

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI LECCE

FACOLTÀ DI SCIENZE MM. FF. NN.

CORSO DI LAUREA IN FISICA

**Caratteristiche Volt-Amperometriche degli
elettrodi dei rivelatori a Piani Resistivi
Paralleli (RPC) del sistema di trigger per i μ
dell'esperimento ATLAS.**

relatori:

Prof. Edoardo GORINI

Dott. Roberto PERRINO

candidato:

CLAUDIO CHIRI

ANNO ACCADEMICO 2001 - 2002

Ringraziamenti

Ringrazio il Gruppo 1 dell'INFN di Lecce per avermi consentito di svolgere questo lavoro di tesi nell'ambito dell'esperimento ATLAS.

Un doveroso ringraziamento va al Prof. F. Grancagnolo per i suggerimenti e l'incitamento datomi durante tutto il lavoro; al Dott. V. Golovatjuk fautore delle misure sperimentali compiute ed al Dott. P. Creti per i suggerimenti e l'aiuto fornitomi nell'allestimento del set-up sperimentale.

Un ringraziamento va , inoltre a tutti i tecnici del CAD della sezione INFN di Lecce.

Ringrazio infine i miei relatori Prof. E. Gorini e Dott. R. Perrino per la veloce, ma paziente, correzione del manoscritto.

Indice

Introduzione	1
1 L'esperimento ATLAS ed il sistema di trigger muonico	3
1.1 Contesto scientifico	3
1.2 Il progetto LHC	4
1.3 La fisica di ATLAS	7
1.3.1 La fisica dell'Higgs a LHC	8
1.4 L'apparato Atlas	14
1.4.1 L'inner detector	16
1.4.2 Il sistema calorimetrico	18
1.4.3 Il sistema magnetico	20
1.4.4 Lo spettrometro dei muoni	21
1.5 Il trigger muonico e l'acquisizione dei dati	24
1.5.1 Il trigger di primo livello per i μ	25
1.5.2 Il trigger di muoni di alto livello	27
2 Gli RPC (Contatori a elettrodi piani resistivi)	29
2.1 Introduzione	29
2.2 Struttura meccanica di un RPC	30
2.2.1 Gli elettrodi resistivi	32
2.2.2 La miscela di gas	33
2.3 La rivelazione di particelle negli RPC	35

2.3.1	La generazione della valanga	36
2.3.2	Il principio di scarica locale ed il tempo morto di ricarica	39
2.3.3	Lo sviluppo del segnale	42
2.4	Gli RPC in regime streamer	45
2.5	Gli RPC in regime di valanga	47
2.6	Gli RPC di ATLAS	48
3	La bakelite: produzione e caratterizzazione	53
3.1	Introduzione	53
3.2	Il laminato plastico	54
3.2.1	Il ciclo di produzione	54
3.2.2	Il controllo sulla resistività	58
3.3	La conduzione nel laminato plastico	59
3.3.1	La conducibilità ionica ed il modello di Mott–Gurney	61
3.3.2	Le correnti limitate dalla carica spaziale	62
3.4	Definizione di resistività	63
4	Misura delle proprietà volt–amperometriche di un campione di bakelite	65
4.1	Interesse per tali misure	65
4.2	Il set–up sperimentale	66
4.2.1	Il circuito elettrico	67
4.2.2	Il controllo dei parametri ambientali	69
4.2.3	Il sistema di acquisizione dati	72
4.2.4	L’analisi dei dati	74
4.3	Le caratteristiche V–I	76
4.3.1	La dipendenza dalla umidità	80
4.3.2	La dipendenza dalla temperatura	88
4.4	Effetti di polarizzazione	90

INDICE	v
Conclusioni	99
Bibliografia	101

Introduzione

A pochi anni dall'avvio del progetto LHC, molte problematiche, riguardanti le performances dei dispositivi utilizzati nella rivelazione di particelle, sono ancora aperte. Queste, principalmente, derivano dall'alto rateo di particelle a cui saranno esposti e dal lungo tempo di acquisizione dati.

In particolare, i dispositivi noti col nome di RPC (Resistive Plate Chamber), che costituiranno le stazioni di trigger degli esperimenti in progetto, sembrano risentire, più degli altri, queste particolari condizioni di lavoro, mostrando una diminuzione, nel tempo, della loro capacità di conteggio. Lo studio di questo evidente stato di invecchiamento del rivelatore, ha evidenziato, come questo sia presumibilmente dovuto ad una variazione di alcune proprietà dei singoli costituenti: in particolare, una variazione di resistività negli elettrodi è stata riscontrata. La ricerca di una valida giustificazione a questa variazione, ha portato ad uno studio approfondito sul materiale usato nella costruzione degli elettrodi, mettendo in evidenza la dipendenza della sua resistività da una serie di parametri.

In questo contesto si inserisce il lavoro presentato in questa tesi di laurea, il cui scopo è quello di fornire una appropriata caratterizzazione del laminato plastico utilizzato per la costruzione degli RPC, destinati all'esperimento ATLAS, attraverso il rilevamento delle sue caratteristiche tensione-corrente. La tesi si apre con una descrizione delle caratteristiche fondamentali dell'esperimento ATLAS (Capitolo 1), in particolare del sistema di trigger in

cui vengono utilizzati gli RPC; seguirà una descrizione sulla struttura e sul principio di funzionamento di queste camere, discutendo i possibili modi di impiego (Capitolo 2). La seconda parte della tesi, invece, si concentra sullo studio del laminato plastico fornendo una descrizione del ciclo di produzione, dei processi conduttivi all'interno del laminato e della definizione di resistività (Capitolo 3). L'intero Capitolo 4 è dedicato alle misure sperimentali effettuate con una descrizione del set-up sperimentale e dell'analisi dati con le conseguenti conclusioni.

Capitolo 1

L'esperimento ATLAS ed il sistema di trigger muonico

1.1 Contesto scientifico

Il Modello Standard della fisica subnucleare ed in particolare la teoria elettrodebole di Glashow, Salam e Weinberg, ha ricevuto, negli anni passati, importanti conferme sperimentali, grazie alla scoperta delle correnti cariche e neutre interagenti e dei bosoni vettori $\mathbf{W}^\pm$ e $\mathbf{Z}^0$ [1] [2]. Dal punto di vista teorico, essa fa riferimento ad una lagrangiana rinormalizzabile ed invariante sotto trasformazioni di Gauge locali, con la conseguenza finale dell'unificazione delle forze elettromagnetica e nucleare debole. Tuttavia, al fine di ottenere una teoria consistente, si è dovuto rinunciare all'introduzione esplicita dei termini di massa relativi ai fermioni ed ai bosoni vettori. Essi vengono recuperati introducendo il cosiddetto meccanismo della *rottura spontanea della simmetria*, il quale consiste in uno sviluppo perturbativo del campo $\Phi(x)$, che descrive il sistema, intorno al minimo di energia. Ciò introduce, nella lagrangiana di partenza, dei termini aggiuntivi identificabili come termini di massa. Il fenomeno per cui i bosoni di gauge e i fermioni acquistano massa,

dopo la rottura di una simmetria, viene chiamato *meccanismo di Higgs* [3], e la particella scalare, descritta dal campo $\Phi(x)$, è detta *bosone di Higgs* (H). Quest'ultima è l'unica particella prevista teoricamente, ed è sufficiente per generare tutte le masse delle particelle incluse nel modello; la verifica sperimentale della sua esistenza, costituirebbe la prova più eclatante della validità della teoria.

Questa verifica, unitamente alla possibile scoperta di particelle supersimmetriche, nel range di massa che va da qualche centinaio di GeV a pochi TeV, ed a tutta una serie di misure sulla fisica intorno al Modello Standard (violazione di CP, fisica del *top*, ecc.) [4], hanno portato, la comunità scientifica, a dar vita all'esperimento ATLAS ad LHC, le cui caratteristiche e potenzialità di ricerca verranno descritte nei paragrafi successivi.

1.2 Il progetto LHC

Il Large Hadron Collider è un anello di collisione protone-protone con energia di 14 TeV nel centro di massa, che è in fase di installazione nel tunnel di LEP al CERN di Ginevra. Esso è costituito da due anelli concentrici (Fig.1.1), aventi raggio 4.2 Km, ognuno dei quali sarà percorso da un fascio di protoni, mantenuto in orbita da un campo magnetico dipolare di 8.5 Tesla. I fasci provengono dal ProtoSincrotrone (PS) e dal SuperProtoSincrotrone (SPS), dove subiscono una fase di pre-accelerazione. I protoni verranno immessi nell'anello principale in pacchetti cilindrici di circa 7.6 cm e contenenti, ognuno, 10^{11} particelle. Poichè il numero di pacchetti circolanti simultaneamente nella macchina sarà di circa 3600, con una frequenza di rivoluzione pari a 1.1×10^4 Hz, si otterrà una collisione ogni 25 ns.

Tuttavia, il parametro fondamentale, che lo caratterizza e lo rende unico nel suo genere, è la luminosità (L) definita come:

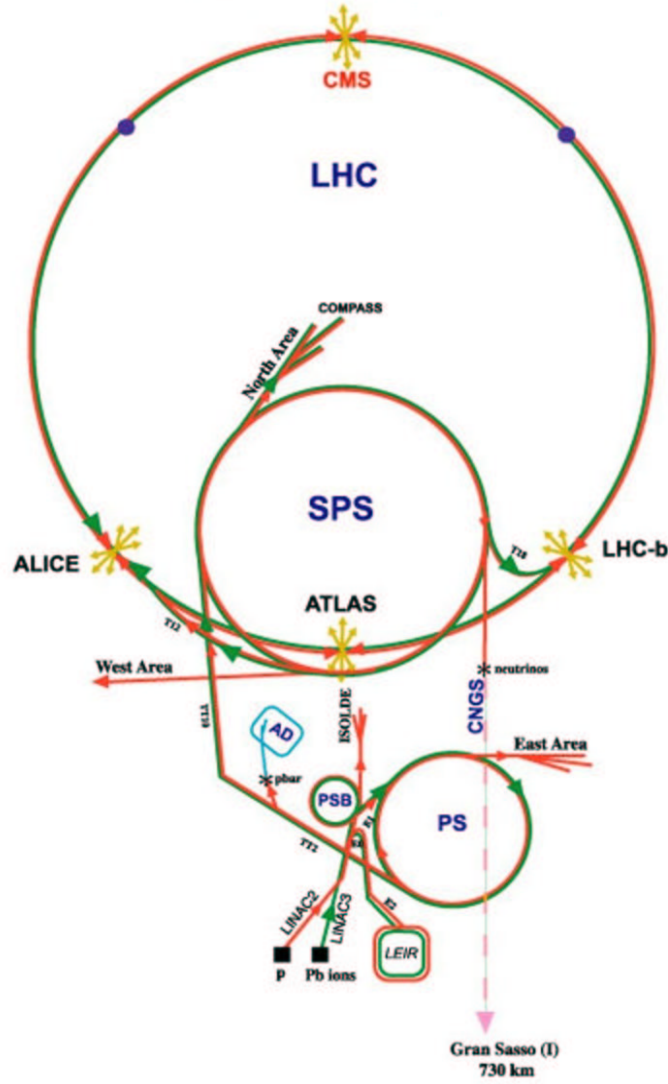


Figura 1.1: *Schema grafico di LHC con i punti di interazione dei fasci ed indicazione dei quattro apparati che vi saranno installati.*

$$L = F \frac{f n_1 n_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (1.1)$$

in cui $F = 0.9$ è il fattore legato all'angolo non nullo tra i fasci nel punto di intersezione, n_1 ed n_2 il numero di protoni presenti per pacchetto nei fasci ed f la loro frequenza di rivoluzione. I parametri $\sigma_x = \sigma_y = 15\mu m$ sono le se-

midispersioni gaussiane del pacchetto nella direzione di curvatura e in quella perpendicolare al piano del collider, rispettivamente. Il valore di progetto della luminosità di LHC, ricavato in base alla (1.1), è di $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, che è cento volte superiore a quello raggiungibile al LEP ed allo stesso Tevatron Collider.

Con una luminosità così alta, i processi a bassa sezione d'urto divengono abbastanza frequenti da poter essere misurati. Ad esempio, se consideriamo la produzione dell' Higgs nel canale $gg \rightarrow H$ (sezione d'urto pari a 10pb) il tasso di produzione dell'Higgs in questo canale risulta

$$R = \sigma \cdot L \simeq 10 \text{pb} \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \simeq 0.1 \text{Hz} \quad (1.2)$$

cioè 1 Higgs ogni 10 secondi.

Il numero medio di collisioni p-p per *bunch-crossing* atteso in LHC è stimato a partire dalla sezione d'urto totale per le collisioni pp ($\sigma_t = 110 \pm 20 \text{mb}$), tramite la relazione $\langle N \rangle = L \sigma_{tot} \Delta t \simeq 27$. Circa il 26% di queste collisioni, però, sono puramente elastiche e non producono particelle massicive. A ciò, si deve aggiungere che la maggior parte dei restanti eventi non costituiscono oggetto di studio, in quanto processi di diffusione tra i quark costituenti i due protoni, a basso impulso trasverso ($\langle p_T \rangle = 500 \text{MeV}$) ed angolo di diffusione. Tali eventi vengono etichettati come eventi di *minimum bias*. Al contrario, gli eventi rilevanti, derivanti da collisioni con alto momento trasferito, hanno una frequenza molto piccola. È proprio il basso rapporto tra segnale e fondo, uno dei problemi più importanti di LHC; da ciò l'importanza di dotare l'apparato di rivelazione di un efficiente sistema di trigger, che permetta di selezionare gli eventi di interesse, applicando opportuni tagli in p_T .

Allo scopo di sfruttare a pieno le potenzialità di ricerca che LHC offre, lungo gli anelli verranno montati i seguenti apparati sperimentali:

- ATLAS, **A** Toroidal LHC Apparatu**S**
- CMS, **C**ompact Muon Solenoid
- ALICE, **A** Large Ion Collider **E**xperiment
- LHC-B, Large **H**adron Collider **B**-physics.

Mentre i primi due realizzeranno misure di interesse generale miranti allo studio di diversi settori della fisica del Modello Standard, ALICE studierà il comportamento della materia nucleare ad energie e densità molto elevate, in particolare la possibilità che si realizzi uno stato della materia costituito da plasma quark-gluone, ed LHC-B si occuperà della fisica degli adroni B e della violazione di CP in tali sistemi.

1.3 La fisica di ATLAS

Come precedentemente anticipato, l'esperimento ATLAS è un esperimento di interesse generale che mira, tra l'altro allo studio della rottura della simmetria elettrodebole nel Modello Standard (MS) e ad una sua possibile estensione supersimmetrica (MSSM). L'attuale conoscenza sperimentale in questo settore, non permette di convalidare le predizioni teoriche sul modello stesso, le quali possono essere schematizzate nel seguente modo: o esiste una costante di accoppiamento debole e quindi la rottura della simmetria porta ad uno o più bosoni di Higgs, la cui massa è sotto il TeV, oppure si è di fronte ad una costante di accoppiamento forte, con un comportamento abbastanza complesso del settore elettrodebole nella scala dei TeV, rispetto a quanto ipotizzato. Sarà tra i compiti di ATLAS fornire delle risposte chiarificatrici in merito, andando a verificare la possibile esistenza di particelle di Higgs in un ampio range di energia, a partire dal limite inferiore di massa determinato al LEP2.

Un'altro importante settore della fisica, di cui si occuperà ATLAS, è quello inerente la fisica dei mesoni B . Studi dettagliati, hanno permesso di ottimizzare il detector in modo tale da ottenere misure di precisione, sia sulla violazione di CP nei mesoni B , sia sulla probabile esistenza di decadimenti rari di queste particelle, nonché una spettroscopia degli adroni- B rari.

Visto che la progettazione stessa di un detector di general-purpose, le cui performance sono legate allo studio dei diversi aspetti della fisica, è basata su una buona conoscenza teorica dei processi in gioco, di seguito vengono illustrati alcuni processi fisici misurabili ad ATLAS, facendo riferimento al modo in cui saranno identificati.

1.3.1 La fisica dell'Higgs a LHC

Produzione

La produzione dell'Higgs è principalmente rappresentabile attraverso i diagrammi di Fig.1.3, in cui vengono anche illustrate la sezione d'urto aspettate per questi processi [4]. Da queste ultime si può notare come la fusione gluone-gluone attraverso un loop di quark top (Fig.1.3a) è il canale dominante su tutto l'intervallo di valori possibili per M_H . La fusione di due bosoni W o Z (Fig.1.3b), diviene sempre più importante al crescere di M_H , sino a diventare confrontabile con la sezione d'urto del processo di Fig.1.3a, per $M_H \simeq 1\text{TeV}$. La produzione associata di H con una coppia $t\bar{t}$, o con un bosone W o con un bosone Z (Fig.1.3c-d), ha una sezione d'urto significativamente più piccola, ma sperimentalmente rilevante per la facile separabilità dal fondo del segnale relativo agli stati finali. I valori elevati per la sezione d'urto di produzione, superiori a 100fb anche per $M_H \simeq 1\text{TeV}$, lasciano sperare nella produzione di una grossa quantità di eventi di interesse: quando LHC lavorerà a pieno regime, sono previsti più di 1000 eventi/anno.

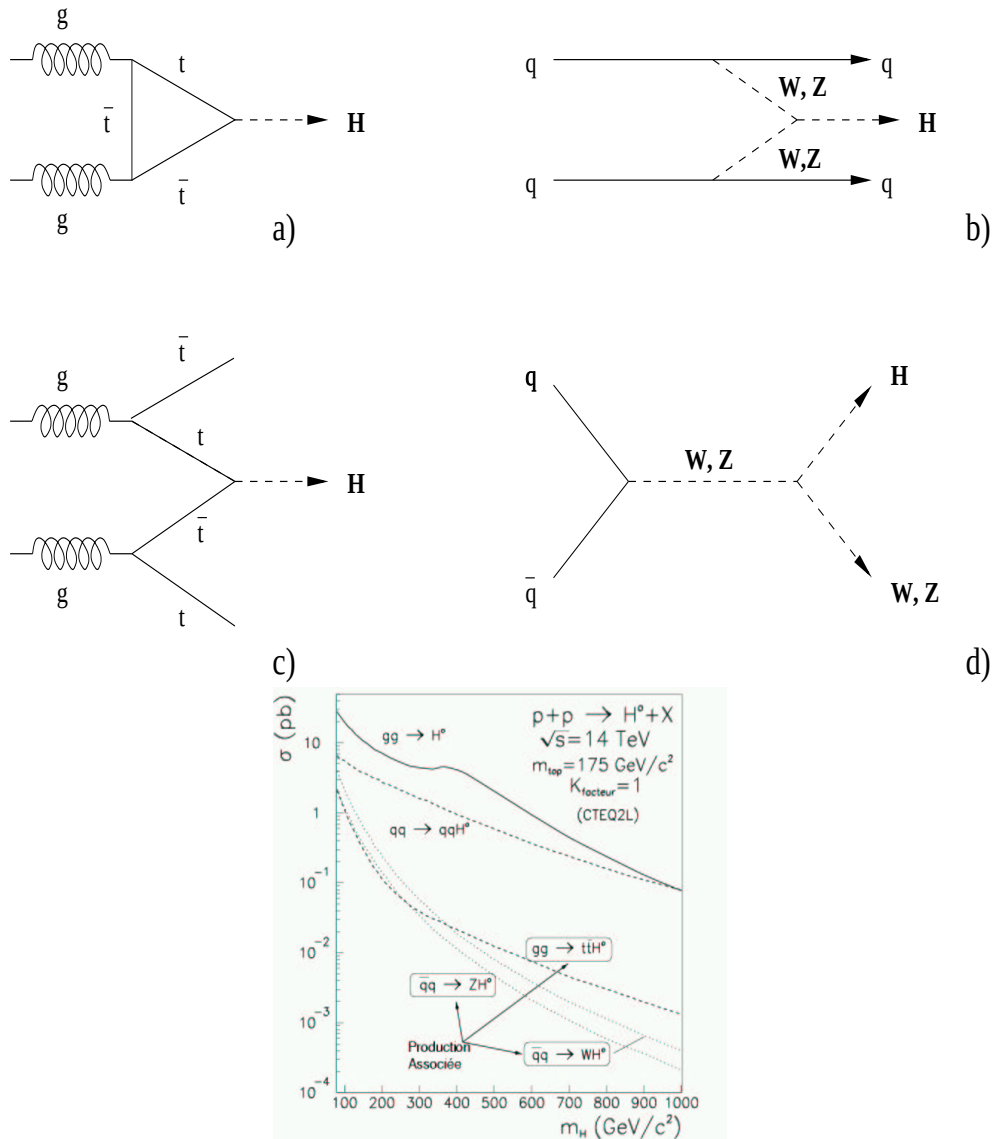


Figura 1.2: *Diagrammi di Feynmann relativi alla produzione dell'Higgs e relative sezioni d'urto*

Decadimento

I criteri di selezione e ricostruzione dei processi interessati alla produzione dell'Higgs dipendono dalla regione di massa in cui si cerca tale particella.

- $M_H \leq 130$ GeV

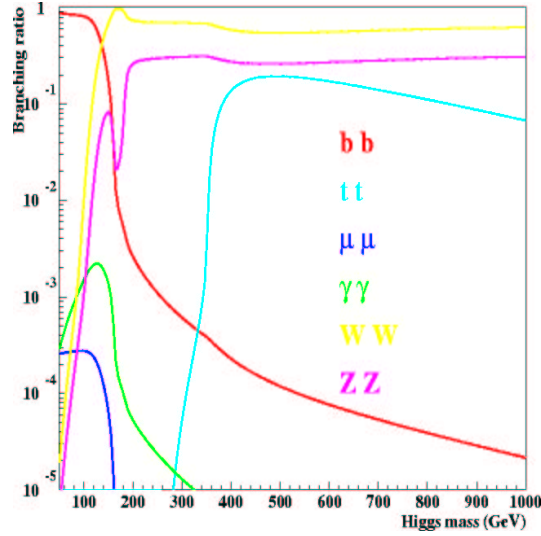


Figura 1.3: *Branching ration del decadimento del bosone di Higgs nei canali di interesse per ATLAS*

Un Higgs con massa minore di 130 GeV decadrà prevalentemente nella coppia $b\bar{b}$. Il fondo di questo canale è costituito dalla produzione continua di coppie $b\bar{b}$, che ne limita la possibile osservazione. Tuttavia questo canale può fornire ottime informazioni, nel caso di produzione associata ($WH, ZH, t\bar{t}H$) sfruttando i leptoni di decadimento dei bosoni di gauge e del quark top.

Per la ricerca di tale canale è richiesta un'efficiente selezione dei b -jet e una buona identificazione dei leptoni. Sperimentalmente si cerca la presenza di leptoni con $p_T > 20$ GeV nello stato finale, per il riconoscimento del canale di decadimento. Il segnale della presenza dell'Higgs è dato inoltre da un picco attorno alla sua massa nello spettro della massa invariante dei $b\bar{b}$.

In tale intervallo di massa anche il canale $H \rightarrow \gamma\gamma$ è cercato, nonostante il basso valore di BR (vedi Fig.1.3). Lo stesso decadimento può avvenire con produzione associata di WH, ZH o $t\bar{t}H$, in cui nello stato finale sono presenti jet generati dai decadimenti dei bosoni di gauge o

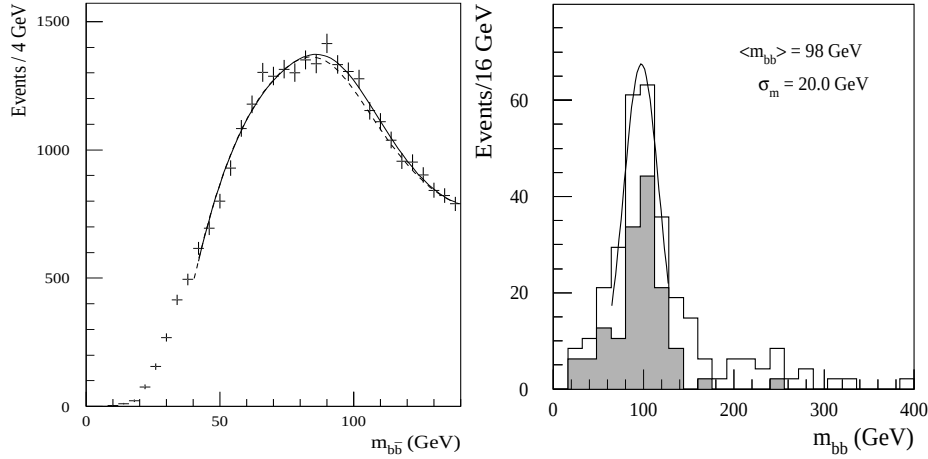


Figura 1.4: Segnali aspettati per la produzione associata di WH e $t\bar{t}H$ con $H \rightarrow b\bar{b}$ per una $M_H = 100$ GeV e con una luminosità integrata di 30 fb^{-1}

dai quark t , la cui identificazione è data dai leptoni di decadimento. Il fondo per questo canale è dato dalla produzione continua di $\gamma\gamma$ e dagli eventi jet-jet o jet- γ in cui uno o entrambi i jet possono essere scambiati per fotoni. È richiesta pertanto una buona capacità di identificazione da parte del calorimetro elettromagnetico di fotoni dai jet insieme ad una buona risoluzione nell'energia e nell'angolo dei fotoni.

