RIVELAZIONE DEI MUONI AD LHC CON L'APPARATO ATLAS

Fabio Zuffranieri

Novembre 1996

Contenuto

Introduzione

Capitolo 1

Itroduzione alla fisica di ATLAS

Capitolo 2

Principi di funzionamento dei tubi a deriva

L'unico sistema per la misura di precisione della posizione delle particelle, delle dimensioni dello spettrometro per muoni di ATLAS, capace di fornire la risoluzione richiesta mantenendo ragionevoli i costi e' il tubo a deriva.

La richiesta di grande precisione, pero', unita' alle difficolta' causate dal grande flusso di *background*, comporta che questa tecnologia sia spinta al suo limite. Per questo e' necessaria una profonda comprensione dei processi fisici di base del rivelatore, spiegati in questo capitolo.

2.1 Ionizzazione nei rivelatori a gas

Una particella carica veloce che attraversa un mezzo gassoso o condensato, puo' interagire con esso in diversi modi. Tra tutte le possibili interazioni, comunque, solo quella elettromagnetica e' di solito usata per la rivelazione, in quanto e' molti ordini di grandezza piu' probabile delle interazioni forte e debole.

Per quanto concerne i rivelatori a gas, il processo elettromagnetico piu' importante e' l'interazione Coulombiana tra il campo elettromagnetico del mezzo e della particella che lo attraversa, che causa sia l'eccitazione sia la ionizzazione dell'atomo del mezzo stesso. Il contributo degli altri processi elettromagnetici (almeno per le particelle piu' pesanti dell'elettrone), come la Bremsstrahlung o l'effetto Cerenkov alla perdita di energia della particella e' trascurabile e verra' ignorato.

2.1.1 Energia persa per interazione elettromagnetica

Una formula che indica l'energia media persa per unita' di lunghezza da una particella per interazione Coulombiana e' stata ottenuta da Bethe e Bloch [?] nell'ambito della elettrodinamica quantistica relativistica (QED), e nel sistema di unita' elettrostatico puo essere scritta :

$$\frac{dE}{dX} = -K\,\frac{Z\,\rho}{A\,\beta^2}\left[\ln\frac{2\,m\,c^2\,\beta^2\,E_M}{I^2\,(1-\beta^2} - 2\,\beta^2\right] \tag{2.1}$$

dove si e' posto

$K = \frac{2\pi\,N\,z^2\,e^4}{m\,c^2}$

N : numero di Avogadro

m : massa elettrone

e : carica elettrone

Z : numero atomico mezzo

A : peso atomico mezzo

ρ : densita' mezzo

I : potenziale estrazione medio mezzo

z : carica particella incidente

β : velocita'(in unita c) della particella incidente

La grandezza E_M rappresenta la massima energia trasferibile nel processo e, da semplici considerazioni cinematiche, si ricava

$$E_M = \frac{2m\,c^2\,\beta^2}{1-\beta^2}$$

Figura 2.1: Energia persa per unita' di lunghezza in aria per diverse particelle in funzione della loro energia. A energie maggiori di 1 Gev/c tutte le particelle perdono la stessa quantita' di energia e sono dette particelle al minimo.(PAGINA 3 SAULI)

E' consuetudine la lunghezza X con una lunghezza ridotta x definita come $X\rho$ e misurata in $g\,cm^{-2}$. In tal caso l'energia persa per unita' di lungezza ridotta e'

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{\rho}\frac{dE}{dX}$$

Guardando l'eq. 2.1 si vede che $\frac{dE}{dx}$ dipende solo dalla velocita β della particella incidente e non dalla sua massa. Dopo una rapida decrescita, dominata dal fattore β^{-2} l'energia persa raggiunge un valore costante per $\beta \simeq 0.97$ e ricresce leggermente per $\beta \to 1$ (risalita relativistica). la zona a perdita costante e' detta regione di ionizzazione minima e corrisponde al caso piu' frequente in fisica delle alte energie.

Graficando $\frac{dE}{dx}$ in funzione dell'energia della particella incidente (vedi fig. 2.1) si osserva che ad energie maggiori di qualche centinaia di Mev tutte le particelle sono *al minimo* e quindi perdono la stessa energia per unita' di lunghezza; per la maggior parte dei materiali, $\frac{dE}{dx}$ al minimo e' circa pari a 2 $Mev\ g^{-1}\ cm^2$.

2.1.2 Risalita relativistica

Quando sono in gioco momenti molto alti, sopra i 10 Gev/c, il termine logaritmico nella formula di Bethe-Block 2.1 produce una crescita della energia persa. Tale risalita potrebbe essere sfruttata per l'identificazione delle particelle a energie molto alte perche', per un dato momento, la media dell'energia persa e' leggermente differente per masse diverse.

Effetti di polarizzazione del mezzo, non considerati finora, producono pero' una saturazione della risalita, che altrimenti dovrebbe continuare indefinitamente. Nei gas la saturazione avviene attorno a qualche centinaia di Gev/c e ad un valore dell'energia persa che e' circa un 50 % maggiore della ionizzazione minima.

DEVO PARLARE DEI δ-RAYS ?

2.1.3 Distribuzione dell'energia persa

Bisogna notare che, anche in piccoli spessori di materiale, l'energia persa per interazione elettromagnetica e' il risultato di un piccolo numero di interazioni discrete e, quindi, ha le caratteristiche di una media statistica. La distribuzione, comunque, non e' Gaussiana per tutti i casi in cui l'energia persa ΔE e' piccola rispetto all'energia totale. Una formulazione classica del fenomeno e' stata fatta da Landau [**?**]: egli ha ottenuto che la distribuzione dell'energia persa in piccoli spessori di materiale e' :

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\, e^{-\frac{1}{2}\,(\lambda + e^{-\lambda})} \tag{2.2}$$

dove la variabile di energia ridotta λ rappresenta la deviazione normalizzata dal valore piu' probabile dell'energia persa $\overline{\Delta E}$:

$$\lambda = \tfrac{\Delta E - \overline{\Delta E}}{\xi} \quad \text{dove} \quad \xi = K\,\tfrac{Z\,\rho}{A\,\beta^2}\,X$$

in cui ΔE e' quella definita sopra e ξ e' l'energia persa media data dal primo fattore dell'eq. di Bethe-block 2.1. La fig. 2.2 mostra la forma caratteristica della distribuzione di Landau.

La grande fluttuazione nell'energia persa per singoli eventi ha importanti conseguenze pratiche. Quando si sceglie l'elettronica di amplificazione, per esempio, bisogna tenere conto larghezza caratteristica del segnale.

Figura 2.2: Confronto tra la distribuzione sperimentale di energia persa, nella miscela $Ar-CO_2$, una distribuzione teorica Gaussiana e la formula di Landau. SAULI PAGINA 8

2.1.4 Ionizzazione primaria e totale

Descriviamo ora cio' che avviene in un rivelatore contenente gas quando passa una particella carica. Sulla traiettoria avvengono un numero discreto di collisioni ionizzanti primarie, che liberano coppie elettrone-ione nel mezzo. L'elettrone prodotto puo' avere energia sufficiente (maggiore del potenziale di ionizzazione del mezzo) ad una ulteriore ionizzazione, che produce una coppia elettrone-ione secondaria; la somma dei due contributi e' detta ionizzazione totale.

Sia la ionizzazione primaria sia la totale sono state misurate per la maggior parte dei gas. Si puo' esprimere il numero totale di coppie elettrone-ione nel modo seguente:

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i}$$

dove W_i e' l'energia media per produrre una coppia (anche detto potenziale di estrazione).

Valori di W_i sono riportati nella tavola 2.1, contenente le caratteristiche piu' utili per

Gas	Z	A	W_i eV	dE/dx MeV/gcm^{-2}	dE/dx KeV/cm	n_P coppia/cm	n_T coppia/cm
H_2	2	2	37	4.03	0.34	5.2	9.2
He	2	4	41	1.94	0.32	5.9	7.8
N_2	14	28	35	1.68	1.96	(10)	56
O_2	16	32	31	1.69	2.26	22	73
Ne	10	20.2	36	1.68	1.41	12	39
Ar	18	39.9	26	1.47	2.44	29.4	94
Kr	36	83.8	24	1.32	4.60	(22)	192
Xe	54	131.3	22	1.23	6.76	44	307
CO_2	22	44	33	1.62	3.01	(34)	91
CH_4	10	16	28	2.21	1.48	16	53
C_4H_{10}	34	58	23	1.86	4.50	(46)	195

Tabella 2.1: Caratteristiche dei gas maggiormente usati nei rivelatori proporzionali

diversi gas. [1]

Non esiste una espressione semplice per il numero di coppie primarie n_P; nella tavola 2.1 si possono trovare valori sperimentali di n_P per unita' di lunghezza e in condizioni normali per particelle al minimo.

Sperimentalmente si osserva che n_P in prima approssimazione dipende linearmente dal numero atomico medio del gas, e quindi esso puo' essere stimato utilizzando i dati della tavola 2.1 anche per altre molecole.

Una semplice legge di composizione puo' essere usata per le miscele gassose: se il gas e' costituito da n tipi di molecole G_i rispettivamente nelle proporzioni X_i si ha

$$n_T = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\Delta E_i}{W_i} \cdot X_i \right)$$

$$n_P = \sum_{i=1}^{n} (n_{P_i} \cdot X_i)$$

[1] I valori riportati nella tavola corrispondono a medie ragionevoli fatte su diversi esperimenti (vedi ad esempio [?]). Si possono trovare valori differenti dalle medie per un 20-30 %

2.2 Deriva e diffusione delle cariche nel gas

Nei tubi a deriva, gli elettroni primari sono accelerati dal campo elettrico, che puo' variare da molte centinaia a qualche migliaia di volt per centimetro, viaggiano verso l'anodo. Durante questo moto, gli elettroni perdono la maggior parte dell'energia, che essi acquistano continuamente dal campo elettrico, nella collisione permanente con le molecole del gas. Il conseguente equilibrio e' caratterizzato da una velocita' di deriva dell'ordine di pochi centimetri per microsecondo. Il suo valore permette una accurata determinazione della lunghezza del cammino di deriva dalla misura del tempo trascorso dal passaggio della particella incidente e l'arrivo del gruppo di elettroni primari all'anodo.

Microscopicamente, il movimento degli elettroni nel gas consiste dalla sovrapposizione di un moto in direzione casuale, dovuto alle interazione con i molto piu' pesanti atomi del gas, con un moto indotto dal campo elettrico esterno, di cui parleremo in seguito.

Consideriamo inizialmente il solo moto casuale degli elettroni come se nel tubo non vi fosse alcun campo elettrico esterno. In tal caso le cariche prodotte dalla particella ionizzante perdono velocemente la loro energia nelle collisioni con le molecole del gas ed assumono la distribuzione di energia termica del gas. La teoria cinetica dei gas prevede che il valore medio di tale distribuzione e'

$$\varepsilon_T = \frac{3}{2}\, KT \simeq 0.04eV$$

in condizioni normali, e che la distribuzione di probabilita' dell'energia sia Maxwelliana

$$F(\varepsilon) = C\,\sqrt{\varepsilon}\, e^{-(\varepsilon/KT)} \tag{2.3}$$

In assenza di altri effetti, una distribuzione localizzata di cariche si diffonde per collisioni multiple seguendo una legge Gaussiana, ovvero, se indichiamo con $\frac{dN}{N}$ la frazione di cariche che si trovano nell'elemento dx ad una distanza x dall'origine dopo un tempo t, possiamo introdurre un coefficiente di diffusione D tale che

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi\, D\, t}}\, e^{-(x^2/4Dt)}\, dx \tag{2.4}$$

Gas	λ	u	D^+	μ^+
	cm	cm/sec	cm^2/sec	$cm^2sec^{-1}V^{-1}$
H_2	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^5$	0.34	13.0
He	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^5$	0.26	10.2
Ar	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$4.4 \cdot 10^4$	0.04	1.7
O_2	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$5.0 \cdot 10^4$	0.06	2.2
H_2O	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$7.1 \cdot 10^4$	0.02	0.07

Tabella 2.2: Cammino libero medio, velocita', coefficiente di di diffusione e mobilita' di alcune molecole in condizioni normali

La deviazione standard di tale distribuzione e'

$$\sigma_x = \sqrt{2\,D\,t} \tag{2.5}$$

o, se consideriamo tutte e tre le possibili dimensioni

$$\sigma = \sqrt{6\,D\,t} \tag{2.6}$$

Benche' per ricostruire la distanza dall'anodo a cui passa la particella incidente occorra conoscere solo le proprieta' di deriva degli elettroni, capire il moto degli ioni e' importante soprattutto, come vedremo nel capitolo **??**, per ricavare la forma del segnale. Analizziamo allora le caratteristiche del moto sia degli elettroni sia degli ioni.

Durante la diffusione gli ioni collidono con gli atomi delle molecole; il cammino libero medio, la velocita' e il coefficiente di diffusione sono riportati in tavola 2.2 vedi [**?**, **?**, **?**, **?**]. A causa della piccola massa, gli elettroni viaggiano molto piu' velocemente degli ioni, con velocita' termica media di circa 10^7 cm/sec, e hanno un cammino libero medio tipicamente quattro volte maggiore di quello degli ioni.

Uno ione positivo puo' si puo' neutralizzare ricombinandosi nel gas con una carica negativa, elettrone o ione negativo, o estraendo uno ione negativo dalle pareti. Puo' anche avvenire un processo di trasferimento di carica con una molecola dello stesso gas o di un altro gas con potenziale di ionizzazione piu' basso.

Gli elettroni, invece, possono essere neutralizzati da uno ione o catturati da una molecola elettronegativa oppure assorbiti dalle pareti. La probabilita' di cattura h e' essenzialmente nulla per tutti i gas nobili e l'idrogeno, mentre ha valore non nullo per gli altri gas.

2.2.1 Mobilita' degli ioni

Quando si applica un campo elettrico nel gas avviene un chiaro movimento degli ioni lungo la direzione del campo. La velocita' media di questo lento movimento (che non e' la velocita' istantanea) si chiama velocita' di deriva o di *drift* w^+ e si vede che essa e' proporzionale al campo ridotto $\frac{E}{P}$, dove P e' la pressione del gas. E' allora conveniente definire la quantita' μ^+, detta mobilita', come

$$\mu^+ = \frac{w^+}{E} \tag{2.7}$$

Il valore della mobilita' e' una caratteristica di ogni ione in un certo gas. In tavola 2.2 vengono riportati alcuni valori di mobilita' di ioni nel loro stesso gas. Una mobilita' costante e' la diretta conseguenza che, per campi elettrici alti, la media dell'energia degli ioni e' praticamente costante, cosa affatto vera per gli elettroni.

Una relazione classica tra la mobilita' e il coefficiente di diffusione e' l'equazione di Nernst-Townsend

$$\frac{D^+}{\mu^+} = \frac{K\,T}{e} \tag{2.8}$$

In una miscela di n gas G_i, la mobilita' dello ione G_i^+ e' data dalla legge di Blanc

$$\frac{1}{\mu_i^+} = \sum_{j=1}^{n} \frac{X_j}{\mu_{ij}^+} \tag{2.9}$$

dove X_j e' la concentrazione volumetrica delgas j nella miscela e μ_{ij}^+ e' la mobilita' dello ione G_i^+ nel gas G_j.

Gli ioni che si spostano in un tempo t di una lunghezza x si diffondono con distribuzione di probabilita' data dall'eq. 2.4 con deviazione standard data dalla 2.5, che, dopo avervi inserito le eq.2.7 e 2.8, diventa:

$$\sigma_x = \sqrt{2\,D\,t} = \sqrt{\frac{2\,K\,T\,w^+\,t}{e\,E}} = \sqrt{\frac{2\,K\,T\,x}{e\,E}} \tag{2.10}$$

La deviazione standard della diffusione lineare, allora, non dipende dalla natura dello ione e del gas.

2.2.2 Deriva degli elettroni

Si puo' costruire una teoria semplice della mobilita' per gli elettroni procedendo come per gli ioni. Risulta, pero', che, eccetto per campi elettrici molto bassi, la mobilta' degli elettroni non e' costante. A causa della loro piccola massa, infatti, gli elettroni, sotto l'influenza del campo elettrico, riescono ad aumentare la loro energia tra un urto e l'altro con le molecole del gas. Una formulazione semplice del problema, dovuta a Townsend [?] , mostra che la velocita' di deriva degli elettroni e'

$$w = \frac{e}{2\,m}\,E\,\tau \tag{2.11}$$

dove τ e' il cammino libero medio tra le collisioni, in generale funzione del campo elettrico E. E' stato studiato, ad esempio in [?], che la sezione d'urto di collisione, e di conseguenza τ, varia per alcuni gas molto rapidamente con E, e va da un massimo ad un minimo (effetto Ramsauer) Cio' e' conseguenza del fatto che la lunghezza d'onda dell'elettrone approssima quella degli elettroni interni delle molecole del gas e dunque avvengono complicati effetti quanto-meccanici. La distribuzione di energia, quindi, non ha piu' esattamente la forma Maxwelliana dell'eq. 2.3, e l'energia media puo' superare il valore termico anche di alcuni ordini di grandezza per campi elettrici alti. Ad esempio, la fig. 2.3 (a) mostra la distribuzione di energia degli elettroni in Elio per diversi valori del campo elettrico [?]; la fig. 2.3 (b) presenta, invece, l'effetto Ramsauer in Argon. [?]

Risulta [?] che l'aggiunta di una frazione anche minima di un altro gas all'Argon puo' modificare drasticamente l'enrgia media e le proprieta' di deriva degli elettroni. Cio' e' mostrato in fig. 2.4

Esiste una teoria rigorosa della deriva degli elettroni nei gas (vedi ad esempio [?, ?]). Qui riassumeremo i risultati principali, nelle condizioni in cui solo una piccola parte degli

(a) (b)

Figura 2.3: La figura (a) mostra la distribuzione di energia degli elettroni in Elio per differenti valori del campo elettrico (X/p = 1 indica 760 V/cm a pressione atmosferica. La figura (b) mostra la sezione d'urto degli elettroni in Argon in unzione della loro energia (effetto Ramsauer) FIGURE 23 E 24 PG 23 SAULI

Figura 2.4: Velocita' di deriva in Argon puro, e in Argon con piccole quantita' di NH_3 (nitrogeno ?). E' evidente un grosso effetto sulla velocita'per piccole agginte.

elettroni acquista energia sufficiente per avere nuove collisioni ionizzanti. Si trova che la distribuzione di energia e':

$$F(\varepsilon) = C\,\sqrt{\varepsilon}\,\exp\left(-\int \frac{3\Lambda(\varepsilon)\,\varepsilon\,d\varepsilon}{[e\,E\,\lambda(\varepsilon)]^2 + 3\varepsilon\,K\,T\,\Lambda(\varepsilon)}\right) \tag{2.12}$$

dove $\Lambda(\varepsilon)$ e' l'inelasicita', ovvero la frazione di energia persa in ogni urto, in altre parole la quantita' di energia spesa in processi come eccitazione rotazionale o vibrazionale; $\lambda(\varepsilon)$ e' il cammino libero medio tra due collisioni, dato da

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{1}{N\,\sigma(\varepsilon)} \tag{2.13}$$

in cui N e' il numero di molecole per unita' di volume e $\sigma(\varepsilon)$ e' la sezione d'urto di Ramsauer del gas considerato. Noti $\Lambda(\varepsilon)$ e $\lambda(\varepsilon)$, la velocita' di drift e il coefficiente di diffusione sono dati dalle formule

$$w(E) = -\frac{2eE}{3m}\int \varepsilon\,\lambda(\varepsilon)\frac{\partial\,[F(\varepsilon)\,u^{-1}]}{\partial\varepsilon}\,d\varepsilon \tag{2.14}$$

$$D(\varepsilon) = \int \frac{1}{3}\,u\,\lambda(\varepsilon)\,F(\varepsilon)\,d\varepsilon \tag{2.15}$$

dove $u = \sqrt{2\varepsilon/m}$ e' la velocita' istantanea dell'elettrone di energia ε.

E' consuetudine definire energia caratteristica ε_k come

$$\varepsilon_k = \frac{eE\,D(E)}{w(E)} \tag{2.16}$$

2.2.3 Diffusione degli elettroni

Come gia' detto, il moto degli elettroni nel gas in presenza di un campo elettrico E e' la sovrapposizione di un moto di deriva verso l'anodo, con velocita' di deriva w(E), e di un moto caotico di diffusione in ogni direzione che segue una distribuzione Gaussiana simile alla formula 2.4; il cambiamento della distribuzione di energia, indotto dal campo elettrico, si riflette nella dipendenza da E del coefficiente di diffusione D.

Sostituendo nell'eq. 2.5 l'eq. 2.16, in cui D e' funzione dell'energia caratteristica ε_k si trova che la deviazione standard della distribuzione della diffusione degli elettroni e':

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2D\int\frac{dx}{w}} = \sqrt{\int\frac{2\varepsilon_k}{eE}\,dx} \tag{2.17}$$

Figura 2.5: Dipendenza sperimentale e teorica della deviazione standard della diffusione degli elettroni dal campo elettrico per 1 cm di deriva in diversi gas in condizioni normali.FIG 2.11 PG 38 PHD GEORG

La figura 2.5 da', in funzione del campo elettrico, i valori della deviazione standard teorica della diffusione spaziale σ_x. [?] Nelle camere a deriva, si trova la coordinata spaziale della traccia ionizzante dalla misura del tempo di deriva dello sciame elettronico. Un coefficiente di diffusione piccolo porta sicuramente ad una risoluzione migliore; la scelta di CO_2 e', comunque, vietata dalle basse proprieta' di QUENCHING di questo gas (vedi il paragrafo **??**), e dunque si preferisce una miscela Argon-idrocarburo.

2.3 La moltiplicazione a valanga della carica

Al aumentare del campo elettrico, sopra pochi kV per cm, sempre piu' elettroni acquistano tra due collisioni energia sufficiente a produrre fenomeni inelastici, eccitazione e ionizzazione. La descrizione dei fenomeni inelastici e' molto complessa e non verra' trattata in questo testo. Riassumeremo solo gli aspetti fenomenologici utili a capire il funzionamento dei rivelatori proporzionali.

Una molecola puo' avere molti modi caratteristici di eccitazione, che crescono in nu-

Figura 2.6: Probabilita' di ionizzazione per impatto con un elettrone in funzione della sua energia in alcuni gas. FIG 42 PG 35 SAULI

mero e complessita' per le molecole poliatomiche. In particolare, i gas nobili possono essere eccitati solo attraverso l'assorbimento o l'emissione di fotoni, mentre le molecole poliatomiche con legami deboli, per esempio gli idrocarburi, hanno transizioni senza irraggiamento di tipo rotazionale e vibrazionale. L'aggiunta di un gas organico a un gas nobile permette, quindi, la dissipazione di una buona frazione di energia in transizioni senza emissione di radiazione e, come vedremo nel seguito, questa e' una caratteristica essenziale per un guadagno alto e un funzionamento stabile dei rivelatori proporzionali.

Quando l'energia di un elettrone supera il potenziale di prima ionizzazione del gas, il risultato di una collisione tra elettrone e molecola puo' essere una coppia elettrone-ione, mentre il primo elettrone prosegue il cammino verso l'anodo. La probabilita' di ionizzazione cresce rapidamente al di sopra di una certa energia di soglia ed ha un massimo, per la maggior parte dei gas, intorno a 100 eV (vedi fig. 2.6 [?].

