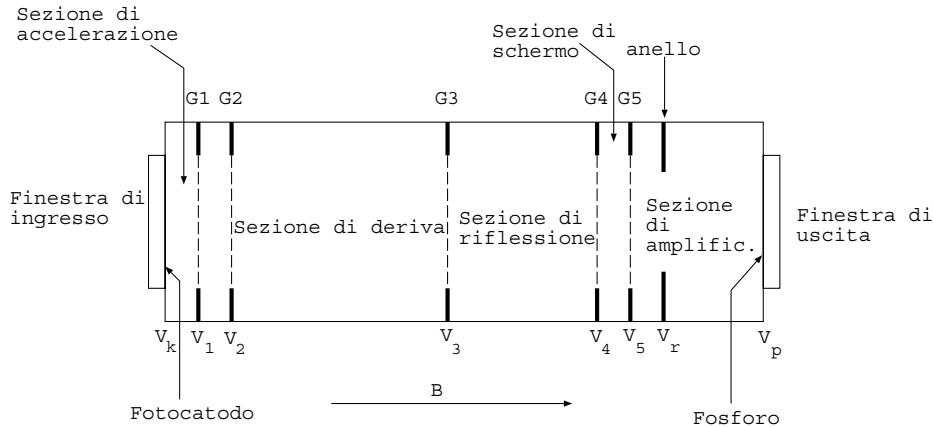


Figura B.1: *Schema di una VIP*

sono proiettate sul fotocatodo e producono i fotoelettroni che sono accelerati

verso la griglia G1, seguita da una zona a campo nullo G2–G3. La griglia G4, a potenziale negativo, respinge gli elettroni in modo isocrono verso la zona di selezione delle immagini G1–G2. Un impulso negativo applicato a G1 spinge gli elettroni verso G5, che li accelera verso lo schermo di fosfori. Le immagini non selezionate, continuano a viaggiare verso G1 dove sono assorbite.

Il tempo di ritardo è dunque determinato dai potenziali delle griglie e dalla lunghezza del tubo.

Esaminiamo un pò più in dettaglio le modalità di funzionamento.

B.2 Modi di operazione

Durante le normali modalità di operazione, il fotocatodo e lo schermo di fosfori sono a potenziali $V_k = 0$ e $V_p \simeq 15 \text{ kV}$ rispettivamente. I potenziali delle prime quattro griglie, $V_1 - V_4$, sono regolati a seconda delle condizioni operative. L'ultima griglia G5 è posta ad un potenziale negativo di poche decine di Volt. Essa funge da schermo elettrostatico per evitare l'influenza dell'elevato campo della sezione di amplificazione sulla precedente zona di riflessione, dove il campo è piccolo e anche il più piccolo disturbo può influenzare la qualità delle operazioni. L'elevato gradiente del campo nei pressi di G5 può causare anche la distorsione delle immagini che passano in quella zona. Per diminuire questo effetto è stato installato un anello a potenziale $V_r = 100 - 300 \text{ V}$ nella zona di amplificazione .

I due principali modi di operazione di una VIP sono il modo di selezione dell'immagine (ISM) ed il modo di eliminazione dell'immagine (IEM).

Nell'ISM le prime tre griglie sono messe allo stesso potenziale, così che gli elettroni sono accelerati da G1, si muovono a velocità costante tra G1 e G3 ed entrano nella zona di riflessione tra G3 e G4 dove sono respinti dalla griglia G4 posta a potenziale negativo V_4 . La dispersione della velocità degli elettroni emessi dal fotocatodo è compensata dal fatto che i più veloci penetrano nella zona di riflessione più profondamente dei più lenti, e quindi percorrono una distanza maggiore. Dopo essere stati riflessi, gli elettroni appartenenti alla stessa immagine sono focalizzati allo stesso tempo nella zona di selezione G1–G2, dove un'impulso negativo di $\sim 400 \text{ V}$ applicato alla griglia G1 li accelera in avanti in modo tale che riescano a superare la

barriera di potenziale di G4 ed entrare nella zona di amplificazione. Qui essi sono accelerati verso lo schermo di fosfori.