- **$130 \text{ GeV} \leq M_H \leq 2 M_Z$**

In questa regione il canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ fornisce uno dei segnali più puliti per la ricerca dell'Higgs. La presenza di uno Z reale fornisce due leptoni con alto p_T da cercare nello stato finale insieme agli altri due leptoni provenienti dallo Z virtuale. È quindi richiesta una buona risoluzione in energia ed impulso di muoni ed elettroni per la ricostruzione della massa invariante dei 4 leptoni, e ridurre così il fondo proveniente dalla produzione irriducibile di ZZ^* e di $Z\gamma^*$. I fondi riducibili (dovuti ai decadimenti $t\bar{t} \rightarrow Wb + W\bar{b} \rightarrow l\nu + l\nu\bar{c} + l\nu + l\nu c$ e $Zb\bar{b} \rightarrow llll$) saranno invece ridotti con misure di isolamento dei muoni e con un'efficiente capacità di identificare i $4b$ -jet.

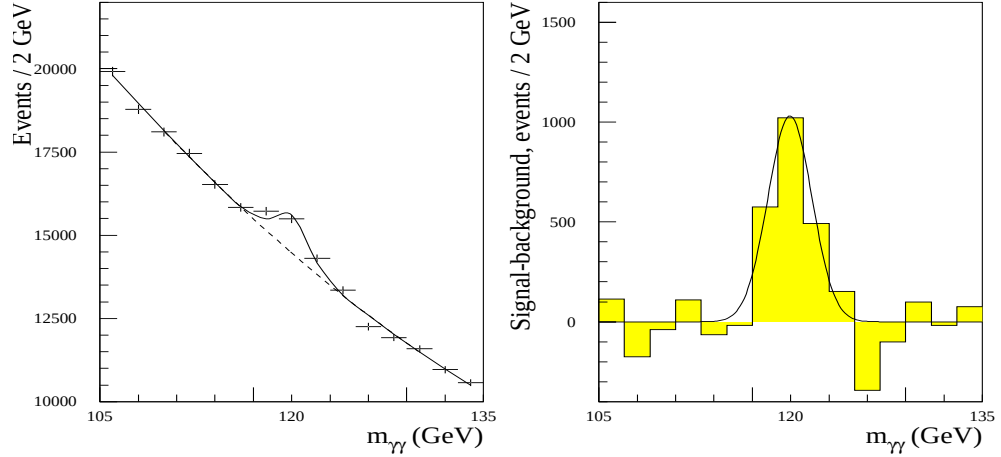


Figura 1.5: Segnale atteso per il canale $H \rightarrow \gamma\gamma$ per una $M_H = 120$ GeV ed una luminosità integrata di 100 fb^{-1} . Le figure si riferiscono ad un segnale ottenuto considerando o meno il fondo irriducibile

Per $M_H = 170$ GeV la BR di questo canale ha una brusca diminuzione per l'aprirsi del canale $H \rightarrow WW^*$; la ricerca sarà dunque indirizzata nel canale $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ per il quale è richiesta una buona misura dell'energia trasversa mancante.

- $M_H \geq 2 M_Z$

Per valori di massa $M_H \geq 2M_Z$ si apre il canale $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Il fondo irriducibile è dato dalla produzione continua di ZZ la cui rate è minore di quella del segnale. La segnatura è estremamente pulita perchè i quattro leptoni, provenienti da Z reali, hanno un elevato p_T .

- $M_H \geq 600$ GeV

Per elevati valori di massa, prossimi al TeV, la ricerca si indirizzerà verso i canali $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ e $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$. Per la ricostruzione del segnale in questo canale è necessaria l'ottimizzazione delle performance del calorimetro adronico, per la ricostruzione dei jet, ed una buona misura dell'energia trasversa mancante.

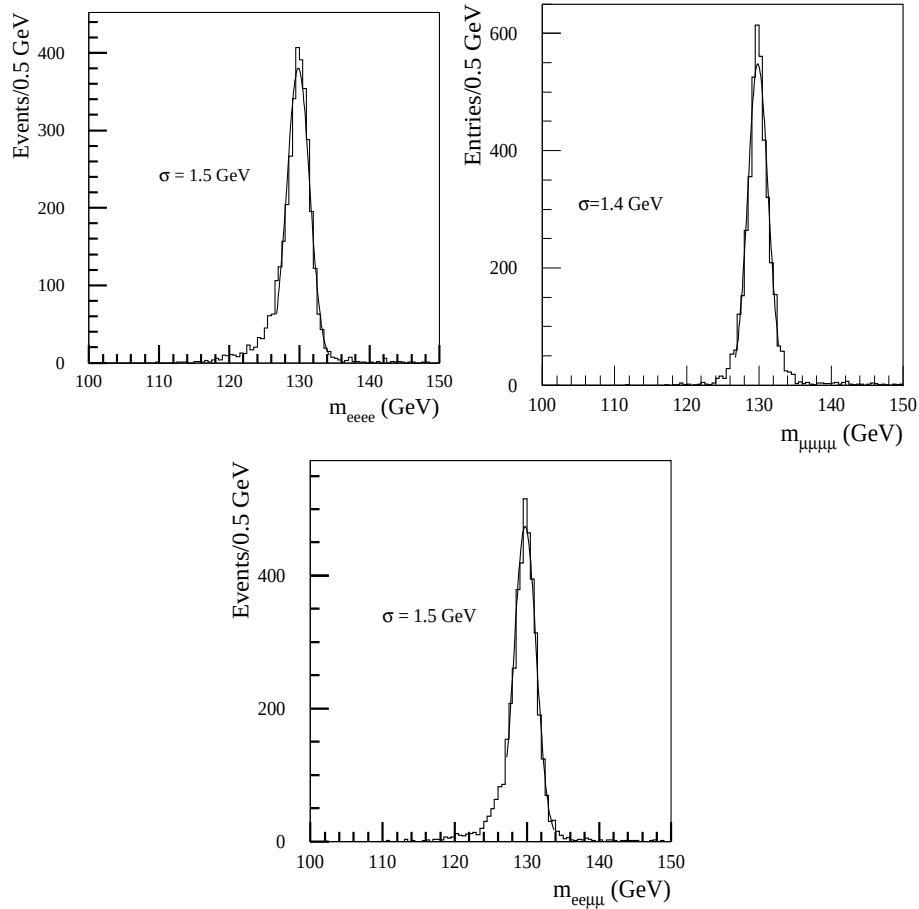


Figura 1.6: Segnali aspettati per il canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, in cui lo stato finale è composto rispettivamente da $4e^-$, 4μ ed $ee\mu\mu$.

Combinando i risultati dei vari canali, ed utilizzando anche quelli derivanti dall'altro esperimento di *general-purpose* ad LHC (CMS), dovrebbe essere possibile scoprire un segnale della presenza dell'Higgs, su tutto il range di massa permessa ($120 \text{ GeV} \div 1 \text{ TeV}$), dopo circa due anni di lavoro, con una precisione dello 0.1% fino a 600 GeV, sulla misura di massa.

Il potenziale complessivo di scoperta dell'Higgs ad ATLAS è rappresentato in Fig.1.7 in funzione della massa aspettata, ad una luminosità integrata di 100 fb^{-1} .

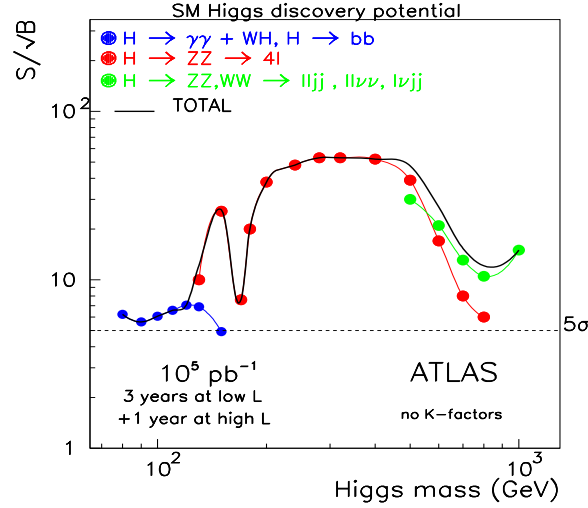


Figura 1.7: *Potenziale di scoperta del bosone di Higgs per ATLAS.*

1.4 L'apparato Atlas

L'esperimento ATLAS è il frutto di una collaborazione internazionale che coinvolge circa 150 istituti di ricerca con oltre 2000 persone (tra fisici ed ingegneri), impegnati nella progettazione, costruzione, test ed installazione di uno dei due apparati *general purpose* ad LHC. Questo apparato, la cui imponente struttura raggiunge i 46 m di lunghezza ed i 22 m di diametro (vedi Fig.1.8), non è altro che una composizione appropriata di più dispositivi, i quali dovranno rilevare le innumerevoli particelle prodotte, nelle varie collisioni e misurarne i parametri caratteristici, con elevata precisione e accuratezza. Inoltre, dovendo operare ad alta luminosità, il detector stesso dovrà essere in grado di individuare con buona efficienza tutte le segnature dei processi fisici interessanti, ed avere un alto livello di reiezione del fondo. Tutto questo condiziona fortemente le fasi di progettazione e ottimizzazione dell'intero apparato, richiedendo che esso soddisfi ai seguenti requisiti:

- un efficiente sistema di tracciamento per la ricostruzione dei vertici

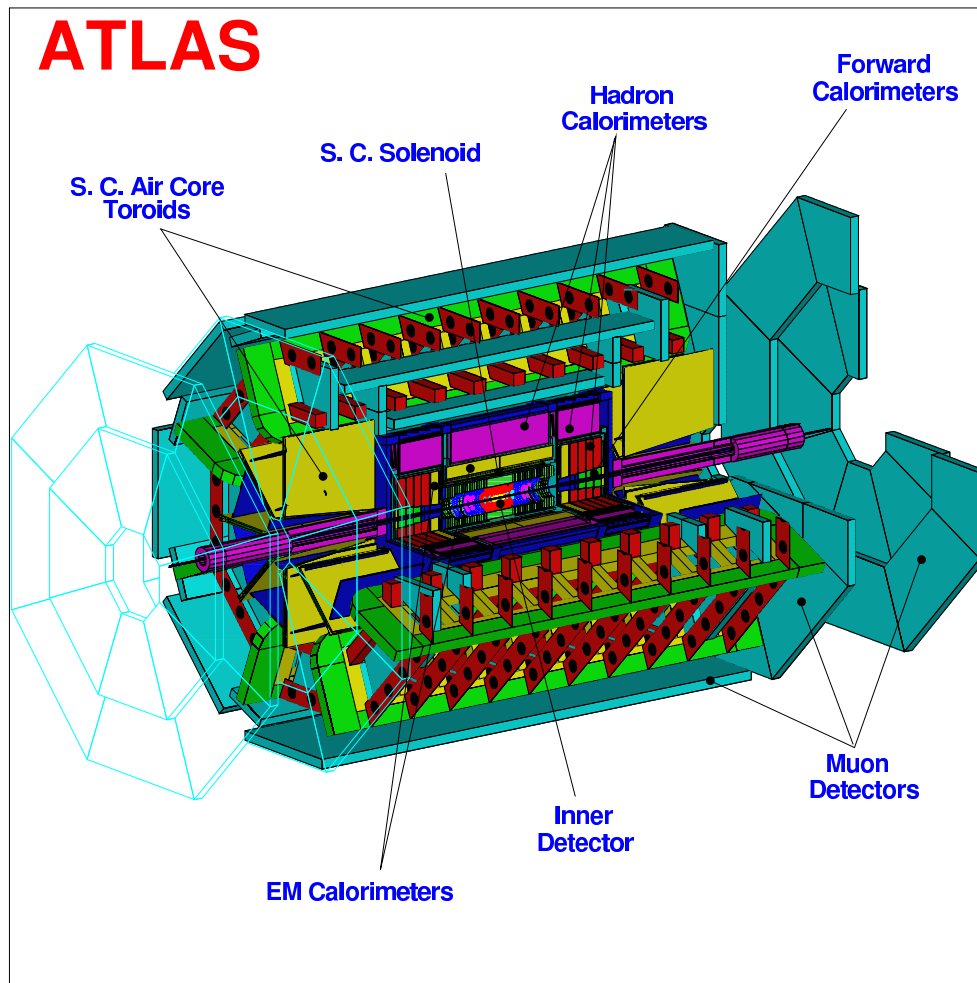


Figura 1.8: *Vista tridimensionale del detector dell'esperimento ATLAS*

secondari nel decadimento dei quark pesanti;

- la capacità di individuare gli elettroni e fotoni prodotti nei vari processi;
- il rilevamento di tracce che consentano la ricostruzione dei jet adronici;
- la possibilità di effettuare misure di precisione su momento ed energia delle particelle coinvolte;
- un'elevata efficienza di trigger per tutti i processi di rilevante interesse fisico.

L'assemblaggio di più rivelatori indipendenti, che soddisfano ai requisiti sopra citati, fornisce all'apparato stesso una struttura complessa, schematizzabile nel seguente modo:

- **inner detector (ID);**
- **sistema calorimetrico;**
- **sistema dei magneti;**
- **spettrometro per i μ .**

La descrizione dell'apparato risulta più conveniente se si utilizza, un sistema di coordinate avente l'asse z coincidente con l'asse dei fasci, come origine il punto di collisione e come altre coordinate l'angolo azimutale ϕ , misurato sul piano ortogonale a z e la variabile $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ (pseudo-rapidità), al posto dell'angolo polare θ .

1.4.1 L'inner detector

L'inner detector occupa la cavità cilindrica definita tra i tubi a vuoto dei fasci e il criostato del calorimetro elettromagnetico (Fig.1.9). Esso, il cui compito è di fornire una buona risoluzione in momento ed identificazione dei vertici di interazione, è soggetto ad un campo magnetico di 2 Tesla. A causa della densità elevata di tracce aspettata, esso dovrà avere un'alta risoluzione e granularità, raggiungibili tramite l'utilizzo di tecnologie differenti. Mentre i rivelatori ad alta risoluzione spaziale, come i dispositivi a semiconduttore (SCT) e le micro-strips counters (MSGC), sono disposti nelle immediate vicinanze del vertice di interazione, a grandi distanze, invece vengono impiegati dispositivi a minor precisione, come i transition radiation tracker (TRT), che, tuttavia, consentono un buon controllo nella traccia, attraverso un elevato

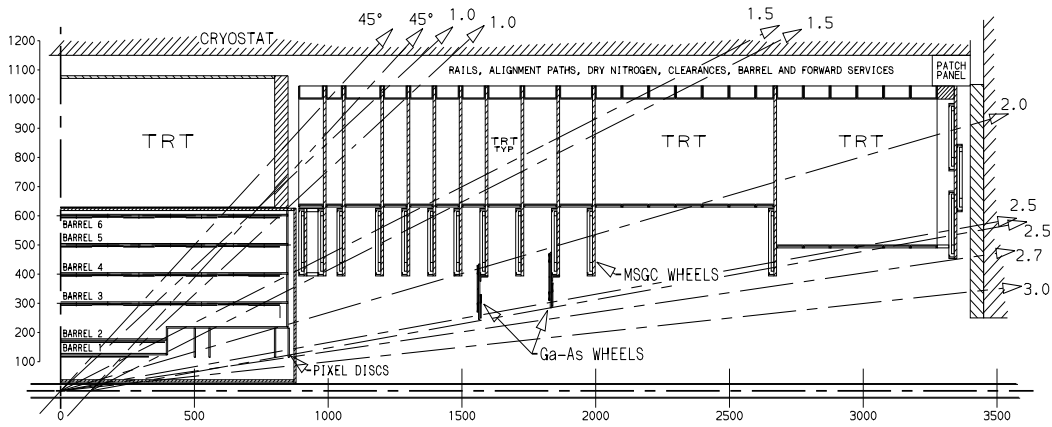


Figura 1.9: *Particolare dell'inner detector*

numero di punti (36 per traccia), minimizzando così la quantità di materiale impiegato ed il costo. Per i rivelatori interni si ha una risoluzione spaziale in z e ϕ di circa $10 \div 15 \mu m$, mentre per i TRT si è intorno ai $170 \mu m$.

L'ID è diviso in tre regioni: il “barrel”, che si estende fino a $\pm 80 cm$ dal punto di interazione, e due “end-caps”, che chiudono all'estremità la cavità cilindrica. Nella regione del barrel i rivelatori a pixel di silicio, sono posti su tre cilindri concentrici alla direzione del fascio, mentre negli end-caps vengono disposti su quattro dischi ortogonali a tale direzione. I rivelatori a strips sono disposti sui successivi quattro cilindri per il barrel e su nove dischi per gli end-caps.

A distanze ancora maggiori sono montati i TRT, disposti parallelamente alla direzione del fascio nel barrel e perpendicolarmente negli end-caps. Questo tipo di rivelatore, composto da tubi a deriva di diametro $4 mm$ intervallati con fogli di polipropilene dello spessore di $15 \mu m$, emettendo raggi X al passaggio di particelle ultra-relativistiche, consente una misura veloce (tempo di deriva $\sim 38 ns$) con informazioni aggiuntive sulla natura della particella, che possono essere utilizzate anche per il trigger. In particolare gli elettroni vengono identificati efficientemente, senza bisogno di confrontare l'impulso

con l'energia misurata nel calorimetro. Inoltre questo sistema permette di identificare i fotoni, quando essi vengono convertiti in una coppia e^+e^- in un raggio $R \leq 60 \text{ cm}$.

Questo sistema è in grado di rivelare ogni traccia avente $|\eta| < 2.5$; tuttavia per le misure di vertice secondario, necessarie per la fisica dei mesoni B, verrà inserito un ulteriore strato di SCT vicino ai tubi dei fasci, il cui impiego sarà limitato solo nella fase iniziale a bassa luminosità.

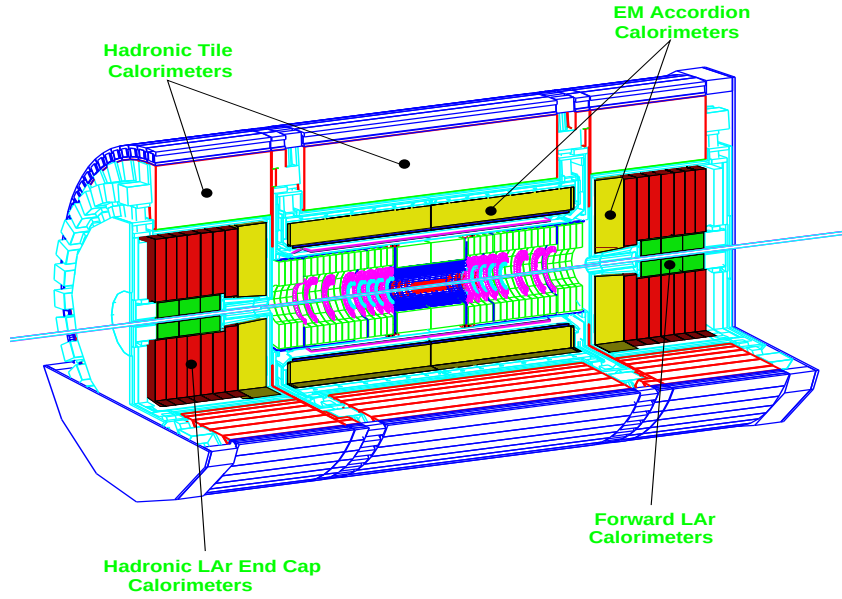
1.4.2 Il sistema calorimetrico

Il sistema calorimetrico nel detector di ATLAS è progettato sia per la ricostruzione dell'energia di elettroni, fotoni e jets adronici, che per la misura dell'energia trasversa mancante. Esso prevede due differenti sezioni: il calorimetro elettromagnetico ed il calorimetro adronico.

Il calorimetro elettromagnetico ha il compito di identificare e ricostruire elettroni e fotoni in un vasto range di energia ($100 \text{ MeV} \leq E \leq 1.5 \text{ TeV}$) coprendo la regione $|\eta| \leq 1.4$ nel barrel e $1.4 \leq |\eta| \leq 3.2$ negli end-caps. Per la sua costruzione sono impiegate camere a ionizzazione, che usano come mezzo attivo l'Argon liquido, intervallate da lastre in Pb, come assorbitori; la struttura ha una geometria a fisarmonica con una segmentazione in η e ϕ pari a $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.025 \times 0.025$, su gran parte dell'intervallo di rapidità.

Complessivamente il calorimetro elettromagnetico è profondo 26 lunghezze di radiazione ed offre una risoluzione in energia pari a $\frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$, ed una risoluzione angolare pari a $\sim 40 \text{ mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$, quest'ultima necessaria per la ricostruzione delle masse invarianti degli stati neutri.

Il compito del calorimetro adronico è, invece, quello di identificare i jets adronici, misurare l'energia trasversa mancante, ma anche di migliorare la capacità di identificazione del calorimetro elettromagnetico. Nella regione del barrel esso è costituito da assorbitori in Fe, intervallati da piani di materiale

Figura 1.10: *Il sistema calorimetrico*

scintillante, letti da fibre ottiche. Questi piani, posti perpendicolarmente alla direzione del fascio, hanno una segmentazione pari a $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.1 \times 0.1$ offrendo risoluzione in energia di $\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$. Nella regione degli end-caps, dove è necessaria una maggiore resistenza alle radiazioni, sarà ancora utilizzato del L-Ar, ma con strati di rame come assorbitori. La segmentazione prevista in questa regione è pari a $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.2 \times 0.2$ con una risoluzione di $\frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$.

Le dimensioni di questo calorimetro sono fondamentali per il buon funzionamento dello spettrometro dei μ , che costituisce lo stato più esterno dell'apparato pertanto, al fine di ridurre in esso il fondo dovuto ai “*punch-through*”, ovvero quei muoni prodotti da reazioni nucleari avvenute nel calorimetro, lo spessore di questo è stato fissato in 11 lunghezze di interazione (λ) per il barrel 14λ negli end-caps.

1.4.3 Il sistema magnetico

Il detector di ATLAS è dotato di un sistema magnetico la cui funzione è di curvare la traiettoria delle particelle cariche. La sua struttura prevede un solenoide superconduttore interno, che genera un campo di circa 2 Tesla ed un magnete toroidale esterno, che fornisce un campo di intensità da 3÷6 Tesla, utile al buon funzionamento dello spettrometro. Questa disposizione

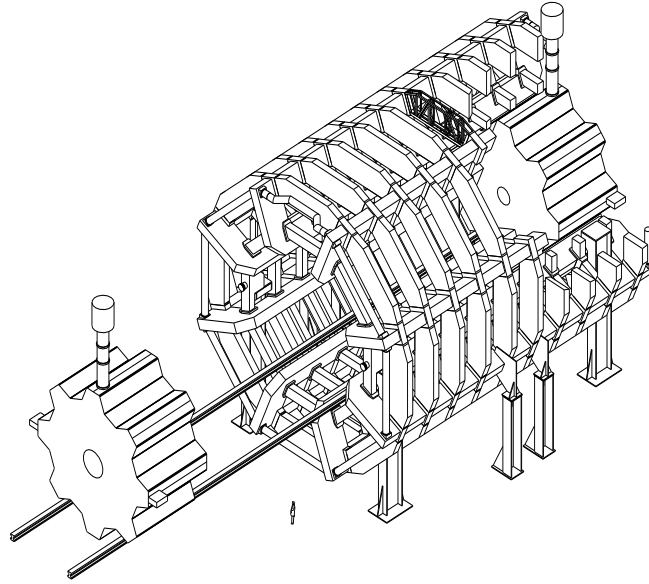


Figura 1.11: *Disposizione dei magneti superconduttori*

offre il vantaggio di avere lo stesso spettrometro, come tracciatore esterno di grande accettazione ed alta risoluzione, senza vincolare in alcun modo la progettazione delle altre parti del detector.

Il raffreddamento del sistema magnetico avviene attraverso l'utilizzo di criostatati a L-He (4.5 K). Tuttavia, mentre il solenoide interno è racchiuso in un unico sistema di raffreddamento, il criostato del toroide, essendo esso formato da tre parti (una centrale nel barrel e due laterali nella regione end-cap), ognuna composta da otto mega-spire, avrà la seguente struttura: nel barrel ogni spira è racchiusa nel proprio criostato, mentre negli end-caps, la dimen-

sione relativamente piccola del toroide permette l'utilizzo di uno solo.

La disposizione spaziale dei toroidi determina la capacità di curvatura del-

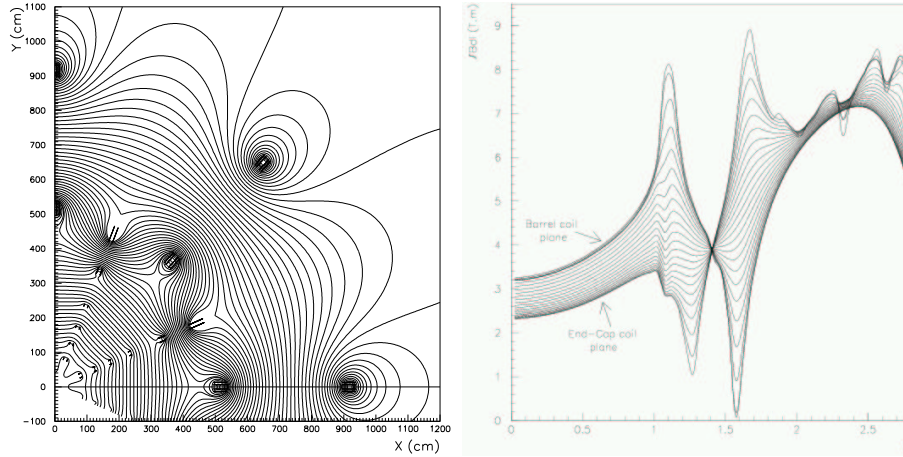


Figura 1.12: *Mappatura del campo magnetico di ATLAS*

l'intero sistema; per questo motivo le spire di questi sono disposte simmetricamente con l'asse parallelo all'asse longitudinale di ATLAS, e ruotate di 22.5° rispetto a quelle del toroide centrale, ottenendo così una migliore sovrapposizione radiale nella regione di transizione.