Consideriamo, ora, un singolo elettrone che va alla deriva in un forte campo elettrico; ad un certo istante, egli avra' un'energia ε con una probabilita' data dalla funzione di distribuzione $F(\varepsilon)$ dell'eq. 2.12. Quando, seguendo le fluttuazioni statistiche nella crescita dell'energia tra due collisioni, l'elettrone guadagna una energia che supera il potenziale di ionizzazione del gas, puo' avvenire un urto ionizzante. Si definisce cammino libero medio per la ionizzazione la distanza media che deve percorrere un elettrone prima di avere la possibilita' di avere un impatto ionizzante. L'inverso del cammino libero medio per la ionizzazione, α, e' detto primo coefficiente di Townsend e rappresenta il numero di coppie elettrone-ione prodotte per unita' di lunghezza di deriva.

Se l'elettrone e' liberato in una regione a campo elettrico uniforme, dopo un cammino libero medio α^{-1}, si produce una coppia elettrone-ione, e due elettroni continuano la deriva fino a generare, dopo un altro cammino libero medio, altre due coppie ioniche e cosi' via. Se indichiamo con n il numero di elettroni in una certa posizione, dopo un cammino dx n aumentera' di

$$dn = n\,\alpha\,dx$$

che integrata da'

$$n = n_0\,e^{\alpha\,x} \tag{2.18}$$

e dunque il fattore di moltiplicazione, o guadagno della miscela e'

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha\,x} \tag{2.19}$$

Nel caso generale di campo elettrico non uniforme, $\alpha = \alpha_x$, si ha

$$M = \exp\left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x)\;dx\right] = \exp\left[\int_{E_{x_1}}^{E_{x_2}} \frac{\alpha(E)}{dE/dx}\,dE\right] \tag{2.20}$$

I tubi a deriva, nei quali la proporzionalita' tra carica primaria e totale sussiste esattamente, sono detti tubi proporzionali. In essi si puo' arrivare ad una valanga formata al massimo da un numero di elettroni dell'ordine di 10^8 (guadagno dell'ordine di 10^5) prima che entrino in gioco effetti come emissione di radiazione, che induce una dispersione della valanga su tutto il volume del tubo, e modifiche del campo elettrico, che possono portare ad una scarica elettrica. Se consideriamo la grande differenza di velocita' di deriva tra gli elettroni e gli ioni e le proprieta' di diffusione delle cariche nel gas, e facile capire che, ad un certo istante, la distribuzione delle cariche nel rivelatore avra' la forma di una goccia, con gli elettroni raggruppati sul fronte e uno sciame di ioni dietro, che diminuiscono in numero nelle dimensioni laterali; la meta' degli ioni e' contenuta nel fronte della goccia, perche' essi sono stati prodotti proprio nell'ultimo cammino libero medio.

Conoscendo la dipendenza dal campo elettrico del coefficiente di Townsend, si puo' ricostruire il fattore di moltiplicazione per ogni tipo di geometria del campo. Esistono molte espressioni approssimate per α, in diverse regioni di E (vedi [?]).

2.3.1 La scelta della geometria cilindrica

Consideriamo un sottile volume riempito di gas, per esempio 1 cm di Argon in condizioni normali, tra due elettrodi piatti. Una particella ionizzante al minimo crea circa $n = 120$ coppie elettrone-ione (vedi paragrafo 2.1.4); se la carica viene raccolta su un elettrodo, il segnale rivelato e'

$$V = \frac{ne}{C}$$

dove C e la capacita' del sistema, per esempio 10 pF. Facendo il conto, quindi, si trova $V \simeq 2\mu V$, segnale impossibile da rivelare. Se applichiamo un forte campo elettrico tra gli elettrodi, avviene la moltip[licazione a valanga, e l'ampiezza del segnale aumenta di molti ordini di grandezza. Questo rivelatore, pero', ha severe limitazioni: il segnale rivelato dipende dalla lunghezza della valanga, cioe' dal punto in cui e' passata la particella ionizzante; non si puo' ottenere nessun tipo di proporzionalita' tra l'energia depositata e il segnale ottenuto; si possono ottenere solo guadagni moderati prima di avere scariche.

Una geometria coassiale cilindrica, fig. 2.7 permette di superare questi problemi. Un sottile filo metallico viene posto sull'asse di un cilindro conduttore e isolato da esso in modo che si possa applicare una differenza di potenziale tra gli elettrodi. La polarita' viene scelta in modo che il filo centrale sia positivo rispetto al cilindro esterno. Il campo elettrico ha un massimo sulla superficie del filo e decresce rapidamente come $\frac{1}{r}$ verso il catodo. Con fili di diametro molto sottile, si possono ottenere alti valori di campo elettrico vicino all'anodo.

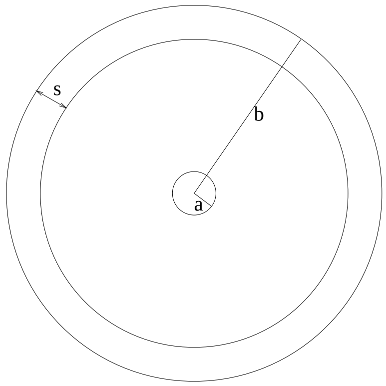

Figura 2.7: Caratteristiche geometriche di un tubo proporzionale

2.3.2 I modi di utilizzo dei tubi a deriva

Descriviamo ora i diversi modi in cui possono funzionanare i tubi a deriva a geometria cilindrica.

Nella maggior parte delle zone in cui la particella incidente produce le coppie primarie elettrone-ione, il campo elettrico permette solamente un moto di deriva degli elettroni verso l'anodo e degli ioni verso il catodo. Molto vicino all'anodo, invece, normalmente ad una distanza pari a qualche volta il raggio del filo, il campo elettrico e' sufficientemente forte da far iniziare la moltiplicazione a valanga. A causa della diffusione laterale e del piccolo raggio dell'anodo, la valanga circonda il filo; gli elettroni vengono raccolti all'anodo e gli ioni positivi iniziano il viaggio verso il catodo.

La fig. 2.8 mostra come il numero di coppie raccolte dipende dalla differenza di potenziale V_0 tra anodo e catodo. A tensioni molto basse, le cariche iniziano ad essere raccolte ma il processo dominante e ancora la ricombinazione; subito dopo inizia la piena raccolta ed si dice che il rivelatore opera come una camera a ionizzazione. Ad una certa tensione, detta tensione di soglia V_T, il campo elettrico vicino al filo e sufficientemente forte da fare partire la moltiplicazione a valanga. Aumentando V_0 si puo' ottenere un guadagno dell'ordine di 10^4 mantenendo la proporzionalita' tra la carica rilasciata dalla particella incidente e quella raccolta all'anodo. Aumentando ancora la tensione, si perde gradual-

Figura 2.8: Guadagno in funzione della differenza di potenziale tra anodo e catodo. Si riportano anche le differenti zone di funzionalita' dei tubi a deriva.FIG 50 PG 41 SAULI

mente tale proporzionalita', a causa delle distorsioni del campo elettrico generate dalla grande distribuzione di cariche attorno al filo. Questo regime di funzionamento, detto di proporzionalita' limitata o di *streamer*, avviene quando e' presente nel gas una grande quantita' di QUENCHER: gli ioni, a causa della bassa mobilita', stazionano nei pressi del filo e distorcono il campo elettrico. Il guadagno del gas nella regione di proporzionalita' limitata dipende dalla quantita' di carica prodotta nella ionizzazione primaria, e cosi' dipende dalla sorgente di ionizzazione. Per alte tensioni, la ionizzazione causata da fotoni nella zona compresa tra la valanga e il catodo, produce nuove valanghe, e la distribuzione delle cariche si allarga fino a qualche millimetro dall'anodo al punto di ionizzazione primaria. Tale modo di funzionare e' caratterizzato da un guadagno molto alto, da $10^6 a 10^8$. Il vantaggio di operare in questa zona e il buon rapporto segnale-rumore, dovuto alla grande ampiezza e velocita' del segnale, ma ci sono due grandi inconvenienti: la grosso segnale porta ad alti depositi di carica sul filo, che fanno diminuire la vita media del rivelatore, soprattuto sotto il grande flusso di eventi esistente durante gli esperimenti; inoltre, prima che la valanga si spenga definitivamente, esiste un certo tempo morto,dell'ordine di decine di microsecondi, durante il quale il tubo non e' capace di funzionare.

La regione di *streamer* a volte finisce in una zona di guadagno saturato, dove si rivela lo stesso tipo di segnale indipendentemente dall'evento ionizzante.

Aumentando ancora la tensione entrano in gioco i fenomeni di fotoemissione descritti nei paragrafi precedenti, nascono molte valanghe di carica e, in poco tempo, tutto il filo e' circondato da una grande quantita' di elettroni e ioni, che eventualmente danno luogo a scariche: questa modo di funzionare e' detto di Geiger-Muller.

2.4 I limiti della risoluzione

La misura della posizione con i tubi a deriva sottintende che esiste una relazione ben definita tra la distanza della traccia dal filo ed il tempo di deriva degli elettroni primari, rilasciati dalla particella incidente. Tale relazione e' detta R-T.

Il tempo di deriva ha fluttuazioni dovute essenzialmente a quattro contributi:

- la natura discreta della ionizzazione primaria e le fluttuazioni della distanza con le prime collisioni
- le fluttuazioni di Landau della carica di ionizzazione primaria e le variazioni dell'ampiezza del segnale, dovute alle fluttuazioni del guadagno
- la diffusione degli elettroni durante la deriva
- contributi dovuti all'elettronica di acquisizione

I primi due contributi sono maggiori nelle vicinanze del filo, perche' dipendono dall'angolo che la traccia forma con i cerchi di uguale tempo di deriva (isocrone). Vicino al filo la traccia copre meno isocrone che lontano da esso e dunque le fluttuazioni dette sono maggiori.

Anche il contributo delle variazioni dell'ampiezza del segnale e' maggiore nelle vicinanze del filo: variando l'ampiezza del segnale,infatti, a parita' di soglia del discriminatore si si introduce un ideterminazione temporale dovuta alla diversa forma di decrescita.

Figura 2.9: Risoluzione e sue componenti in funzione della distanza dal filo ottenuta tramite simulazione con il programma GARFIELD per una miscela $Ar - CH_4 - N_2$ $91 - 5 - 4$, diametro filo $50\,\mu m$, diametro esterno $3\,cm$, pressione 3 Atm, $V = 3270\,V$, larghezza segnale 25 ns.FIG 2.28 PG 53 PHD GEORG

L'effetto e' maggiore per i segnali molto lunghi e dunque per traccie che passano vicino al filo, in quanto gli ioni devono attraversare uno spazio maggiore per raggiungere il catodo.

Il contributo della diffusione elettronica, invece, cresce con la distanza dal filo, come si e' visto nel caso di campo uniforme, eq. 2.10 in cui $\sigma \propto \sqrt{r}$.

I contributi dell'elettronica di acquisizione sono dovuti al rumore, che distorce la forma del segnale, e da errori di quantizzazione del TDC, che ha una certa risoluzione.

Per la sovrapposizione di tutti questi effetti la risoluzione di un tubo proporzionale dipende dalla distanza dal filo a cui passa la particella ionizzante, dalla soglia dewl discriminatore, e dalla forma del segnale. Essa e' alta nelle vicinanze del filo, ha un minimo ad una distanza di qualche millimetro da esso e poi cresce lievemente fino al catodo (vedi fig. 2.9)

Altri contributi alla risoluzione sono causati da effetti sistematici. Tra questi

- la non perfetta conoscenza del tempo, T_0, del passaggio della particella nel tubo
- lo spostamento dei fili dalla posizione aspettata, importante nei rivelatori con molti tubi proporzionali
- la non perfetta ricostruzione della relazione R-T, che si ricava, come vedremo, di-

rettamente dai dati sperimentali.

2.5 Misura del momento con tubi a deriva

Il compito piu' importante delle camere proporzionali negli esperimenti di fisica delle alte energie e quello di misurare il momento delle particelle cariche. Esso si ricava dalla misura della curvatura della traiettoria della particella in un campo magnetico

$$p_T = eBR \tag{2.21}$$

dove R e' il raggio della traiettoria. I punti sperimentali, forniti da un sistema di tubi proporzionali, permettono di ricostruire la traiettoria della traccia.

La risoluzione della misura del momento viene determinata da due contributi:

- la risoluzione di ciascun singolo tubo
- il multiplo *scattering* Coulombiano

Il primo contributo e' il risultato della propagazione della risoluzione del singolo tubo nella risoluzione del momento. Se si approssimano N punti misurati in modo indipendente con risoluzione ε con una parabola $y = \alpha + \theta x + cx^2/2$ l'errore $\overline{c^2}$ e' minimo se tutti i punti hanno lo stesso peso e se i punti sono raggruppati nella parte iniziale, centrale e finale dello spettrometro rispettivamente nelle quantita' N/4, N/2, N/4. [?]

Con essi si misura la sagitta $s = L^2/8R$ con l'errore

2.6 La scelta del gas e il deterioramento dei tubi a deriva

Dato che la moltiplicazione a valanga avviene in tutti i gas, in teoria ogni gas o miscela di gas puo' essere usata in un tubo proporzionale. Nella maggior parte dei casi, pero', le richieste specifiche dell'esperimento restringono la scelta a qualche famiglia di composti;

bassa tensione di lavoro, alto guadagno, buona proporzionalita', lunga resistenza del tubo, sono esempi di richieste in conflitto tra loro.

Nei gas nobili la moltiplicazione a valanga avviene per campi elettrici molto piu' bassi che per le molecole complesse: cio' e conseguenza dei diversi modi di eccitazione che possiedono le molecole poliatomiche. E' conveniente, allora, l'utilizzo di un gas nobile come componente principale della miscela gassosa per i tubi proporzionali. La scelta di uno dei gas nobili e' imposta dalle seguenti considerazioni: esso deve avere un basso potenziale di estrazione, affinche' possano essere efficientemente rivelate le particelle al minimo. Come mostra la tavola 2.1, bisogna escludere l'Elio, e dunque, eliminando i costosi Xeno e Kripton, la scelta ricade sull'Argon. Un rivelatore ad Argon puro non consente, pero', un alto guadagno senza entrare in un regime di scarica permanente. Durante il processo a valanga, infatti, si formano atomi sia ionizzati sia eccitati. Un gas nobile eccitato puo' tornare nello stato fondamentale solo attraverso un processo radiativo, e l'energia minima del fotone emesso, circa 11.6 eV per l'Argon, e molto al di sopra del potenziale di estrazione di qualunque metallo di cui puo' essere costituito il catodo, ad esempio 7.7 eV per COPPER. Il fotone emesso, dunque, e' capace di estrarre elettroni dal catodo e dunque di dare vita ad una nuova valanga, molto presto dopo quella primaria.

Gli ioni di Argon, inoltre, viaggiano verso il catodo dove vengono neutralizzati con l'estrazione di un elettrone; l'energia di diffrenza viene irraggiata sotto forma di fotoni o con l'estrazione di un altro elettrone. Entrambi i processi danno luogo ad un'altra valanga non desiderata: perfino per bassi valori del guadagno, la probabilita' dei fenomeni descritti e sufficiente a indurre un regime permanente di scarica.

Le molecole poliatomiche hanno un comportamento molto diverso, specialmente quando contengono piu' di quattro atomi. Il grande numero di transizioni di eccitazione non radiative permesse, di tipo rotazionale o vibrazionali,infatti, consentono l'assorbimento di fotoni in un intervallo di energia ampio: per il Metano, ad esempio, l'assorbimento e' molto efficiente nell'intervallo $7.9 \div 14.5\ eV$, che contiene i valori dell'energia dei fotoni emessi dall'Argon. Questa e' una caratteristica di molti composti organici della famiglia degli idrocarburi e degli alcooli, e di molecole inorganiche, come Freon, CO_2 o BF_3. Queste molecole dissipano, poi, l'energia in eccesso sia in collisioni elastiche sia in dissociazione in radicali piu' semplici. Anche una piccola aggiunta ad un gas nobile di un QUENCHER poliatomico cambia completamente il modo fi funzionare di un tubo proporzionale, consentendo anche un alto guadagno.

Sfortunatamente, pero', le molecole poliatomiche introducono problemi di invecchiamento del tubo. A causa della violenza del processo di moltiplicazione a valanga, qualche molecola del gas puo' rompersi e formare ioni altamente reattivi o radicali. Alcuni di questi, si possono unire in lunghe catene molecolari, che possono, dopo un certo periodo di utilizzo del tubo, formare un polimero isolante sulla superficie degli elettrodi. Le cariche intrappolate in questi polimeri possono modificare il campo elettrico all'interno del tubo. Ne risulta una diminuizione del fattore di amplficazione del gas, insieme a fluttuazioni del guadagno, che causano inizialmente un peggioramento della risoluzione fino ad arrivare alla morte del tubo.

La scala che si utilizza per descrivere i fenomeni di deterioramento dei tubi a deriva e' la carica totale depositata sul filo per unita' di lunghezza. Sono stati fatti molti studi a riguardo e si e' dimostrato che i tubi, se costruiti con attenzione, possono sopravvire ad una carica totale depositata da $0.1 \div 1\ C/cm$ [?, ?].

Una delle cause di maggiore danneggiamento dei tubi a deriva e' la contaminazione del gas da parte agenti esterni o materiali del sistema del gas, come ad esempio alcune plastiche, Araldite, Duralco, Ryton, Macor, Mylar e Silicone [?].

Un ruolo importante e' giocato dal materiale di cui e' costituito il catodo: si e' visto, infatti, che tubi con catodo a basso potenziale di estrazione, come ad esempio Alluminio non trattato, hanno un deterioramento veloce. Una spiegazione possibile e' che degli elettroni vengono estratti dal catodo dagli ioni che arrivano, caricano negativamente questi ultimi in modo che essi viaggiano nuovamente verso il filo dove polimerizzano. I polimeri che si attaccano al filo possono dare luogo anche ad altri processi di invecchiamento, basati sull'effetto Malter [?]. Quando, a causa dell'accumolo di polimeri descritto, si sviluppa un sottile strato di isolante sul catodo, ioni positivi, creati in valanghe successive, si depositano sullo strato isolante e lo attraversano molto lentamente, a causa della loro bassa mobilita', prima di essere neutralizzati al catodo. Quando il flusso di eventi ionizzanti supera un certo valore di soglia, tipicamente $10^2 \div 10^3$ $conteggi/sec\,cm^2$ la frequenza di produzione degli ioni supera quella di neutralizzazione e si crea, molto velocemente, una alta densita' di cariche nei pressi dello strato isolante. Il campo di dipolo elettrico che ne deriva puo' essere sufficientemente alto da estrarre elettroni dal catodo e farli passare attraverso lo strato isolante nel gas, dove si forma una nuova valanga: viene cosi' indotto ancora una volta un regime di scarica permanente, perfino se viene rimossa la sorgente ionizzante (*dark current*). Per interrompere le scariche bisogna spegnere l'alta tensione applicata al filo; il tubo, comunque, rimane danneggiato e solo una completa pulizia lo puo' rigenerare. Una soluzione a questo problema e' l'aggiunta di una piccola frazione di un composto non polimerizzante che abbia il potenziale di estrazione piu' basso dei composti della miscela. Il modo di funzionare del tubo rimane quasi inalterato, ma, durante lo spostamento verso il catodo, tutti gli ioni potenzialmente polimerizzanti perdono la loro carica in favore del composto aggiunto, in un processo di scambio di carica [?]. I nuovi ioni depositano poi la carica negativa al catodo senza dare luogo a polimerizzazione. Esempi di sostanze con queste proprieta' sono il Methylal ($(CH_3O)_2CH_2$) o l'Isopropanolo.

Capitolo 3

Camere MDT per ATLAS

Come descritto nel capitolo ??, lo spettrometro per muoni di ATLAS misura la sagitta dei muoni, deflessi da un campo magnetico toroidale, in tre zone, dette stazioni, in cui sono posti i rivelatori. A causa del campo magnetico relativamente debole e dal breve spazio di deflessione permesso dal magnete toroidale, e' richiesta una alta precisione nella misura della posizione. Per misurare un momento di $1\,TeV$, con una precisione migliore del 10 % nel campo magnetico del toroide di ATLAS, occorre una risoluzione migliore di $100\,\mu m$ per stazione. Questo risultato puo' essere ottenuto con il sistema di precisione di tubi proporzionali detto MDT (Monitored Drift Tubes). Questo capitolo descrive le camere MDT, i principi di costruzione e la scelta del punto di lavoro per i singoli tubi. In particolare vengono spiegati le motivazioni che portano alla scelta della miscela gassosa, della sua pressione, del diametro del tubo, del guadagno del gas, etc.

3.1 Descrizione e principi di costruzione di una camera MDT

3.1.1 Descizione

Una camera MDT e' costituita da due gruppi di file di tubi proporzionali, separati,di circa $200 \div 400\ mm$ da una struttura di supporto (vedi fig. ??). Ogni gruppo consiste in tre o quattro file di tubi: non e' stata ancora presa una decisione finale a riguardo, essa dipendera' da quale configurazione consente una migliore ricostruzione delle traccie sotto

Figura 3.1: Camera MDT in cui e' stata rimossa la parte superiore per mostrare la struttura di supporto

l'alto flusso di fondo che sara' presente sulla macchina LHC.

Per ottenere la risoluzione richiesta dall'esperimento, di circa 80 μm per ogni singolo tubo proporzionale, sono stati scelti i materiali e decise le tolleranze di costruzione in tavola **??**(vedi [**?**])

I tubi sono chiusi ad entrambe le estremita' da tappi(vedi se endplug si traduce meglio), che, come si vede in fig. **??**, oltre a fare entrare il gas, servono a fissare il filo e a collegarlo al preamplificatore e all'alta tensione. Essi sono costruiti di plastica da injection molding. La scelta del materiale sara' fatta in base a studi sull'impatto che esso ha sul deterioramento dei tubi. Candidati possibili sono ad esempio Noryl, Peek, Vectra o PSU. Il metodo di fissaggio(???) del filo nel tubo no e' stato ancora deciso; si stanno considerando sistemi di soldering or crimping.

Il filo e' posto sull'asse del tubo cilindrico da un sostegno(locator) a forma di disco, presumibilmente dello stesso materiale del tappo. Il sostegno,posto proprio di fronte ai

Figura 3.2: Esempio di schema del tappo con un capacitore di disaccoppiamento

Parametri	Valore scelto
Materiale cilindro	Al-Mn ALLOY(correggi)(ALUMAN 100)
Diametro esterno	$30 \pm 0.015\ mm$
Spessore pareti	$400 \pm 20\ \mu m$
Eccentricita'	$< 10\ \mu m$
Lunghezza[1]	$1.4 \div 6.3\ m$
Peso	0.1 Kg/m
Diametro filo	$50\ \mu m$
Materiale filo	Oro-plated W-Re
Tensione meccanica filo	$\sim 60\%$ del limite elastico
Numero sostegni del filo	uno per tubi con $L > 3\ m$

Tabella 3.1: Caratteristiche meccaniche dei tubi a deriva previsti per le camere MDT di ATLAS

tappi, fissa la posizione del filo ad entrambe le sue estremita'. Nelle camere molto lunghe ($> 3\ m$), e' previsto un altro sostegno da porsi al centro del tubo. Esso serve a mantenere costante, entro 100 μm la distanza del filo dalle pareti del tubo.