Nell'IEM le griglie sono poste allo stesso potenziale che nell'ISM, ma non è applicato nessun impulso a G1. In tal modo i fotoelettroni riflessi da G4 proseguono fino al fotocatodo, dove il 70% sono assorbiti. Il rimanente 30% subisce backscattering e contribuirebbe al rumore, a meno che i potenziali delle griglie non siano opportunamente modulati.

B.3 Rumore

Una prima sorgente di rumore di un'immagine osservata sullo schermo di fosfori quando la VIP opera in ISM, è dovuto agli elettroni presenti nella zona di selezione quando è applicato l'impulso di selezione, ma non appartengono all'immagine. Questi possono essere o elettroni che si muovono in avanti ed entrano attraverso G1 o retrogradi che entrano attraverso G2 assieme all'immagine. Nel primo caso il rumore può essere eliminato applicando un impulso positivo di ampiezza ~ 10 V al fotocatodo ad un tempo opportuno in modo tale che nessun elettrone possa entrare dal lato di G1 quando l'immagine da selezionare entra dalla parte di G2. Questo veto è applicato solo alle immagini da selezionare e dunque introduce un tempo morto trascurabile.

La seconda sorgente di rumore è costituita da elettroni di backscattering di un'immagine non selezionata. Anche in questo caso un impulso di veto applicato al fotocatodo elimina il rumore. Questo veto introduce un tempo morto che dipende dalla frequenza degli eventi. Se, come nel caso di esperimenti ai collisionatori, gli eventi sono ad intervalli regolari, il ritardo della VIP può essere regolato in modo tale che il veto sia applicato esattamente fra due eventi. In questo caso il tempo morto introdotto è virtualmente nullo.

Un prototipo capace di ritardi di $0.3-1$ μs è già stato provato con successo [40]. Esso ha fornito una risoluzione temporale che va da 6 a 20 ns, in funzione del ritardo. Con questa risoluzione la VIP può operare a frequenze di $10^7 - 10^8$ Hz. La risoluzione spaziale dipende dal campo magnetico B applicato e va da 30 lp/mm per $B = 0.7$ T a 30 lp/mm per $B = 0.1$ T.

Conclusioni

In questo lavoro si sono studiate le prestazioni di rivelatori con scintillatore liquido contenuto in tubi o capillari di vetro o quarzo.

I due principali campi di applicazione di questo tipo di rivelatori nella fisica delle particelle elementari sono la calorimetria ed il tracciamento ad alta risoluzione. È appunto in questi due campi che si sono svolti gli studi oggetto di questo lavoro.

La calorimetria a liquido scintillante si presta ad un'utilizzazione ove il flusso delle particelle e la frequenza delle interazioni impone resistenza alle radiazioni e velocità di risposta elevatissime come, ad esempio, al futuro collisionatore LHC al CERN.

Si è studiato un calorimetro costituito da una matrice di tubi di vetro di diametro 2 mm entro cui circola scintillatore liquido, immersa in un blocco di piombo (progetto FORWARD). Il calorimetro è stato progettato per fornire la stessa risposta per sciami indotti da particelle di uguale energia indipendentemente se questi siano adronici o elettromagnetici (compensazione). La scelta del tipo di scintillatore liquido, imposta dalla necessità di avere un indice di rifrazione maggiore di quello del vetro, normalmente risulta in contrasto con la richiesta di grandi lunghezze di attenuazione, utili per minimizzare le fluttuazioni nella misura dell'energia degli sciami adronici.