1.4.4 Lo spettrometro dei muoni

Lo spettrometro dei μ è stato progettato per ottenere un'alta precisione nella misura dell'impulso di queste particelle, senza dover ricorrere alle informazioni provenienti dagli altri rivelatori. Lo spettrometro deve, quindi, avere una copertura omogenea fino a grandi rapidità ($|\eta| = 3$), ed essere efficiente nell'individuazione dei muoni su un intervallo di p_T che va da 5 GeV a 1 TeV. Differenti tecnologie sono utilizzate per la sua costruzione: camere di tracciamento e camere per il trigger sono accoppiate per formare delle stazioni di rilevamento. Queste ultime, nella regione del barrel, sono disposte in tre cilindri concentrici all'asse del fascio con raggi di 5, 7.5, e 10 m, che coprono un range in pseudo-rapidità $|\eta| \leq 1$; mentre negli end-caps, esse sono mon-

tate verticalmente su quattro dischi con raggi 7, 10, 14, e 21–23 m dal punto di interazione e concentrici al fascio, coprendo un range di pseudo-rapidità $1 \leq |\eta| \leq 2.7$.

Le misure di precisione sulle tracce dei μ , nella direzione della curvatura indotta dal campo magnetico (proiezione r - z), vengono fatte tramite gli MDT (monitored drift tubes). In più, negli end-cap, le CSC (cathode strips chambers) la cui alta granularità è utilizzata per far fronte alla particolare rate di fondo in questa regione. Gli MDT sono rivelatori a deriva, costituiti da tubi di Al di 30 mm di diametro riempiti di una miscela di gas non infiammabile (91%Ar, 4%N₂, 5%CH₄) alla pressione di 3 bar, al cui interno, lungo l'asse centrale, sono posizionati dei fili in lega di tungsteno-renio. Le CSC sono delle camere proporzionali a filo con catodo segmentato, in cui la misura di posizione viene effettuata determinando il centro di gravità della carica indotta sulle strisce di catodiche. Gli MDT in cui ogni tubo costituisce un singolo elemento di deriva, offrono una risoluzione spaziale di 80 μ m con un tempo massimo di deriva pari a ~ 500 ns. Nelle CSC, la segmentazione del catodo consente di avere una risoluzione spaziale di ~ 60 μ m con un tempo di deriva degli elettroni minore di 30 ns, che conferiscono al rivelatore una buona risoluzione temporale (7 ns).

Il sistema di trigger copre il range di pseudo-rapidità $|\eta| \leq 2.4$, ed ha come requisito base l'identificazione del bunch-crossing, imponendo così al sistema un tempo di risoluzione inferiore ai 25 ns. I rivelatori usati per la sua costruzione sono gli RPC (resistive plate chambers) nel barrel, e le TGC (thin gap chambers), negli end-caps. Gli RPC sono rivelatori a gas a piatti resistivi, le cui caratteristiche di funzionamento saranno descritte nel Capitolo 2. Le TGC sono rivelatori la cui struttura è abbastanza simile a quella delle camere proporzionali multifilo, con la differenza che la distanza tra i fili anodici (1.8 mm) è maggiore della distanza tra il piano anodico e quello catodico (1.4 mm), con una conseguente riduzione dello spessore della gap. I rivelatori

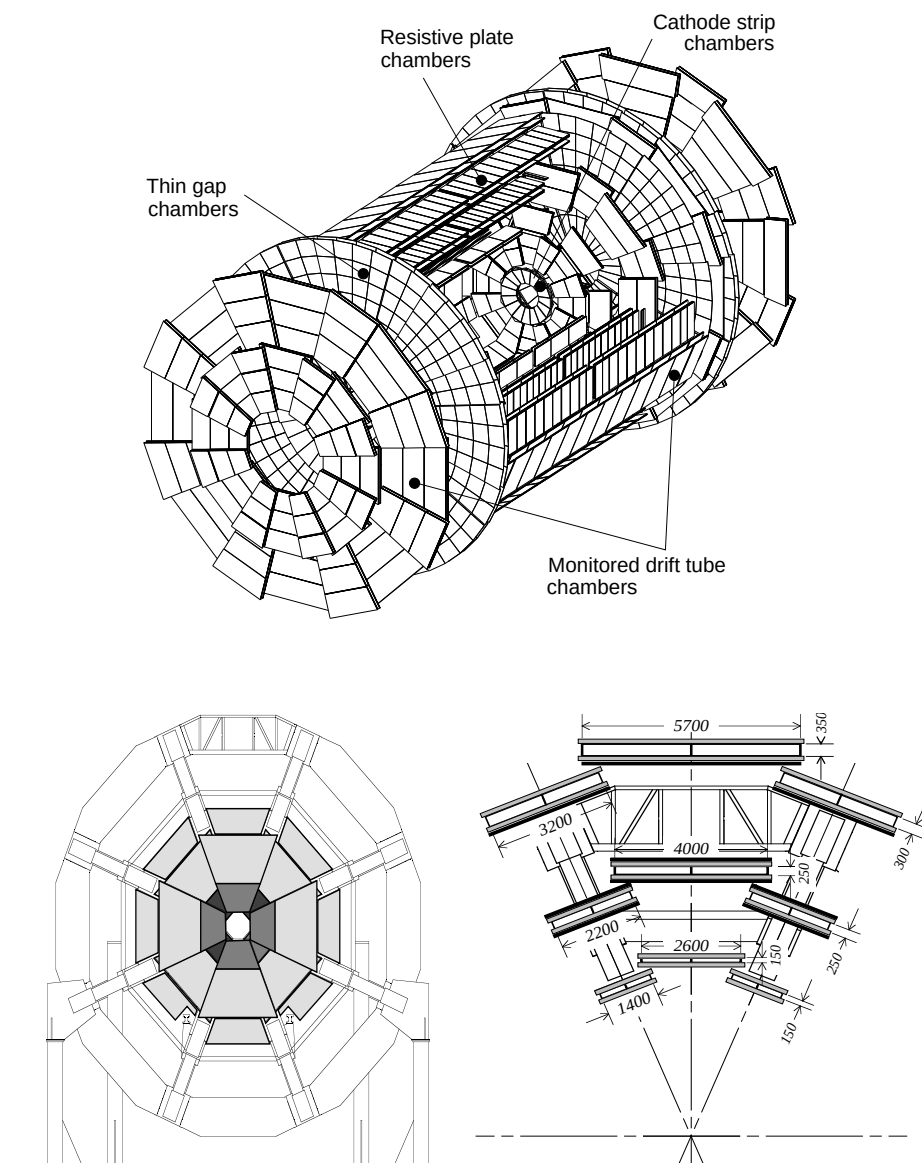


Figura 1.13: *Struttura dello spettrometro dei muoni*

utilizzati per il sistema del trigger, inoltre forniranno la seconda coordinata (quella ortogonale a quella fornita degli MDT e parallela alla direzione del campo magnetico) nelle misure della traccia. L'area coperta dalle camere di trigger è di 3650 m^2 nel barrel e di 2900 m^2 negli end-caps, con più di $\sim 4 \times 10^5$ canali di lettura.

1.5 Il trigger muonico e l'acquisizione dei dati

Il programma di ricerca ad LHC comprendendo lo studio di processi molto rari, come la produzione dell'Higgs, richiede, come specificato nei paragrafi precedenti, una luminosità molto alta ($L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). A questa luminosità ci si aspetta [5] che i processi di fondo con grande sezione d'urto produrranno interazioni con una frequenza di $\sim 10^9 \text{ Hz}$. Se a questo si aggiunge il fatto che l'elevato numero di canali del rivelatore e la sovrapposizione di eventi generano un volume di dati di 1 MByte per ogni bunch-crossing, si ottiene che il sistema di trigger e di acquisizione deve gestire un volume complessivo di dati pari a $4 \times 10^4 \text{ GByte/s}$. Essendo la frequenza massima di acquisizione prevista dell'ordine di 100 MByte/s , il sistema di trigger avrà l'arduo compito di ridurre "on-line" il volume di dati di un fattore $\sim 10^6$.

La strategia di trigger usata da ATLAS prevede la riduzione della frequenza degli eventi in tre passi: il livello 1 (LVL1), il livello 2 (LVL2) ed il livello 3 (Event Filter) [4]. Questa architettura a più livelli (vedi Fig.1.14) del trigger, permette un uso efficiente del trasferimento e del processo dei dati, selezionando gli eventi interessanti in una serie di stadi, che progressivamente diventano sempre più complessi. Infatti, mentre il livello 1 processa i dati in entrata, utilizzando solo le informazioni provenienti dal calorimetro e dallo spettrometro, tramite processori separati, il livello 2 esamina solo le regioni individuate dal LVL1 che contengono informazioni interessanti (Region of Interest, RoI), anche se utilizza i dati completi forniti dall'apparato speri-

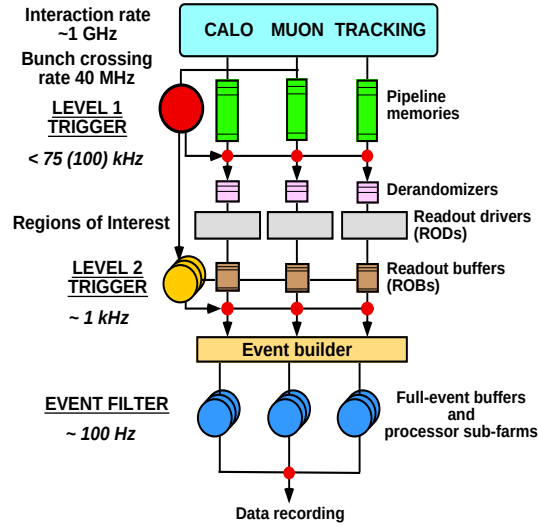


Figura 1.14: *Architettura dei livelli nel sistema di trigger*

mentale. Infine il livello 3, utilizzando tutti i dati disponibili, decide quale evento dev'essere registrato su nastro oppure eliminato. Nel seguito particolare attenzione sarà riposta al trigger di primo livello nel barrel, dove sono utilizzati gli RPC, che costituiscono l'argomento di questa tesi.

1.5.1 Il trigger di primo livello per i μ

Il trigger di primo livello dei muoni [6] ha come obiettivo l'identificazione di particelle cariche che puntano al vertice di interazione con impulso trasverso superiore ad una certa soglia e l'individuazione delle regioni di interesse (RoI), contenenti le informazioni delle particelle identificate da passare, in seguito, al LVL2. La selezione viene effettuata con i dati provenienti da rivelatori a risposta veloce, ovvero la cui risposta temporale intrinseca sia minore del periodo di bunch-crossing. Tali rivelatori sono diversi a seconda della zona che occupano, come descritto nel paragrafo precedente, a causa del differente flusso di particelle a cui sono sottoposti. Pertanto questo sistema di trigger è suddiviso in tre regioni: la regione del barrel ($|\eta| \leq 1.05$), la regione di

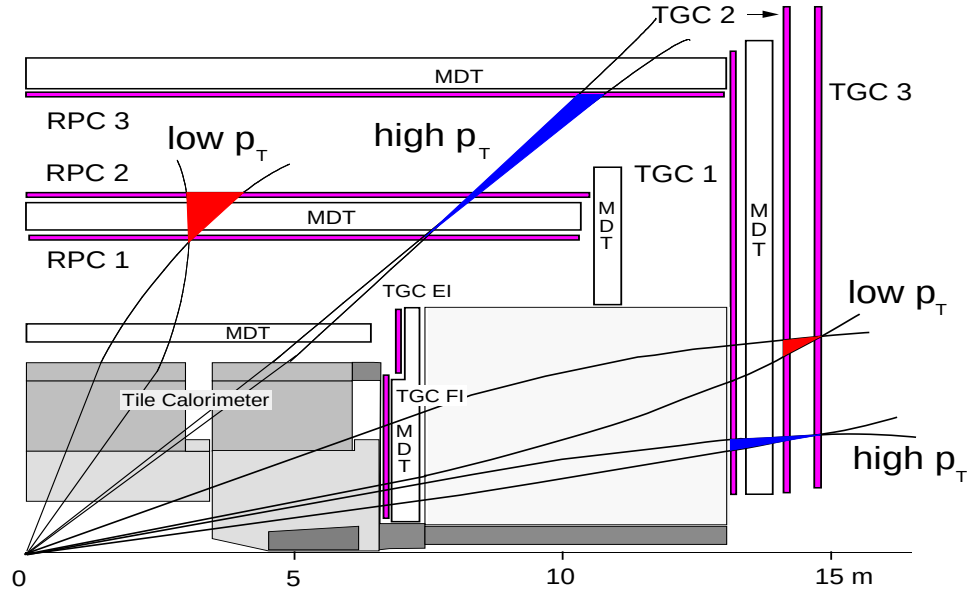


Figura 1.15: *Schema del trigger di primo livello*

transizione ($1.05 \leq |\eta| \leq 1.55$) e quella degli end-cap ($1.55 \leq |\eta| \leq 2.7$).

Lo schema di trigger utilizza, nel barrel, tre stazioni: due mediane composte da due piani di RPC, e quella esterna composta da tre piani di RPC (Fig.1.15). Ogni piano di RPC è equipaggiato con strisce di lettura su ambedue i lati del volume di gas: le ϕ parallele alle linee del campo magnetico e le z parallele al fascio. L'identificazione del muone e la selezione sul momento trasverso sono ottenute dalla coincidenza veloce (~ 20 ns) tra i segnali provenienti da strip di piani differenti: colpita una strip della seconda stazione (stazione di pivot), si aprono delle finestre di coincidenza sulle altre stazioni di RPC, le cui larghezze dipendono dall'impulso minimo dei μ che si vuole selezionare. Inoltre, dato l'ampio spettro di impulso trasverso dei muoni appartenenti a eventi fisici interessanti, due tipi di trigger sono implementati: uno per muoni di basso p_T e uno per muoni di alto p_T , come mostrato sempre in Fig.1.16. Il trigger di basso p_T ($p_T < 50$ GeV) richiede una coincidenza su tre dei quattro piani che compongono le prime due stazioni; il trigger di alto p_T ($p_T > 50$ GeV), oltre a soddisfare i criteri del trigger di basso p_T , richiede

una coincidenza su uno dei due piani che forma la terza stazione RPC. La logica di trigger sfrutta matrici di coincidenza le cui entrate sono i segnali discriminati, provenienti dalle strip di lettura orientate nella stessa direzione e appartenenti a piani differenti.

Oltre a discriminare i muoni il LVL1 deve individuare le regioni di interesse (RoI), in cui, successivamente, il LVL2 cercherà la traccia del muone. A questa zona geometrica si può risalire tramite la matrice di coincidenza fatta scattare dal segnale prodotto dagli RPC. Quindi la segmentazione e la posizione delle RoI dipendono da quante e quali strisce formano la matrice di coincidenza.

1.5.2 Il trigger di muoni di alto livello

L'obiettivo del trigger di secondo livello è di rifinire la decisione presa da LVL1, utilizzando, con un algoritmo veloce, le informazioni provenienti dai tracciatori di precisione MDT. Il processamento dell'evento segue le seguenti fasi: estrazione delle caratteristiche del muone con i dati delle RoI dello spettrometro, ricostruzione della traccia della particella e decisione globale con l'uso di informazioni provenienti da tutti i rivelatori.

La determinazione dei parametri della traccia consiste nell'identificare gli hit degli MDT che appartengono alla traccia del muone e conseguentemente calcolarne il p_T . Questo compito è svolto dall'algoritmo in due fasi:

- "pattern recognition" a partire dalle strisce di read-out RPC che danno dato il trigger di livello 1, per facilitare l'identificazione degli hit muonici fra l'elevato fondo a cui sono soggetti gli MDT ($\sim 20 \text{ Hz/cm}^2$);
- determinazione del p_T del muone mediante la misura della sagitta nella regione magnetica.

Capitolo 2

Gli RPC (Contatori a elettrodi piani resistivi)

2.1 Introduzione

Gli RPC (contatori a piatti piani paralleli ad alta resistività), sviluppati agli inizi degli anni '80 da R. Santonico e R. Cardarelli [7] [8], sono rivelatori che sfruttano una miscela gassosa come mezzo attivo al quale le particelle che li attraversano cedono energia, che viene trasformata in un segnale misurabile. Tradizionalmente (Keuffel [9], Geiger-Muller) i contatori a gas a piani paralleli con elettrodi metallici presentano il grande problema del massimo tasso di conteggio ottenibile. Successivamente (Pestov [10]), l'impiego di materiali resistivi come elettrodi ha permesso di migliorare notevolmente tale caratteristica.

Attualmente, i dispositivi di questo tipo nella maggior parte degli esperimenti di fisica particellare, sono formati da due lastre di laminato plastico, denominato bakelite, la cui resistività di volume è tipicamente compresa tra 10^9 e $10^{11} \Omega cm$. Le loro caratteristiche principali, come l'alta risoluzione spazio-temporale ($1 \text{ cm} \times 1 \text{ nsec}$) e la capacità di operare ad alto tasso di

irraggiamento, unite al costo di produzione relativamente basso, rendono questi rivelatori i più adatti alla costruzione di sistemi di trigger per muoni, di grande estensione con capacità traccianti.

Nei paragrafi che seguiranno verranno descritte le principali caratteristiche di questi rivelatori, partendo dalla loro struttura meccanica fino ad arrivare ai possibili modi di funzionamento. Uno sguardo sarà, poi, rivolto agli RPC di ATLAS, destinati al sistema di trigger nella regione del barrel e che sono in corso di costruzione presso la sezione INFN di Lecce.

2.2 Struttura meccanica di un RPC

La struttura di base di un RPC (Fig.2.1) è costituita essenzialmente da due elettrodi di materiale resistivo, la cui distanza è mantenuta costante da un reticolo di spaziatori in polycarbonato, che definiscono la gap in cui è contenuto il gas. I due elettrodi, uno connesso con l'alta tensione e l'altro al potenziale di terra, sono rivestiti esternamente con un sottile strato di vernice grafitata, la quale, avendo una resistività superficiale molto più bassa rispetto a quella degli elettrodi stessi ($\rho_s \simeq 200 \div 300 k\Omega/\square$), assicura una distribuzione uniforme del potenziale sui piatti. Da ciò consegue una alta uniformità di campo elettrico nel gap ($4 \div 5 kV/mm$), che è la principale caratteristica che differenzia questi dispositivi dagli altri rivelatori a gas. Infatti, mentre nei contatori a filo gli elettroni prodotti da una particella ionizzante driftano sotto l'azione di un campo elettrico radiale, arrivando in sequenza nella regione di moltiplicazione, nei contatori a piani paralleli, i singoli clusters sono sottoposti allo stesso campo elettrico e pertanto le “valanghe” corrispondenti, si sviluppano alla stessa velocità fino ad arrivare alla loro massima estensione. Ne deriva, dunque, una migliore risoluzione temporale ($\sim 1 ns$), visto che le loro performance non sono più legate direttamente, come nei contatori a filo, alla velocità di drift dei singoli clusters.

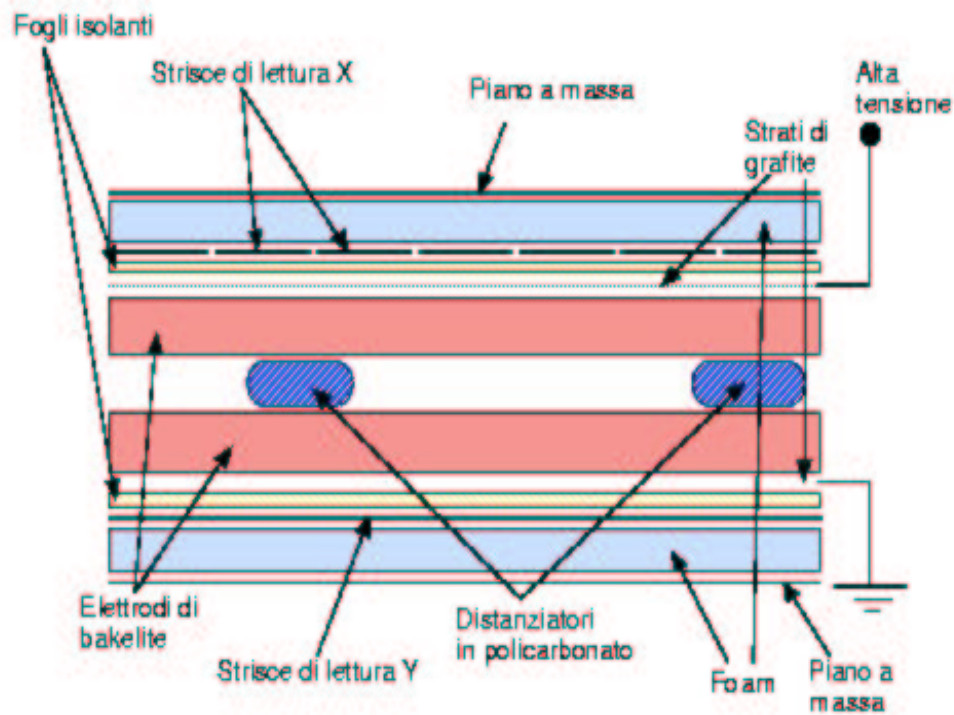


Figura 2.1: *struttura di un rpc a singola gap*

L'utilizzo di elettrodi ad alta resistività permette di circoscrivere la regione su cui si deposita la carica prodotta nelle singole valanghe (§2.3.2), ottenendo così una suddivisione dell'elettrodo stesso in una matrice di celle di rivelazione indipendenti. Il segnale associato ad ogni evento ionizzante, quindi, viene letto su appositi piani di lettura applicati sulle facce esterne della camera. Questi non sono altro che pannelli in poliestirene espanso, dello spessore di 3 mm , sulle cui superfici esterne viene incollato un foglio conduttore di rame o alluminio. Di questi fogli, uno è collegato a massa, mentre l'altro contiene le strisce di lettura, ottenute per incisione (Fig.2.2). Dalle dimensioni delle strisce di lettura dipende la risoluzione spaziale del rivelatore; nel caso di ATLAS esse hanno una larghezza di 3 cm e sono distanti 2 mm una dall'altra. Inoltre, per evitare il fenomeno del *cross-talk*, ovvero la possibile sovrapposizione di segnali provenienti da strisce contigue, ogni coppia di stri-

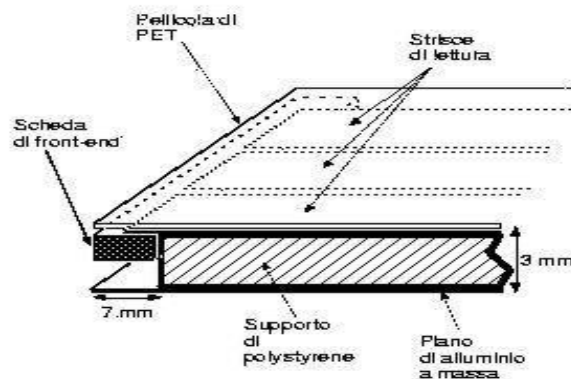


Figura 2.2: *particolare del piano di lettura*

sce è intervallata con un filo conduttivo dello spessore di 0.3 mm , ottenuto anch'esso per incisione e collegato a massa. L'isolamento tra i piani di lettura e le superfici di grafite è ottenuto tramite uno strato di Polietilene-Terftalato (PET), dello spessore di circa $200\text{ }\mu\text{m}$, incollato sulla grafite. L'intera struttura viene poi chiusa ai bordi con cornici in policarbonato, che garantiscono la perfetta tenuta del gas.

2.2.1 Gli elettrodi resistivi

Come già anticipato, caratteristica fondamentale dei contatori a piani paralleli, è l'utilizzo di materiali ad alta resistività, per la costruzione degli elettrodi. Questa scelta è dovuta al fatto che il funzionamento stesso del rivelatore è basato sul cosiddetto principio di scarica localizzata: ogni valanga prodotta all'interno della gap, produce solo una diminuzione locale del campo elettrico interno. In questo modo, le caratteristiche globali del rivelatore non cambiano e, cosa ugualmente importante, la scarica locale non produce danneggiamenti alla superficie dell'elettrodo. Le caratteristiche di alcuni materiali, impiegati per la loro costruzione, sono riportate in Tab. 2.1.

Tabella 2.1 *Caratteristiche di alcuni materiali utilizzati per la costruzione degli elettrodi di un RPC.*

	vetro	vetro semiconduttore	bakelite
ρ (Ωcm)	$10^{12} \div 10^{13}$	$10^9 \div 10^{13}$	$10^9 \div 10^{12}$
Produzione industriale	sì	no	sì
Qualità della superficie	buona	buona	no
Tipo di conduttività	ionica	elettronica	ionica
Polarizzazione	sì	no	indicazioni

Come si può osservare, nessuno dei materiali elencati è del tutto ideale per la costruzione di questi rivelatori; tuttavia la scelta tutt'ora oggi preferita, per rivelatori di grandi dimensioni, è quella di utilizzare la bakelite (le cui caratteristiche chimico-fisiche verranno illustrate nel prossimo capitolo), sia per ragioni di costo per unità di superficie, che per la sua duttilità di impiego. Questa scelta risulta al momento rafforzata dalle proprietà di resistenza all'irraggiamento. In particolare, una drastica variazione delle caratteristiche proprie del rivelatore (invecchiamento), è stata osservata in elettrodi di vetro dopo un forte irraggiamento per poche ore [11]. Recentemente, tuttavia, simili effetti sono stati anche notati in rivelatori utilizzando la bakelite: i test effettuati su prototipi hanno evidenziato che, in seguito ad un'intensa radiazione, il rivelatore è in grado di ripristinare le condizioni iniziali solo dopo diverse ore [12]. Questo invecchiamento è stato recentemente [13] attribuito ad un rilevante incremento della resistività degli elettrodi, a sua volta legata al flusso integrato di corrente che li attraversa.