Come detto, i tubi vengono assemblati in due gruppi di 3 o 4 file, nel modo che spiegheremo nel prossimo paragrafo, uniti da tre CROSS-PLATES alle estremita' e nel mezzo della camera, che servono anche da superficie di precisione e da sostegno per l'elettronica.

L'elettronica di acquisizione consiste in un'unica scheda prestampata, che copre tutto un lato della camera, di tipo ASD/TDC (Amplifier, Shaper, Discriminator e TDC), contenente, per otto o sedici canali, tutti gli elementi necessari alla raccolta dei tempi di deriva, con un errore massimo di un nanosecondo.

Prima di essere montate, le camere saranno sottoposte ad una serie di esami di controllo, ad esempio sulla tenuta del gas, dell'alta tensione, sul posizionamento dei fili all'interno dei tubi (raggi X)

EVENTUALMENTE AGGIUNGI MONTAGGIO(PG 72 PHD)

Il volume totale del gas del sistema MDT di ATLAS e' di circa 600 m^3 alla pressione di 3 Atm. E' previsto che il ricambio del gas avvenga attraverso un sistema chiuso che fornisca un flusso tale che avvenga un ricambio ogni $7 \div 10$ giorni, valore che aumentera' di un fattore 10 durante un eventuale purificazione rapida. Tale flusso si puo' ottenere con due pompe a membrana o a turbina. I tubi verranno connessi in parallelo, affinche' abbiano tutti la stessa miscela gassosa.

Le dimensioni del progetto MDT per ATLAS richiedono la collaborazione di molti istituti. In questo momento 13 istituti di 6 paesi diversi con piu' di 150 tra fisici e tecnici sono coinvolti alla costruzione delle camere.

3.1.2 Costruzione

Il sistema MDT per lo spettrometro di ATLAS e' basato sul posizionamento ad alta precisione dei tubi, rispetto a riferimenti di fiducia della camera, e dei fili all'interno dei tubi, con l'aiuto dei sotegni descritti nel paragrafo precedente. La risoluzione meccanica richiesta e' 20 μm.

Per ottenere questo risultato bisogna rispettare due condizioni:

1. sono necessari tubi con le caratteristiche della tavola **??**

2. i tubi devono essere posizionati e la propagazione degli errori nella camera deve essere limitata dall'uso di un sistema di riferimento esterno(jigging) di alta precisione.

Esistono due proposte per la procedura di assemblaggio della camera e lo schema di un sistema di riferimento di precisione, una del gruppo di Seattle, l'altra del gruppo di Nikhef. Tralasciando i dettagli tecnici, tra le due proposte c'e' una differenza concettuale: nello schema di Seattle, la posizione e' controllata dal sitema di riferimento di precisione solo per i tubi piu' esterni di un *multilayer*, mentre i tubi interni sono posti a contatto con quelli vicini.

Nell'approccio di Nikhef, invece, l'idea e'di posizionare ogni fila di tubi con l'aiuto del sistema di riferimento, lasciando spazio tra tubi vicini, in modo che essi non vengano a contatto, per evitare interferenze e defformazioni incontrollabili.

In entrambe le proposte, comunque, i *multilayer* sono preparati prima e poi attaccati al sostegno comune.

Il gruppo dei Laboratori Nazionali di Frascati ha studiato un metodo di assemblaggio simile a quello del gruppo Nikhef, che elimina alcuni problemi irrisolti [?].

Se la precisione del sistema di riferimento esterno e, come deve, molto migliore della tolleranza dei tubi, la precisione che si raggiunge nella prima fila e' la migliore, essendo solo dovuta alle fluttuazioni dei parametri dei singoli tubi. Se il posizionamento delle file successive ha come riferimento i tubi della fila precedente, si crea un processo di propagazione degli errori all'interno della camera, che peggiora la precisione raggiungibile.

E' chiaro che la migliore precisione che si puo' raggiungere si ottiene quando si puo' controllare il posizionamento dei tubi in ogni fila indipendentemente, come nel caso della prima fila. Si e' studiato un metodo per ottenere questo risultato.

L'idea di base e' di assemblare una fila di tubi direttamente sul sistema di riferimento, spostarla rigidamente, di una quantita' perfettamente controllabile, in direzione verticale e parallela al sistema di riferimento, porre su quest'ultimo una nuova fila di tubi e posizionarli, quindi, con la massima precisione possibile rispetto sia al sistema di riferimento sia alla fila assembalta in precedenza.

Procedendo in questo modo si ottengono i seguenti risultati:

1. si mantiene la precisione della prima fila, data dal sistema di riferimento esterno

2. la nuova fila, essendo poggiata direttamente sul sistema di riferimento, ha la stessa precisione di assemblaggio della prima, determinata solamente dal sistema di riferimento senza l'aggiunta di errori di propagazione

3. si puo' controllare con precisione la posizione relativa tra due file.

Si puo' procedere in questo modo: si incolla la prima fila al sostegno della camera, in modo che essa diventi un corpo rigido, non essendo piu' permessi spostamenti relativi tra i tubi. Di conseguenza si puo' spostare la fila ed il sostegno con l'aiuto di un altro sistema di riferimento, di posizione perfettamente nota rispetto al primo. Si mette una muova fila di tubi sul primop sistema di riferimento, lo si assembla e lo si incolla alla prima fila e al sostegno. Tale operazione si ripete fino al completamento del numero di file desiderato.

A questo punto, il sostegno insieme alle varie file di tubi incollati si ruota di 180 gradi e si incollano i tubi sull'altro lato, procedendo esattamente come prima.

Tale procedura produce direttamente una camera di tipo MDT completa (du gruppi di file con un sostegno).

3.2 La scelta delle condizioni di lavoro

Le camere MDT di ATLAS hanno una serie di parametri che vanno regolati in base alle esigenze dell'esperimento. Il guadagno e la pressione del gas, l'alta tensione, il diametro del tubo e del filo, la soglia del discriminatore e cosi' via, infatti, devono essere scelti in modo tale da assicurare la resistenza delle camere a circa dieci anni di operativita' nelle condizioni di alta frequenza di eventi (o *rate*) previste per l'acceleratore LHC. La frequenza di conteggio totale e' la somma dei contributi delle particelle cariche, tipicamente muoni provenienti dal punto di interazione ed elettroni dagli sciami elettromagnetici del calorimetro, e del fondo di particelle neutre, come elettroni e fotoni (fig. **??**).

La scelta dei parametri citati e' definita in termini di guadagno del gas, che deve essere il minore possibile. Il suo limite superiore, infatti, e' fornito dalla vita media delle camere MDT.

Il deterioramento del rivelatore e' collegato alla carica totale che si deposita sul filo per unita' di lunghezza :

$$Q = r \cdot d \cdot \overline{N}_e \cdot G \cdot t \tag{3.1}$$

dove

r : *rate* di conteggio

Figura 3.3: Frequenza di conteggio per particelle cariche e neutre nelle stazioni interne in funzione della pseudorapidita'

d : diametro del tubo

$\overline{N}_e$: numero medio di elettroni primari

G : guadagno del gas

t : tempo di funzionamento

Il numero medio di elettroni primari che arrivano al filo e' dato dal numero di elettroni primari per unita' di lunghezza moltiplicato la lunghezza media di una traccia. Quest' ultima e' data da

$$\overline{x} = 2\,\frac{\int_0^{r_0}\sqrt{r_0^2 - r^2}\,dr}{r_0} = \frac{\pi}{2}\,r_0 \tag{3.2}$$

nella quale r_0 e' il raggio di un tubo, che per le MDT vale 1.5 cm.

Per quanto riguarda il numero di elettroni primari per unita' non esiste un calcolo esatto. Secondo [?] tale quantita' e' circa 275 elettr./cm, mentre i dati presentati in [?] indicano un numero pari a circa 220 elettr./cm . Per i nostri calcoli assumiamo un valore di 300 elettr./cm. Esso da', moltiplicato per la **??**, $\overline{N}_e \simeq 700 elettr$.

Per particelle ionizzanti al minimo nella zona in cui l'irraggiamento e' massimo, si ha

$r = 100 \, \frac{Hz}{cm^2}$

$d = 3cm$

$\overline{N}_e = 700 elettr.$

$t = 10^8$

e prendendo come valore piu' basso possibile del guadagno, per i motivi che esporremo nella paragrafo **??**

$$G = 2 \cdot 10^4$$

la carica totale che si deposita sul filo, e', in base alla **??** :

$$Q = 0.067 \; C/cm$$

Tale valore rientra nei limiti, visti nel paragrafo 2.6, che consentono una lunga resistenza all'uso dei tubi a deriva.

Durante l'esperimento, pero', la carica totale che si deposita sul filo sara' maggiore a causa della piu' alta ionizzazione primaria prodotta dai neutroni e fotoni, che domina sul *rate* di conteggio. Alcuni calcoli indicano che queste particelle hanno, mediando sullo spettro di energia, una ionizzazione primaria piu' alta di un fattore 2 di quella delle particelle ionizzanti al minimo. Cio fa si' che la carica totale per unita' di lunghezza che si deposita sul filo e' :

$$Q = 0.13 \; C/cm$$

per tutti i dieci anni, valore ancora nei limiti richiesti nel paragrafo 2.6.

Bisogna evitare segnali in regime di *streamer*, perche' anche una piccola frazione di essi fa crescere in modo significativo Q. Se la carica in un segnale in *streamer* e' 100 volte maggiore di quella della valanga proporzionale, una frazione del 1 % di *streamer* fara' raddoppiare Q.

Si puo' allora considerare un fattore di sicurezza pari a 5 per tenere conto delle indeterminazioni dei calcoli sulla ionizzazione primaria dei neutroni e fotoni, della possibile maggiore luminosita' della macchina e di cattive sorprese. Bisogna richiedere dunque che le camere MDT siano in grado di sopportare per dieci anni un deposito di carica totale per unita' di lunghezza pari a

$$Q = 0.67\ C/cm$$

3.2.1 Guadagno minimo

Come gia' detto il gas va scelto in modo che il guadagno sia il piu' piccolo possibile. Il valore minimo di G dipende dall'influenza del rumore dell'elettronica, dalla soglia del discriminatore e dalla forma del segnale.

Il rumore dell'elettronica di acquisizione delle MDT e' composto dal rumore in serie del resistore (380 Ω), e da quello in parallelo del preamplificatore. Si definisce ENC la carica equivalente del rumore, cioe' la quantita' di carica associata al rumore. Per le camere MDT e' richiesto una soglia del discriminatore cinque volte maggiore del rumore dell'elettronica. Tale richiesta definisce il valore minimo possibile per il guadagno:

$$G_{min} = \frac{5\,ENC}{Q_{thr}} \tag{3.3}$$

dove Q_{thr} e' la carica di ionizzazione primaria, che corrisponde alla soglia del discriminatore. Tale carica dipende dal numero di elettroni primari necessari a far partire il discriminatore e dalla frazione di carica che si raccoglie durante il tempo di integrazione:

$$Q_{thr} = N_e \cdot f_{coll} \tag{3.4}$$

Nel caso delle MDT f_{coll} e' piccolo, perche' il tempo caratteristico del segnale e' molto lungo per la bassa mobilita' degli ioni nel gas.

Pressione(Atm)	Guadagno del gas	Carica raccolta	Soglia discriminatore (e)
1	$6 \cdot 10^4$	9.6 %	6
2	$3 \cdot 10^4$	8.1 %	15
3	$2 \cdot 10^4$	6.6 %	24
4	$1.5 \cdot 10^4$	6.3 %	32
5	$1.2 \cdot 10^4$	6.1 %	40

Tabella 3.2: Soglia effettiva del discriminatore per differenti pressioni sotto la condizione che la carica totale depositata sia costante. Miscela $Ar - N_2 - C_2H_6$ $90-5-5$, $\tau_s = 20\ ns$, $ENC = 5900e$, $a = 25\ \mu m$, $b = 1.5\ cm$. La soglia e' cinque volte il rumore.

Fissato N_e, secondo le esigenze dell'esperimento, il guadagno minimo dipende dal rapporto

$$\frac{ENC}{f_{coll}}$$

Esso migliora all'aumentare di f_{coll}, e questo lo si puo' ottenere diminuendo il diametro del filo (per questo motivo si e' arrivati ad un diametro di 50 μm).

Come detto, l'altro parametro, che determina il minimo valore del guadagno, e' N_e: esso contribuisce anche alla risoluzione del tubo: per un gudagno del gas di $2 \cdot 10^4$ la soglia del discriminatore e' tale che esso parte sul 25^{esimo} elettrone. Un guadagno del gas di $5 \cdot 10^4$ permette di avere una soglia del discriminatore all'incirca sul 10^{mo} elettrone, con un guadagno in risoluzione di circa il 30 %.

3.2.2 La scelta della pressione

Per capire l'influenza della pressione del gas, nell'ambiente ad alto flusso di eventi di LHC, si e' studiata la dipendenza della risoluzione dalla pressione, mantenendo costante la carica totale depositata sul filo. In questo caso la bassa quantita' di carica di ionizzazione raccolta bassa pressione permette, come mostra la tavola **??**, un alto guadagno del gas, insieme ad una maggiore frazione di carica raccolta, che permette di ABBASSARE la soglia del discriminatore, che, a sua volta, consente una migliore risoluzione. Purtroppo, pero', la risoluzione a bassa pressione non puo' competere con quella che si ha per alti valori di P (vedi fig. **??**).

Figura 3.4: Risoluzione in funzione della distanza di deriva per diversi valori della pressione(Atm), sotto la condizione che la carica totale depositata sia costante.

Non si puo', comunque, arrivare a pressioni maggiori di 3 Atm perche' la carica totale depositata cresce piu' velocemente della pressione, in quanto la probabilita' di avere segnali in regime di *streamer* cresce con P.

3.2.3 La scelta del diametro del tubo

La carica totale depositata decresce al diminuire del diametro del tubo d, perche' essa e' proporzionale a d^2 (sia la carica primaria che la superficie esposta scalano con d). Ci sono, comunque, seri argomenti che contrastano con la scelta di un diametro piccolo.

La risoluzione vicino al filo, come visto nel paragrafo 2.4, e' dominata dalla fluttuazione della distribuzione delle cariche lungo la traccia, che da' una risoluzione peggiore in questa regione che per distanze grandi, dove domina il contributo della diffusione. Nel caso di un diametro del tubo ridotto, la risoluzione media sarebbe dominata da questo effetto. A causa della alta soglia effettiva del discriminatore, che serve ad ottenere un basso guadagno, questo comporterebbe un deterioramento della risoluzione media. Lo stesso effetto farebbe crescere l'inefficienza totale, che e' dominata dalle fluttuazioni della carica primaria vicino all'anodo e al catodo. Per eliminare questo problema sarebbe necessaria l'aggiunta di un altra fila di tubi.

D'altro canto, un grande diametro del tubo, sebbene faccia crescere l'efficienza e la risoluzione media, fa anche crescere la carica totale depositata sul filo, e dunque ne accelera

Miscela gassosa	Diametro del tubo μm	Pressione Atm	Guadagno gas all'1 % di *streamer*
$Ar - CO_2 - C_2H_6 - N_2$ $(86 - 4 - 5 - 5)$	50	3	$6.0 \cdot 10^4$
$Ar - CO_2 - C_2H_6 - N_2$ $(86 - 4 - 5 - 5)$	50	5	$3.0 \cdot 10^4$
$Ar - CO_2 - C_2H_6 - N_2$ $(86 - 4 - 5 - 5)$	90	3	$5.0 \cdot 10^4$
$Ar - CO_2 - C_2H_6 - N_2$ $(86 - 4 - 5 - 5)$	90	5	$3.0 \cdot 10^4$
$Ar - CO_2$ $(95 - 5)$	50	3	$2.8 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2H_6$ $(95.6 - 4 - 0.4)$	50	3	$2.0 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2H_6 - N_2$ $(94.6 - 4 - 0.4 - 1)$	50	3	$1.8 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2H_6 - N_2$ $(93.6 - 4 - 0.4 - 2)$	50	3	$1.8 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2H_4$ $(92 - 5 - 3)$	50	3	$1.8 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2H_4 - N_2$ $(91 - 5 - 3 - 1)$	50	3	$1.5 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2H_4 - N_2$ $(90 - 5 - 3 - 2)$	50	3	$1.3 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2H_4 - N_2$ $(88 - 5 - 3 - 4)$	50	3	$1.1 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2H_4$ $(92 - 5 - 3)$	90	3	$1.1 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2H_4 - N_2$ $(91 - 5 - 3 - 1)$	90	3	$1.2 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2H_4 - N_2$ $(90 - 5 - 3 - 2)$	90	3	$1.3 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2H_4 - N_2$ $(88 - 5 - 3 - 4)$	90	3	$1.3 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2F_4$ $(92 - 5 - 3)$	50	3	$1.5 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2F_4 - N_2$ $(90 - 5 - 3 - 2)$	50	3	$1.4 \cdot 10^5$
$Ar - CO_2 - C_2F_4 - N_2$ $(88 - 5 - 3 - 4)$	50	3	$1.3 \cdot 10^5$

Tabella 3.3: Guadagno di alcune miscele gassose al variare del diametro del filo e della pressione sotto la condizione di avere solo l'1 % di segnali in regime di *streamer*.

l'invecchiamento.

Un diametro di 3 cm sembra il migliore, non solo dal punto di vista della fisica del rivelatore, ma anche da quello del costo effettivo delle camere, che cresce proporzionalmente al numero di tubi presenti.

3.2.4 Richieste sulla scelta della miscela gassosa: studi sul guadagno

In questo paragrafo vengono presentati alcuni studi sul guadagno e la frequenza di segnali in regime di *streamer* [?], che forniscono richieste sulla possibile miscela gassosa, da utlizzare nelle camere MDT di ATLAS.

Questi studi sono concentrati sulla influenza dei segnali in regime di *streamer* sul guadagno del gas. I risultati sono in tavola ??.

Queste misure mostrano che il limite richiesto per il guadagno del gas, circa $2 \cdot 10^4$, si potra' ottenere mantenendo trascurabile la frazione di segnali in regime di *streamer*.

Le misure, inoltre, mostrano che il guadagno del gas in regime proporzionale e maggiore per:

- minore diametro del filo
- minore quantita' di QUENCHER nel gas
- minore pressione

Il gas delle camere MDT dovra', dunque, essere composto principalmente da Argon, con una frazione di qualche per cento di un QUENCHER idrocarburo, l'unico capace di sopprimere gli *afterpulsing*, causati da fotoelettroni emessi dal catodo. Questo compito puo' essere eseguito da un 3 % di Metano oppure da uno 0.5 % di Etano. Il Metano e' preferibile per la minore infiammabilita' del piu' commerciale Etano.

Capitolo 4

Misura del guadagno del gas di un tubo proporzionale

Come detto nel paragrafo **??**, il guadagno della miscela gassosa e' uno dei parametri piu' importanti per il duraturo funzionamento delle camere MDT per ATLAS.

Questo capitolo espone la misura del guadagno della miscela gassosa $Ar - CO_2 - C_2H_6$, nelle proporzioni volumetriche 95-3-2, di un tubo proporzionale, eseguita mediante esposizione ad una sorgente di raggi X. Alcuni studi teorici hanno mostrato che questa miscela promette ottimi risultati per quanto riguarda le richieste per l'esperimento sul guadagno, esposte nei capitoli precedenti.

Vengono descritti in dettaglio i metodi di acquisizione e analisi dei dati.

4.1 Descrizione del tubo proporzionale

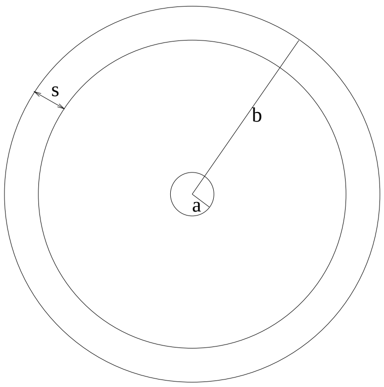

Figura 4.1: Tubo proporzionale

Il rivelatore e' costituito da un cilindro di Alluminio di diametro 2b=30 mm, catodo, nel cui asse centrale e' posizionato un filo di Tungsteno di diametro 2a=50 mm,anodo, chiuso alle estremita' da due tappi di Araldite(Fig. **??**)

Il tubo e' riempito dalla miscela $Ar - CO_2 - C_2H_6$ nelle proporzioni volumetriche 95-3-2.

Lo spessore delle pareti del cilindro di alluminio e' s= 0.4 mm.

4.2 Risultati

E' stato misurato il rapporto tra la carica raccolta all' anodo, dopo un evento ionizzante, e la carica rilasciata nel tubo dall ' evento stesso a varie pressioni e alte tensioni del filo, ovvero il guadagno della miscela gassosa.

Le curve di guadagno ottenute sono in fig. **??**

Come si puo' vedere, il guadagno della miscela, attorno al punto ideale di lavoro (HV = 3000 V e P = 3 Atm), in cui e' presente una frazione trascurabile di segnali in regime di *streamer*, e' di circa $2 \cdot 10^4$, che e' proprio il valore richiesto per l'esperimento.