L'andamento della risoluzione in energia si può parametrizzare con una funzione del tipo $\sigma(E)/E = a/\sqrt{E} + b$, in cui a è noto come termine statistico e b come termine costante. Affinchè il termine costante si mantenga al di sotto del 10%, come si richiede per l'utilizzazione a piccoli angoli a LHC, è necessario che la lunghezza di attenuazione della luce nei moduli del calorimetro sia dell'ordine di 400 cm, mentre il termine statistico è legato alla

quantità di luce rivelata. Per trovare il compromesso ideale fra la quantità di luce rivelata e la lunghezza di attenuazione sono state effettuate misure di lunghezza di attenuazione della luce nei tubi e in moduli calorimetrici, utilizzando filtri che tagliano le lunghezze d'onda più attenuate.

Un calorimetro prototipo è stato costruito e provato sia con raggi cosmici, sia sui fasci di particelle del CERN. Il prototipo costruito è troppo piccolo per contenere completamente lo sviluppo laterale degli sciami adronici, ma, in congiunzione con simulazioni Monte Carlo, le misure eseguite hanno permesso di stabilire le prestazioni di un calorimetro completo. Nella tabella che segue sono riportati i risultati delle misure effettuate sul prototipo costruito, riportati al calorimetro completo tramite le correzioni fornite dal Monte Carlo, e le richieste minime per l'utilizzazione a LHC:

Grandezza	misura	richiesta
$\lambda_{att} (cm)$	320-440	~ 400
$\sigma(E)/E$	50%/ \sqrt{E} + 11% (EM) 56%/ \sqrt{E} + 9% (HAD)	100%/ \sqrt{E} \oplus 10%

I risultati ottenuti sono entro i limiti delle richieste per l'applicazione nell'esperimento ATLAS a LHC, che ha considerato questo tipo di calorimetro come una delle possibili scelte.

L'utilizzazione di scintillatori liquidi estremamente purificati in capillari di vetro o quarzo permette di ottenere elevate lunghezze di attenuazione anche con capillari di diametro estremamente piccolo. La tecnica permette di raggiungere ottime risoluzioni spaziali, alle velocità tipiche degli scintillatori.

Nel quadro del progetto ACTAR si sono studiati rivelatori traccianti a capillari di vetro o quarzo contenenti scintillatore liquido e la strumentazione opto-elettronica per la loro lettura. Le possibilità di impiego di questi rivelatori vanno dalla fisica del ν_τ alla fisica del quark b , sia in esperimenti a bersaglio fisso sia al collisionatore LHC.

Per osservare il decadimento del leptone τ prodotto dai neutrini per interazioni di corrente carica è necessaria una risoluzione spaziale dell'ordine della decina di micrometri, nonchè la capacità di risolvere due tracce convergenti in modo da determinare il vertice dell'interazione.

Altrettanto stringenti sono le prestazioni richieste per la rivelazione del vertice di interazione in esperimenti di fisica del quark b . In questi esperimenti, inoltre, è richiesta la possibilità che il rivelatore di vertice a capillari fornisca una risposta rapida per la formazione del trigger di secondo livello (entro qualche centinaio di μs). Queste richieste hanno portato allo sviluppo di strumentazione opto-elettronica in grado di gestire, a costi contenuti, un gran numero di canali di lettura in tempi rapidi e con buona risoluzione.

Con diametri dei capillari che raggiungono valori anche minori di $10 \mu m$ la tecnica costruttiva e la scelta dello scintillatore presentano problemi maggiori che nel caso della calorimetria. Sono state effettuate misure di lunghezza di attenuazione in capillari con diversi tipi di scintillatore liquido. Queste hanno fornito lunghezze di attenuazione fino a 400 cm, valore impensabile fino ad alcuni anni orsono.