2.2.2 La miscela di gas

Oltre ad essere il mezzo attivo del rivelatore, cioè la parte sensibile al passaggio di una particella (attraverso il meccanismo di ionizzazione), il gas gioca un ruolo importante nelle modalità di impiego del rivelatore stesso: regime

di streamer o di valanga. La sostanziale differenza tra questi, è la diversa quantità di carica prodotta in ogni singolo atto di ionizzazione, che può essere controllata tramite la miscela stessa. Negli RPC in regime streamer questa è composta, ad esempio, al 50% da un gas poliatomico (in genere isobutano) ed al 50% da Argon con eventuali aggiunte di Freon. L'utilizzo di un gas poliatomico come l'n-butano, grazie alla proprietà di assorbire fotoni UV prodotti nelle ricombinazioni ioniche, limita l'allargamento laterale dello streamer; l'impiego del gas monoatomico assicura, invece, una rapida crescita della valanga ed un'abbondante produzione di elettroni, essenziali per innescare efficientemente il processo di streamer. Per quanto riguarda il freon, vi sono ancora molte questioni aperte sul suo impiego; in particolar modo un veloce invecchiamento è stato osservato in quegli RPC la cui miscela conteneva delle percentuali di tale gas [11].

Nei rivelatori impiegati in regime di valanga, come in ATLAS e CMS, il gas utilizzato è il *tetrafluoretano* ($C_2H_2F_4$), il quale gode delle seguenti proprietà:

- è caratterizzato da un alto valore di ionizzazione primaria (~ 75 ioni/cm);
- essendo un gas poliatomico con legami singoli, presenta un elevato numero di livelli roto-vibrazionali adatti alla dissipazione di fotoni U.V. che limitano la formazione del processo di streamer
- è un gas fortemente elettronegativo con conseguenti proprietà di attachment che riducono la carica totale prodotta nella valanga.

È stato dimostrato [14] che per gli RPC di ATLAS, impiegati in regime di valanga proporzionale, la miscela che fornisce la migliore efficienza è la seguente:

$$C_2H_2F_4 : iso - C_4H_{10} : SF_6 = 97 : 2.5 : 0.5$$

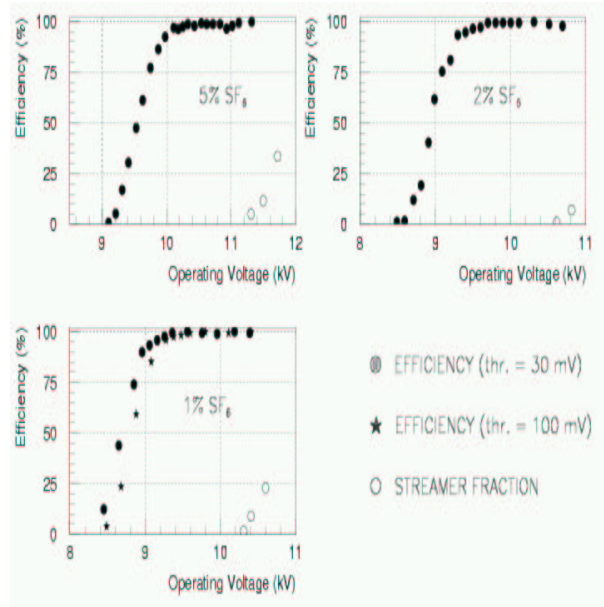


Figura 2.3: *Efficienza di rivelazione in funzione della tensione di lavoro e della percentuale di SF_6* [15].

L'aggiunta di isobutano (*iso* – C_4H_{10}) come quencher, permette di migliorare le prestazioni del rivelatore in termini di stabilità del punto di lavoro. L' SF_6 , essendo fortemente elettronegativo, contribuisce a limitare il numero di elettroni nella valanga, attraverso il meccanismo della cattura elettronica, deprimendo sensibilmente la possibilità di streamer e spostando a tensioni più alte il plateau di efficienza, in più allargandolo.

2.3 La rivelazione di particelle negli RPC

Il passaggio di particelle cariche attraverso la materia è caratterizzato da due fenomeni elettromagnetici: le collisioni anelastiche con gli elettroni atomici del mezzo e lo *scattering coulombiano* sui nuclei, responsabili, il primo, della perdita di energia da parte della particella incidente, il secondo, della deflessione dalla direzione di incidenza. Di questi due processi, le collisioni anelastiche sono le sole responsabili della perdita di energia della particella

passante. Infatti, in queste una frazione dell'energia cinetica totale viene trasferita all'atomo, causandone la transizione ad uno stato eccitato o la ionizzazione. Essendo il numero di collisioni abbastanza elevato per unità di lunghezza, una sostanziale perdita di energia è osservabile anche in piccoli spessori di materia. Queste collisioni, che sono di natura statistica, risultano in una perdita media di energia, per unità di percorso, espressa dalla formula di **Bethe–Bloch** [16], e sono la base del funzionamento dei rivelatori descritti.

2.3.1 La generazione della valanga

Le collisioni anelastiche della particella che attraversa il mezzo, possono dar vita al processo:

$$\mathbf{X} + q \longrightarrow \mathbf{X}^+ + q + e^- \quad (E_q > I) \quad (2.1)$$

in cui si genera della carica libera nel gas.

Gli elettroni emessi in tali processi, hanno un energia che varia da pochi eV a qualche keV, con una probabilità che, se espressa in termini di lunghezza di penetrazione ridotta o di densità di massa $\epsilon = \rho x$, è data dalla relazione:

$$\mathcal{P}(E)dE = \frac{K}{\beta^2} \frac{Z}{A} \frac{\epsilon}{E^2} dE = W \frac{dE}{E^2} \quad (2.2)$$

la cui integrazione fornisce il numero medio di elettroni primari prodotti con energia maggiore di E_0 :

$$\mathcal{N}(E \geq E_0) = \int_{E_0}^{W_{max}} \mathcal{P}(E)d(E) = W \left(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{W_{max}} \right) \simeq \frac{W}{E_0} \quad (2.3)$$

Di tutti gli elettroni primari, quelli che avranno energia cinetica maggiore del potenziale medio di ionizzazione (I), possono, a loro volta, produrre coppie ione–elettrone nelle successive collisioni, generando così il processo di ionizzazione secondaria. Questo processo è di rilevante importanza nella generazione

della valanga; infatti, in presenza di un intenso campo elettrico, gli elettroni prodotti acquistano un'energia cinetica superiore ad I ed innescano in questo modo un processo a valanga di produzione di carica. Infatti, considerando n elettroni che derivano lungo la direzione del campo elettrico per una distanza dx , si avrà un aumento del loro numero pari a:

$$dn = n\alpha dx \quad (2.4)$$

in cui α è conosciuto come *primo coefficiente di Townsend* [17] e fornisce il numero di coppie prodotte per unità di spazio di deriva da un singolo elettrone. Integrando tra il numero iniziale n_0 ($x = 0$) ed n si ha:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (2.5)$$

Tuttavia questa relazione dev'essere modificata introducendo al posto di α , il

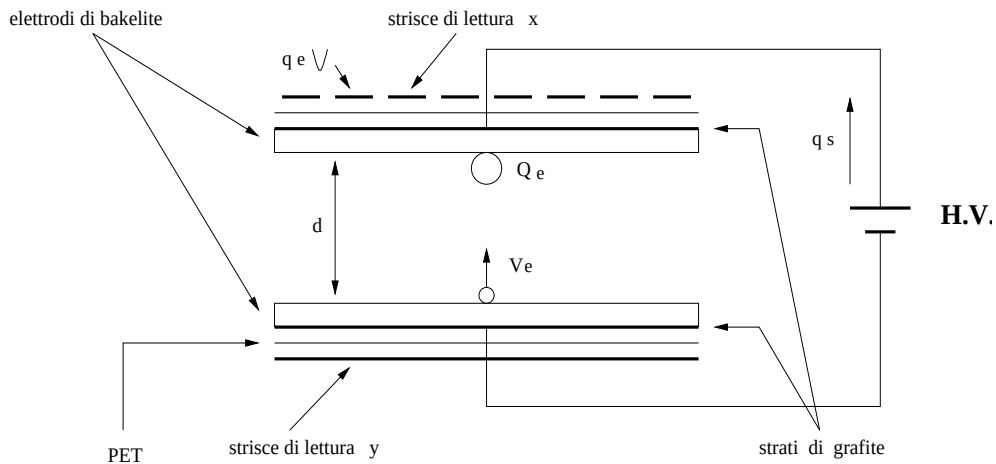


Figura 2.4: *Modello per la generazione della valanga nella gap di un RPC*

coefficiente di ionizzazione efficace (η), che tiene conto, oltre che del processo di cattura elettronico, dovuto alla presenza di gas fortemente elettronegativi, anche della distorsione che il campo elettrico subisce per l'aumentare della carica spaziale nella valanga. Pertanto la (2.5) diventa:

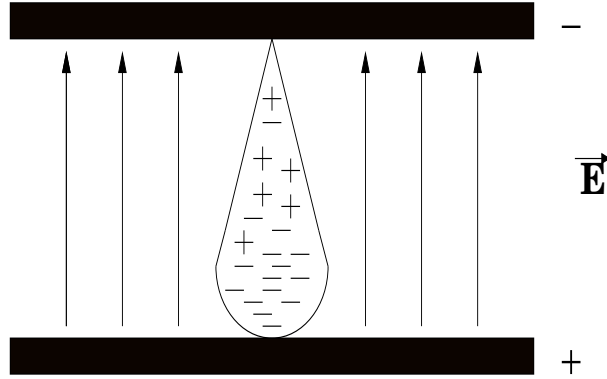


Figura 2.5: *Formazione della valanga: essendo gli elettroni più mobili rispetto agli ioni positivi, la valanga assume la forma di una goccia di liquido con gli elettroni in testa.*

$$n(x) = n_0 \exp \left(\int_{x_0}^x \eta(x') dx' \right) \quad (2.6)$$

Moltiplicando ambo i membri per la carica elementare e si ottiene la carica complessiva della valanga:

$$Q(x) = Q(x_0)M \quad (2.7)$$

avendo definito $M = \frac{n(x)}{n_0} = \exp \left(\int_{x_0}^x \eta(x') dx' \right)$ il fattore di moltiplicazione (o guadagno) nel tratto Δx , fattore questo, che è limitato superiormente dalla condizione di Meek ($M < 10^8$) [18].

Dal punto di vista strettamente sperimentale, questa procedura porta alla formazione di una valanga avente un numero di elettroni dell'ordine di 10^7 , a cui corrisponde una carica di qualche decina di pC . Ovviamente questa è solo una stima della carica effettivamente generata; stima ottenuta ipotizzando un numero di elettroni primari pari a $15e^-$ (caso di particella al minimo di ionizzazione in una miscela di $C_2H_2F_4 : iso-C_2H_4 = 97 : 3$), ed un valore di $\alpha = 85 \text{ cm}^{-1}$ (valore compatibile con il libero cammino medio di una particella nella stessa miscela di gas). Un calcolo più preciso richiederebbe

2.3.2 Il principio di scarica locale ed il tempo morto di ricarica 39

l'introduzione di altri fattori rilevanti, come le fluttuazioni del numero di elettroni secondari e la statistica di Poisson sulla distribuzione spaziale degli elettroni primari, nonché una modifica della (2.7) secondo recenti sviluppi sulla generazione della valanga in un RPC [19] [20].

2.3.2 Il principio di scarica locale ed il tempo morto di ricarica

Il funzionamento di un RPC è basato, come già accennato, sul principio di scarica locale, ovvero sul fatto che la carica generata nella valanga, una volta arrivata sull'elettrodo, a causa della sua resistività, non si disperde sulla sua superficie ma viene neutralizzata attraverso correnti che attraversano lo spessore. Questo permette di pensare il rivelatore stesso come una matrice di sotto-rivelatori, virtualmente indipendenti tra loro, la cui sezione attiva dipende dalla valanga stessa. In particolar modo, l'estensione superficiale di ogni singola cella sarà proporzionale alla carica totale Q , liberata nel gas, ma anche allo spessore della gap, ovvero:

$$S \propto Qg \quad (2.8)$$

Elettricamente ogni cella può essere rappresentata dal circuito equivalente in Fig.2.6a, in cui la resistenza R_{el} schematizza gli elettrodi, mentre la R_{gap} è dovuta alla gap. In assenza di ionizzazione la R_{gap} ha un valore infinito e tutta la tensione è applicata ai capi di C_{gap} ; mentre, in presenza di un evento ionizzante, la R_{gap} viene rimpiazzata da un generatore di corrente (Fig.2.6b), il quale determina una diminuzione della tensione locale ai capi della gap stessa. In questa situazione il condensatore C_{gap} si scarica e la tensione applicata viene trasferita ai piatti resistivi, cioè al condensatore C_{el} : il conseguente aumento di d.d.p. ai capi degli elettrodi blocca la diminuzione ai capi della gap, mantenendo costante la V_0 ai capi della cella. Il tempo

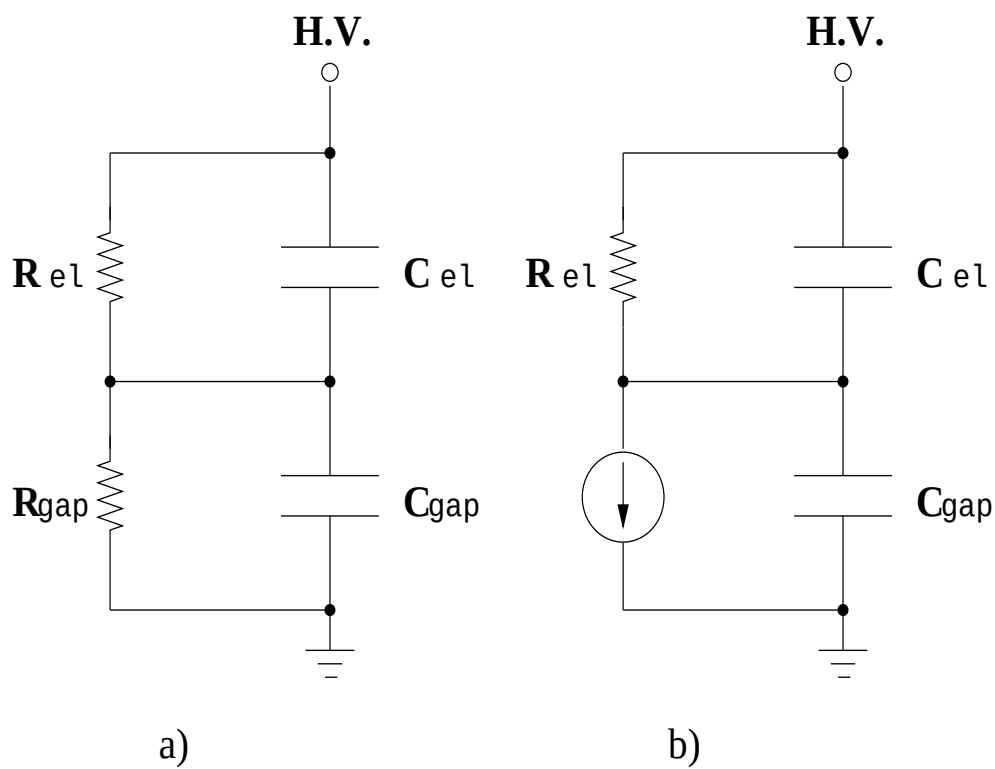


Figura 2.6: *Circuito elettrico equivalente di una singola cella prima della ionizzazione a), dopo la ionizzazione b).*

2.3.2 Il principio di scarica locale ed il tempo morto di ricarica 41

morto di ricarica, ovvero il tempo impiegato dal rivelatore a ripristinare le condizioni iniziali, è quindi legato alla resistenza R_{el} ed alle capacità dalla relazione:

$$\tau \simeq R_{el} (C_{el} + C_{gap}) = 2\rho_V \frac{d}{S} \left(\frac{\epsilon_{bak} S}{d} + \frac{\epsilon_{gas} S}{g} \right) = 2\rho_V \left(\epsilon_{bak} + \frac{d}{g} \epsilon_{gas} \right) \quad (2.9)$$

in cui:

d è lo spessore degli elettrodi;

g quello della gap;

ϵ_{bak} ed ϵ_{gas} le costanti dielettriche della bakelite e del gas.

Questo porta ad una frequenza di conteggio stimabile in:

$$f_\tau = \frac{1}{\tau} \quad (2.10)$$

Sapendo che [21] la regione di superficie interna del piatto di bakelite (S) sulla quale si diffonde, durante il tempo di ricarica, la carica prodotta dalle valanghe, e la regione iniziale del piatto (S_0) interessata all'assorbimento della valanga, sono legate dalla relazione:

$$S = S_0 \left(1 + \frac{\rho_V}{\rho_S d} \right) d^2 \quad (2.11)$$

in cui ρ_V e ρ_S sono rispettivamente le resistività di volume e di superficie dell'elettrodo, mentre d è il suo spessore, allora possiamo introdurre il numero di conteggi per unità di superficie (f_S), definito attraverso la relazione:

$$f_S = \frac{1}{S \left(1 + \frac{\rho_V}{\rho_S d} \right) d^2} \quad (2.12)$$

Il flusso massimo di conteggi che il rivelatore può accettare, nell'unità di tempo e di superficie (*rate capability*) sarà dato da:

$$\Phi = f_\tau f_S \quad (2.13)$$

Per gli RPC al momento in produzione, i quali utilizzano elettrodi di bakelite aventi una $\rho_V = 10^9 \div 10^{13} \Omega cm$ si ha, con le dovute approssimazioni:

$$\tau \simeq 12\rho_V\epsilon_0 \simeq 10^{-3} \div 1s \quad (2.14)$$

che definisce un range di rate capability che va da $100 Hz/cm^2$ fino ad $1 kHz/cm^2$. Questo permette un utilizzo degli RPC nelle più svariate condizioni di irraggiamento, anche in quelle di alto flusso come in LHC.

2.3.3 Lo sviluppo del segnale

Nei paragrafi precedenti abbiamo trattato la generazione della valanga, come conseguenza di un evento ionizzante dovuto al passaggio di una particella attraverso il rivelatore, ma anche il comportamento degli elettrodi, quando la carica generata si deposita su di essi. Per completare la trattazione sul funzionamento del rivelatore, ci occuperemo, adesso, dello sviluppo del segnale e della sua propagazione.

Con riferimento alla Fig.2.7, una particella carica ionizzante che attraversa la gap, genera n clusters, la cui posizione rispetto al catodo viene definita dalla coordinata longitudinale x_j . Il numero totale di elettroni $N(t)$ [22] che effettivamente transitano nella gap (g), generano una corrente data dalla relazione:

$$I_{gap}(t) = e \cdot \frac{N(t)}{g} \cdot v_d \quad (2.15)$$

in cui v_d è la velocità di deriva.

La dinamica con cui si sviluppa la valanga nel suo moto verso l'anodo, induce sulle strisce di raccolta una carica q_e , che rappresenta il segnale fornito dal rivelatore al verificarsi dell'evento stesso. La corrente indotta, così generata, può essere calcolata utilizzando il *teorema di Ramo* [23], il quale parametrizza questa quantità in funzione del campo elettrico e del moto della carica:

$$i(t) = - \int_{-\infty}^t Q(P(\tau)) \vec{\Phi}_w(P(t-\tau)) \cdot \vec{v}_d(P(\tau)) d\tau \quad (2.16)$$

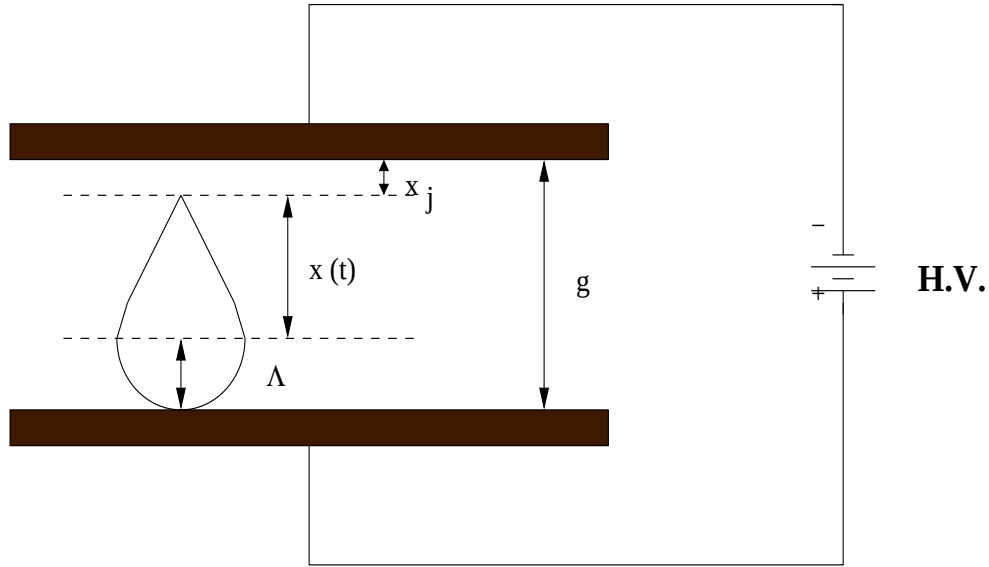


Figura 2.7: *Modello per la generazione del segnale in un RPC*

dove appunto:

$P = P(t)$ è l'equazione del moto della carica all'interno del volume del rivelatore;

$\vec{v}_d(P)$ la sua velocità di drift;

$\vec{\Phi}_w(P)$ il campo elettrico attivo.

Avendo, gli RPC, degli elettrodi piani, si può assumere che $E(P) = E_0 = cost$ e che $v_d(P) = v_d = cost$, per cui l'equazione del moto si riduce a:

$$x = x_0 + v_d t \quad (2.17)$$

con x coordinata ortogonale agli elettrodi.

Il campo attivo $\vec{\Phi}_w$ viene calcolato in riferimento al modello elettrico equivalente di un RPC [24], illustrato in Fig.2.8. In questa situazione la corrente indotta per la (2.14) sarà:

$$i(t) = -Q(x) \vec{\Phi}_w \cdot \vec{v}_d = K Q(x) \frac{v_d}{g} \quad (2.18)$$

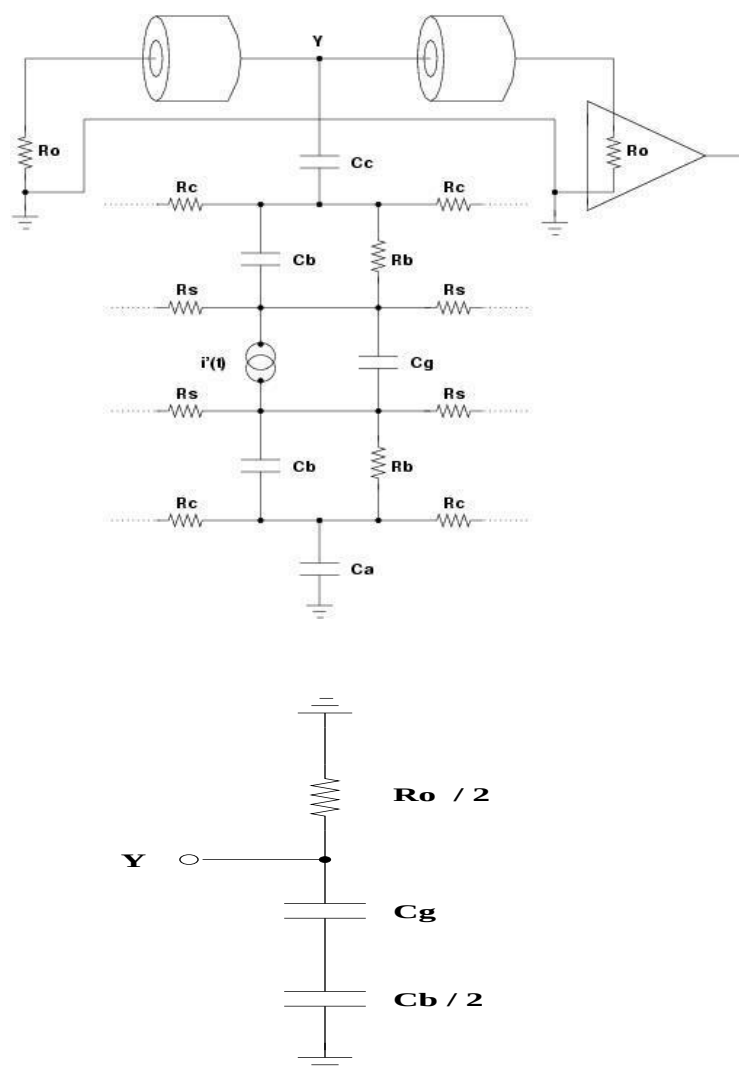


Figura 2.8: *Circuiti equivalenti di un RPC e circuito equivalente visto dalla striscia di lettura durante la raccolta di carica [24].*

con K legato alla geometria della cella.