4.3 Descrizione della misura

4.3.1 Fonte di eventi

Come fonte di eventi ionizzanti e' stata usata una sorgente di ^{55}Fe, che emette fotoni di energia 5.9 Kev, ovvero una sorgente di raggi X. Se si rivolgesse la sorgente direttamente al tubo, il fascio verrebbe attenuato: se indichiamo, infatti, con I_0 l'intensita' del fascio iniziale e con I quella del fascio che penetra nel tubo, vale la relazione

$$I = I_0\, e^{-s/\lambda}$$

dove s e' lo spessore di materiale che attraversa il fascio e λ e' il coefficiente di attenuazione, diverso a seconda del materiale e dell'energia dei fotoni incidenti. Nel caso dell'alluminio

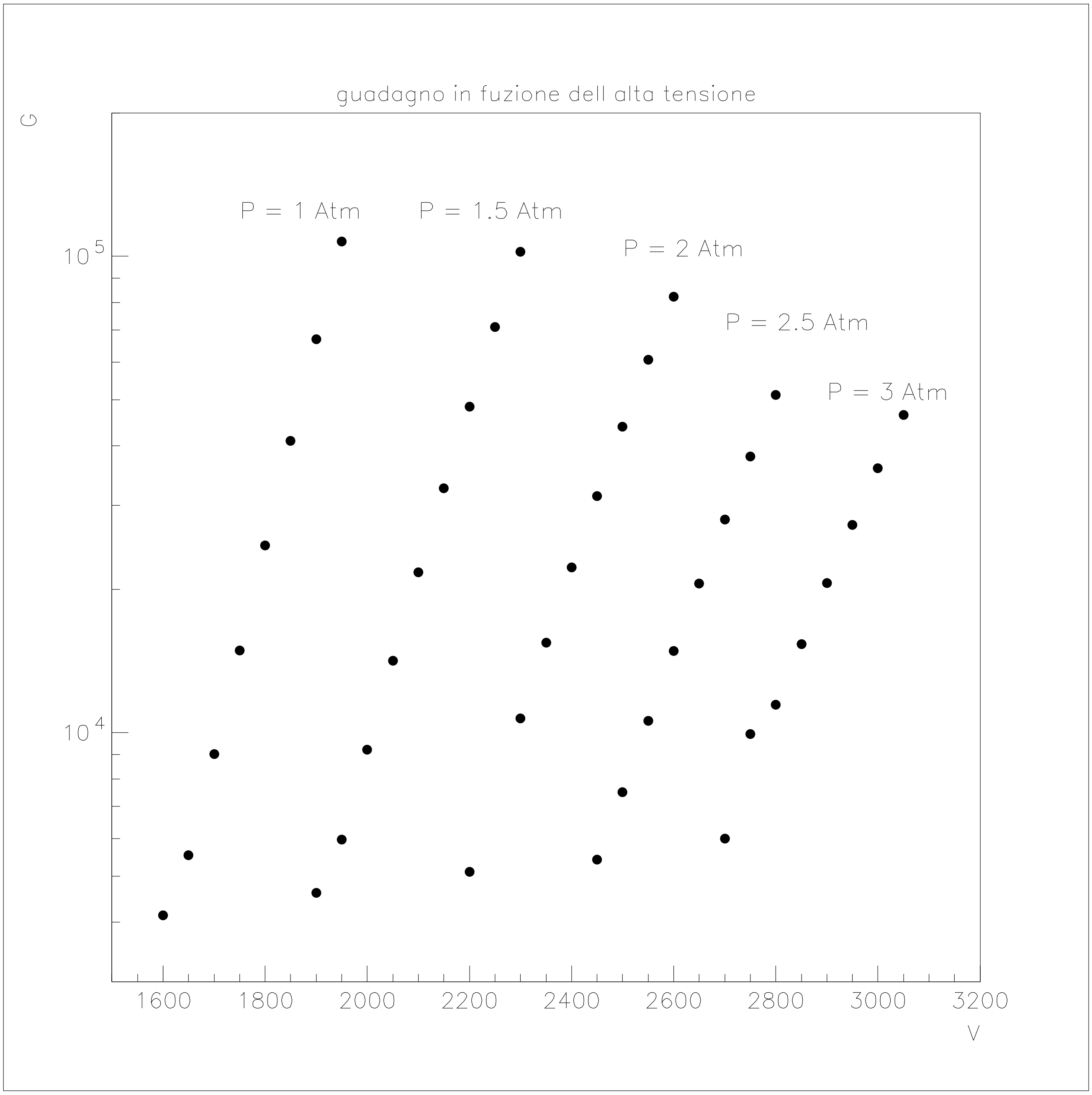

Figura 4.2: Curve di guadagno

e per fotoni di circa 6 Kev si ha che [?]

$$\lambda = 0.208\ mm$$

Nell'attraversare le pareti del cilindro, spesse $s = 0.4\ mm$ il fascio ridurrebbe la sua intensita' di circa un fattore 7. Per ovviare a tale problema e' stato praticato un forellino nell'alluminio e lo si e' riempito con un sottile strato di mylor.

I fotoni, allora, entrano nel tubo attraverso il forellino e, una volta nella miscela gassosa, danno luogo ad effetto fotoelettrico [?] : i fotoni, cioe', interagiscono con gli elettroni di una shell interna, la K, dell' atomo di Argon di energia -3.2 Kev L'atomo di Argon eccitato ritorna poi nel suo stato fondamentale attraverso uno dei due seguenti meccanismi:

- Fluorescenza, ovvero la transizione di un elettrone di una shell interna dell' Argon, di energia Ei < 3.2 Kev, verso la shell coinvolta nell'effetto fotoelettrico, con l' emissione di un fotone di energia (3.2-Ei) Kev
- Transizione senza irraggiamento, o effetto Auger, che e' un riarrangiamento interno dell' atomo che coinvolge molti elettroni delle shells piu' basse, con l' emissione di un elettrone di energia molto vicina a 3.2 Kev.

Nel caso dell' Argon, circa il 15 % delle interazioni per effetto fotoelettrico sono seguite dall' emissione di un fotone, mentre nell' 85 % dei casi di due elettroni, entrambi di energia vicina ai 3 Kev. Il fotone secondario, emesso ad un energia appena al di sotto di quella della shell K, ha un cammino libero medio molto lungo e generalmente esce dal tubo. Cio' produce il caratteristico picco (*escape peak*) dell' Argon, all' energia di 2.7 Kev. Tutto cio puo' essere visto nelle fig. ?? ?? ?? ?? ?? nelle quali si riportano gli spettri di ADC in presenza della sorgente radioattiva, uniti agli spettri di piedistallo.

Nel caso venga trasferita l' intera energia di 5.9 Kev del fotone, gli elettroni emessi per effetto fotoelettrico sono, considerando il potenziale medio di estrazione dell' Argon

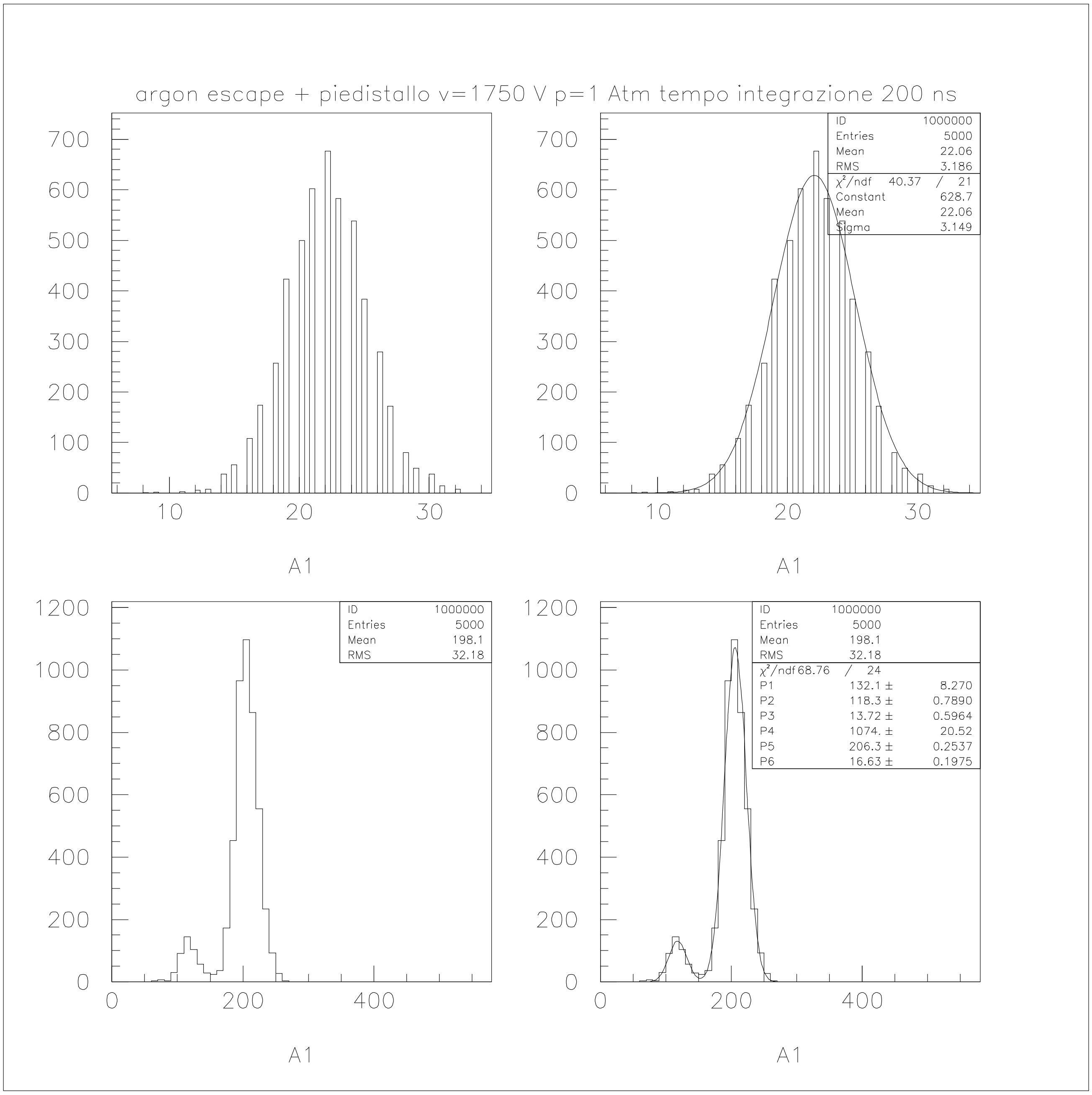

Figura 4.3: Argon escape e piedistallo con gate = 200 ns

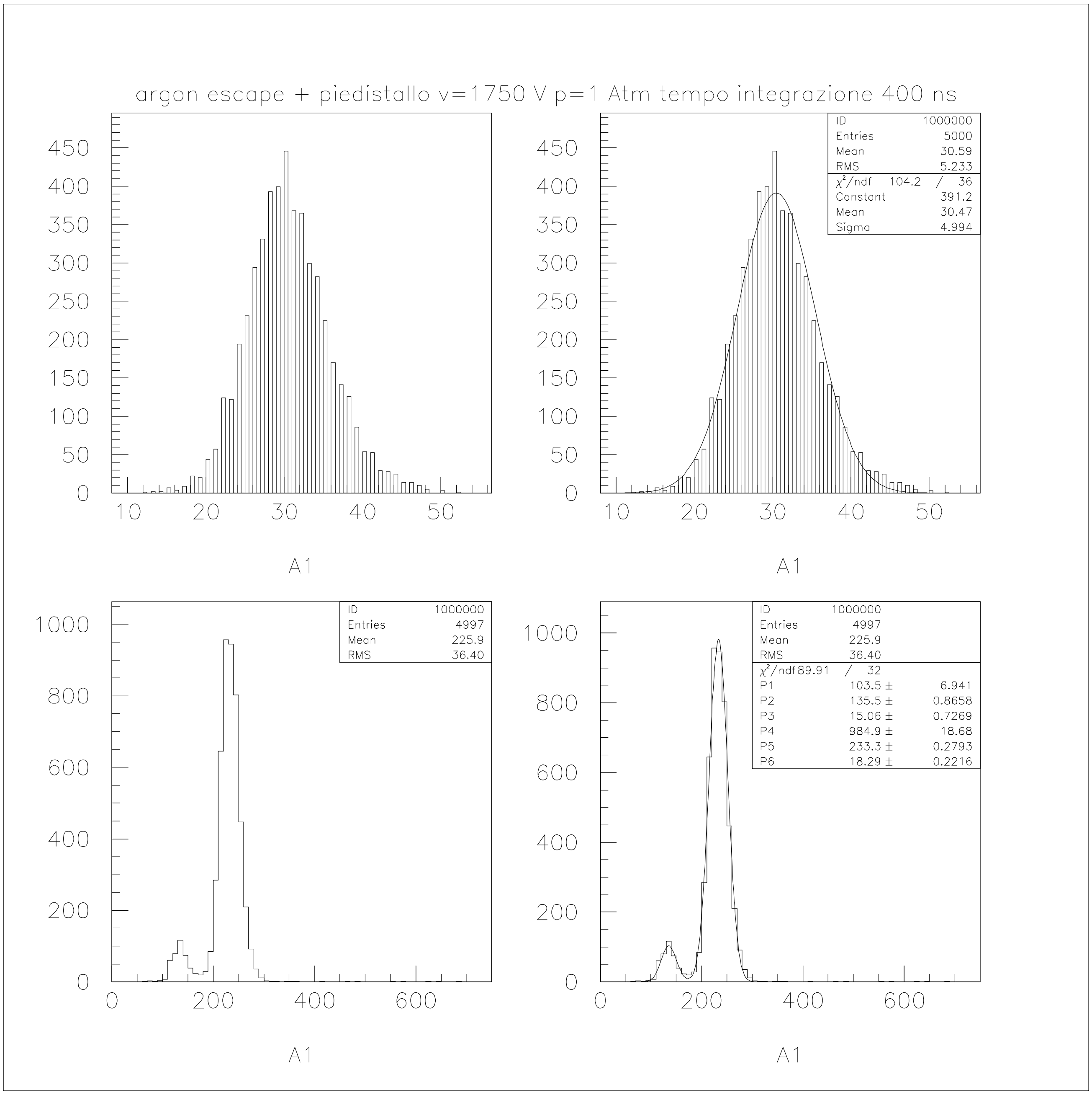

Figura 4.4: Argon escape e piedistallo con gate = 400 ns

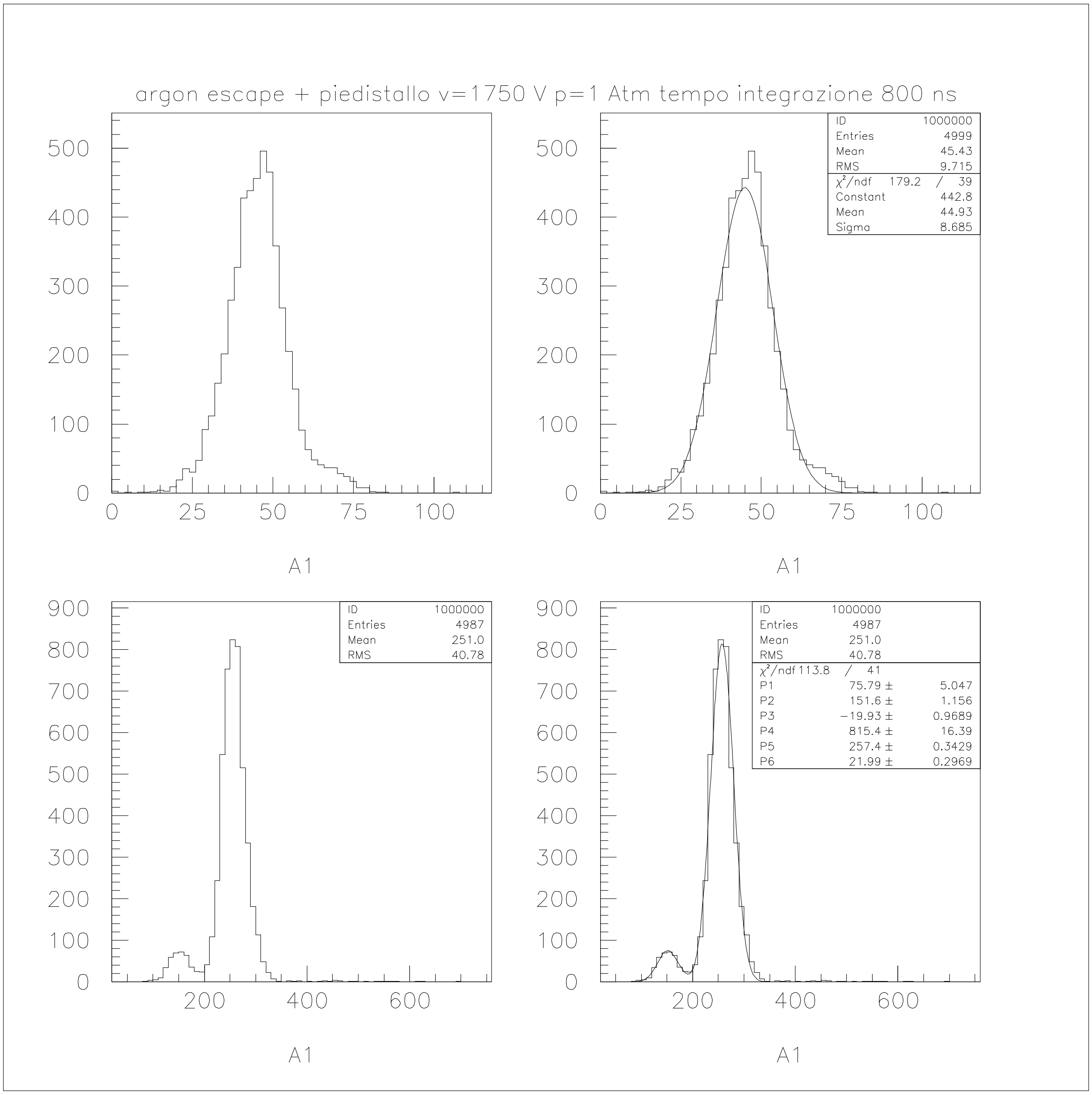

Figura 4.5: Argon escape e piedistallo con gate = 800 ns

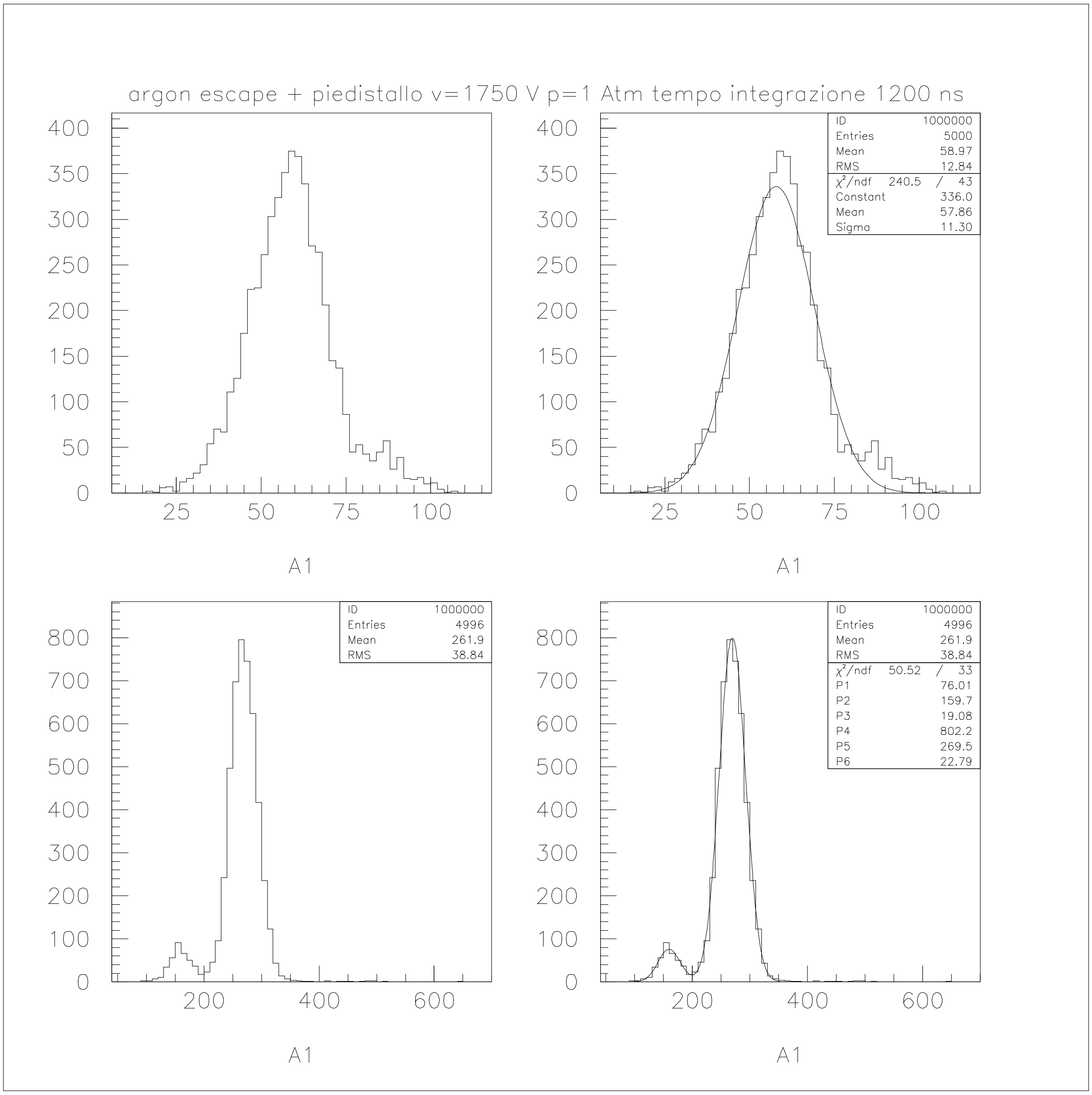

Figura 4.6: Argon escape e piedistallo con gate = 1200 ns

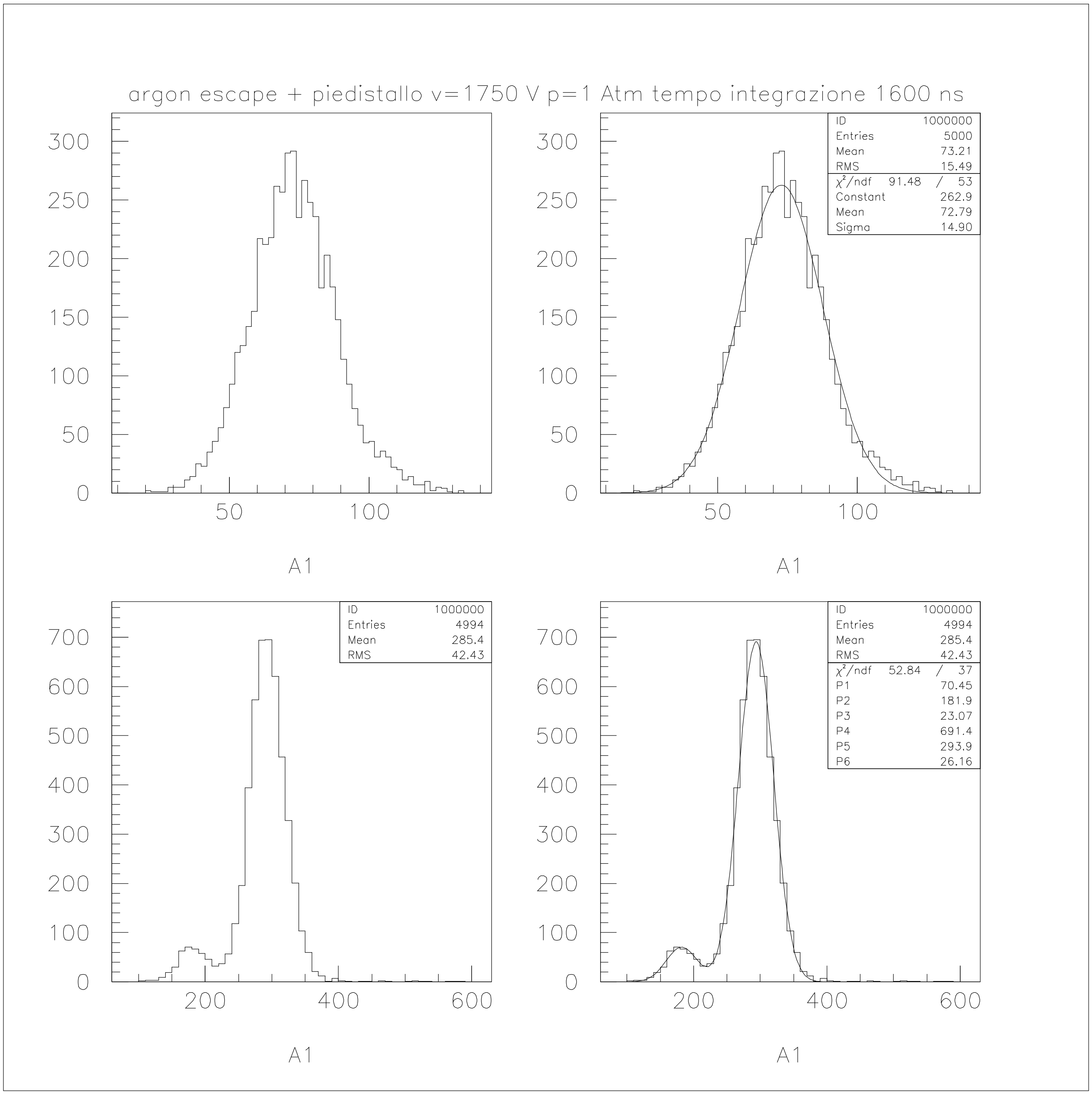

Figura 4.7: Argon escape e piedistallo con gate = 1600 ns

($\sim$ 26 ev), circa 227. Essi, sotto l'influenza del campo elettrico presente nel tubo, vanno verso l'anodo urtando le molecole di Argon. Quando arrivano ad una distanza dall'anodo pari a qualche volta il raggio del filo, l'energia cinetica che essi acquistano tra un urto e l'altro, a causa dell'intenso campo elettrico (che cresce come 1/r), e' tale da rendere possibile la ionizzazione di altri atomi di Argon. Il gruppo iniziale di elettroni prodotti dalla particella ionizzante subisce cosi' una moltiplicazione a valanga e viene, infine, raccolto all'anodo.