Sono state effettuate prove su fasci di muoni e di neutrini di prototipi di rivelatori con capillari da $20 \mu m$ di diametro, equipaggiati con catene opto-elettroniche contenenti intensificatori di immagini e CCD. Nella tabella che segue sono riassunte le grandezze caratteristiche misurate per il primo dei due prototipi costruiti, per due distanze dalla catena opto-elettronica:

Grandezza (unità)	40 cm	100 cm
Densità di Hit (mm^{-1})	3.5	2.9
Densità di spot (mm^{-1})	6.7	4.5
Larghezza dei cluster (μm)	27.81 ± 0.01	19.95 ± 0.02
Track residual (μm)	20.67 ± 0.09	19.13 ± 0.81
Risoluzione di due tracce (μm)	29.79 ± 0.01	31.29 ± 0.07
$\lambda_{att}(cm)$	240 ± 14	

Una densità di meno di 4 hit per millimetro sembra ancora troppo bassa per rivelare efficacemente la traccia di un τ , con una lunghezza inferiore a 2 mm prima del decadimento. Vi sono tuttavia possibilità concrete di aumentare la densità di hit. Con la risoluzione di due tracce ottenuta, per la ricerca del decadimento del τ è possibile utilizzare efficacemente il metodo del parametro di impatto, il cui valor medio è previsto intorno ai $70 \mu m$.

L'altro prototipo che è stato assemblato è equipaggiato con un nuovo dispositivo opto-elettronico, l'EBCCD. Essa riunisce le funzioni di una CCD e di un intensificatore di immagini. Le prove su fascio sono ancora in corso. L'elettronica di lettura di questa EBCCD e di altre con un maggior numero di pixel (oltre 10^6), è in continua evoluzione.

L'applicazione in esperimenti con elevatissima frequenza di eventi da rivelare, come per esempio esperimenti di fisica del quark b a LHC, è resa possibile da un altro sviluppo di dispositivi opto-elettronici ora allo studio: quello di nuovi dispositivi elettrostatici, le VIP, in grado di conservare l'immagine e ritardarne l'acquisizione per il tempo (dell'ordine dei millisecondi) necessario ad attendere il trigger di secondo livello. Un prototipo di VIP, capace di ritardi dell'ordine di alcuni microsecondi, è già stato costruito e provato in laboratorio, ed è in fase di studio un prototipo capace di ritardi maggiori di un ordine di grandezza. Si prevede di provare quest'ultimo prototipo nell'ambito del progetto ACTAR entro due anni.

La fisica delle particelle, con le sue stringenti richieste, è un severo banco di prova per la tecnologia dei dispositivi opto-elettronici. Le ricadute di queste sperimentazioni sono lo sviluppo di dispositivi, come l'EBCCD e le VIP, le cui applicazioni al di fuori di questo ambito possono andare dall'astrofisica alla tecnologia delle telecamere ad alta risoluzione.

Ringraziamenti

Alla fine di questo lavoro desidero ringraziare tutti coloro che hanno contribuito alla sua realizzazione. In particolare i relatori Antonio Ereditato e Paolo Strolin per la pazienza l'incoraggiamento ed il continuo appoggio morale. Desidero ringraziare espressamente il Prof. Valerii Khovansky, Andrei Artamonov dell'Istituto di Fisica Teorica e Sperimentale (ITEP) di Mosca per l'appoggio e la assidua collaborazione durante le prove dell'esperimento FORWARD, la dott. Annette Frenkel ed il dott. Giuseppe "Bombepo" Martellotti dell'INFN di Roma per le fruttuose discussioni, i consigli, e la collaborazione nella revisione di alcune parti di questa tesi.