È importante osservare come la corrente indotta aumenta al diminuire dello spessore della gap; tuttavia la riduzione estrema di g comporterebbe un aumento della probabilità di una transizione valanga-streamer [14].

Se poniamo $g = s = 2 \text{ mm}$ ed $\epsilon_{bak} \simeq 5$ (valori tipici per gli RPC di recente costruzione), si ottiene un $K = 0.07$ con $i(t) = 70\% I_{gap}$, cioè la corrente indotta nelle pads risulta ridotta di circa il 30% rispetto a quella che effettivamente viene creata nella gap del rivelatore. Questa riduzione è essenzialmente dovuta alla presenza di elementi resistivi, ed è giustificata dal fatto che la corrente totale non è data solo dal moto degli elettroni nel gas, ma anche dagli spostamenti di elettroni nei corpi conduttori presenti. Questa situazione è interpretabile in termini di corrente totale conservata

$$I_{tot} = \int_S \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot \vec{n} dS = -e^- \bar{N} v_d + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{D} \cdot \vec{n} dS \quad (2.19)$$

dove il primo termine è dato dal moto degli elettroni nel gas, mentre il secondo rappresenta la corrente di spostamento. Se quest'ultimo viene calcolato in corrispondenza della superficie di un conduttore fornisce la variazione temporale di carica, che integrata dà la carica totale indotta.

2.4 Gli RPC in regime streamer

Lo streamer lo si può definire come una transizione di stato, da gas a plasma, in una zona limitata dello spazio compreso tra i due elettrodi. In realtà una trattazione rigorosa di questo fenomeno non è stata ancora sviluppata, anche se esistono modelli qualitativi in proposito [18] [25]. In generale esso si manifesta quando il numero di elettroni sviluppatosi nella valanga supera i 10^7 ; in questa situazione il campo elettrico generato dalla densità di carica spaziale non può essere più trascurabile, in confronto al campo elettrico uniforme generato dall'esterno. Infatti, se ipotizziamo un raggio effettivo della valanga

pari a $100 \mu m$ si ottiene, già con 10^7 particelle, un valore di tale campo pari a:

$$E_s = \frac{Ne}{4\pi\epsilon_0 R^2} = \frac{10^7 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} C}{4\pi \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} F m^{-1} \cdot 10^{-8} m^2} = 1.4 \cdot 10^4 V/cm \quad (2.20)$$

che è perfettamente confrontabile con i $4 \div 5 \cdot 10^4 V/cm$ del campo elettrico applicato agli elettrodi degli RPC. Pertanto il campo elettrico totale, all'interno della gap sarà dato dalla somma di due contributi: il campo E fornito dal generatore esterno, ed il campo elettrico E_s dovuto agli elettroni della valanga. Il campo elettrico risultante non sarà più uniforme, ma localmente distorto dalla dinamica della valanga stessa; in particolare esso sarà meno intenso nella zona interna di essa e più intenso in corrispondenza della sua testa, determinando così un allargamento ed allungamento di quest'ultima. La conseguente diminuzione del campo efficace, favorisce, secondo il modello proposto da Raether [18], processi di ricombinazione casuale tra ioni positivi ed elettroni, con la conseguente produzione di fotoni ultravioletti, che a loro volta possono generare ulteriori coppie elettrone-ione⁺, ossia delle valanghe secondarie attorno all'asse di formazione della valanga primaria. Se questo numero di valanghe secondarie, così prodotte, è sufficientemente alto si genera un rivolo di plasma ionizzato, il cui assorbimento, da parte del catodo, provocherà una emissione di elettroni che metterà in collegamento i due elettrodi resistivi, alla maniera di un corto circuito.

La notevole quantità di carica, generata per ogni singolo evento ionizzante, rappresenta la principale limitazione dell'utilizzo degli RPC in regime streamer. Infatti, ad una carica maggiore nella valanga, è associata una maggiore estensione della zona di scarica (cella elementare) sugli elettrodi, che, in virtù della (2.11), produce una diminuzione della *rate capability* (2.12), limitando così l'impiego di questi dispositivi ad esperimenti caratterizzati da un flusso di particelle incidenti relativamente basso ($\leq 100 Hz/cm^2$). A questo si aggiunge un degrado dell'efficienza del rivelatore nel tempo, dovuto all'accumulo di carica sulla superficie degli elettrodi ed alla velocità di ripristino

delle condizioni iniziali. Questi due ostacoli potrebbero essere facilmente superati diminuendo la resistività di volume degli elettrodi, oppure riducendo la quantità di carica prodotta mediamente in ogni singola scarica. Tuttavia, mentre la prima soluzione comporterebbe un aumento dei segnali spuri, dovuti al rumore di fondo del rivelatore, la seconda, attuabile tramite l'aggiunta di piccole percentuali di SF_6 o *freon* alla miscela di gas, riduce sensibilmente la probabilità che venga innescato lo streamer, portando il rivelatore stesso in regime di valanga.

Di contro, l'utilizzo di RPC in regime streamer, permette di avere dei segnali abbastanza intensi che evitano l'inserimento, nell'elettronica di front-end, di una fase di amplificazione, che, invece, si rende necessaria per gli RPC in regime di valanga, i quali possono produrre segnali più difficilmente separabili dal rumore di fondo.

2.5 Gli RPC in regime di valanga

Dai test di efficienza, compiuti negli anni passati su diverse camere [15], è emersa la necessità di far lavorare questi rivelatori in regime di valanga, quando il tasso di eventi diventa estremamente elevato ($\Phi \simeq 1 \text{ kHz/cm}^2$). Il vantaggio derivante da questo regime di funzionamento, rispetto allo streamer, come già detto, è la limitata quantità di carica prodotta per ogni evento ionizzante ($10^6 \div 10^7$ elettroni contro i $\sim 10^8$ dello streamer): ciò porta ad un allungamento del periodo di massima efficienza del rivelatore, visto che il suo invecchiamento è direttamente legato alla corrente che lo attraversa. Di contro, l'utilizzo di rivelatori in questo regime, presenta delle difficoltà legate alla generazione del segnale: prima fra tutte quella di avere dei segnali indotti ~ 100 volte più piccoli, dei relativi segnali di streamer; secondo, esso dipende da quanto la valanga abbia avuto modo di svilupparsi, cioè dipende strettamente dal punto in cui si è avuta la ionizzazione primaria. Questo

comporta la possibilità di avere segnali confrontabili con quelli relativi al fondo; pertanto è estremamente importante, in questo regime, la riduzione di tutte le possibili fonti di rumore, tramite lo schermaggio elettromagnetico dei rivelatori, e l'impiego di un'opportuna elettronica di front-end, che fornisca, attraverso opportuni step di amplificazione, segnali facilmente misurabili.

A tutto questo si deve aggiungere la probabilità residua di innescare lo streamer, il quale, generando un segnale molto elevato, provocherebbe una saturazione dell'amplificatore, con il conseguente “*accecamiento*” dei canali coinvolti. Tuttavia l'utilizzo di piccole percentuali di SF_6 , come descritto nel §2.2.2, limita la probabilità che esso si verifichi.

2.6 Gli RPC di ATLAS

Come detto nel §1.4.4, gli RPC nel detector per l'esperimento ATLAS, andranno a occupare la regione del barrel, dove costituiranno il sistema di trigger di primo livello (LVL1). Essi, inoltre, saranno utilizzati anche per un tracciamento preliminare dei muoni passanti, la cui traccia sarà rilevata con precisione dagli MDT. Queste due misure in contemporanea sono possibili grazie alla particolare struttura delle camere utilizzate, la cui progettazione meccanica è stata eseguita nel laboratorio di Computer Aided Design dell'INFN di Lecce [26], con l'ausilio del programma di progettazione IDEAS [27].

Ogni camera è composta da due unità base (RPC a singola gap), sovrapposte tra loro e contenute in gabbie di Faraday, che ne garantiscono il disaccoppiamento elettrico tra di loro e rispetto all'esterno (Fig.2.9). La prima unità, viene ottenuta assemblando, nell'ordine, un piano di strisce di lettura ϕ (asse longitudinale), una gap di gas ed un piano di strisce di lettura η (asse trasversale); la seconda unità, ha invece, una struttura analoga all'unità precedente, ma speculare rispetto al piano della camera.

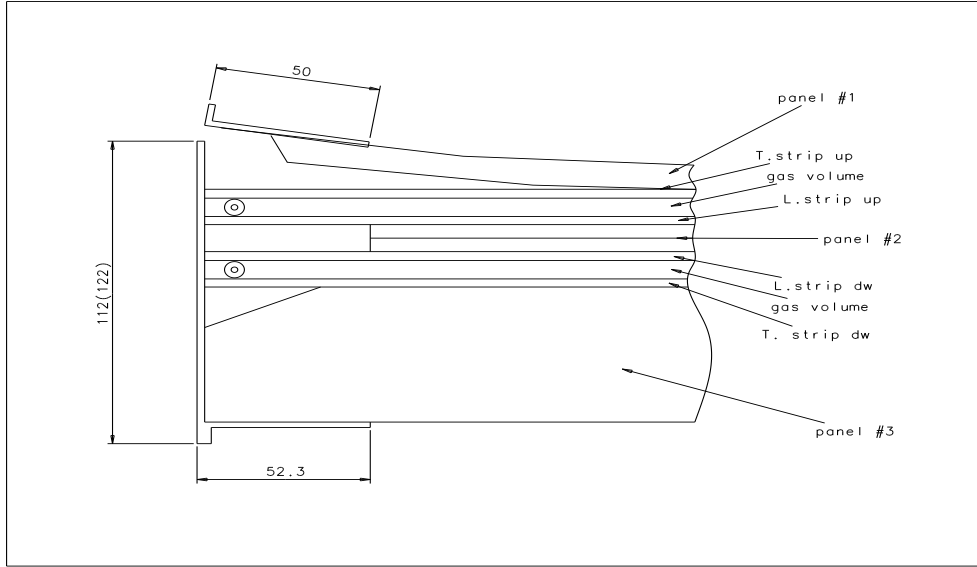


Figura 2.9: *Stratigrafia di un RPC di ATLAS* [26].

L'assemblaggio di queste camere presenta diversi aspetti di complessità. Infatti la grande estensione del rivelatore (ogni RPC può raggiungere i $5m$ di lunghezza), non permette la realizzazione di piani di lettura e volumi di gas, con le stesse dimensioni della camera; un'estensione eccessiva di quest'ultime, sottoporrebbe i piani stessi, soggetti all'azione della gravità, ad una curvatura tale da alterarne il corretto funzionamento, ma anche ad un loro possibile danneggiamento. Questi rischi vengono ridotti al minimo, utilizzando, per ogni piano, due layers affiancati, dividendo così la camera stessa in quattro settori: *UP_left*, *UP_right*, *DOWN_left* e *DOWN_right*. La compattezza, la stabilità meccanica e la minima sagitta gravitazionale ($\leq 8mm/5m$) sono garantite dall'utilizzo di particolari profili in alluminio. L'assemblaggio dei componenti del modulo, viene eseguito secondo una procedura codificata per il controllo di qualità, che rende il prodotto finale estremamente solido ed adatto alle più severe condizioni meccaniche richieste dal layout di ATLAS [28].

Attualmente, nel laboratorio di Fisica delle alte Energie dell'Università di

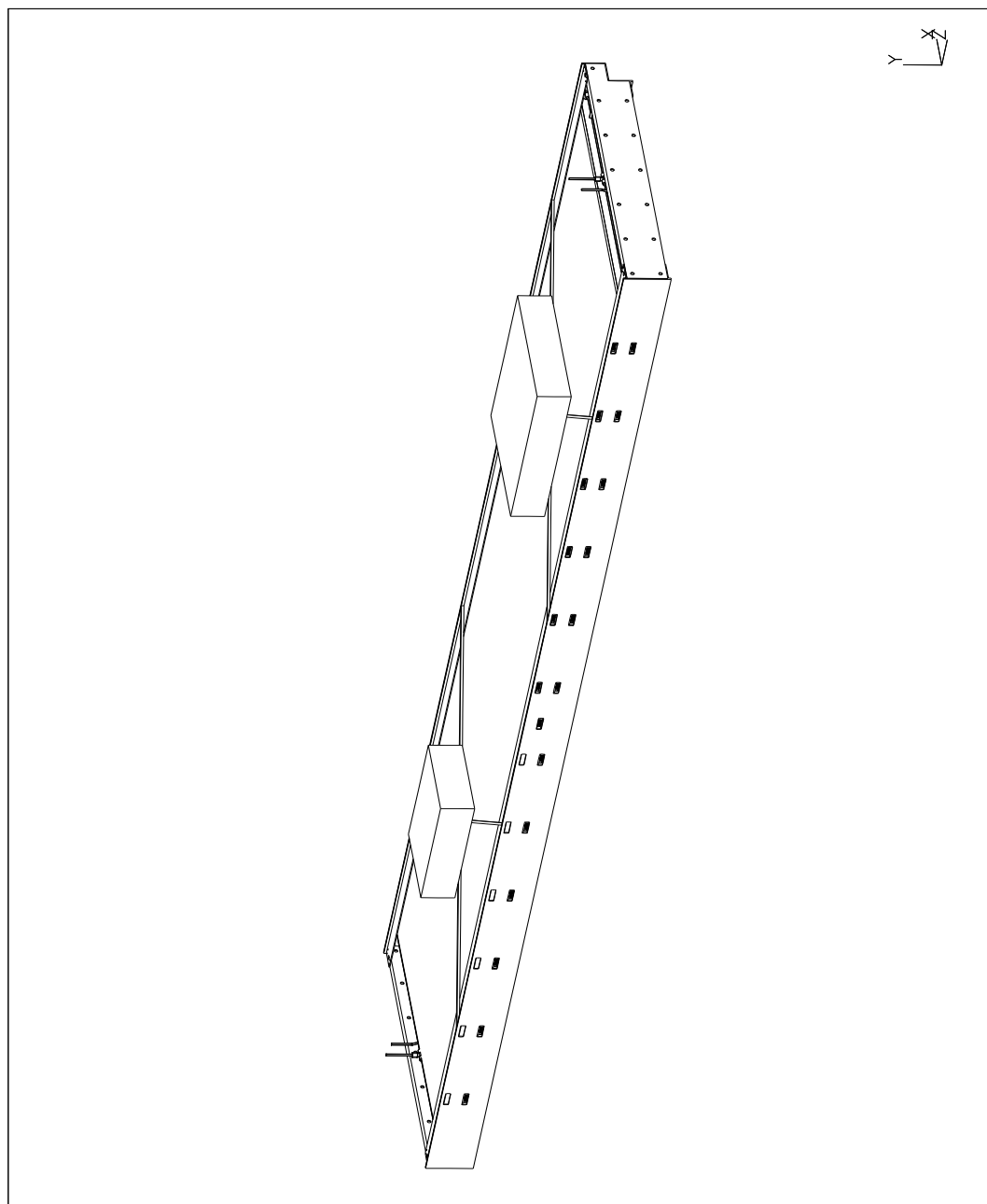


Figura 2.10: *Vista di un RPC di ATLAS con Trigger e Splitter Boxes* [26].

Lecce, è in allestimento la stazione di test per le camere prodotte, prima del loro montaggio definitivo al CERN.

Capitolo 3

La bakelite: produzione e caratterizzazione

3.1 Introduzione

Nel capitolo precedente si è visto come la scelta dei materiali impiegati nella costruzione degli RPC, incida profondamente sulle loro caratteristiche di funzionamento. Nel presente capitolo riassumeremo alcuni concetti riguardanti il ciclo di produzione del materiale, le sue caratteristiche meccaniche ed elettriche e come esso sia selezionato per la costruzione degli RPC di ATLAS. Successivamente ci occuperemo della resistività di questo materiale, a cui è legato il concetto di *rate capability* del rivelatore (§2.3.2), andando a fare uno studio sistematico di questa rilevante proprietà elettrica in funzione delle condizioni ambientali. Introdurremo, inoltre, alcuni concetti sui processi di conduzione nei materiali resistivi al fine di facilitare l'interpretazione dei dati sperimentali.

3.2 Il laminato plastico

Il materiale che nella comunità degli RPC è comunemente noto con il nome di bakelite, altro non è che una lastra di laminato plastico ottenuta con una serie di fogli di carta, che vengono dapprima impregnati con opportune resine, e successivamente aggregati attraverso specifiche procedure in una pressa meccanica a temperatura controllata, che determinano un processo di polimerizzazione delle sostanze impregnanti. Una descrizione del ciclo di produzione è necessaria, al fine di capire quali siano i fattori che determinano le caratteristiche elettriche del laminato, in particolare la resistività, e come esse possano essere controllate.

3.2.1 Il ciclo di produzione

Il ciclo di produzione del laminato plastico può essere suddiviso nelle seguenti fasi: l'impregnazione, l'essiccazione ed la pressatura. In ciascuna di tali fasi è possibile definire un parametro di controllo, da cui dipendono le proprietà elettriche del prodotto finale [30]. Durante la prima fase i fogli di carta vengono imbevuti con diverse miscele chimiche, a seconda dell'utilizzo a cui è destinato il laminato. Le lastre destinate alla costruzione di rivelatori utilizzano sia una resina fenolica che una resina melaminica. In particolare, con quella fenolica vengono impregnati i fogli che andranno a comporre il corpo della lastra, mentre quella melaminica viene utilizzata per gli strati superficiali, in quanto quest'ultima conferisce al laminato una maggiore lucidità e resistenza meccanica. Dopo essere stati impregnati, i fogli di carta vengono essiccati, facendoli passare attraverso forni mantenuti ad una temperatura costante di $\sim 160^\circ\text{C}$.

In queste due prime fasi è possibile definire due parametri, quali la percentuale di resina e la percentuale di volatili residui, che permettono di caratterizzare il laminato stesso. Essi dipendono essenzialmente dalla velocità

di esecuzione delle fasi stesse, e giocano un ruolo importante nella definizione della resistività del laminato [30], come si evince dai grafici riportati (Figg.3.1–3.2).

A questo punto i fogli di carta sono pronti per essere pressati. Questa fase viene compiuta da una pressa idraulica che utilizza acqua surriscaldata alla pressione di 300 *atm*; in questo modo i piani raggiungono una temperatura massima, di ~ 160 °C, attraverso un ciclo ben determinato. È in questa fase che avviene il processo di polimerizzazione. Anche in questa fase è possibile effettuare dei controlli sulle caratteristiche del prodotto finale. Infatti, i test effettuati sulle lastre, mostrano una evidente dipendenza della loro resistività dalla temperatura raggiunta in fase di pressaggio, confermando l'ipotesi che la conducibilità del materiale sia legata al grado di polimerizzazione dei vari strati, il quale, ovviamente, dipende dalla temperatura (Fig.3.3). Un'altra caratteristica controllabile in quest'ultima fase, è la finitura delle superfici esterne: il prodotto finale può presentare diversi gradi di rugosità, a seconda dell'utilizzo a cui è destinato. Per le lastre impiegate nella costruzione degli RPC, questa è una caratteristica fondamentale, in quanto da essa dipende il grado di disuniformità del campo elettrico all'interno della gap: una eccessiva rugosità della superficie a contatto con il gas, determinerebbe un cattivo funzionamento del rivelatore, a causa dei conteggi di rumore prodotti dalla distribuzione non uniforme del campo stesso. Al fine di ottenere un prodotto che rispecchi il più possibile le esigenze del settore a cui esso è destinato, in fase di pressatura vengono introdotte delle lamiere d'acciaio, a contatto con le superfici esterne del laminato, che conferiscono a quest'ultimo un'ottima lucentezza ed un bassissimo grado di rugosità.

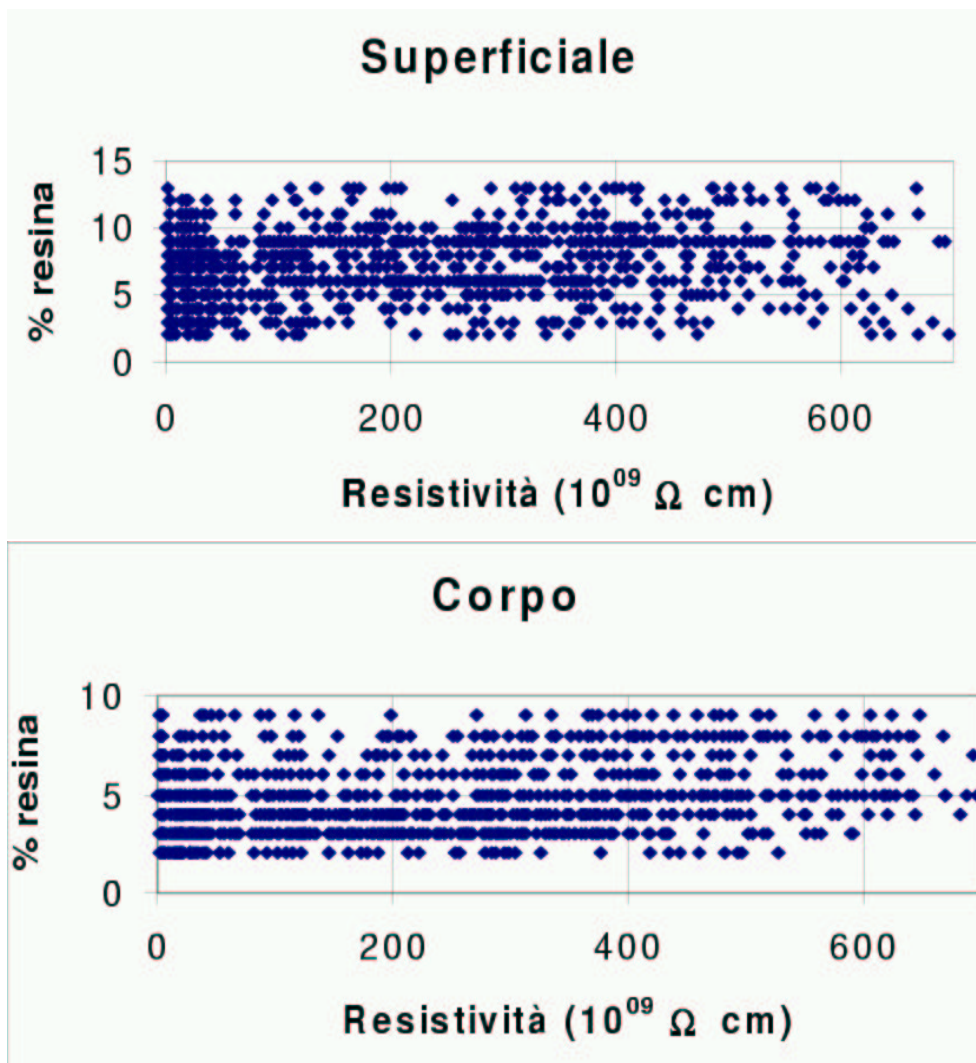


Figura 3.1: *Dipendenza della resistività dello strato superficiale e del corpo del laminato dalla % di resina; apparentemente non si evidenziano delle particolari correlazioni [30].*

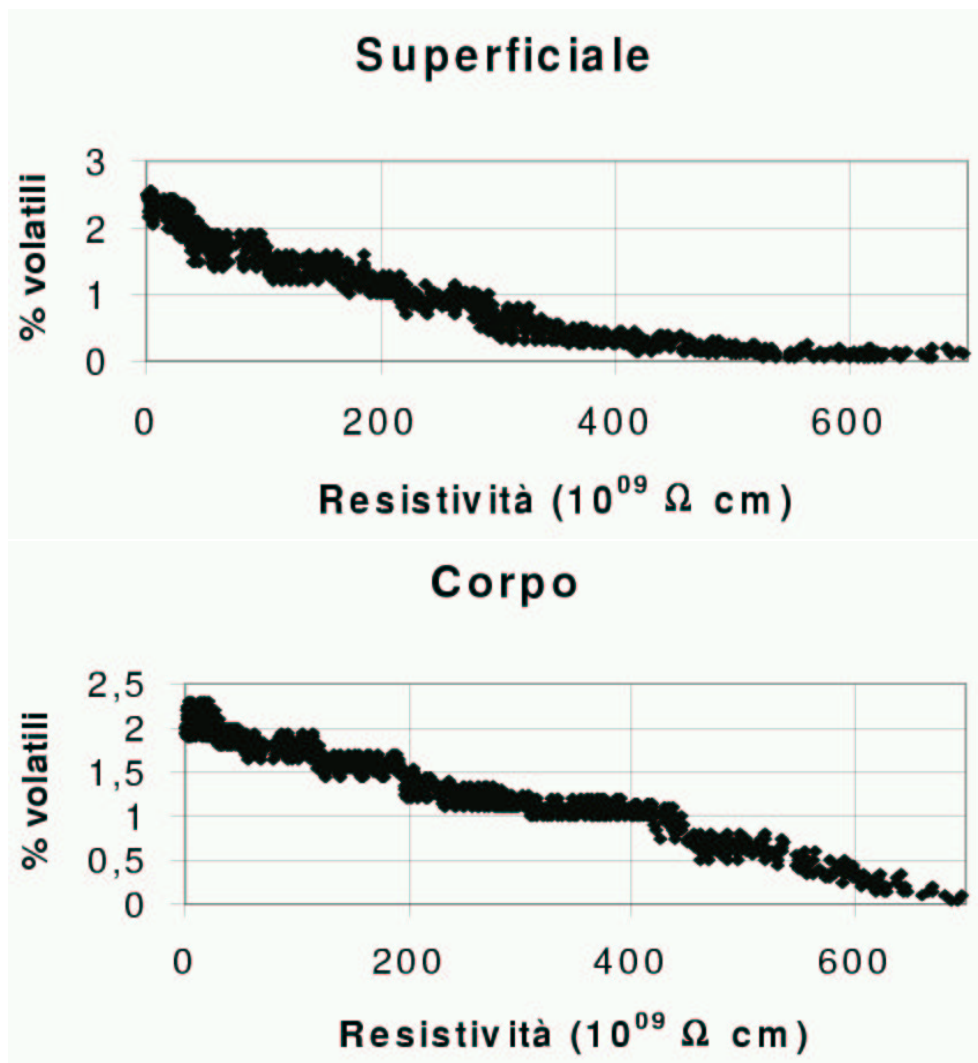


Figura 3.2: *Dipendenza della resistività dello strato superficiale e del corpo del laminato dalla % di volatili; come si può vedere esiste una netta dipendenza della resistività del laminato dalla percentuale di volatili [30].*

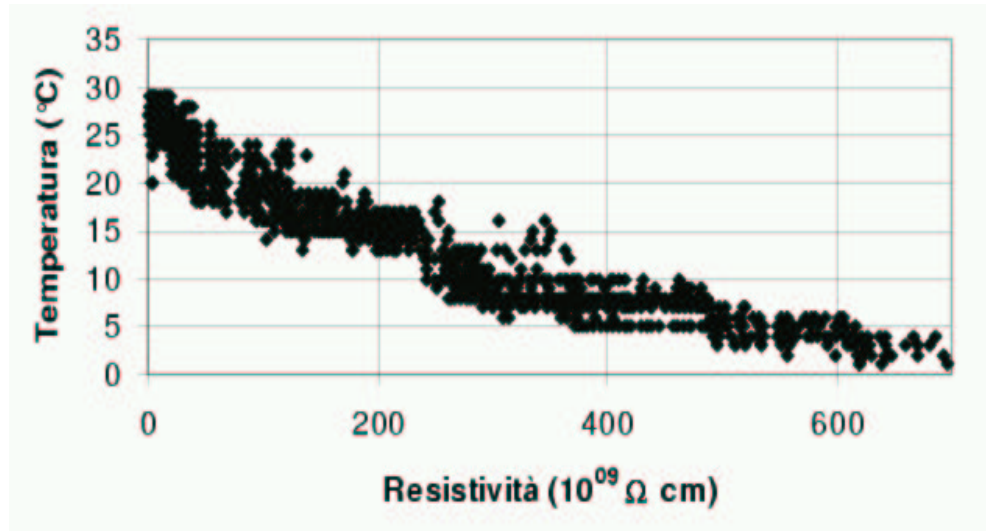


Figura 3.3: *Dipendenza della resistività del laminato dalla temperatura raggiunta dalle lastre in fase di pressata [30].*

3.2.2 Il controllo sulla resistività

Prima di passare alle fasi successive in cui, da semplice laminato plastico, la bakelite si trasforma in elettrodo per gli RPC, ogni lastra viene sottoposta ad una verifica sperimentale sulla resistività con la conseguente classificazione. Questa fase, esterna al ciclo di produzione, permette di eliminare sia le lastre che sono sfuggite al controllo sequenziale di produzione, presentando, pertanto, un valore di resistività di volume non compatibile con il range richiesto (per ATLAS esso è compreso tra $1.5 \div 4.5 \times 10^{10} \Omega cm$), sia quelle che hanno dei gravi difetti strutturali (es. tagli, bolle d'aria, ecc.).