Il fattore di moltiplicazione dipende dalla natura del gas e dalle condizioni di lavoro, ed e' detto guadagno.

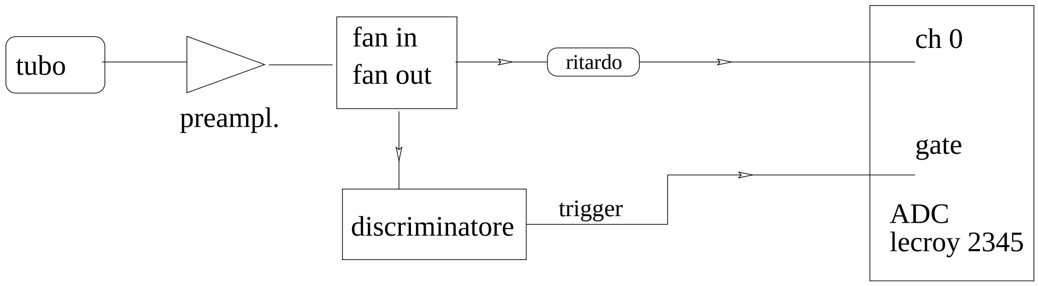

Figura 4.8: Circuito di acquisizione

4.3.2 Acquisizione

La carica raccolta all' anodo e' stata misurata attraverso il circuito in fig. ??

SEGUIRA' DESCRIZIONE DELLE CARATTERISTICHE DEI VARI MODULI.

4.3.3 Guadagno

Come gia' detto, il guadagno della miscela gassosa e' dato dal rapporto tra la carica raccolta all'anodo e la carica rilasciata dalla particella ionizzante nel tubo, che chiameremo rispettivamente Q_{anodo} e Q_{ionizz} :

$$G = \frac{Q_{anodo}}{Q_{ionizz}} \tag{4.1}$$

Vediamo, allora, come ricavare queste due quantita':

Il fotone perde tutta la sua energia in uno spazio molto piccolo rispetto le dimensioni del tubo :

l'elettrone emesso per effetto fotoelettrico, infatti, perde energia per ionizzazione secondo la formula [?]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 n}{mv^2}\left(\log\frac{mv^2}{2I} - \frac{1}{2}\log 2 + \frac{1}{2}\right) \tag{4.2}$$

dove

E = enegia persa

x = spessore materiale attraversato

e = carica elettrone

n = numero elettroni per unita' di volume

m = massa elettrone

v = velocita' elettrone

I = potenziale estrazione medio dell'atomo

Integrando l'inversa della **??** in dE, facendo l'ipotesi che $\frac{dE}{dx}$ rimanga praticamente costante in uno spazio breve, si puo' affermare che l'elettrone perde tutta la sua energia in uno spazio

$$d = \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} E_i \tag{4.3}$$

dove E_i e' l'energia cinetica iniziale dell'elettrone.

Essendo per un atomo di Argon(METTERE CITAZIONE)

$n = 1.44\,10^{21}\,cm^{-3}$

$I \simeq 26\,ev \simeq 4.16\,10^{-11} erg$

$E_i \simeq 3\,kev \simeq 4.8\,10^{-9}\,erg$

dalla **??** si trova

$$\frac{dE}{dx} = 5.61 \cdot 10^{-7}\,erg/cm$$

e dalla **??** si ottiene che il fotone cede tutta la sua energia entro uno spazio

$$d \simeq 85\,\mu m$$

Possiamo allora dire che la carica rilasciata nel tubo dall' evento ionizzante e' pari al prodotto della carica dell'elettrone per il numero medio di elettroni rilasciati dal fotone $\bar{n} = E_i/I \simeq 227$:

$$Qionizz = 227 \times 1.6\,10^{-19} = 3.6 \cdot 10^{-17} C \tag{4.4}$$

Valutiamo ora Q_{anodo} :

la carica raccolta all' anodo (che per la **??** e' $G \times Q_{ionizz}$), infatti, prima attraversa la terminazione del rivelatore, costituita da un tappo di araldite che contiene un circuito elettrico; poi passa nel circuito di acquisizione e viene misurata dall' ADC. Cio' che viene letto dall' ADC (Q_{adc}), quindi, non e' proprio Q_{anodo} ma una quantita' ad essa proporzionale. Bisogna cioe' tenere conto di due fattori:

- F , che indica la frazione di carica che esce effettivamente dal rivelatore nel tempo in cui si fa la misura, dopo avere attraversato il circuito di terminazione

- A , che indica il fattore di amplificazione della catena di acquisizione.

Allora

$$Q_{adc} = Q_{anodo} \cdot F \cdot A$$

$$Q_{adc} = G \cdot Q_{ionizz} \cdot F \cdot A$$

da cui si ricava infine

$$G = \frac{Q_{adc}}{Q_{ionizz} \cdot F \cdot A} \tag{4.5}$$

Per misurare il guadagno, quindi, occorre conoscere le quattro quantita' sopra indicate.

Q_{adc} viene misurato direttamente dall' ADC, Q_{ionizz} e' data dalla **??**, restano da valutare, F ed A.

Sviluppo temporale del segnale nel rivelatore

Il segnale rilevato [1] , negativo all' anodo e positivo al catodo, e' la conseguenza del cambiamento di energia del sistema dovuto al movimento delle cariche. Quando una

[1] Per quanto segue in questo paragrafo vedi [?]

carica Q (che e' poi la nostra Q_{ionizz}) si sposta di dr, in un sistema di capacita' totale l·C (l lunghezza del cilindro), a potenziale V_0, causa un segnale

$$dV = \frac{Q}{l\,C\,V_0} \cdot \frac{dV}{dr} \cdot dr \tag{4.6}$$

dove $\frac{Q}{l\,C\,V_0}$ e' un fattore di normalizzazione tale che la carica massima che puo' raccogliere il capacitore sia correttamente $Q = l\,C\,V_0$.

Gli elettroni della valanga sono prodotti molto vicino all'anodo, ad una distanza pari a qualche volta il raggio del filo, ovvero tra 50 e 100 μm. Se consideriamo come velocita' di drift caratteristica dei tubi proporzionali in quella regione

$$v_{drift} \simeq 5\ cm/ns$$

e' evidente che tutto il processo di moltiplicazione avviene in un tempo dell'ordine dei nanosecondi. Entro tale tempo, tutti gli elettroni vengono raccolti all'anodo e dunque il loro contributo al segnale e' molto piccolo, generalmente qualche per cento del totale. Gli ioni positivi, invece, viaggiano nel rivelatore e generano la maggior parte dell'impulso.

Possiamo allora valutare lo sviluppo del segnale considerando solo il contributo degli ioni che si allontanano dal filo, assumendo che essi abbiano mobilita' costante (la mobilita' e' definita come il rapporto tra la velocita' di drift e il campo elettrico relativo E/P, dove P e' la pressione del gas). Ora per uncondensatore cilindrico che abbia come raggi dell'anodo e catodo a e b valgono le relazioni

$$E(r) = \frac{C\,V_0}{2\pi\,\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \tag{4.7}$$

$$V(r) = \frac{C\,V_0}{2\pi\,\epsilon_0} \cdot \ln\frac{r}{a} \tag{4.8}$$

dove

$$C = \frac{2\pi\,\epsilon_0}{\ln(b/a)} \tag{4.9}$$

Il segnale in funzione del tempo, negativo, si ottiene utlizzando la **??** insieme alla **??** :

$$V(t) = -\int_0^t dV = -\frac{Q}{2\pi\,\epsilon_0\,l} \cdot ln \frac{r(t)}{a} \tag{4.10}$$

Ora, poiche' per definizione la mobilita' e' $\mu = \frac{v}{E/P}$, allora la velocita' di drift e'

$$v = \mu \cdot \frac{E}{P}$$

che unita alla **??** da

$$v = \frac{dr}{dt} = \frac{\mu\,C\,V_0}{2\pi\,\epsilon_0\,P} \cdot \frac{1}{r}$$

e dunque vale l' uguaglianza

$$\int_a^r r\,dr = \frac{\mu\,C\,V_0}{2\pi\,\epsilon_0\,P} \int_0^t dt$$

da cui, sviluppando gli integrali, si ottiene

$$r(t) = \left[a^2 + \frac{\mu\,C\,V_0}{\pi\,\epsilon_0\,P} \cdot t \right]^{\frac{1}{2}}$$

Inserendo tale relazione nella **??** si ottiene cosi'

$$V(t) = -\frac{Q}{4\pi\,\epsilon_0\,l} \cdot \ln\left(1 + \frac{\mu\,C\,V_0}{\pi\,\epsilon_0\,P\,a^2} \cdot t\right) = -\frac{Q}{4\pi\,\epsilon_0\,l} \cdot \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right) \tag{4.11}$$

dove

$$t_0 = \frac{\pi\,\epsilon_0\,P\,a^2}{\mu\,C\,V_0}$$

Considerando, come fatto finora, il rivelatore come un condensatore cilindrico, si ottiene cosi' che la corrente che viene raccolta all'anodo e':

$$i(t) = l\,C \cdot \frac{dV(t)}{dt} = -\frac{Q\,C}{4\pi\,\epsilon 0} \cdot \frac{1}{t + t_0} \tag{4.12}$$

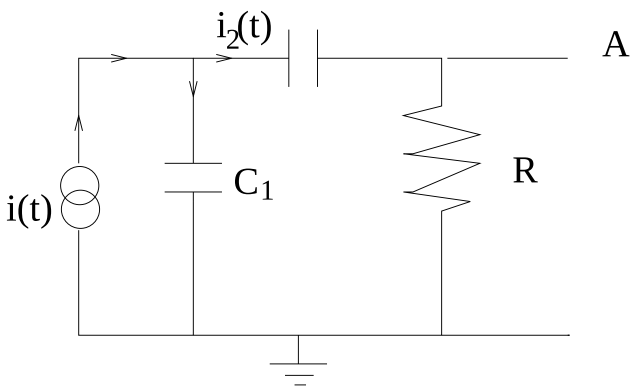

Figura 4.9: Schema elettrico del tubo con il tappo di Araldite

Frazione di carica uscente dal rivelatore

Nota la corrente raccolta all' anodo, vogliamo sapere quale e' la frazione della carica che effettivamente esce dal rivelatore durante l' intervallo di tempo in cui si effettua la misura. Come gia' detto infatti, esso e' costituito da un cilindro metallico, il cui asse e' occupato dall' anodo. Il tutto e' chiuso alle estremita' da due tappi di araldite. Il tappo di uscita contiene un condensatore, di capacita' $C_2 = 1$ nF, ed un resistore a massa, di resistenza $R = 100\,K\Omega$. Applicando il teorema di Norton, possiamo schematizzare il rivelatore, quando e' attraversato dall' evento ionizzante, come un generatore di corrente ideale con in serie la propria capacita', pari a $C_1 = \frac{2\pi\,\epsilon_0}{b/a}$. Alla maglia appena descritta si collega poi il circuito contenuto nel tappo di uscita.

Si ottiene cosi' lo schema in figura **??** : Per sapere la frazione di carica che esce da A, occorre conoscere $i_2(t)$: l' equazione di tale circuito si ottiene tramite il teorema di Kirchoff, ovvero imponendo che la somma delle differenze di potenziale ai capi dei vari rami sia nulla :

$$-R\,i_2(t) - \frac{1}{C_2}\int i_2(t)\,dt + \frac{1}{C_1}\int [i(t) - i_2(t)]\,dt = 0$$

ovvero

$$-R\,i_2(t) - \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right)\int i_2(t)\,dt = -\frac{1}{C_1}\int i(t)\,dt$$

e, cambiando segno e derivando entrambi i membri si ottiene

$$\frac{d\,i_2(t)}{dt} + \frac{1}{R}\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) i_2(t) = \frac{1}{R\,C_1}\, i(t)$$

ora i(t) e' quella data dalla **??**, e chiamando

$t_0 = \frac{\pi\,\epsilon_0\,P\,a^2\,L}{\mu\,C_1\,V_0}$

$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{R} \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right)$

$B = \frac{Q}{4\pi\,\epsilon_0\,RL}$

si ottiene che

$$\frac{d\,i_2(t)}{dt} + \frac{i_2(t)}{\tau} + \frac{B}{t_0 + t} = 0 \tag{4.13}$$

Cerchiamo ora una soluzione del tipo

$$i_2(t) = g(t)\; e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{4.14}$$

La funzione g(t) deve soddisfare l'equazione **??**

$$\left[-\frac{1}{\tau}\, g(t)\; e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{d\,g(t)}{dt}\; e^{-\frac{t}{\tau}}\right] + \frac{i_2(t)}{\tau} + \frac{B}{t_0 + t} = 0$$

$$-\frac{i_2(t)}{\tau} + \frac{d\,g(t)}{dt}\; e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{i_2(t)}{\tau} + \frac{B}{t_0 + t} = 0$$

che semplificata da

$$\frac{d\,g(t)}{dt} = \frac{B}{t_0 + t}\; e^{\frac{t}{\tau}}$$

e integrando ambo i membri si ottiene

$$g(t) = B\; \int_0^t \frac{e^{\frac{t'}{\tau}}}{t_0 + t'}\; dt'$$

Nota g(t) possiamo calcolare la corrente che esce dal tubo tramite la **??** .

Integrando nel tempo la corrente trovata si ottiene poi la carica che esce dal rivelatore :

$$Q_{eff} = \int i_2(t)\; dt = \int_0^{t_{max}} e^{-\frac{t}{\tau}}\, g(t)\, dt = B\; \int_0^{t_{max}} dt\; e^{-\frac{t}{\tau}}\; \int_0^t \frac{e^{\frac{t'}{\tau}}}{t_0 + t'}\; dt'$$

$$Q_{eff} = B \int_0^{t_{max}} dt \int_0^{t} \exp \frac{t'-t}{\tau} \left(\frac{1}{t_0 + t'} \right) dt' \tag{4.15}$$

Infine si ottiene la frazione di carica che effettivamente esce dal rivelatore nel modo seguente :

$$F = \frac{Q_{eff}}{Q}$$

L'integrale doppio della **??** viene eseguito numericamente.

Se avessimo trascurato le correzioni dovute alla presenza del circuito del tappo di uscita e, per trovare la carica che esce dal rivelartore, avessimo integrato direttamente la **??**, con la corretta normalizzazione, tale che per $t = t_{max}$ si ottenga $F = 1$, avremmo trovato

$$F = \frac{1}{2 \ln b/a} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \tag{4.16}$$

Nella fig. **??** si riportano sia la frazione F, che tiene conto dell' effetto del circuito di uscita, calcolata numericamente, sia la **??** . Si vede chiaramente che, per tempi di integrazione ragionevoli, le due formule coincidono. Cio' significa che il circuito di uscita non influenza lo sviluppo del segnale e che la funzione F puo' essere calcolata semplicemente tramite la **??** .

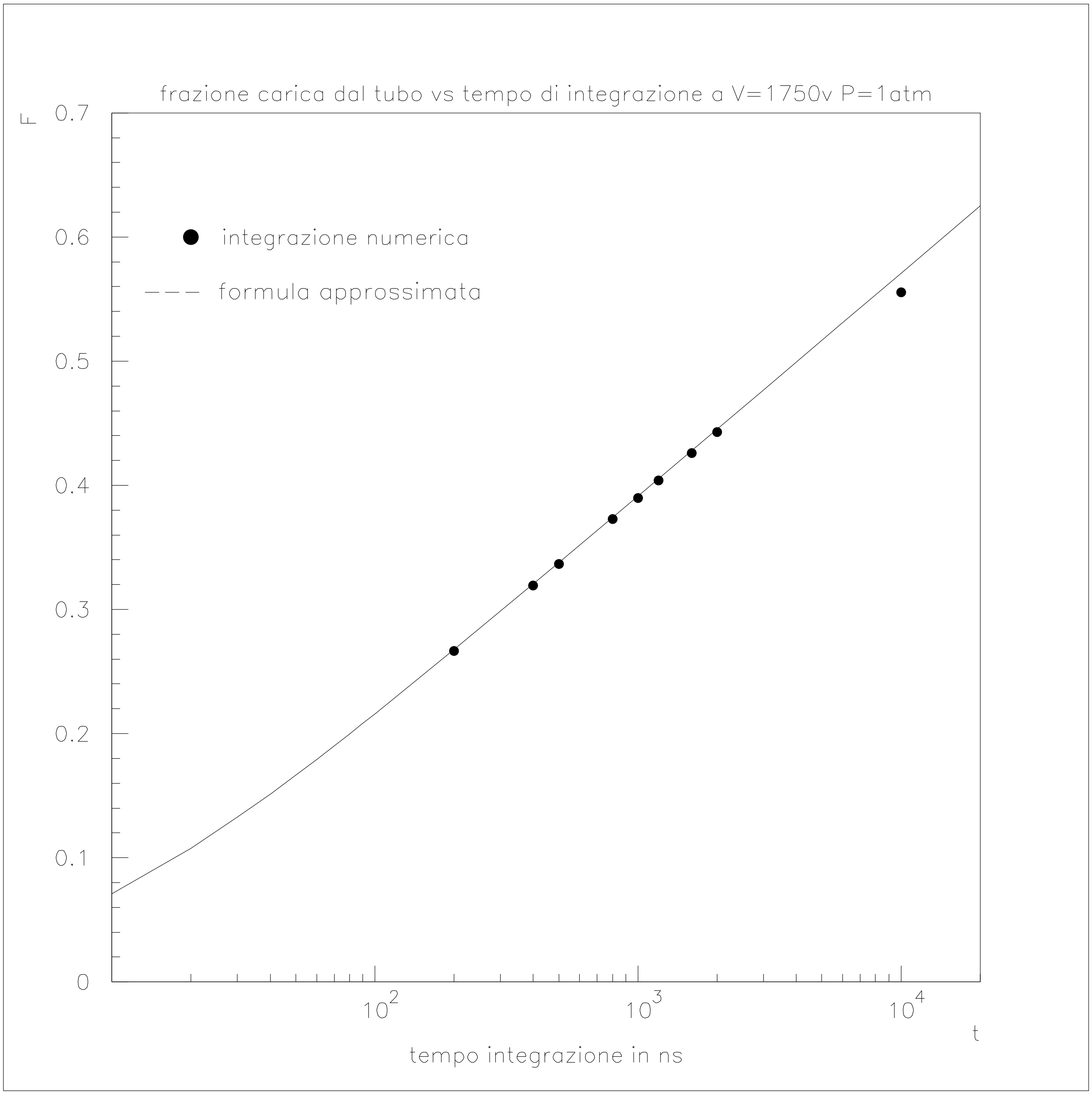

Figura 4.10: Fattore F con e senza le correzioni dovute al tappo di uscita

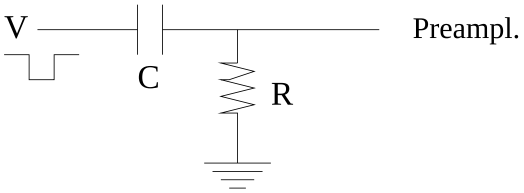

Figura 4.11: Circuito di calibrazione: C = 1.1 pF, R = 50 Ω

Il fattore di amplificazione A

Una volta uscita dal rivelatore e prima di essere misurata, la carica raccolta all' anodo attraversa un preamplificatore e una parte del circuito di acquisizione. Essa viene cosi' amplificata di un fattore A. Tale fattore puo essere misurato nel seguente modo : e' sufficiente sostituire il rivelatore con un circuito come quello in fig. **??** Il condensatore C viene caricato con una carica Q nota, applicando in ingresso un' onda quadra di periodo molto piu' lungo del tempo di integrazione dell' ADC. In tal modo e' come se in ingresso applicassimo un *"gradino"* e dunque la carica che arriva al condensatore e' :

$$Q = V \cdot C$$

dove V e' l' ampiezza dell' onda quadra. Il condensatore, poi, si scarica attraverso la catena di acquisizione e la carica viene misurata dall'ADC. Il fattore di amplificazione della catena di acquisizione e' semplicemente

$$A = \frac{Q}{Q_{adc}}$$

dove Q_{adc} e' proprio la carica misurata dall' ADC.

4.3.4 Misure in funzione del tempo di integrazione

Per verificare la correttezza del procedimento seguito, si e' misurato il guadagno ed il fattore di amplificazione in fuzione del tempo di integrazione, ovvero del gate dell' ADC, alla pressione $P = 1Atm$ e alla tensione $HV = 1750V$.