Bibliografia

- [1] G.T. Reynolds e P.E. Condon, Rev. Sci. Instr. **28** (1957) 1098
- [2] R.J. Potter e R.E. Hopkins, IRE Trans. NS-7 (1960) 150
- [3] L.W. Jones e M.L. Perl Nucl. Instr. and Meth. **10** (1961) 348
- [4] D. Perrin e P. Sonderegger, Elettromagnetic calorimetry with scintillating optical fibres, CERN OM/SPS/81-7 (1981)
- [5] H. Burnmeister et al., Nucl. Instr. and Meth. **225** (1984) 530
- [6] H. Blumenfeld et al., Nucl. Instr. and Meth. **225**(1984) 320
- [7] R. Wigmans Nucl. Instr. and Meth. **A265** (1988) 273-290, North Holland, Amsterdam
- [8] P. Jenni et al., The high resolution spaghetti calorimeter, Nikhef H 87-7 (1987)
- [9] D. Acosta, et al., Nucl. Instr. and Meth. **B62** (1991) 116
- [10] D. Acosta, et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 308** (1992) 408
- [11] M.N. Atkinson et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 254** (1987) 500
- [12] J. Alitti et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 273** (1988) 135
- [13] D.M. Potter et al, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-29** (1982) 402
- [14] A. Artamonov et al., Nucl. Instr. and Meth. **A300** (1991) 53
- [15] J.B. Birks, Scintillation counters, Pergamon, 1954.

- [16] A. Asmone, et al. **A338** (1994) 398-403
- [17] A. Aloisio, et al., The Kloe detector - Technical Proposal, LNF/93/002 (1993)
- [18] The CHORUS collaboration, CERN-PPE/93-131, Luglio 1993
- [19] S.Buontempo et al., CERN-PPE/95-188 (1995) in corso di pubblicazione su Nucl. Instr. and Meth.
- [20] V. per es. C. Angelini et al., Nucl. Instr. and Meth. **A277** (1989) 132
- [21] S.V. Golovkin, et al., Preprint IHEP 94-33, in corso di pubblicazione su Nucl. Instr. and Meth.
- [22] ATLAS. Letter of Intent for a General-Purpose pp Experiment at the LHC at CERN, CERN/LHCC/92-4, LHCC/I 2
- [23] B. Rossi, High Energy Particles, Prentice-Hall, N.Y. (1952)
- [24] W. R. Leo, Techniques for nuclear and particle physics experiments, Springer-Verlag, Berlin (1987)
- [25] D. Acosta, et al., CERN-EP/90-37 (1990)
- [26] ECFA Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 4-9 Ottobre 1990, Ed. G. Jarlskog e D. Rein. CERN 90-10/ECFA 90-133
- [27] A. Artamonov et al., in Proc. II Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, 1991, Capri, Ed. A. Ereditato, World Scientific, Singapore, 1992
- [28] A. Artamonov et al., in Proc. III int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, 1992, Corpus Christi, Ed. P. Hale and J. Siegrist, World Scientific, Singapore, 1993
- [29] A. Artamonov et al., proc. V Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, 1994, Brookhaven, Ed. H. Gordon e D. Ruetger, World Scientific, Singapore, 1995
- [30] Geosphaera Research Center inc., c/p 6, 117133, Mosca, Russia

- [31] BICRON Corporation, 12345 Kinsman Road, Newbury, Ohio 44065 (USA)
- [32] Creative Electronic System S.A., Route du Pont-Butin, 70,x CH-1213 Petit-Lancy 1/Ginevra, (CH)
- [33] CERN Program Library Long Writeup Q123.
- [34] The ACTAR Collaboration, R&D proposal CERN/LHCC 95-7 P60/LRDB Feb., 1995
- [35] Schott Fiber Optics Inc., Southbridge, MA, USA.
- [36] C. Angelini et al., Nucl. Instr. and Meth. **A289** (1990) 356
- [37] A. Cianfrani et al., Nucl. Instr. and Meth. **A339** (1994) 449
- [38] The LHC-B Collaboration, A dedicated LHC Collider Experiment for precision Measurement of CP-violation, CERN/LHCC 95-5 LHCC/I 8
- [39] Datacube,Inc. 300 Rosewood Drive Danvers , MA 01923 U.S.A.
- [40] A. G. Berkovski et al., CERN-PPE/96-xx da pubblicarsi su Nucl. Instr, and Meth. (1996)