La verifica viene eseguita utilizzando un apposito apparato di misura costituito da due elettrodi quadrati (lato 5 cm), collegati direttamente ad un Megaohmetro. Questo fornisce una differenza di potenziale tra gli elettrodi di 500 V, sufficiente a provocare il passaggio di corrente attraverso lo spessore della lastra; da questa, l'apparato calcola direttamente la resistenza elettrica associata al materiale. La resistività viene ricavata dalla seconda legge di

Ohm:

$$\rho = R \cdot \frac{A}{d} \quad (3.1)$$

in cui d è lo spessore della lastra, mentre A è la superficie dell'elettrodo. I dati ricavati da questo controllo, devono essere opportunamente riscaldati in funzione delle condizioni ambientali, soprattutto della temperatura. A tal proposito la legge empirica utilizzata è la seguente [30]:

$$\rho_{20} = \rho \cdot 4.4^{(T-20)/12} \quad (3.2)$$

la quale permette di rapportare tutte le misure, compiute sulle lastre prodotte, alla resistività di riferimento a 20 °C, indicata con ρ_{20} .

Una statistica sull'attuale 63% della produzione di lastre per ATLAS, destinate alla costruzione degli RPC, fa vedere come essa presenti un andamento piccato intorno al valore $\sim 1.5 \times 10^{10} \Omega cm$ (Fig.3.4). Il fatto di avere una dispersione della resistività, intorno ad un valore di picco, porta ad una successiva selezione delle lastre (alta e bassa resistività). Queste saranno accoppiate, in modo tale che la resistività media dei volumi di gas, così ottenuti, presenti una distribuzione molto più piccata, rispetto a quella delle singole lastre (Fig.3.5).

3.3 La conduzione nel laminato plastico

Prima di occuparci dello studio della resistività della bakelite, è utile introdurre alcuni concetti, sui processi di conduzione che si manifestano nei polimeri o in altri materiali a bassa conducibilità, che permettano una interpretazione dei dati sperimentali attraverso le analogie con i processi in questione.

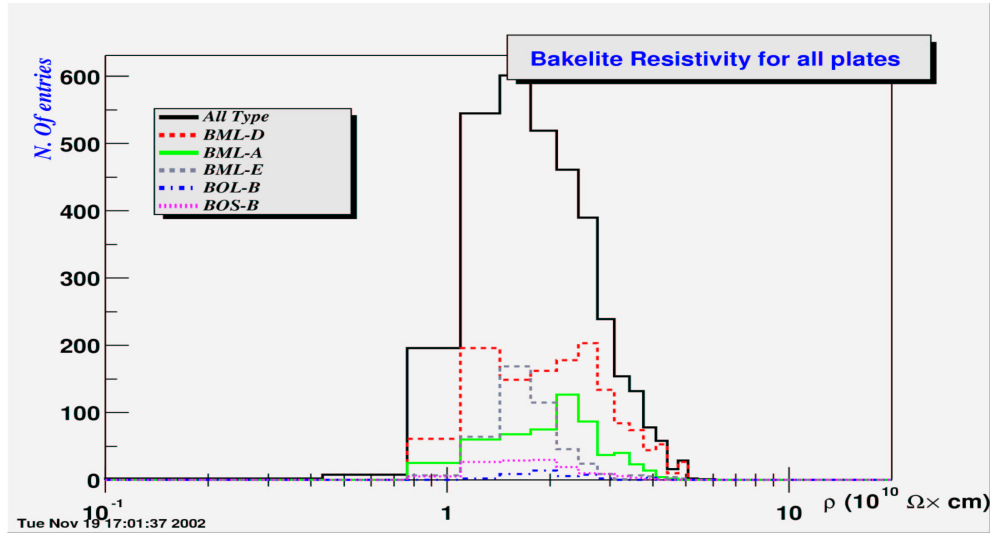


Figura 3.4: *Distribuzione statistica della resistività delle lastre utilizzate per gli RPC di ATLAS, sul 63% della produzione totale [31].*

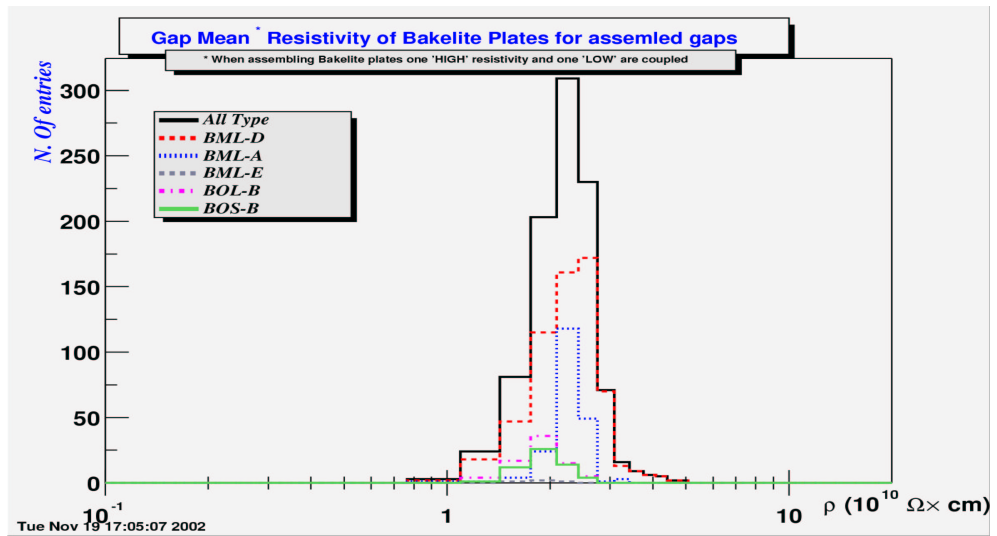


Figura 3.5: *Distribuzione della resistività associata ai volumi di gas finora costruiti [31].*

3.3.1 La conducibilità ionica ed il modello di Mott–Gurney

Il fenomeno della corrente elettrica, nei materiali, è dovuto al movimento di portatori di carica, siano essi elettroni oppure ioni. In molti materiali polimerici è difficile osservare dei processi di conduzione dovuti al movimento di elettroni, e se della conducibilità è osservata, essa dipende principalmente dal movimento di ioni. Questo non preclude del tutto la possibilità che si possano anche verificare dei processi di conduzione elettronica.

La manifesta evidenza della conduttività ionica, in molti materiali polimerici, viene dal rilevamento di prodotti di deposito elettrolitico intorno agli elettrodi. Tuttavia in quei materiali a bassa conducibilità, ciò non è possibile, e la determinazione del tipo di conduttività avviene correlando quest'ultima ad altre proprietà del materiale: un esempio può essere offerto dalla costante dielettrica relativa la quale mette in relazione la conducibilità ionica con l'umidità relativa nel materiale, come evidenzieremo nel prossimo capitolo, con una serie di misure su campioni di bakelite.

Un altro modo per evidenziare la conduzione ionica è lo studio della dipendenza della corrente, che attraversa il campione in esame, dalla tensione applicata. In questo contesto, una espressione teorica della dipendenza $I = I(V)$ è ricavabile dal modello proposto da Mott e Gurney [32].

Secondo tale modello, ipotizzando che la concentrazione di ioni sia proporzionale a

$$n_{ioni} \propto \exp\left(\frac{-\Delta W}{2\epsilon kT}\right) \quad (3.3)$$

in cui ΔW è l'energia richiesta per separare gli ioni in un mezzo con costante dielettrica unitaria, è possibile parametrizzare la densità di corrente j , che attraversa un campione sottoposto ad un campo elettrico E , come:

$$j \propto n_{ioni} \sinh\left(\frac{eaE}{2kT}\right) \quad (3.4)$$

in cui il parametro a , avendo le dimensioni di una lunghezza, è legato alla struttura del potenziale all'interno del campione [33].

3.3.2 Le correnti limitate dalla carica spaziale

La conduzione elettronica nei composti molecolari organici differisce, su molti aspetti, dalla più familiare teoria a bande dei semiconduttori inorganici, come Si e Ge, la quale, tuttavia, costituisce la base essenziale per la formulazione dei concetti utilizzati nella descrizione dei processi di conduzione, in molti solidi molecolari.

Il modello che verrà qui richiamato, pur non riguardando direttamente i materiali polimerici, sembra presentare anch'esso analogie con i comportamenti conduttivi tipicamente misurati nel laminato plastico.

Il concetto di correnti limitate dalla carica spaziale [34], per i materiali a bassa conducibilità, si basa sul fatto che l'iniezione di elettroni, da parte di un opportuno contatto in un materiale isolante o semiconduttore, è frenata dalla presenza di una carica spaziale. Infatti, in questo tipo di materiali, le cariche iniettate all'interno del volume, durante il loro movimento, possono essere sia ostacolate dai continui urti con la struttura atomica, ma anche catturate da livelli trappola, localizzati tra la banda di valenza e quella di conduzione, attribuibili ad inevitabili impurezze. Il rallentamento o la cattura di cariche, genera, all'interno del campione, una carica spaziale che frena ulteriormente le cariche iniettate: ne deriva la non linearità della caratteristica tensione-corrente, per questo tipo di materiali e quindi una deviazione dal comportamento ohmico, a partire da tensioni sufficientemente elevate. Anche in questo frangente la dipendenza della corrente dalla tensione applicata, dipende dalla concentrazione dei portatori di carica libera. Infatti per bassi valori del campo elettrico, la densità dei portatori generati termicamente,

espressa come

$$n \propto \exp\left(\frac{-(E_C - E_{F_0})}{kT}\right) \quad (3.5)$$

in cui E_{F_0} ed E_C rappresentano rispettivamente l'energia del livello di Fermi e l'energia che separa il continuo dagli stati localizzati, è predominante e la conduzione segue la legge di Ohm, con la densità di corrente esprimibile come:

$$j = en\mu E \quad (3.6)$$

Aumentando la tensione applicata, si continuerà ad osservare un comportamento lineare della j , fino a quando la densità delle cariche iniettate non è confrontabile con quelle generate termicamente; a questo punto si verifica lo scostamento di j dall'andamento puramente ohmico. La tensione V_{THR} , alla quale si verifica il cambiamento di pendenza, è di importanza fondamentale nella interpretazione delle curve V-I secondo il modello delle correnti limitate.

3.4 Definizione di resistività

Il concetto di resistività, si è andato evolvendo, nel corso dei decenni, da quantità macroscopicamente accessibile attraverso misure di tensione e corrente, a proprietà dei materiali legata alla densità (n) ed alla mobilità (μ) dei portatori di carica. Tuttavia, nella trattazione teorica dei processi conduttivi, questa proprietà viene soppiantata dalla conducibilità (σ), definita in termini dei parametri n e μ , dalla relazione:

$$\sigma = qn\mu \quad (3.7)$$

Nei conduttori metallici, la conducibilità è il fattore di proporzionalità che lega il campo elettrico alla densità di corrente, nella ben nota *legge di Ohm*

$$j = \sigma E \quad (3.8)$$

mentre nei materiali non ohmici, essa non sarà più una costante, ma una funzione della concentrazione dei portatori di carica. Questo è il caso della bakelite, in cui la definizione rigorosa di conducibilità richiederebbe, sempre per la (3.8), la conoscenza dei fattori n e μ e la loro dipendenza dal campo elettrico. Visto che ciò non è stato possibile, con i campioni a nostra disposizione, e volendo caratterizzare il materiale in termini di resistività, si rende necessario il ricorso alla definizione macroscopica. Quello che si fa, in questo caso, è di considerare valida la legge di Ohm (3.9), restringendo opportunamente il range di applicabilità alla regione di quasi linearità, al di sotto dei 1000 V. Su tale ipotesi si effettua un *best-fit* lineare, tramite la relazione

$$I = \alpha V + \beta \quad (3.9)$$

(dove l'offset β tiene conto di effetti strumentali), sull'intervallo $0 \div 0.7$ kV delle caratteristiche tensione-corrente rilevate. La resistività del materiale è di conseguenza definita come:

$$\rho = \frac{1}{\alpha} \frac{A}{d} \quad (3.10)$$

La (3.10) costituisce il punto di partenza di tutta l'analisi dati che verrà esposta nel capitolo successivo.

Capitolo 4

Misura delle proprietà volt–amperometriche di un campione di bakelite

4.1 Interesse per tali misure

Gli RPC sono stati utilizzati in passato in diversi esperimenti di fisica particellare (E771, L3), in cui il relativamente basso tasso di irraggiamento (~ 10 Hz/cm²) e la modalità di impiego (regime di streamer), non hanno generalmente evidenziato nessun problema sostanziale inerente la stabilità di questi rivelatori [35].

Più recentemente, nell'esperimento BABAR a SLAC, gli RPC utilizzati in condizioni ambientali particolarmente difficili, quali la collocazione all'interno di magneti in cui la dissipazione di calore era insufficiente, ha determinato un invecchiamento precoce di tali rivelatori.

Studi recenti su tale fenomeno condotti su prototipi ed una attenta analisi dei contatori danneggiati, ha portato all'attribuzione di questo invecchiamento in parte ad una degradazione della polimerizzazione del film di olio di lino

[36], ed in parte alle variazioni delle proprietà elettriche degli elettrodi di bakelite.

Di conseguenza il futuro impiego di tali rivelatori in ambienti ad alto tasso di conteggio, come sarà LHC (1 kHz/cm^2), e per un lungo tempo di presa dati (circa 10 anni), pone nuovi interrogativi circa le loro performances. Allo scopo di chiarire i meccanismi di invecchiamento e quotare la degradazione in termini di efficienza al crescere della corrente integrata dal rivelatore, la comunità scientifica degli RPC ha iniziato una serie di studi specifici. In particolare, misure di efficienza sono state condotte su prototipi sottoposti ad un intenso irraggiamento con gamma da 600 keV utilizzando una sorgente di 740 GBq [13] [37]. In questo modo si è simulato l'ambiente ad alto fondo che sarà caratteristico di LHC. L'efficienza di tali camere è stata testata con un fascio di μ di alcuni GeV.

Durante tali test è stato evidenziato un aumento della resistività degli elettrodi in funzione della carica totale integrata, con una conseguente diminuzione della capacità di conteggio, che indica un invecchiamento del rivelatore stesso. Secondo alcuni autori [38], questo è anche attribuibile ad una variazione delle proprietà elettriche del materiale di cui sono costituiti gli elettrodi.

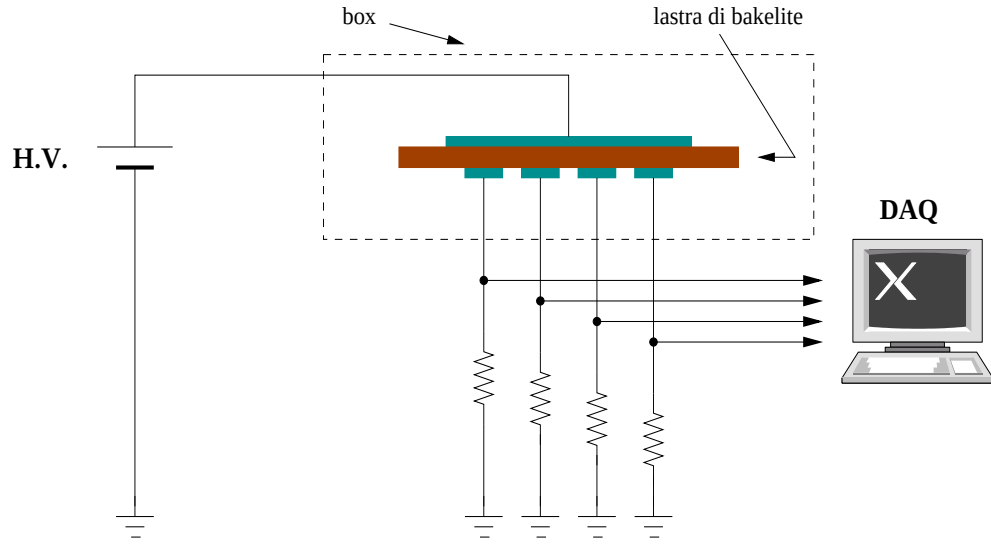
Prendendo spunto da una serie di misure effettuate sul laminato plastico, utilizzato per la costruzione degli RPC impiegati anche in altri esperimenti [39] [40], si è qui proceduto ad una caratterizzazione di un campione di questo materiale, i cui risultati verranno descritti in questo capitolo.

4.2 Il set–up sperimentale

Di seguito verrà fatta una descrizione del set–up sperimentale messo a punto per la realizzazione delle misure e saranno descritti i risultati e le principali problematiche incontrate.

4.2.1 Il circuito elettrico

Da un punto di vista realizzativo, il circuito elettrico è la parte più semplice dell'intero set-up, nonostante il ruolo fondamentale da esso ricoperto. Elettricamente il circuito è quello rappresentato in Fig.4.1, in cui l'alta tensione viene fornita da un alimentatore C.A.E.N. Mod SY127 [41]. La corrente che scorre nel circuito è determinata attraverso la misura delle differenze di potenziale sulle resistenze di carico R . Questa misura è realizzata tramite il sistema di acquisizione NI-DAQ con il modulo VXI-MIO-64XE-10 [42]. Il valore della resistenza R , su cui viene fatta la lettura, dipende dalle caratteristiche di ingresso del modulo stesso (§4.2.3); infatti sapendo che quest'ultimo può accettare dei segnali in ingresso tra $\pm 10\text{ V}$, e che le correnti in gioco sono dell'ordine dei μA , essa viene fissata ad un valore di $1\text{ M}\Omega$. Tuttavia il valore di corrente stimato, è legato alla superficie di contatto elettrodo-materiale: la realizzazione di questo tipo di contatto è di fondamentale importanza per effettuare delle buone misure. Infatti, dovendo caratterizzare un materiale a bassa conducibilità, è importante che vi sia una diretta iniezione di carica all'interno del campione, per evitare che si verifichino dei processi che provocherebbero un'alterazione delle misure effettuate. La configurazione ultima, con cui si è proceduto al rilevamento di tutti i dati, prevede la realizzazione degli elettrodi di contatto, direttamente sulla superficie della lastra esaminata, tramite l'impiego di una vernice conduttiva (Silver Paint) [43]. Questo è dovuto al fatto che le configurazioni prototipo, in cui venivano utilizzati elettrodi in ottone ($10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$), oppure ottenuti con del nastro in rame, evidenziavano la presenza di effetti indesiderati, come processi di scarica oppure effetti di giunzione. I primi, dovuti alla rugosità delle superfici a contatto; i secondi, presenti in entrambe le configurazioni, determinano la perturbazione sistematica della misura a causa degli effetti di giunzione tra elettrodo e materiale. Questi effetti sono eliminabili creando contatti che sia-

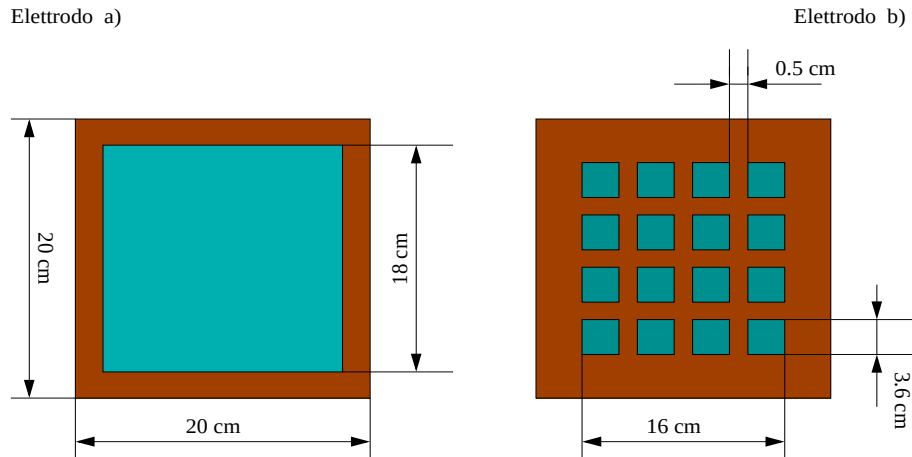


Le resistenze elettriche inserite sono tutte da 1 M Ω

Figura 4.1: *Schema elettrico del circuito utilizzato per il rilevamento delle caratteristiche V-I della bakelite.*

no un tutt'uno con il materiale stesso, in analogia con quanto viene fatto per distribuire l'alta tensione al gap degli RPC, nei quali l'elettrodo è realizzato con uno spray di grafite.

La geometria degli elettrodi utilizzati è rappresentata in Fig.4.2. L'elettrodo a) viene utilizzato per la connessione con l'alta tensione; l'elettrodo b), invece, è costituito da una griglia di 16 piazzole, di dimensioni $3.6\text{ cm} \times 3.6\text{ cm}$ e distanziate una dall'altra 0.5 cm , collegate al potenziale di terra tramite la resistenza di carico R. La particolare geometria dell'elettrodo b) consente di avere la misura in contemporanea di 16 canali diversi, dalla quale ricavare indicazioni sulla uniformità elettrica del materiale. Gli effetti al contorno del campo elettrico sono limitati dal sovradimensionamento dell'elettrodo a) rispetto al b).



Gli elettrodi sono ottenuti utilizzando della vernice conduttiva (silver paint)

Figura 4.2: *Configurazione degli elettrodi utilizzata.*

4.2.2 Il controllo dei parametri ambientali

La caratterizzazione di un materiale in funzione delle condizioni ambientali, richiede il controllo diretto dell'umidità relativa e della temperatura. Questo è possibile solamente se il campione da testare viene racchiuso in una apposita camera a tenuta e termostata. La camera utilizzata per le misure qui riportate (Fig.4.3), è stata realizzata con il supporto del servizio di CAD meccanico dell'INFN, con delle lastre di acciaio e consente di ottenere un buon isolamento del campione rispetto all'ambiente esterno. Inoltre, essa è dotata di una serie di connettori passanti, che permettono la realizzazione di tutte le connessioni elettriche previste.

Il controllo dei parametri ambientali, invece, avviene tramite due sistemi indipendenti: il sistema del gas che controlla la variazione di umidità, ed il sistema termostatico che ne stabilizza la temperatura.