Si sono ottenuti i risultati delle fig. **??** **??** **??**

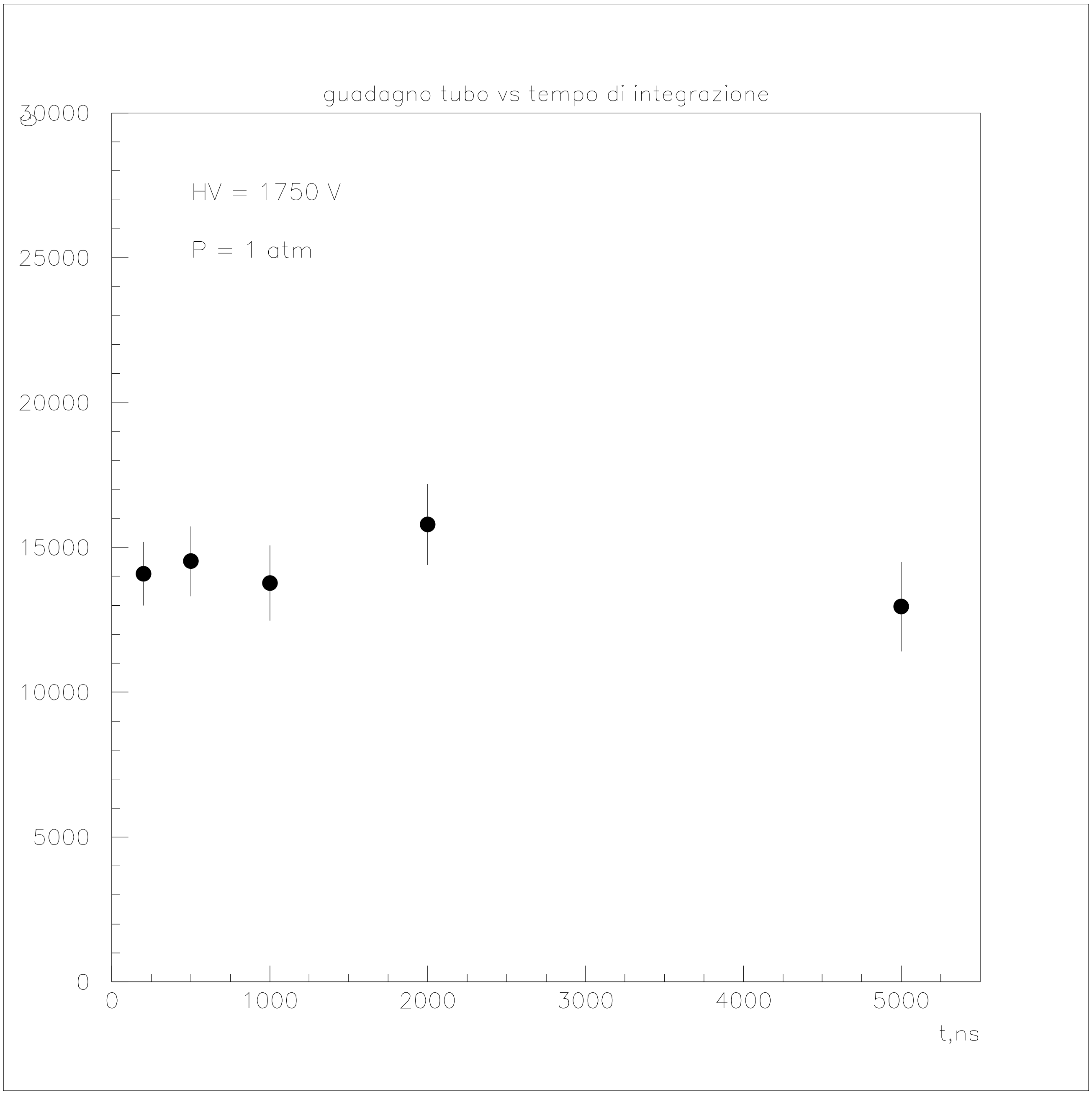

Figura 4.12: Guadagno in funzione del tempo di integrazione

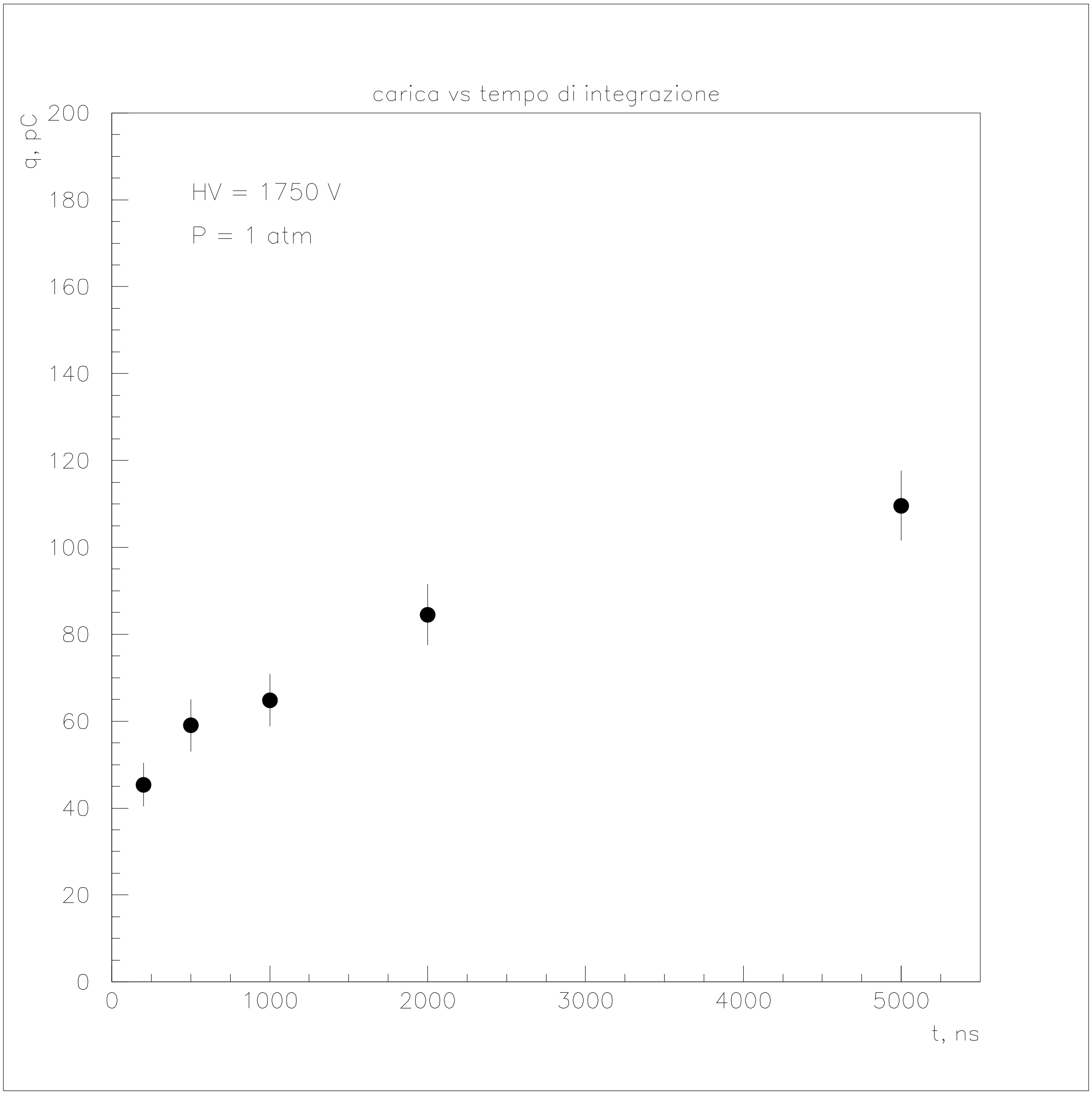

Figura 4.13: Carica raccolta all'ADC in funzione del tempo di integrazione

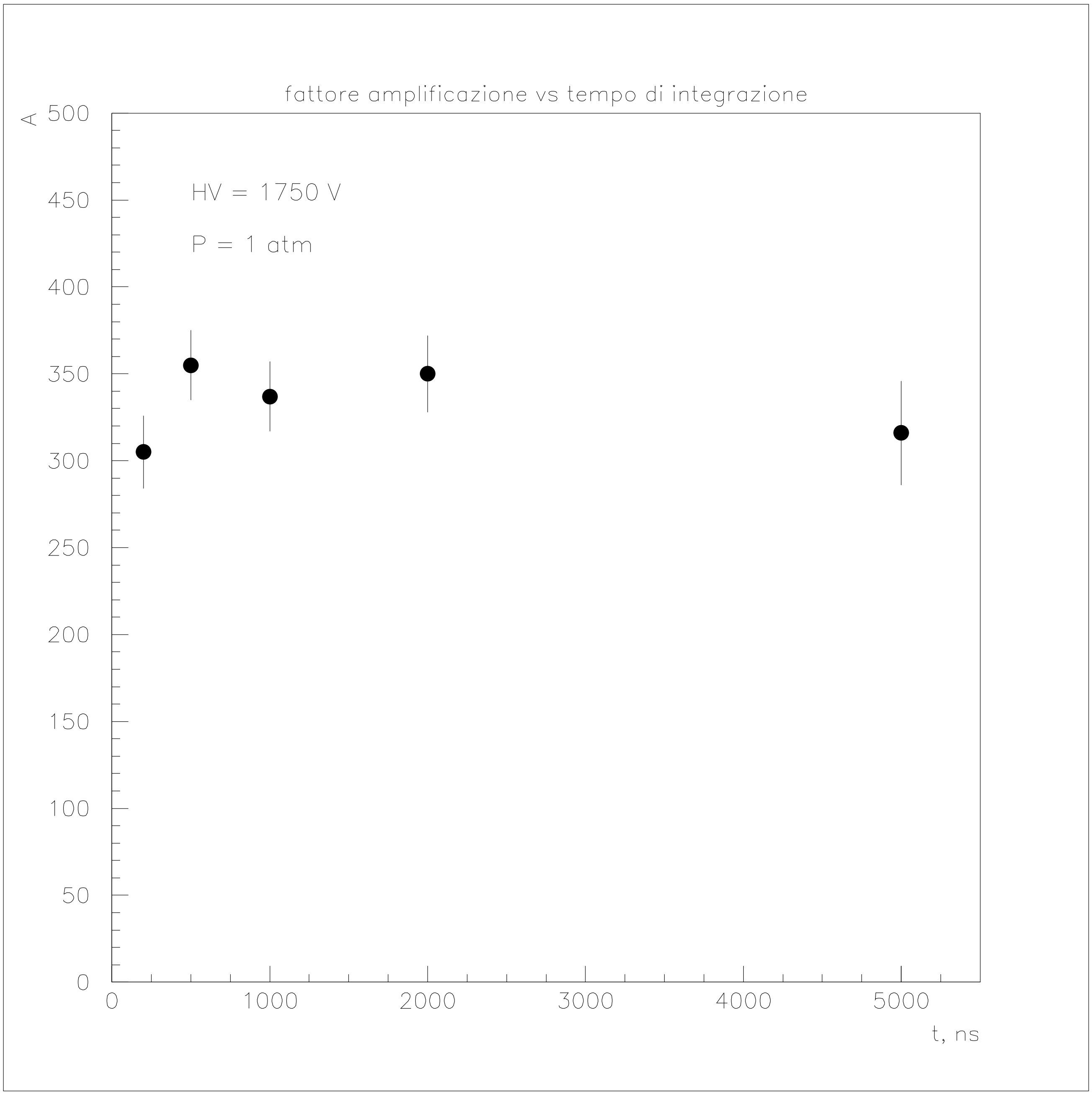

Figura 4.14: Fattore di amplificazione A del circuito di ingresso in funzione del tempo di integrazione

Come si puo' vedere, il fattore di amplficazione A e' costante entro gli errori sperimentali, e dunque, per calcolare il guadagno, lo si e' assunto pari al valor medio delle misure.

Anche il guadagno risulta indipendente dal *gate* dell'ADC , come ci si aspettava.

Capitolo 5

Analisi dati *testbeam* '95 sulle camere per muoni di ATLAS

Questo capitolo descrive l'analisi dei dati sperimentali acqusiti durante una prova sul fascio di un prototipo di camera MDT per muoni di Atlas.

Sono descritti in dettaglio il sistema per ricavare i tempi T_0 iniziale e T_{max} finale degli spettri di TDC, il metodo di autocalibrazione per trovare la relazione r-t e alcuni studi sulla risoluzione ottenibile con il rivelatore.

5.1 Descrizione del prototipo

Le caratteristiche di funzionamento delle camere MDT vengono studiate realizzandone diversi prototipi, inizialmente costituiti da pochi tubi e via via piu' complessi, fino a raggiungere le dimensioni richieste nell'esperimento.

Il prototipo di camera MDT costruito presso i Laboratori Nazionali di Frascati nel Giugno(????) 1995 e'costituito da 124 tubi proporzionali. Ciascun tubo (vedi fig. **??**) e' di alluminio, ha diametro esterno $2b = 30\ mm$, diametro del filo $2a = 50\ \mu m$, spessore delle pareti $s = 0.4\ mm$, lungezza $L = 800\ mm$ e' chiuso alle estremita'da tappi di araldite.

I tubi, come si puo vedere in fig. **??** sono disposti in due gruppi, che chiamero' *superlayers* di quattro file di 16 e 15 elementi alternativamente. I due gruppi sono separati da un distanziatore.

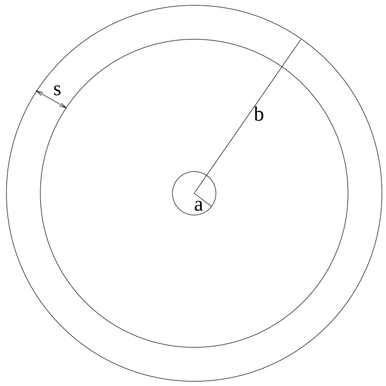

Figura 5.1: Caratteristiche geometriche dei tubi a deriva del prototipo di camera MDT

L'assemblaggio e' fatto in modo che i tubi non siano a contatto : tra ogni coppia di essi, sia nella stessa fila sia in file successive, infatti, viene lasciato uno spazio medio di 50 μm. Tale spazio e' sufficiente ad escludere ogni tipo di interferenza.

5.2 Condizioni sperimentali della prova su fascio

Il prototipo di camera MDT descritto nel paragrafo **??** e'stato provato nell'area sperimentale M2 del CERN, nel Settembre 1995, su un fascio di muoni di energia ...

I rivelatori sono disposti come in fig. **??**

Gli scintillatori hanno dimensioni... e la loro coincidenza fornisce il *trigger* per il sistema di acquisizione.

I dati vengono raccolti attraverso il circuito in fig. **??** nella quale ci sono due tipi di preamplificatori: ....

il discriminatore e' a doppia soglia per avere una migliore risoluzione temporale.............AMPLIARE. Essendo disponibile elettronica sufficiente a collegare solo 96 tubi gli altri 28 non sono implementati.

Le condizioni sperimentali nelle quali vengono presi i dati sono tali da non spostarsi troppo dalle richieste dell'esperimento ATLAS, cioe' al massimo 1 % di segnali in regime di *streamer* e guadagno dell'ordine di 10^4 : la miscela gassosa e' $Ar - CO_2 - C_2H_6$ nelle

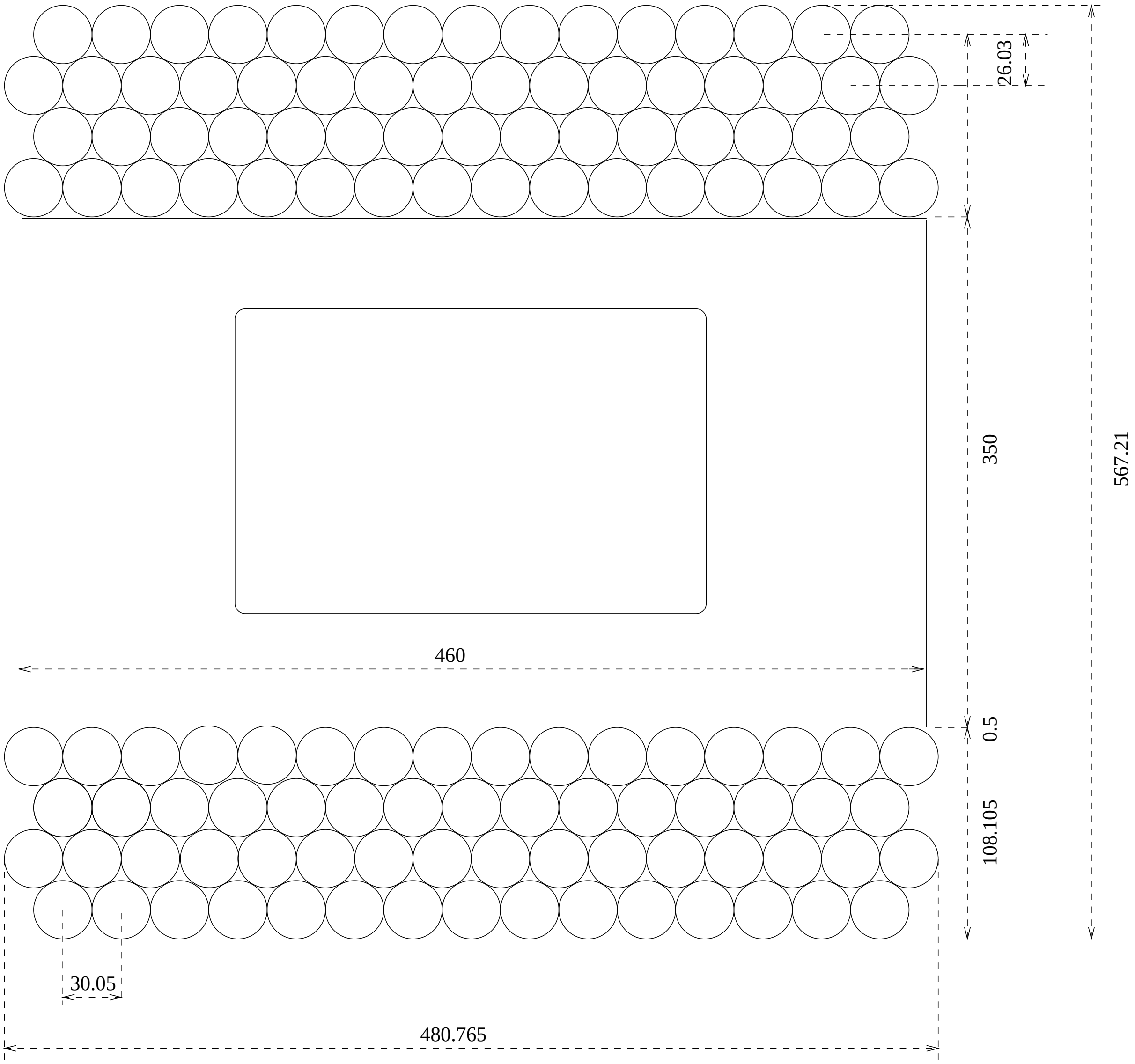

Figura 5.2: Dimensioni del prototipo di camera MDT realizzato presso i Laboratori Nazionali di Frascati

Figura 5.3: Disposizione rivelatori durante il *testbeam* del settembre 1995

Figura 5.4: Schema di acquisizione dati per il *testbeam* del Settembre 1995

percentuali volumetriche 92-5-3, la pressione e' $P = 3Atm$, l'alta tensione varia tra 2900 e 3300 V, le soglie bassa e alta del discriminatore sono regolate a 4 e 8 mV rispettivamente.

5.3 Il T_0 e il T_{max}

5.3.1 Spettri di TDC

Come gia'detto, il TDC usato per acquisire i dati e' un LECROY 2277 (?), a 16 canali, multihit, di risoluzione 1 ns, utilizzato in "common stop". Cio' significa che, quando si verifica il passaggio di una particella nel rivelatore, il TDC viene azionato dal segnale proveniente dal tubo e fermato dal *trigger* opportunamente ritardato. Gli spettri di TDC, come si puo' vedere in fig. **??**, sono allora tali che i tempi piu' bassi sono quelli causati da particelle passate lontano dal filo, mentre quelli piu' alti da quelle passate nelle vicinanze del filo stesso. Per conoscere il tempo di deriva occorre cosi' sottrarre il tempo indicato dal TDC al ritardo del segnale di *trigger* , che chiamero' T_0. Questo va dunque stimato utilizzando direttamente i dati sperimentali.

5.3.2 Stima del T_0 e T_{max}

Per stimare il T_0, o in maniera del tutto analoga il T_{max}, bisogna determinare il punto temporale in cui termina, o inizia, la distribuzione dei tempi del TDC. Per brevita', nel seguito discutero' solo cio' che riguarda il T_0. Per trovare il T_{max} bastera' applicare le stesse procedure alla parte iniziale della distribuzione temporale.

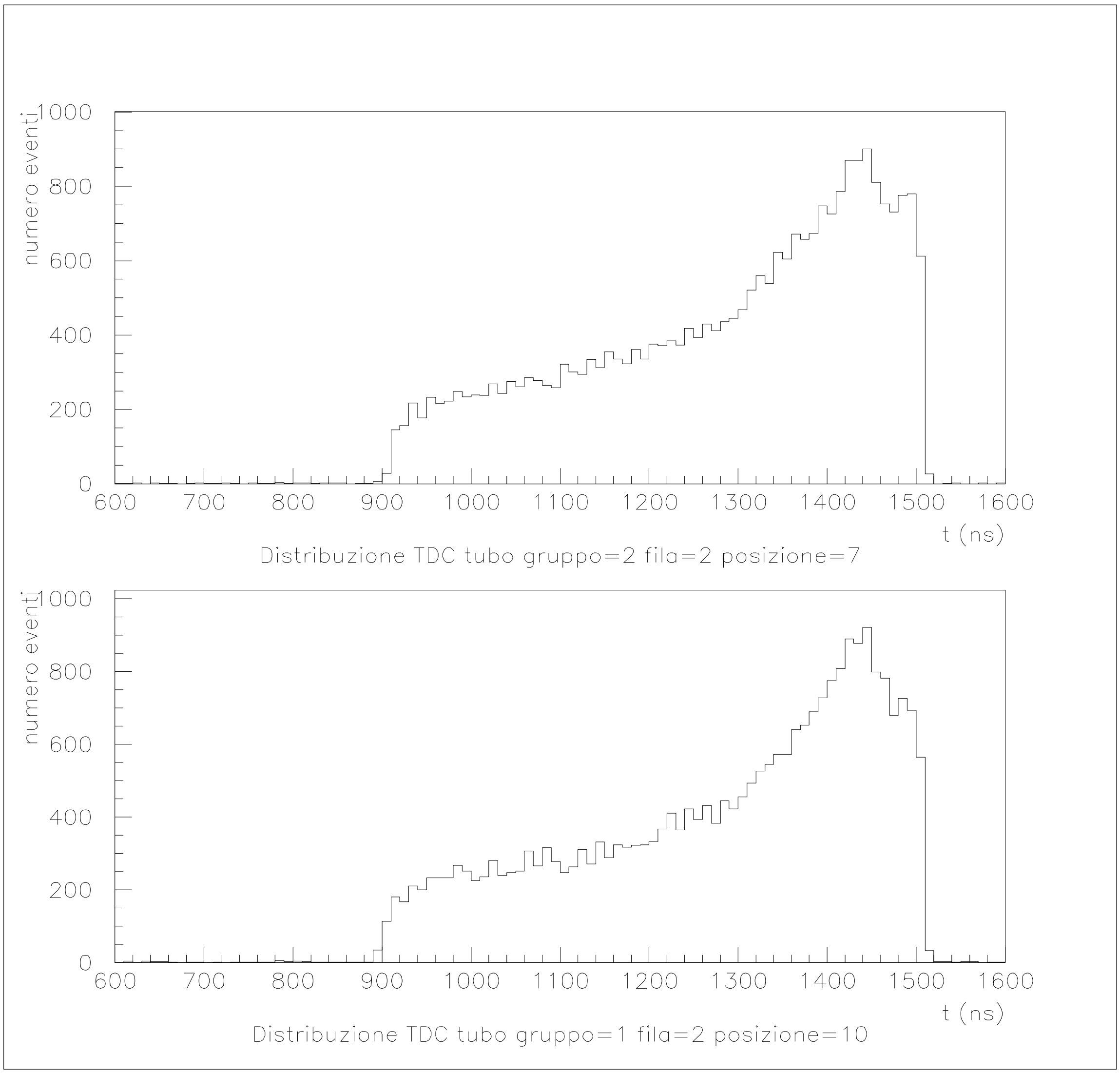

Figura 5.5: spettri tdc

Esistono vari metodi : un primo modo di procedere consiste nel fare una approssimazione lineare della parte finale decrescente della distribuzione dei tempi. Il T_0 e', in questo caso, l'intercetta con le ascisse.

Un secondo sistema prevede di considerare T_0 l'ascissa corrispondente al 10 % dell' ordinata massima della parte finale della distribuzione temporale.