Il sistema del gas

Il sistema del gas è costituito semplicemente da un circuito ingresso-uscita, attraverso il quale fluisce dell'azoto molecolare (N_2), e che collega la camera,

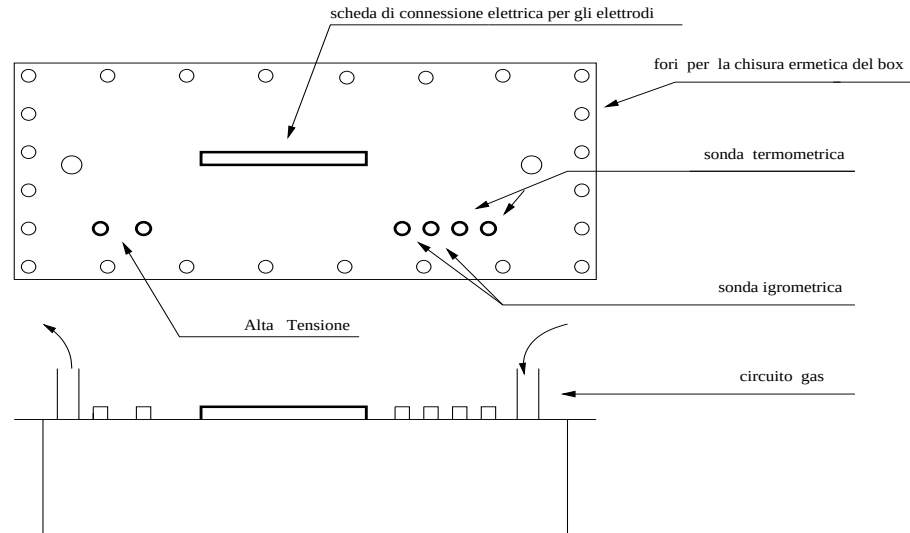


Figura 4.3: Vista dall'alto ed in prospettiva della camera a tenuta.

da una parte ad una bombola e dall'altra ad una conduttura di riciclo. Il flusso è opportunamente regolato attraverso un flussimetro posto sul ramo di ingresso di questo circuito. Il rispettivo valore di umidità relativa, all'interno della camera, viene rilevato da una sonda termo–igrometrica HD8508T della DELTA–OHM [44]. Questa è costituita da un trasmettitore di umidità relativa e temperatura capace di convertire la variazione che si verifica in un sensore capacitivo e in un sensore resistivo al Platino, in un segnale linearizzato tra $4 \div 20$ mA. Il sensore capacitivo permette di rilevare una umidità relativa tra $5 \div 95$ % con una accuratezza del 2 %. La variazione di umidità la si ottiene nel seguente modo: o flussando direttamente l'azoto nella camera (fase di decremento), oppure facendolo bubolare in acqua, prima che passi all'interno della camera (fase di aumento). Tuttavia, il fatto che il sistema di controllo non sia automatizzato pone dei limiti sia sul range delle misure effettuabili, sia sulla precisione ottenibile. Innanzitutto, il valore letto sul display della sonda igrometrica, in condizioni dinamiche (flusso aperto), non corrisponde all'umidità della campione testato, ma all'umidità presente all'interno della camera. Questo indubbiamente, introduce una indetermina-

zione sistematica nella misura che si sta effettuando.

Per non incorrere in simili situazioni si è preferito fare delle misure in condizioni statiche: cioè, determinata una variazione di umidità all'interno della camera, il flusso viene chiuso. Il valore di equilibrio asintotico, raggiunto dopo un tempo abbastanza lungo (nelle nostre misure superiore a 4 ore) dal sistema camera-campione, viene considerato come valore di umidità relativa del campione stesso per quella data misura, accompagnato dalla assunzione che il contenuto effettivo di acqua del campione sia proporzionale alla umidità ambientale di equilibrio.

Il termostato

Il controllo di temperatura, invece, utilizza un circuito elettrico, anche questo appositamente realizzato, che permette di stabilizzare la temperatura all'interno della camera. Questo circuito è accoppiato ad un sensore resistivo al Platino (Pt100) di cui è provvista la sonda utilizzata [44] ed effettua una comparazione di tensione, tra valore settato e valore fornito dalla sonda, determinando l'eventuale accensione di un relé, collegato, a sua volta a due resistenze a filo di potenza 25 W, situate all'interno della camera. L'intervallo di funzionamento del sensore di temperatura è compreso tra $-20 \div 80$ °C con un'accuratezza di ± 0.1 %. Il termostato, invece, permette di effettuare un controllo di temperatura nel range $16 \div 60$ °C con una sensibilità intorno al decimo di grado. Il controllo di quest'ultimo avviene tramite una connessione seriale ad un PC-Windows, su cui gira il programma di controllo. Tuttavia, il fatto che la camera non abbia un perfetto isolamento termico pone delle difficoltà nella stabilizzazione delle alte temperature. Il massimo valore raggiungibile in queste condizioni è stato di ~ 43 °C. La stabilizzazione di tale valore è facilitata dal riscaldamento dell'ambiente esterno, al fine di diminuire la dispersione termica tra camera e laboratorio.

4.2.3 Il sistema di acquisizione dati

Il sistema di acquisizione dati è costituito dal modulo VXI–MIO–64XE–10 controllato dal sistema NI–DAQ attraverso il software LabVieW [42]. Il modulo VXI contiene un ADC (analog to digital converter) a 16 bit di precisione e con 64 canali di ingresso. L'intervallo di funzionamento è di ± 11 V dal ground in tensione continua, con una precisione massima di $1/65536$. Esso ci permette di effettuare un'acquisizione continua ed automatica dei dati, limitando l'intervento esterno al solo settaggio delle tensioni di alimentazione del circuito. La connessione di questo modulo ai segnali da misurare, avviene tramite l'utilizzo di un cavo schermato del tipo SH 96–96, fornito dalla National Instruments, e di una apposita basetta di connessione, offrendo la possibilità di fare delle misure in contemporanea. L'acquisizione dati viene seguita on–line tramite un video terminale (Fig.4.4). Il sistema, permette inoltre di trascrivere i dati su un file di testo per la successiva fase di analisi. La fase di acquisizione dati è successiva ad una serie di operazioni preliminari che mirano ad ottenere una buona funzionalità del sistema stesso. Innanzitutto si deve controllare che le tensioni da rilevare siano compatibili con il range di funzionamento dei moduli impiegati, per tutta la serie di misure che si dovranno effettuare; inoltre è necessario settare i parametri di acquisizione stessa, come il tempo di attesa tra una lettura e quella successiva e le cifre significative con cui devono essere acquisiti i dati. La prima comporta l'introduzione di resistenze di carico da $1\text{ M}\Omega$, come discusso precedentemente, mentre nella seconda si effettua un settaggio del modulo VXI sulla base alle caratteristiche della misura che si va ad effettuare. Questa consiste, in particolar modo nel programmare il numero di letture al secondo che deve compiere il modulo. Per le nostre misure si è stabilito di effettuare una lettura al secondo, per le caratteristiche tensione–corrente, e 5 letture/s per lo studio della dipendenza temporale della corrente. Questa scelta è dettata dalla

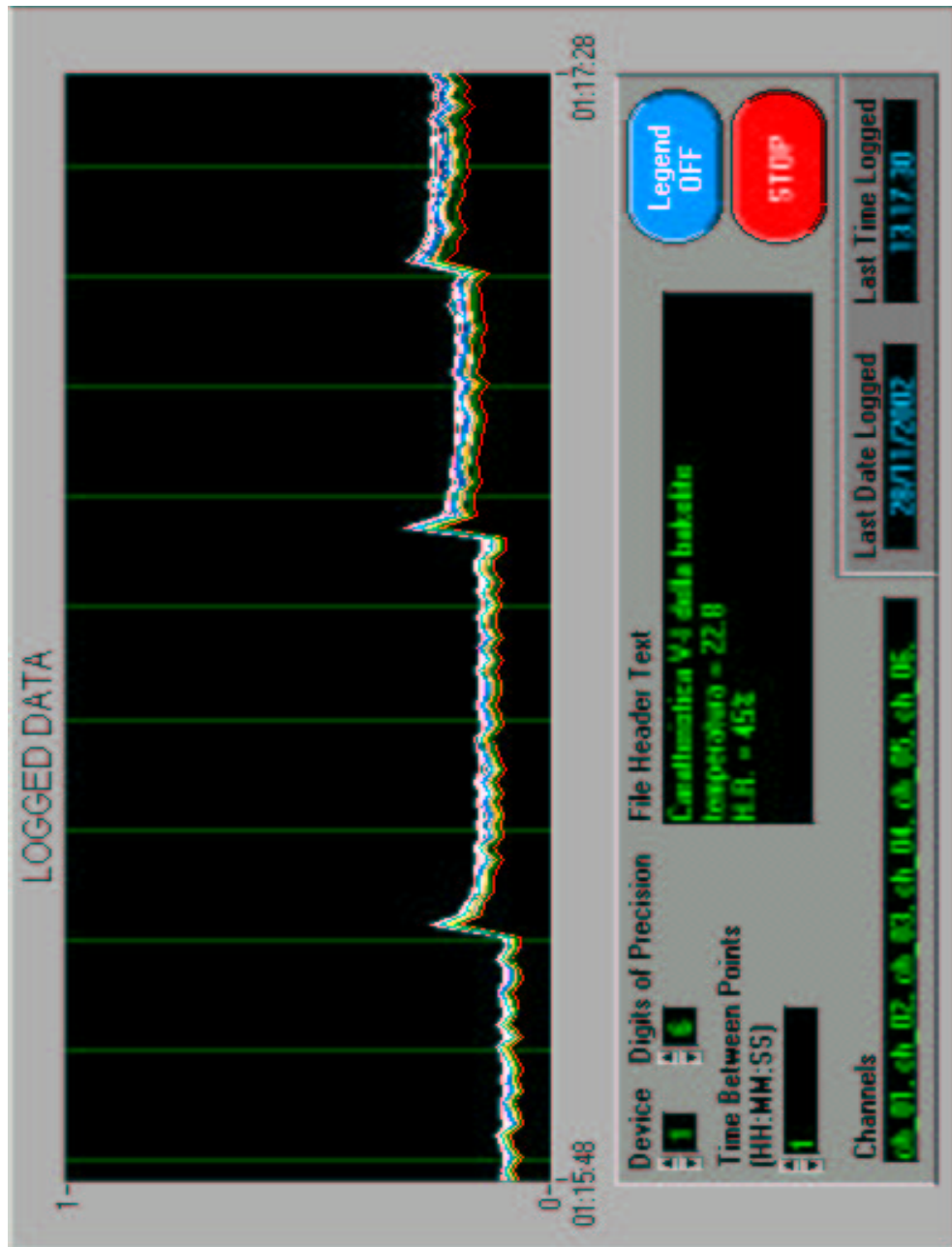


Figura 4.4: Fotogramma del video terminale in fase di acquisizione dati. La traccia sul video si riferisce al valore di tensione letto dal DAQ su tutte le resistenze di carico. I picchi indicano un aumento della tensione applicata.

presenza di un effetto di deriva della corrente ad ogni step di tensione, come fatto vedere nella Fig.4.4. Questo effetto è governato da un esponenziale decrescente con costante di decadimento di qualche secondo, come vedremo nel §4.4; pertanto la scelta effettuata permette, nel primo caso (1lett./s) di non considerare questi effetti e nel secondo caso di evidenziarli (5lett./s), nella successiva fase di analisi dati.

Quindi, si è passati alla calibrazione dell'intero apparato, tramite un controllo sulla perfetta funzionalità del sistema di acquisizione e la taratura delle resistenze impiegate. Il primo consiste nel fornire, al sistema operativo, segnali noti in input e confrontarli con il relativo output; il secondo permette una stima più precisa del valore delle resistenze introdotte, rispetto a quella fornita dal costruttore, il cui valore sarà poi utilizzato per determinare la corrente che attraversa la lastra di bakelite. I risultati di tale analisi, preliminare a tutte le altre misure, sono rappresentati in Fig.4.5.

4.2.4 L'analisi dei dati

Come abbiamo visto nel paragrafo precedente il sistema NI–DAQ permette di ottenere i valori di ogni singola misura su un file di testo. La quantità dei dati rilevati ($60 \text{ misure} \times 37 \text{ valori di tensione} \times 16 \text{ canali}$), impone la creazione di un programma di analisi dati, che a partire dal file fornito dal DAQ, porti alla rappresentazione grafica delle relative curve V–I ed alla determinazione del valore di resistività. Visto che l'analisi viene fatta utilizzando il programma di analisi dati PAW (Physics Analysis Workstation) [45], il relativo file di analisi sarà composto da una successione di step (MACRO), in cui vengono definite le operazioni più o meno complesse, che il programma deve compiere per produrre il risultato finale.

La prima operazione è quella di tradurre i dati in un istogramma: per ogni step di tensione, il DAQ acquisisce per 60 s fornendo, in base al settaggio

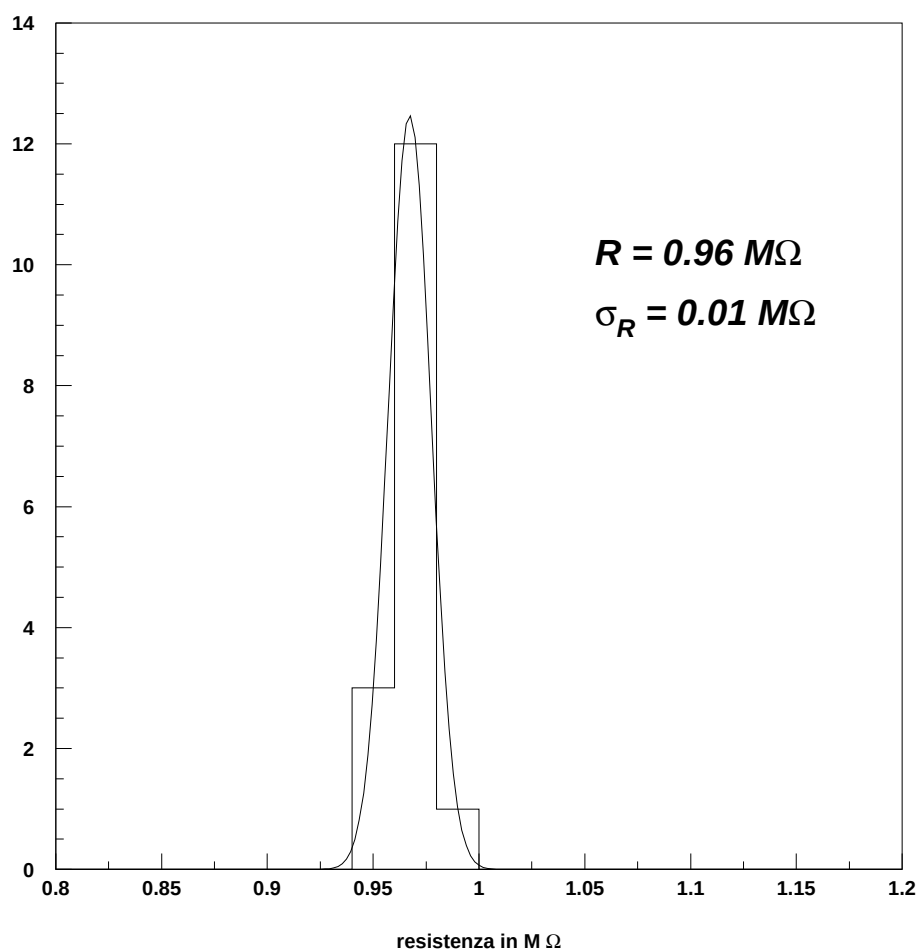


Figura 4.5: *Istogramma relativo al valor medio delle resistenze di carico. Esso viene ricavato effettuando una taratura di tutte le resistenze.*

fatto, $N = 60$ valori della tensione ai capi delle resistenze R . L'istogramma relativo alle misure effettuate su una singola piazzola (Fig.4.6), fa vedere come questo presenti delle distribuzioni estremamente piccate e distinte dei valori di tensione misurati. Quindi si procede ai fit gaussiani di queste distribuzioni dai quali si ottengono i valori medi e gli errori statistici dei valori che saranno utilizzati per la caratteristica $V-I$. Tuttavia questi sono valori di tensione e quindi non utilizzabili direttamente. Il passaggio ai rispettivi valori di corrente si ottiene con la relazione $I = V/R$, dove R è il valor medio delle resistenze di carico ricavato precedentemente. Questi valori, memorizzati dal programma in vettori, saranno utilizzati per il plot delle curve tensione–corrente e per il calcolo della resistività.

In particolare quest'ultima, in linea con quanto detto nel §3.4, viene ottenuta facendo un *best fit* lineare della caratteristica $V-I$ nel tratto ohmico al di sotto dei 0.7 kV (Fig4.8). Tuttavia, è bene osservare che il valore fornito da questo è il reciproco della resistenza associata alla lastra di bakelite, relativamente alla singola piazzola considerata. Quindi il valore di resistività cercato sarà dato dal rapporto tra il fattore k (nel nostro caso $k = (3.6 \times 3.6)/0.2 = 6.5$), che tiene conto delle dimensioni geometriche degli elettrodi ed il valore ricavato dal fit stesso. Tutta la procedura descritta sopra, viene ripetuta per tutte le misure effettuate, sia per lo studio della dipendenza dall'umidità, sia per quello sulla temperatura.

4.3 Le caratteristiche $V-I$

La caratterizzazione delle proprietà elettriche del nostro campione di bakelite avviene attraverso il rilevamento delle caratteristiche tensione–corrente. Queste non rappresentano altro che uno studio della dipendenza della corrente, che attraversa il materiale, in funzione della tensione applicata ai suoi capi. La più immediata evidenza sperimentale, è una distinzione tra mate-

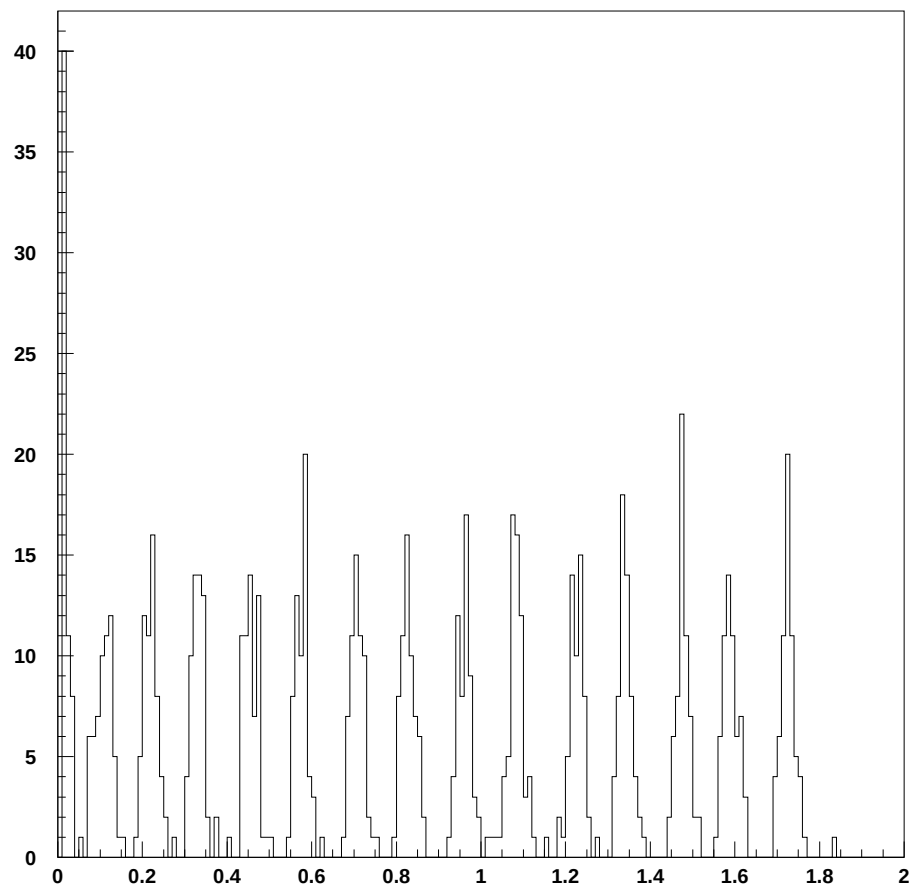


Figura 4.6: *Istogramma relativo alla lettura dei dati su un singolo canale. Il grafico è ottenuto con il programma di analisi PAW.*

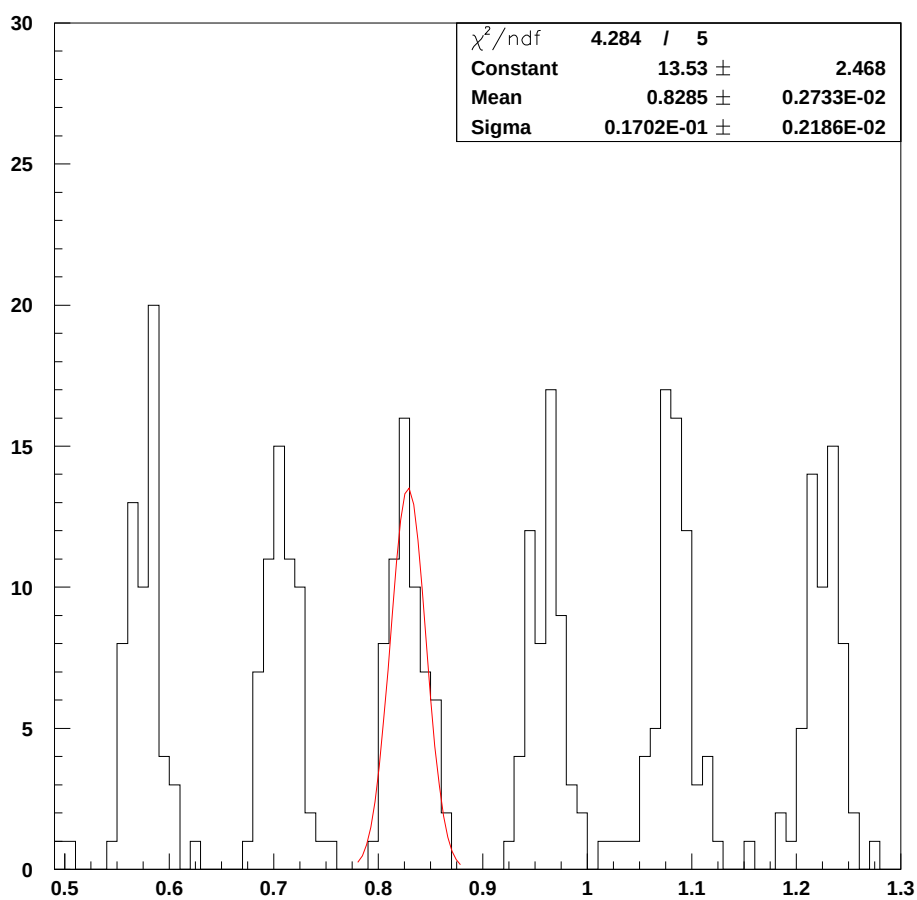


Figura 4.7: *Particolare di un fit gaussiano relativo ad uno step di misura, con i valori di picco ed errore statistico determinati.*

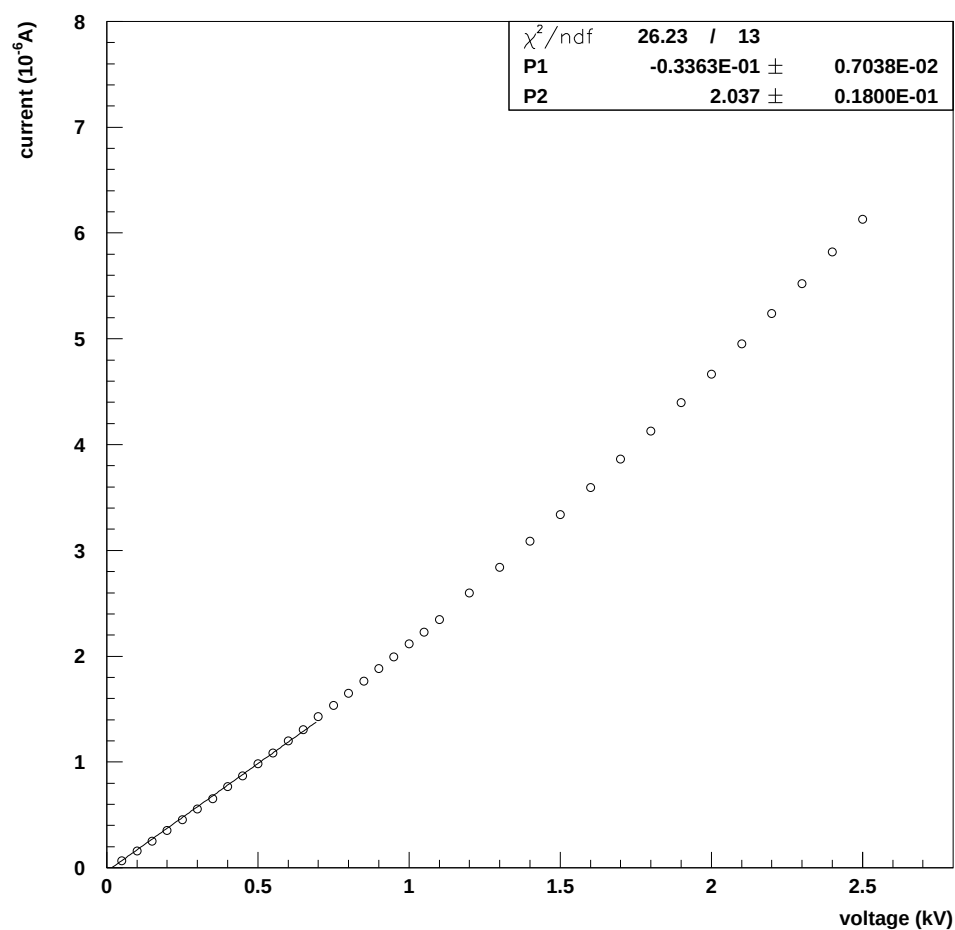


Figura 4.8: Esempio di come viene realizzato il best-fit lineare sulla caratteristica V - I relativamente ad una sigola piazzola. I valori $P1$ e $P2$ si riferiscono rispettivamente all'off-set, dovuto alla strumentazione, ed al valore di conducibilità (vedi §3.4).

riali ohmici, aventi una caratteristica V–I lineare, e non–ohmici, in cui la dipendenza può assumere diverse forme a seconda dei processi di conduzione.