Il metodo che da' risultati piu' precisi e', pero', quello che chiamero' della derivata. Esso consiste nel derivare la parte finale dello spettro di TDC dividendo gli eventi in un certo numero di intervalli i_k e calcolando la funzione

$$f'(i) = \frac{f(i_{k+1}) - f(i_k)}{i_{k+1} - i_k}$$

dove $i = \frac{i_k + i_{k+1}}{2}$

Tale funzione avra' un picco nel punto in cui lo spettro di TDC va a zero piu' rapidamente, e assumeremo come T_0 proprio tale punto.

La divisione in intervalli e'piuttosto importante ai fini della corretta riuscita della stima : i risultati piu' stabili si ottengono prendendo un *binning* di 2 ns.

Il procedimento usato e' mostrato nelle fig. **??** e **??**, dove si riportano, come esempio, la fine dello spettro di TDC e la sua derivata per otto tubi.

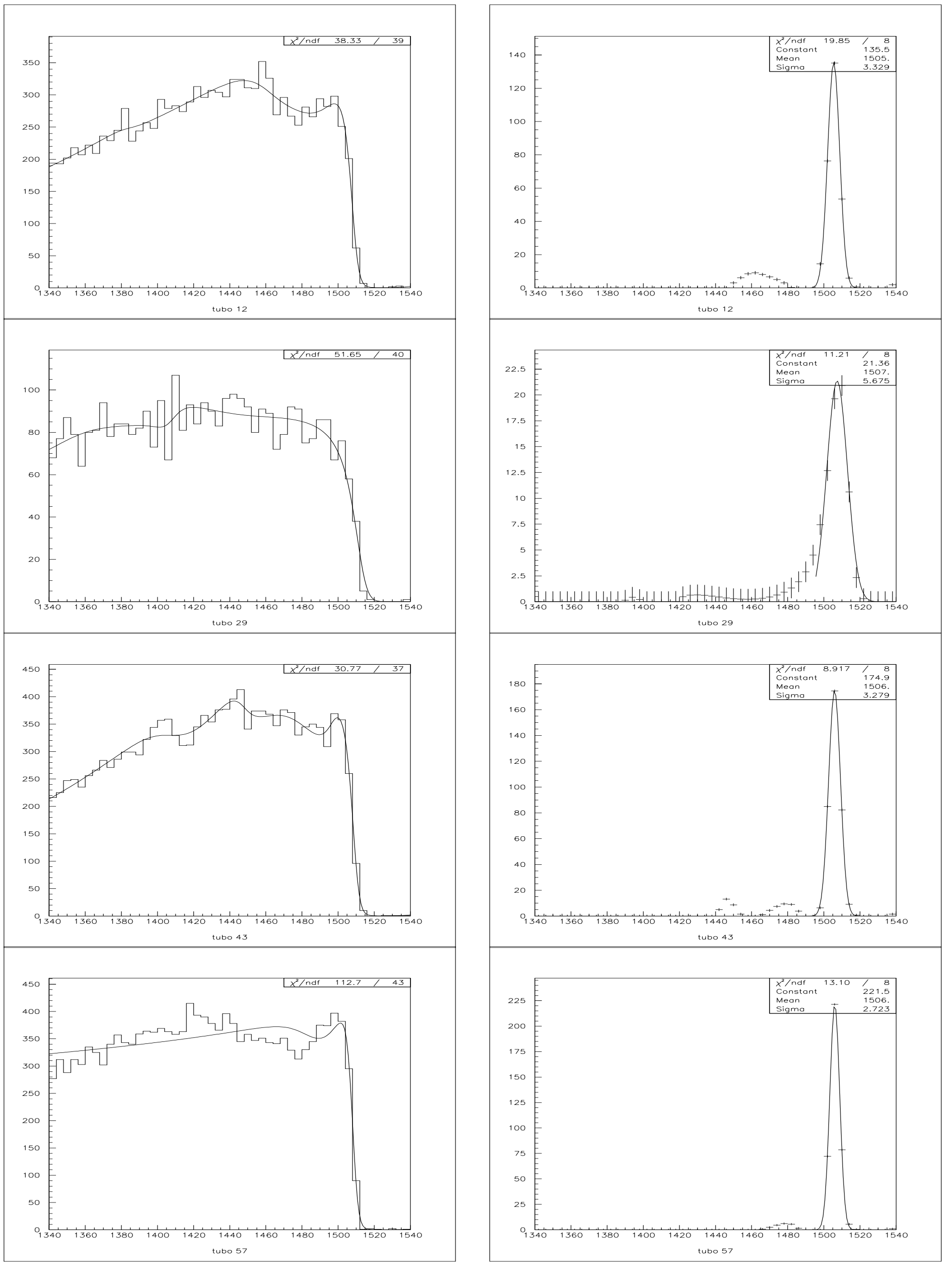

Figura 5.6: Esempio del metodo utilizzato per stimare il T_0 e il T_{max}: per i tubi 12 29 43 e 57 si riportano la coda dello spettro di TDC e la sua derivata. Il T_0 e' il valore di t che rende max la derivata

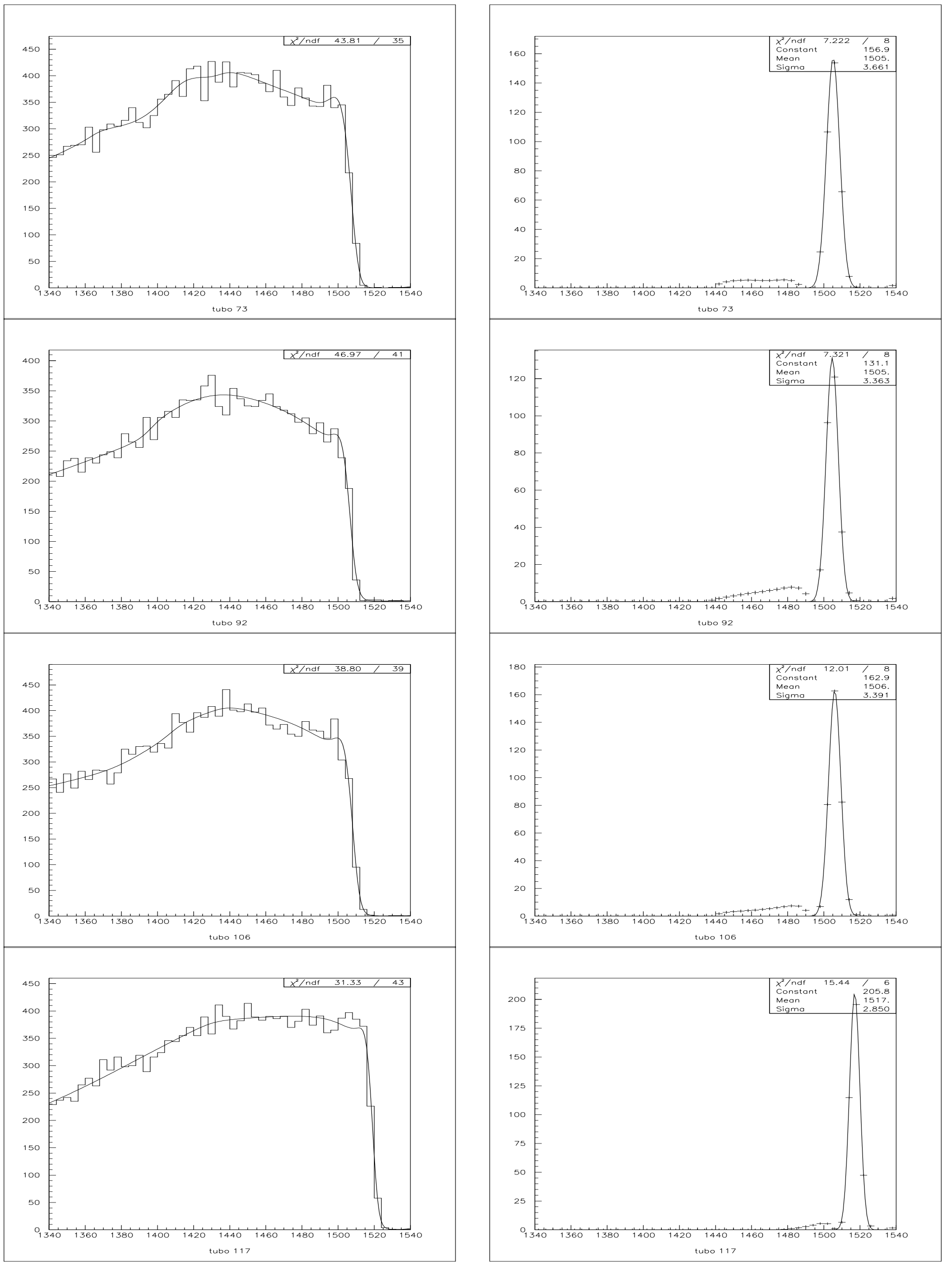

Figura 5.7: Esempio del metodo utilizzato per stimare il T_0 e il T_{max}: per i tubi 73 92 106 e 117 si riportano la coda dello spettro di TDC e la sua derivata. Il T_0 e' il valore di t che rende max la derivata

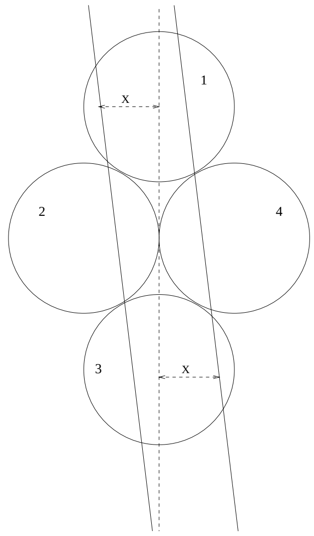

Figura 5.8: Tubi utilizzati per verificare la stima dei T_0

5.3.3 Verifica della stima

Una volta trovato il T_0 per tutti i tubi con un qualsiasi metodo, e' possibile fare una verifica della correttezza della scelta fatta.

Consideriamo una coppia di tubi 1 e 3 paralleli, come quelli mostrati in fig. ??, e supponiamo che i loro rispettivi T_0 non siano quelli veri, e che si possa allora scrivere che il T_0 vero e'

$$T_0^{vero} = T_0^{stima} + \delta T0 \tag{5.1}$$

dove T_0^{stima} e' quello stimato con uno dei metodi del paragrafo precedente e $\delta T0$ e' l'errore compiuto.

Consideriamo ora traccie passate o a destra o a sinistra della linea congiungente i fili dei tubi 1 e 3, quelle cioe' che colpiscono o il tubo 2, o il tubo 4 : per le traccie passate a destra posso scrivere che i tempi di deriva del tubo 1 e 3 sono

$$T_R\,(1) = T_0^{vero}(1) - T_R^{tdc}(1) = T_0^{stima}(1) + \delta T0\,(1) - T_R^{tdc}(1) \tag{5.2}$$

$$T_R\,(3) = T_0^{vero}(3) - T_R^{tdc}(3) = T_0^{stima}(3) + \delta T0\,(3) - T_R^{tdc}(3) \tag{5.3}$$

e analogamente per le traccie passate a sinistra si ha :

$$T_L\ (1) = T_0^{vero}(1) - T_L^{tdc}(1) = T_0^{stima}(1) + \delta T0\ (1) - T_L^{tdc}(1) \tag{5.4}$$

$$T_L\ (3) = T_0^{vero}(3) - T_L^{tdc}(3) = T_0^{stima}(3) + \delta T0\ (3) - T_L^{tdc}(3) \tag{5.5}$$

Facendo la differenza $\Delta T_R = T_R\ (1) - T_R\ (3)$ tra i tempi del tubo 1 e 3 per le traccie passate a destra della linea dei fili, e $\Delta T_L = T_L\ (3) - T_L\ (1)$ per le traccie passate a sinistra si ottiene:

$$\Delta T_R = \Delta T_0 + \Delta(\delta T0) - \Delta T_R^{tdc}(1-3) \tag{5.6}$$

e

$$\Delta T_L = -\Delta T_0 - \Delta(\delta T0) - \Delta T_L^{tdc}(3-1) \tag{5.7}$$

dove

$$\Delta T_0 = T_0^{stima}(1) - T_0^{stima}(3)$$

essendo la differenza tra i T_0 dei tubi 1 e 3 stimati con i metodi del paragrafo precedente, e' una quantita' nota,

$$\Delta T_R^{tdc}(1-3) = T_R^{tdc}(1) - T_R^{tdc}(3)$$

e

$$\Delta T_L^{tdc}(3-1) = T_L^{tdc}(3) - T_L^{tdc}(1)$$

sono le differenze tra i tempi raccolti dal TDC nei tubi 1 e 3 per particelle passate rispettivamente a destra e a sinistra della linea dei fili,e

$$\Delta(\delta T0) = \delta T0\ (1) - \delta T0\ (3)$$

e' la differenza tra gli errori sui T_0 stimati. Quest'ultima e' proprio la quantita' che si vuole trovare, perche' se il metodo utilizzato per trovare i T_0 e' corretto, deve essere, nei limiti degli errori, nulla.

Se facciamo l'ipotesi che i tubi 1 e 3 abbiano la stessa relazione r-t e poiche' il tempo di transito tra un tubo e l'altro di una particella relativistica e' trascurabile, le distribuzioni su un grande numero di eventi di $\Delta T_R^{tdc}(1-3)$ e di $\Delta T_L^{tdc}(3-1)$ devono essere identiche, perche', per ogni traccia che passa ad una distanza X dal centro del tubo 1, a destra della linea dei fili e che forma con questa un angolo α , deve esistere una traccia che passa alla stessa distanza X dal centro del tubo 3, a sinistra della linea dei fili e che forma con questa un angolo pari a $\pi - \alpha$ tale che si abbia proprio $\Delta T_R^{tdc}(1-3) = \Delta T_L^{tdc}(3-1)$. Allora, utilizzando le **??** e **??**, si trova che la differenza tra le distribuzioni su un grande numero di eventi di ΔT_R e ΔT_L e tale che:

$$\frac{\Delta T_R - \Delta T_L}{2} = \Delta T_0 + \Delta(\delta T0) \tag{5.8}$$

dalla quale e' possibile ricavare $\Delta(\delta T0)$, essendo tutto il resto noto. Come gia' spiegato, affinche' il metodo usato per stimare i T_0 dia risultati consistenti, $\Delta(\delta T0)$ deve essere nulla, entro gli errori sperimentali.

5.4 L'autocalibrazione

In questa sezione e' descritto come trovare la relazione R-T, che permette di passare dal tempo di deriva, acquisito dal TDC, alla distanza dal filo a cui passa la particella ionizzante.

La relazione R-T viene ricavata attraverso un metodo ad iterazioni successive, direttamente dai dati sperimentali, partendo da una relazione iniziale ricavata dalla distribuzione dei tempi di deriva.

5.4.1 Integrazione della distribuzione dei tempi di deriva

Una volta stimati il T_0 e T_{max}, si determina il tempo di deriva T_{deriva} per ogni evento, ovvero il tempo che la valanga elettronica impiega a raggiungere l'anodo partendo da una certa distanza R da esso :
si sottrae il tempo misurato dal TDC, T_{TDC}, al T_0 del tubo colpito e si considera l'evento accettabile se tale differenza e' maggiore di zero e minore del tempo massimo di deriva

$T_{deriva}^{max} = T_0 - T_{max}$.

In tale modo si ottiene la distribuzione dei tempi di deriva mostrata in fig. **??**

L'andamento non costante dei tempi di deriva implica una velocita' di deriva non costante all'interno del rivelatore : infatti, se dividiamo il raggio del tubo in un certo numero n di intervalli di larghezza ΔR , essendo il fascio tale da coprire in modo uniforme tutto il rivelatore, ogni intervallo sara' colpito dallo stesso numero di eventi n_{ev}. Quando si passa ai tempi di deriva attraverso la relazione $T_{deriva} = \frac{R}{v_{deriva}}$ se v_{deriva} non e' costante, gli estremi dei vari intervalli, con n_{ev} ciascuno, si trasformeranno in modo che gli intervalli temporali non siano piu' ognuno della stessa ampiezza e dunque se dividiamo il tempo di deriva massimo ancora in n intervalli di ampiezza Δt, essi non conterranno piu' n_{ev} eventi ciascuno, ma un numero maggiore(minore) in corrispondenza delle zone del tubo in cui la velocita' di deriva e' maggiore(minore).

Si puo', allora, ricavare una relazione R-T iniziale per punti semplicemente richiedendo che in ogni intervallo ΔR cada lo stesso numero di eventi : i tempi corrispondenti a $K \cdot n_{ev}$ eventi con K intero saranno quelli da associare agli estremi degli intervalli di larghezza ΔR.

Tale relazione R-T non sara' estremamente precisa perche' abbiamo supposto un efficienza pari ad uno in ogni zona del tubo ma in realta' essa e'poco minore di uno nella maggior parte del tubo e minore vicino ai bordi e al filo.

La relazione R-T costruita in tal modo e' una corrispondenza tra 200 tempi e 200 distanze. Dato un tempo qualsiasi si trova la distanza associata per interpolazione lineare.

5.4.2 La relazione R-T

Per ottenere una relazione R-T che introduca errori sistematici trascurabili occore migliorare la relazione iniziale, ricavata dall'integrazione della distribuzione dei tempi di deriva.

Questo lo si ottiene tramite il seguente metodo iterativo di autocalibrazione :

inizialmente si '*puliscono*' i dati dall' eventuale fondo non fisico dovuto al rumore

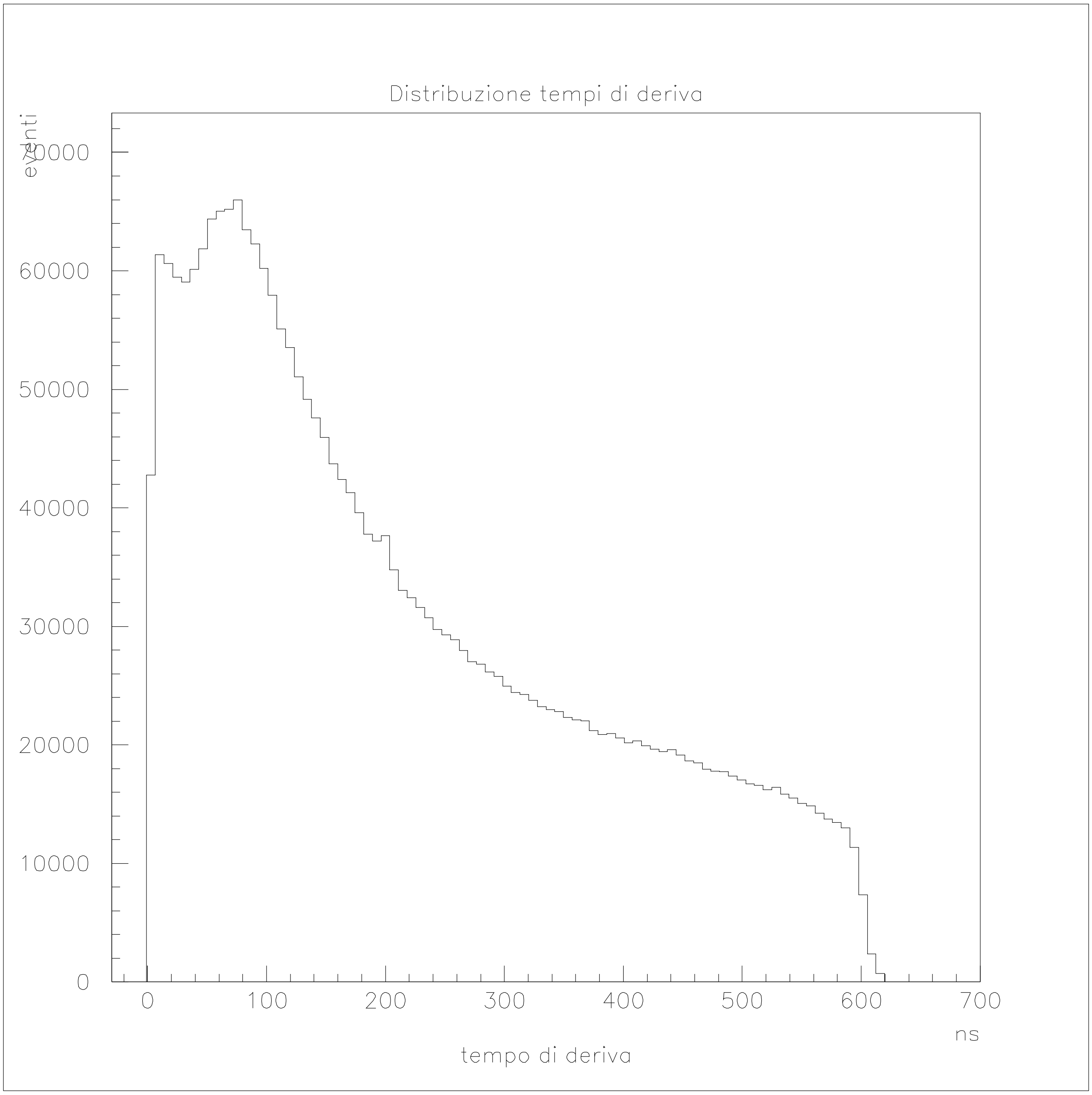

Figura 5.9: Distribuzione dei tempi di deriva, ottenuta dai tempi del TDC sottratti al T_0

dell'elettronica accettando solo gli eventi in cui ci sono dai 4 ai 6 tubi vicini colpiti per *supelayer*. In questo modo si selezionano gli eventi che effettivamente contengono traccie fisiche

Un esempio di dati puliti e non e' mostrato in fig. ??, dove si considerano i tre tempi relativi ai tubi 1 e 3, 2 o 4, della fig.?? e si riporta $\frac{T_1+T_3}{2}$ in funzione di T_2 o T_4. Gli eventi fisici devono appartenere ad una curva monotona decrescente.

Una volta selezionate le traccie come fila di almeno 4 tubi colpiti per superlayer, si applica la relazione R-T iniziale ai tempi di deriva e si trovano gli R corrispondenti, che sono le distanze dall'anodo a cui e' passata la particella ionizzante. Abbiamo cosi' una serie di cerchi ai quali la traccia deve essere tangente e la traiettoria ricostruita e' la retta che meglio si adatta ai quei cerchi.

Per ogni traccia si considerano i 'residui', ovvero le differenze tra gli R ricostruiti e quelli ottenuti tramite la relazione R-T e li si graficano in funzione del tempo di deriva associato, diviso in 200 intervalli, che corrispondono a quelli della R-T iniziale. La media dei residui in ogni intervallo temporale e' presa come correzione alla R-T iniziale e si calcola cosi' una nuova relazione R-T.

Il procedimento descritto viene ripetuto piu' volte, finche' le differenze tra la vecchia e la nuova R-T sono minori di $10 \div 20\ \mu m$. Di solito sono sufficienti 4 o 5 iterazioni.

La relazione R-T finale per il run 1282 e' mostrata in fig ??

5.5 La risoluzione

La risoluzione ottenibile con le camere MDT ha essenzialmente tre contributi : oltre alla risoluzione intrinseca dei tubi proporzionali, infatti, bisogna tenere conto degli errori sistematici introdotti da una cattiva conoscenza della relazione R-T,considerando anche i T_0 e T_{max}, e della posizione effettiva dei fili all'interno dei tubi.

Se l'analisi dei dati e' fatta seguendo i metodi dei paragrafi precedenti e se la costruzione prima

dopo

Figura 5.10: Dati relativi ad una terna di tubi prima e dopo la pulizia:per tre tubi alternati si grafica $\frac{T_1+T_3}{2}$ in fuzione di T_2 o T_4. Gli eventi reali devono appartenere alla curva che appare piu' impressa, il resto e' fondo e va scartato

Figura 5.11: Relazione R-T run 1282

a b

Figura 5.12: Quattro tubi paralleli

del rivelatore rispetta le tolleranze ipotizzate nel paragrafo **??** vedremo che il contributo degli errori sistematici e' trascurabile rispetto la risoluzione intrinseca dello strumento.

5.5.1 La risoluzione intrinseca

In questo paragrafo e' spiegato come stimare, attraverso i dati sperimentali, il limite estremo della risoluzione delle camere MDT, la risoluzione intrinseca σ_{intr} .

Consideriamo quattro tubi paralleli come quelli in nero nella figura **??** (a) o **??** (b) Supponiamo che una traccia colpisca tutti e quattro i tubi e passi sicuramente o a destra o a sinistra della retta congiungente i fili e siano T_1,T_2, T_3 e T_4 i rispettivi tempi di deriva dai quali, attraverso la relazione R-T, troviamo le distanze R_1,R_2,R_3 e R_4 della traccia rispetto ai fili. Consideriamo le due quantita'

$$D_1 = R_1 - R_2$$

$$D_2 = R_3 - R_4$$

e calcoliamo la grandezza

$$D = D_1 - D_2 \tag{5.9}$$

Figura 5.13: Per i tubi 1 2 e 3 la relazione R-T deve essere tale che, $(R_1 + R_3)/2 + R_2 = 15.025\ mm$ ovvero al passo dei fili

Se la relazione R-T fosse nota in modo esatto e se non ci fossero errori di posizionamento dei fili e se ogni tubo avesse la stessa risoluzione intrinseca σ_{intr}, la distribuzione di D su un grande numero di eventi sarebbe centrata a zero, perche' le due quantita' D_1 e D_2 sarebbero esattamente uguali, con una [1]

$$\sigma_{tot} = 2\ \sigma_{intr} \tag{5.10}$$

In realta' anche se la R-T non e' nota con estrema precisione ed esiste un qualche piccolo spostamento dei fili cio' e' ugualmente vero :

la R-T, infatti, deve essere tale che se consideriamo tre tubi come quelli in figura **??**, la quantita'

$$P = \frac{R_1 + R_3}{2} + R_2$$

risulti pari al passo dei fili, cioe a 15.025 mm . Di conseguenza, se la relazione R-T

[1]infatti $\sigma_{tot}^2 = \sigma_1^{intr} + \sigma_2^{intr} + \sigma_3^{intr} + \sigma_4^{intr} = 4 \cdot \sigma_{intr}$ e dunque $\sigma_{tot} = 2\ \sigma_{intr}$

Figura 5.14: Eventuale distorsione della relazione R-T dovuta alla ricostruzione

e sbagliata, ad esempio da' R maggiori della R-T vera nella zona del tubo in cui R e' piccolo (si veda la fig. ??), affinche' P valga ancora 15.025 mm, essa deve dare R minori di quelli della R-T vera nella zona in cui R e' grande(e viceversa). Gli errori di analisi possono introdurre una leggera rotazione della R-T rispetto alla sua parte centrale, ma se consideriamo traccie pressoche' parallele alla linea dei fili e i quattro tubi delle fig. ?? (a) e (b), essi avranno tempi che differiscono tra loro di poco e i rispettivi R, avranno una differenza pressoche' identica ΔR da quelli che si otterrebbero con la R-T vera, ovvero

$$R_i = R_i^{vero} + \Delta R_i$$

con

$$\Delta R_i \simeq \Delta R_k \quad i \neq k$$

e quindi quando calcoliamo la combinazione lineare ?? le differenze si elidono.

Un discorso analogo vale anche per gli eventuali spostamenti dei fili dalle posizioni aspettate: essi fanno si che D non sia distribuita esattamente attorno allo zero, ma che abbia un certo valore medio $\overline{D}$.

In fig.**??** viene riportata la distribuzione della grandezza D per quattro quadruplette di tubi.

Come si puo' vedere, la σ_{tot} dei quattro grafici varia tra $100 \div 130\ \mu m$ e dunque, ricordando l'eq. **??**, possiamo affermare che il valore della σ_{intr} di ogni tubo, nelle condizioni sperimentali richieste dal gruppo ATLAS, e' compreso tra $50 \div 65\ \mu m$, valore ben al di sotto del limite richiesto per l'esperimento.

In fig.**??** viene presentato l'andamento di σ_{intr} in funzione di R, all'interno del tubo, per due quadruplette.

In fig. **??**, infine, si riporta l'andamento di σ_{intr} in funzione dell'alta tensione, attorno al punto ideale di lavoro, per due quadruplette, una fornita di preamplificatori di tipo KLOE, l'altra di tipo SINGOLO.

Si puo' notare che i tubi con preamplificatore KLOE hanno sistematicamente una risoluzione peggiore di quelli con preamplificatore SINGOLO. Cio' puo' essere dovuto al maggiore fondo di rumore introdotto per *cross-talk* dai preamplificatori KLOE.

quadrupletta L2T10 quadrupletta L2T11

quadrupletta L3T6 quadrupletta L2T7

Figura 5.15: Distribuzione della quantita' $D = (R_1 - R_2) - R_3 - R_4$ per le quadruplette il cui primo tubo e' nella fila L e posizione T quadrupletta L2T10 quadrupletta L3T6

Figura 5.16: σ_{intr} in funzione di R, all'interno del tubo per le quadruplette L2T10 e L3T6

5.5.2 Gli errori sistematici

Per evidenziare gli eventuali errori sistematici introdotti da una cattiva conoscenza della relazione R-T e della esatta posizione dei fili all'interno dei tubi, occorre mettere in relazione tubi colpiti dalla particella ionizzante in posizioni diverse tra loro, in modo che gli errori non si elidano come nel caso del paragrafo precedente.

Possiamo, ad esempio, ricostruire una traccia con otto tubi, come quelli in fig. **??** e valutare i residui, ovvero le differenze tra le distanze dal filo ricostruite e quelle calcolate dai tempi di deriva tramite la relazione R-T.

Nella ricostruzione della traccia bisogna tenere in considerazione due problemi:

il primo e' dovuto al non corretto funzionamento di alcuni tubi. Questo lo si puo' capire, ad esempio, dal fatto che il tempo massimo di deriva, ovvero la largezza della distribuzione dei TDC, e' per alcuni tubi molto diverso da il valore medio.

Figura 5.17: σ_{intr} in funzione dell'alta tensione HV per le quadruplette L3T6 e L2T7, fornite rispettivamente di preamplificatori di tipo KLOE e SINGOLO

Figura 5.18: Tubi utilizzati per ricostruire le traccie

Figura 5.19: Distribuzione su tutti i tubi del tempo di deriva massimo

In figura ?? si riporta la distribuzione del tempo massimo di deriva su due scale differenti, e, come si puo' vedere, ci sono tubi che hanno un tempo di deriva massimo differente di decine di nanosecondi dal valore medio.

Per una corretta ricostruzione delle traccie non bisogna utlizzare i tubi che appartengono alle code della distribuzione considerata.

Il secondo problema riguarda la non precisa conoscenza del T_0 associato ad ogni traccia Esistono infatti differenze di T_0 evento per evento: queste sono originate dal fatto che il tubo ha una certa lunghezza L e traccie che lo attraversano nella parte iniziale hanno un T_0 diverso da quelle che passano nella parte terminale, ed in generale entrambi i T_0 sono diversi da quello medio stimato con i metodi del paragrafo ??. La particella che attraversa gli otto tubi detti verra' quindi sdoppiata, nel senso che i quattro tubi alla sua destra la vedranno passare in una certa posizione, mentre quelli alla sua sinistra in un altra (vedi fig. ??) .

In fig. ?? si puo' vedere, allora, la distribuzione dei residui delle traccie, per due ottuplette di tubi perfettamente funzionanti, avendo corretto i T_0 evento per evento, semplicemente traslando le tracce sdoppiate della stessa quantita $\delta l = d/2$ (d distanza tra le rette) in direzioni opposte.

Per stimare la σ_{tot} dei tubi, ovvero l'errore intrinseco piu' il contributo degli errori sistematici, bisogna considerare la σ del grafico ?? moltiplicata per un fattore $\sqrt{\frac{8}{6}}$, perche' nella ricostruzione della traccia si eliminano almeno due gradi di liberta'.

Si trova cosi'

$$\sigma_{tot} \simeq 55 \div 66 \ \mu m$$

valore di poco superiore a quello di σ_{intr} trovato nel paragrafo precedente. Cio' significa che gli errori sistematici introdotti dalla R-T elaborata con il metodo del paragrafo ?? sono molto minori di quelli intrinseci dello strumento, anche se non del tutto trascurabili. Di conseguenza, sarebbe opportuno in futuro cercare di migliorare il modo di ricavare la

Figura 5.20: Senza correzione del T_0 evento per evento le trccie vengono sdoppiate

Figura 5.21: Distribuzione dei residui delle traccie passanti per le ottupletta dei tubi contenenti rispettivamente i tubi L3T6-L2T7 e L3T5-L2T6, dopo la correzione del T_0 evento per evento relazione R-T, onde eliminare anche il suo piccolo contributo sistematico alla risoluzione del rivelatore.

Se non si tiene conto del fatto precedentemente spiegato, ovvero che ci sono tubi con tempo massimo di deriva non omogeneo con il valore medio, si ottiene la distribuzione dei residui per traccie che passano in ogni zona del rivelatore in fig. **??**

Il fondo presente e' proprio dovuto alla presenza di alcuni tubi mal funzionanti. In ogni caso la σ_{tot} e' di circa 69 μm, valore ancora ben al di sotto delle richieste per l'esperimento.

5.5.3 La precisione di costruzione

La precisione di costruzione del prototipo puo' essere valutata utilizzando i dati sperimentali nel seguente modo:

si analizzano le distribuzioni dei residui di ogni tubo per traccie che lo attraversano sicuramente a destra o a sinistra del filo, ricostruendo le traccie senza utilizzare il tubo in esame. Se il tubo ha il filo esattamente nella posizione aspettata, entrambe le distribuzioni destra e sinistra dei residui avranno valore medio $\overline{R} = 0$ o, comunque coincidente $\overline{R} = R_0$. Se, invece, il filo del tubo non si trova nella posizione aspettata, ma e spostato di una certa quantita' δr, la distribuzione dei residui destra ha valore medio $R_0 + \delta r$ mentre la sinistra $R_0 - \delta r$. Per misurare lo spostamento dei fili e' dunque sufficiente misurare la quantita'

$$\frac{\overline{R}_{destra} - \overline{R}_{sinistra}}{2}$$

Dato che il fascio era diretto in modo pressoche parallelo alla linea dei fili del prototipo, questo metodo fornisce una stima dello spostamento dei fili in una sola direzione.

A priori era noto che la fila di tubi piu' esterna rispetto alla direzione del fascio ha uno spostamento globale di un valore intorno ai 50 μm.

In fig. **??** si puo' vedere la distribuzione degli spostamenti dei tubi perfettamente funzionanti, escludendo la fila detta prima. La media degli spostamenti e' circa nulla e la RMS e circa 30 μm

Figura 5.22: Distribuzione totale su tutto il rivelatore dei residui

Figura 5.23: Spostamento dalla posizione aspettata di alcuni tubi,esclusi quelli della fila piu' esterna del rivelatore.

Figura 5.24: Spostamento dalla posizione aspettata di alcuni tubi della fila che si sapeva essere traslata

In fig. **??** viene invece riportato lo spostamento di alcuni tubi della fila che si sapeva essere traslata. La media di circa 54 μm e' in accordo con il valore previsto.

In fig. **??**, infine, e' presentato lo spostamento dei tubi divisi per file, con errori presi pari alle rispettive RMS.

Come si puo vedere, gli spostamenti di tutti le file sono, entro gli errori sperimentali, nulli tranne quello relativo alla fila piu' esterna, che gia' si sapeva non essere zero.

Figura 5.25: Spostamento dei fili dei tubi divisi per file: l'errore e' assunto pari alle rispettive RMS

Capitolo 6

Risultati preliminari del *testbeam '96* sulle camere per muoni di ATLAS

In questa relazione e' riportata la descrizione ed i risultati preliminari della prova di una torre dello spettrometro dei μ di Atlas, eseguita nell' area sperimentale H8 del CERN nel Luglio 1996.

Sono descritti in dettaglio i test sulla camera a tubi proporzionali costruita presso i Laboratori Nazionali di Frascati.

Il test e' stato effettuato con l' utilizzo di un fascio di muoni ad alta energia , pari a circa 180 Gev, avente intensita' massima in un area circolare di diametro pari a circa 10 cm.

6.1 Obiettivi della prova

Lo scopo di questa prova e' di valutare il funzionamento di un prototipo di torre dello spettrometro di Atlas.

Il test piu' importante e' l'analisi del comportamento delle camere al variare della frequenza delle interazioni, una delle questioni critiche per i rivelatori MDT. Si studiano, cosi', per diversi valori della intensita' del fascio, la ricostruzione delle tracce nella torre, l'autocalibrazione , la risoluzione e l'efficienza delle varie camere. Si usano,inoltre

,sottoinsiemi dei dati per valutare il trigger di secondo livello (LVL2) della torre.

Un altra prova consiste nell'utilizzo di una sorgente di ^{60}Co per fare studi di tracciamento in presenza di fondo radioattivo casuale, di intensita' simile a quella aspettata durante l'esperimento.

Ultimo scopo e', poi, prendere un gran numero di dati nelle stesse condizioni per misurare le posizioni dei fili con alta precisione.

Tutte gli studi vengono fatti nelle condizioni di lavoro il piu' possibile vicine a quelle richieste per l'esperimento Atlas, e l'intensita' del fascio e' regolata in modo da avere sei o sette valori della frequenza degli eventi, a 20, 50, 75, 100, 150, 250 e 500 Hz/cm^2.

6.2 Descrizione degli apparati sperimentali

6.2.1 Disposizione dei rivelatori

La torre, vedi fig. **??** e' inizialmente costituita da due camere a tubi proporzionali(MDT),una di dimensioni 200×200 cm^2 ,l'altra 50×80 cm^2, separate da tre coppie di camere a piatti resistivi(RPC), di dimensioni 270×95 cm^2. In un secondo momento la torre e' stata completata con l'aggiunta di un' altra camera a tubi proporzionali di dimensioni 250×100 cm^2.

Tutte le camere MDT sono costituite di tubi di Alluminio, di diametro 30 mm e hanno un filo di diametro 50 μm .

Il trigger principale e' dato dalla coincidenza dell' hodoscopio, di area 50×100 cm^2, con uno o piu' scintillatori di dimensioni minori, rispettivamente 2×2, 4×4, 10×10 cm^2, con guida di luce in aria per eliminare l' effetto Cerenkov.

Ci sono inoltre una camera di tipo MWPC, costituita da tre piani da 128 fili ciascuno posti a 120° l'uno rispetto all' altro, e altri due tracciatori(KLOE) che servivano da riferimento esterno.

Figura 6.1: Disposizione dei rivelatori nell'area sperimentale H8 del CERN, durante il *testbeam* del Luglio 1996

Figura 6.2: Esempio del sistema di acquisizione per un singlo tubo. Non tutti i tubi sono collegati all'ADC.

6.2.2 Gas

Il sistema del gas usa bombole premiscelate della miscela $Ar - N_2 - CH_4$ nelle proporzioni volumetriche 91-4-5.

I tubi, connessi in parallelo al sistema del gas, ricevono un flusso di circa 30 l/h. La pressione e' misurata con un dispositivo ad alta precisione attraverso una valvola elettronica di controllo del flusso connessa ad un sistema di regolazione (MKS Baratron 690, MKS 248 Valve e MKS 250 Controller Unit con MKS 270C Signal Conditioner). Per tutte le misure la pressione e' tenuta costante a 3 atm assolute con una deviazione rms dello 0.1 %.

6.2.3 Elettronica di acquisizione

La camera sviluppata ai Laboratori Nazionali di Frascati riceve l'alta tensione da un alimentatore-partitore di otto elementi da dodici canali ciascuno, collegato ad un terminale di regolazione C.A.E.N. SY546. I valori dell' alta tensione usati variano variano da 3300 a 3600 V, regione nella quale i tubi si comportano in modo proporzionale con una piccola frazione di segnali in regime di *streamer*.

Ciascun tubo ha un preamplificatore in carica di transimpedenza 3000 Ω, che fornisce un fattore di amplificazione pari a 60 V_u/V_i .

Il segnale analogico ha una ampiezza di circa 20 mV e una durata di circa 200 ns.

L' elettronica di lettura da' informazioni sia sul tempo sia sulla carica : il segnale proveniente dai tubi, come si vede in fig. ??, e' inviato ad un discriminatore sviluppato presso i Laboratori Nazionali di Fascati. Esso ha la caratteristica di avere due soglie, per migliorare la risoluzione temporale del segnale. La soglia bassa e' regolata a 2 mV, appena sopra il livello del rumore, mentre quella alta a 8 mV, per evitare ripartenze del discriminatore su *after pulse*.

Il segnale discriminato e' poi mandato ad un TDC costruito dal gruppo di collaborazione giapponese KEK. Esso ha 32 canali, ognuno dei quali puo' acquisire fino a sedici eventi, con una risoluzione pari a 25/32 ns, e viene usato in common stop.

Il segnale analogico degli otto canali piu' colpiti dal fascio e' letto da un ADC 2249W LECROY. Il suo gate e' dato dal trigger, ritardato di circa 150 ns perche' arrivi in tempo con il segnale, ed ha ampiezza di 800 ns.

6.2.4 Sistema di acquisizione

Il sistema di acquisizione e' formato da un Boot node che, oltre a servire per il run control, inizializza la CPU di un crate intelligente collegato in serie, tramite moduli VIC (Vertical InterConnection) ad altri otto crates su cui sono disposti i moduli ADC e TDC.

6.3 Risultati preliminari

Durante l'acquisizione, i dati sono osservati tramite un programma di analisi *online*.

Per accertarsi che la camera sta funzionando in modo ottimale, si fanno diversi controlli. Inizialmente si osserva la distribuzione della molteplicita', ovvero la distribuzione del numero di tubi colpiti per evento. Affinche' non ci siano problemi di efficienza, questa deve essere centrata attorno al valore otto, vedi fig. ??, pari al numero di file di tubi del

Figura 6.3: Distribuzione della molteplicita' per due diversi run

prototipo.

Per controllare che tutti i tubi funzionano, si osservano gli spettri di TDC, vedi fig. **??** e **??**. Si puo' osservare che tali spettri di TDC hanno una forma molto piu' 'piatta' rispetto a quelli del paragrafo **??**. Cio' significa che la nuova miscela $Ar - N_2 - CH_4$ (91-4-5) ha una velocita' di deriva caratteristica molto piu' lineare della precedente $Ar - CO_2 - C_2H_6$ $(95 - 3 - 2)$. Questo e' un fatto positivo, perche', con una velocita' approssimativamente lineare, i metodi di autocalibrazione che forniscono la relazione R-T sono piu' efficaci.

L'ultimo controllo e' quello sugli spettri di carica. Nelle fig. **??** e **??**, sono riportati gli spettri di ADC di alcuni tubi, su scale diverse. Nel grafico con la scala piu' ampia, si puo' notare sia il piedistallo, dovuto al passaggio di particelle che non colpiscono il tubo, sia il picco del regime proporzionale, messo in evidenza nella rappresentazione piu' in basso.

Ancora durante l'acquisizione, si svolge anche una analisi preliminare dei dati, con un programma di *monitor offline*, che esegue l'autocalibrazione con un metodo iterativo simile a quello descritto nel paragrafo **??**.

Figura 6.4: Spettri di TDC per i tubi 14,30,46,61. Si puo' notare che tutti gli spettri sono circa costanti. Cio' significa che la velocita' di deriva e' quasi lineare. I dati sono presi con una tensione $HV = 3300\ V$ e una pressione $P = 3\ Atm$.

Figura 6.5: Spettri di TDC per i tubi 62,73,89,104. I dati sono presi con una tensione $HV = 3300\ V$ e una pressione $P = 3\ Atm$.

Figura 6.6: Spettri di ADC per i tubi ... Nel grafico in alto e' riportata tutta la distribuzione e si vedono ben separati il picco del piedistallo e del regime proporzionale. Quest'ultimo e' evidenziato nel grafico in basso. I dati sono presi con una tensione $HV = 3300\ V$ e una pressione $P = 3\ Atm$.

Figura 6.7: Spettri di ADC per i tubi ....I dati sono presi con una tensione $HV = 3300\ V$ e una pressione $P = 3\ Atm$.

Ricostruendo le traccie si ottiene la distribuzione dei residui riportata in fig. **??**. La deviazione standard e' di......

Figura 6.8: Distribuzione dei residui delle traiettorie ricostruite utilizzando i programmi di *monitor offline* esistenti nell'area sperimentale H8 del CERN.

Bibliografia

[1] The ATLAS collaboration - ATLAS thecnical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN - CERN/LHCC 94-43 - LHCC/P2 - December 1994

[2] F.Sauli - Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers - Lectures given in the Academic Training Program of CERN 1975-1976 - Geneva 1977

[3] The ATLAS Muon Detector Physics Group - Criteria for the choice of the MDT operating point - ATLAS Internal Note - MUON-NO-098 - November 1995

[4] The Frascati ATLAS group - MDT Chamber Precision Assembly - ATLAS Internal Note - MUON-NO-081 - 10 April 1995

[5] N.A.Dyson - X-rays in atomic and nuclear physics - Longman 1973

[6] E.Segre' - Nuclei e particelle ....

[7] W.Blum e L.Rolandi - Particle Detection with Drift Chambers - Springer Berlin 1994.

[8] Per esempio - J.E. Moyal Phil. Mag. <u>46</u> 263 (1955)

[9] H.W. Fulbright - Ionization chambers in nuclear physics - in Encyclopedia of Physics (Ed. S. Flugge) Springer-Verlag - Berlin - 1958

[10] L.B. Loeb - Basic processes of gaseous electronics - University of California Press - Berkley 1961

[11] S.C. Curran e J.D. Craggs - Counting tubes theory and applications - Butterworths - London 1949

[12] G. Schultz G. Charpak e F. Sauli - Mobilities of positive ions in some gas mixtures used in proportional and drift chambers - Rev. Physique appliquee 12 67 (1977)

[13] J. Townsend - Electrons in gases - Hutchinson - London 1947

[14] S.C. Brown - Basic data of plasma physics - MIT Press - Cambridge - Mass. 1959

[15] V. Palladino e B. Sadoulet - Nuclear Instrum. Methods 128 323 (1975)

[16] G. Schultz - Etude d'un detecteur de particules a tres haute precision spatiale (chambre a drift) - These Universite L. Pasteur de Strasbourg 1976

[17] R.L. Gluckstern - Uncertanties in track momentum and direction due to multiple scattering and measurement errors - Nucl.Instr.Methods 24 381 1963

[18] J. Kadyk - Proceeding of the workshop to radiation damage to wire chamber - Berkley 1986 - LBL21170

[19] J. Kadyk - Wire chamber aging - Nucl.Instr.Methods - *A300* (1991) 436

[20] L. Malter - Thin film emission - Phys.Rev. 50 (1936) 48