Il rilevamento di queste caratteristiche sul laminato plastico, mira ad una sostanziale verifica di alcuni risultati già acquisiti, come ad esempio la loro dipendenza da fattori ambientali, in base ai modelli accennati in precedenza ed alle numerose evidenze raccolte nel tempo e presenti in letteratura. Una collezione di caratteristiche V–I, misurate nel presente lavoro, è rappresentata, per due diverse umidità relative (18 % e 43 %) e a parità di temperatura ($\sim 23^\circ\text{C}$ nelle Figg.4.9–4.10.

In esse, come del resto in tutte le misure effettuate, si è assunto che la tensione ai capi della lastra di bakelite sia quella settata sul C.A.E.N.. Infatti, le caratteristiche di funzionamento del modulo VXI, limitando la caduta di tensione ai capi delle resistenze di carico al di sotto dei 10 V, determinano un effettivo trasferimento della tensione applicata, ai capi della lastra stessa.

4.3.1 La dipendenza dalla umidità

La presenza di processi di conduzione di tipo ionico, all'interno di materiali polimerici, può essere evidenziata tramite una correlazione tra costante dielettrica e conducibilità, a causa della riduzione delle forze Coulombiane tra gli ioni, in un mezzo con elevata costante dielettrica. In questo modo è possibile giustificare, ad esempio, come l'assorbimento di molecole di acqua ($\epsilon_r = 80$), da parte del materiale, determini un aumento della conducibilità dello stesso [33].

Le misure effettuate mostrano, infatti, come la variazione di un parametro ambientale, come l'umidità relativa, possa determinare la variazione di una proprietà elettrica, in seguito ad una modifica strutturale, a livello microscopico del materiale stesso.

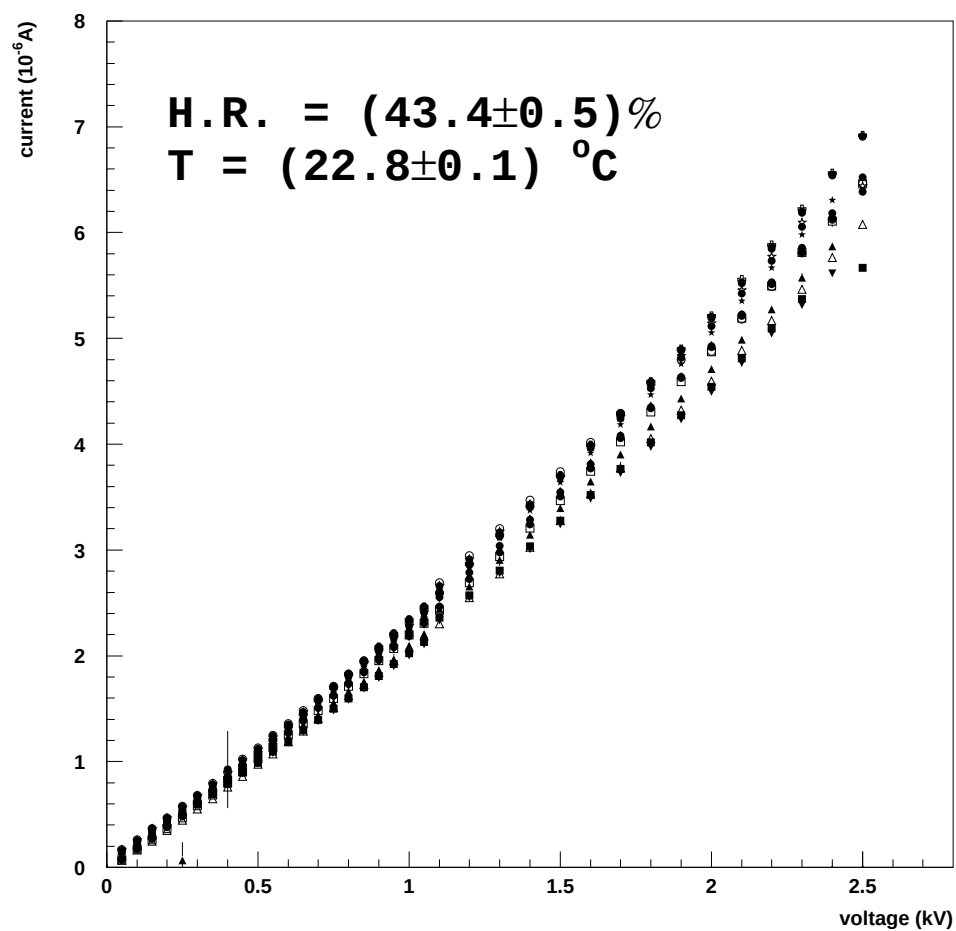


Figura 4.9: *Caratteristica tensione-corrente della bakelite. Il plot si riferisce alla misura contemporanea sulle 16 piazzole usate come elettrodi.*

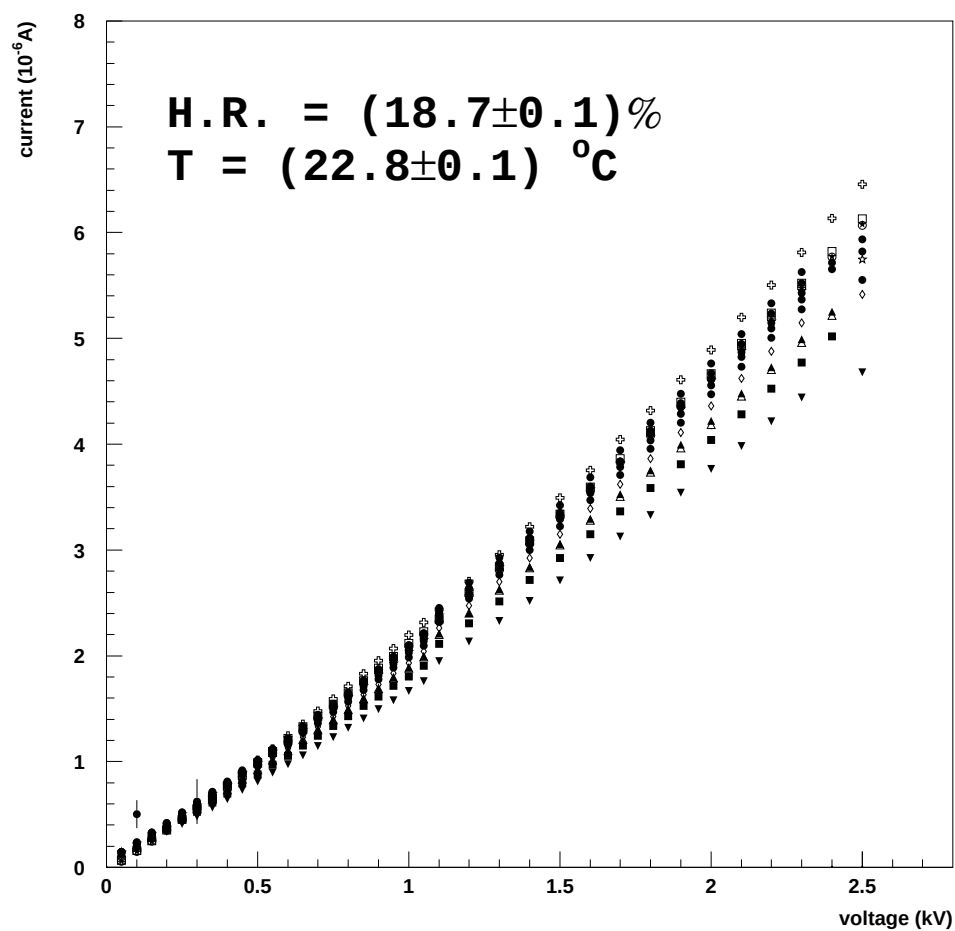


Figura 4.10: *Caratteristica tensione–corrente della bakelite. Il plot si riferisce alla misura contemporanea sulle 16 piazzole usate come elettrodi.*

I risultati sperimentali riguardanti la dipendenza della resistività dalla umidità relativa, alla temperatura di 23 °C, sono illustrati in Figg.4.11–4.12. La grossa dispersione dei dati con la posizione della piazzola, ($\sim 10\%$) visibile in Fig.4.11, rispetto alla precisione con cui sono ottenuti i singoli punti, non permette di ricavare nessuna legge empirica, se non una mera dipendenza lineare che mostra una resistività che decresce con l'aumento dell'umidità relativa. Se facciamo una media su tutte le piazzole utilizzate come elettrodi (Fig.4.12), appare un cenno di dipendenza non lineare, che potrebbe essere tentativamente interpolata con una curva che satura ad un valore costante per H.R. $> 60\%$. Il fit con una funzione di prova (Fig.4.13) in cui si sono lasciati liberi tutti i parametri, sembra confermare l'ipotesi fatta. In particolare il valore del parametro h_c ($\sim 55\%$), inteso come quel valore di umidità a cui la resistività del nostro campione si è dimezzata rispetto al valore iniziale, fa pensare che sia possibile formulare una caratterizzazione empirica di questa dipendenza in funzione di un valore di riferimento, in tutta analogia con la dipendenza della resistività dalla temperatura (ρ a 20 °C).

Il fatto tuttavia che la resistività di questo materiale non possa diminuire indefinitamente impone delle sostanziali modifiche alla funzione finora utilizzata. In particolar modo occorre introdurre un off-set che rappresenti il valore di resistività del campione di bakelite, quando esso è saturo di acqua ed in equilibrio con l'ambiente circostante. Alla base di queste osservazioni, ipotizziamo che la dipendenza cercata sia esprimibile tramite la seguente legge fenomenologica:

$$\rho = \frac{a}{1 + e^{\frac{h-50}{15}}} + \rho_{min} \quad (4.1)$$

in cui abbiamo fissato il valore di umidità di riferimento pari a 50 % e la costante di decadimento dell'esponenziale pari a 15, in base alle indicazioni del fit di prova. Nella (4.1) il parametro a ha le dimensioni di una resistività,

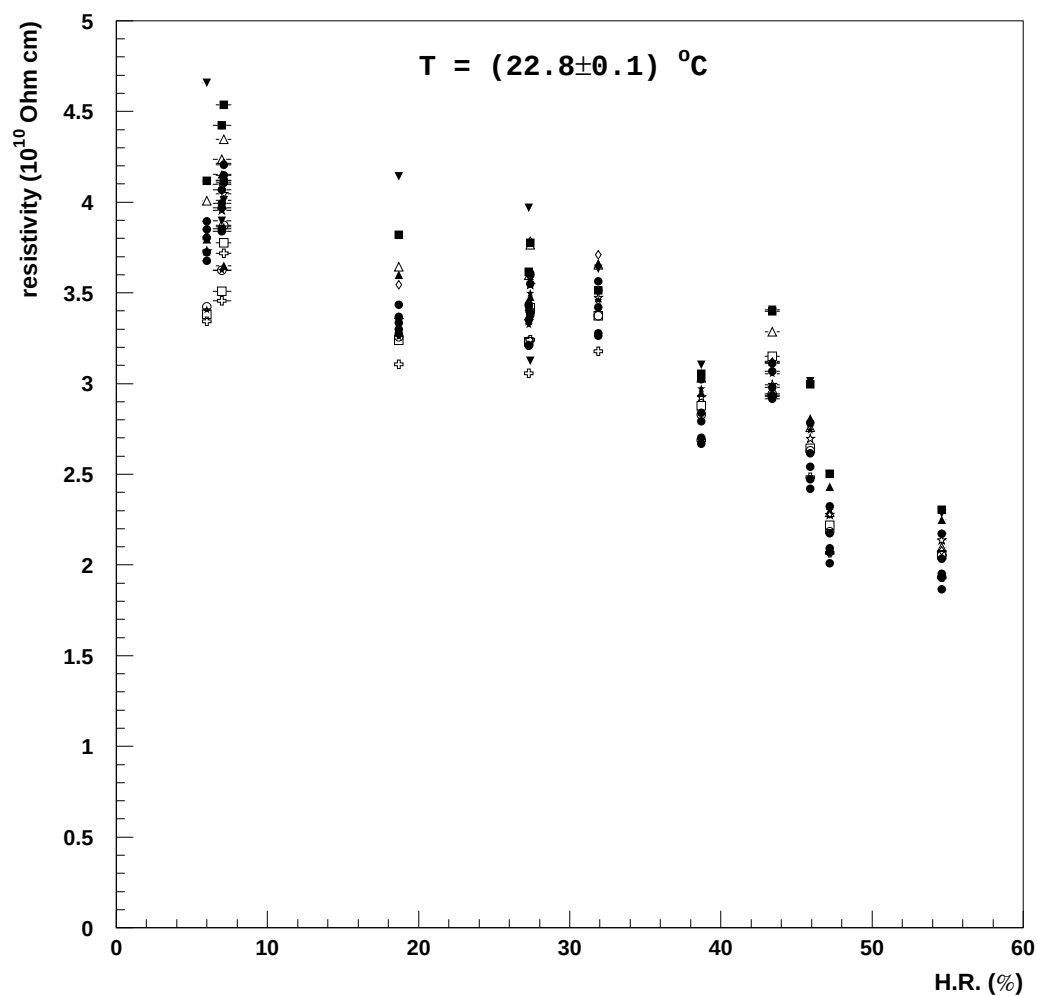


Figura 4.11: *Plot dei dati sperimentali sulla dipendenza della resistività dall'umidità relativa. Per ogni valore di umidità sono riportati i dati ottenuti su tutte le piazzole.*

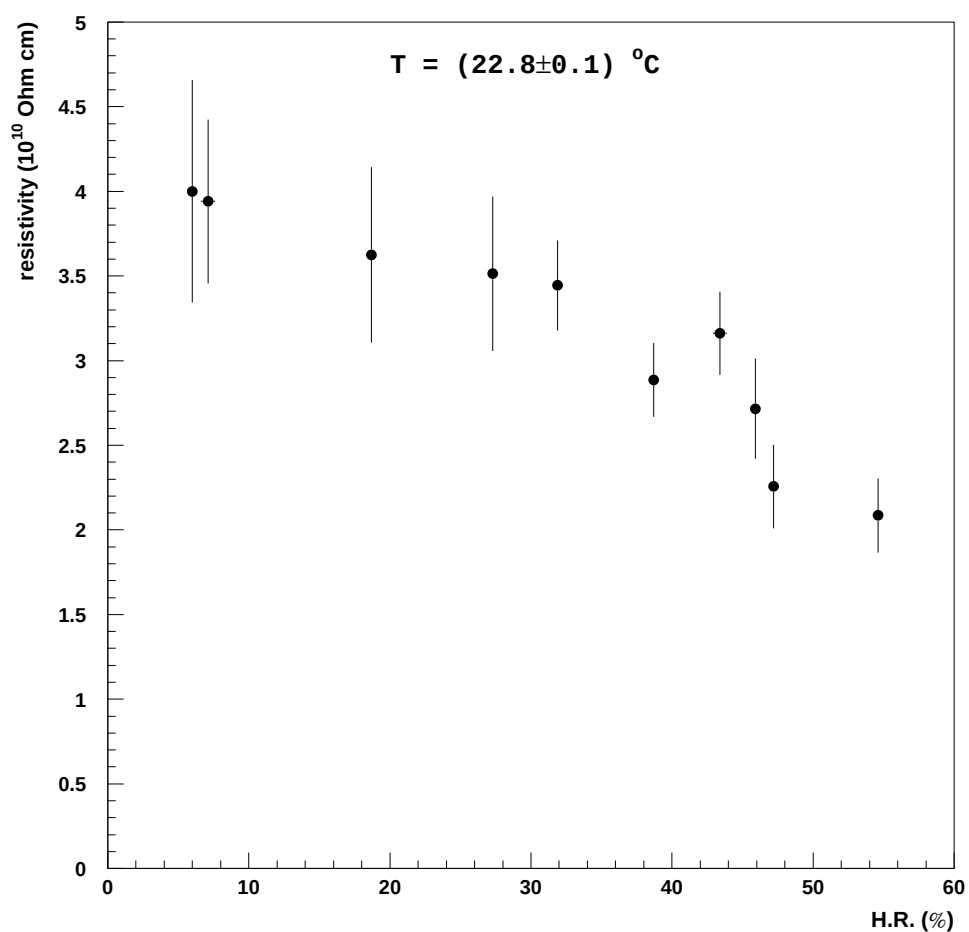


Figura 4.12: *Valor medio dei dati sperimentali relativi alla dipendenza della resistività dall umidità relativa. Il valor medio e l'errore sono ottenuti considerando l'intero intervallo di variabilità della resistività in funzione della piazzola.*

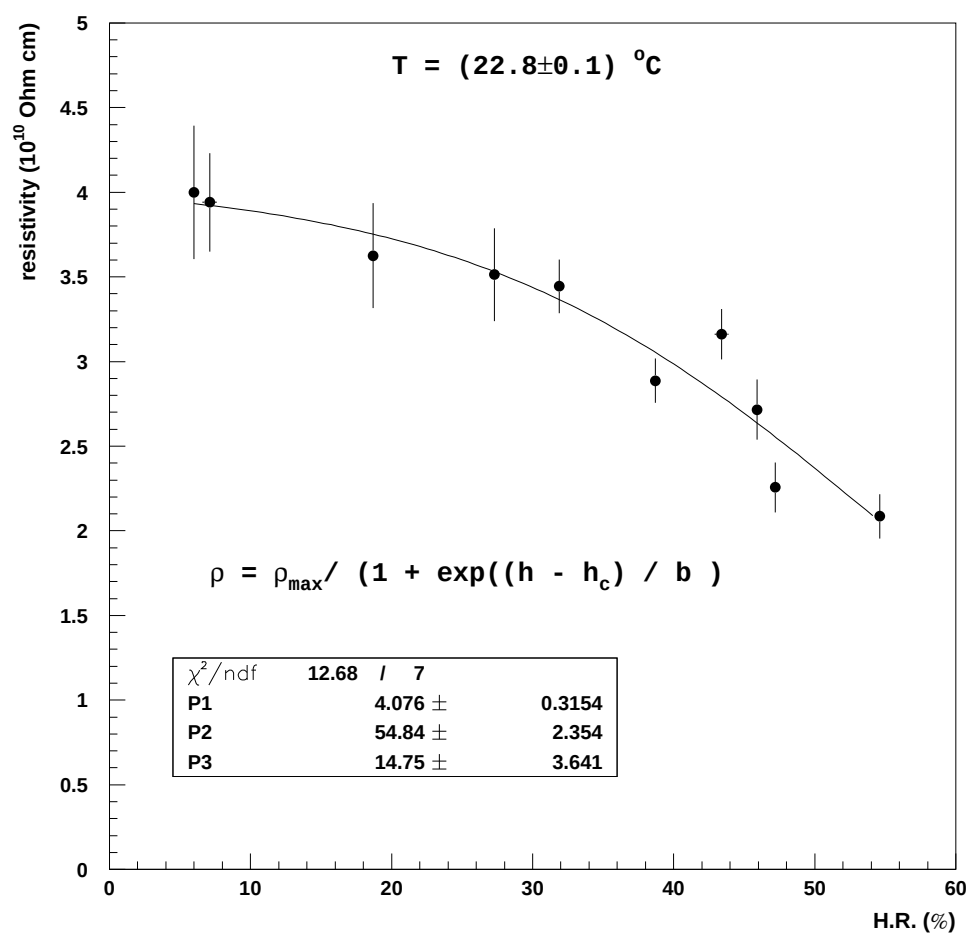


Figura 4.13: *Fit dei dati di Fig.4.12 con una funzione di prova, in cui si sono lasciati liberi tutti i parametri.*

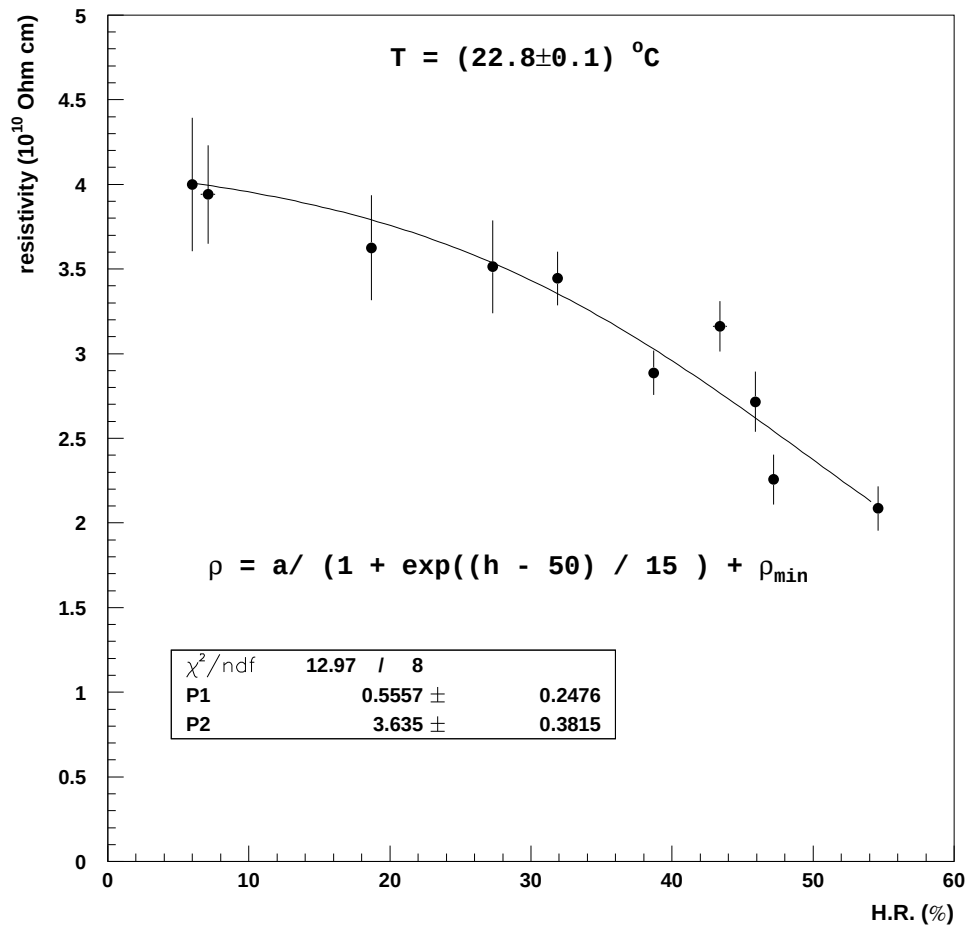


Figura 4.14: *Fit dei dati di Fig.4.12 con la legge (4.1).*

ma non rappresenta il valore massimo. Quest'ultimo è possibile ottenerlo tramite la somma di a e $\rho_{\min}$. La curva fenomenologica di Fig.4.14 ottenuta con la (4.1), pur non essendo ispirata ad alcun modello di conducibilità, è compatibile con l'idea che, se il materiale si satura di acqua (H.R. > 60 %) e se le sue proprietà di conducibilità sono direttamente modulate dal contenuto in acqua, anche queste devono mostrare di tendere ad un valore costante.

4.3.2 La dipendenza dalla temperatura

La dipendenza della resistività della bakelite dalla temperatura è stata studiata in passato da alcuni autori [21] [22] e dai gruppi che tradizionalmente sviluppano i rivelatori RPC, in quanto tale caratteristica ρ –T influenza il comportamento di questi dispositivi.

La legge empirica convenzionalmente accettata nella comunità RPC, a meno di piccole differenze nei parametri, si può scrivere [30]:

$$\rho = \rho_{20} 4.4^{-\frac{T-20}{12}} \quad (4.2)$$

dove con ρ_{20} si indica la resistività normalizzata a 20 °C e con T la temperatura in °C della lastra di bakelite al momento della misura.

I dati sperimentali qui raccolti sul campione analizzato sono illustrati in Fig.4.15. Qui, per ogni singolo valore di temperatura, sono rappresentate le 16 misure corrispondenti alle 16 piazzole di campionamento. Ogni valore è determinato attraverso l'analisi già illustrata per la dipendenza dall'umidità relativa. Anche nel caso della Fig.4.15 si può osservare l'indeterminazione legata alla posizione del campione, a ulteriore conferma della località di questa proprietà.

A tale indeterminazione intrinseca è anche associata una indeterminazione sistematica legata al fatto che nel passaggio dalla temperatura minima alla massima, l'umidità relativa ha subito una variazione da 21 % a 23 %.

Per quotare una legge empirica $\rho = \rho(T)$ per i dati a disposizione, si è passati alla rappresentazione dei valori di ρ mediati su tutte le piazzole (Fig.4.16). L'errore quotato è l'errore standard. Sui punti sperimentali di Fig.4.16 sono state sovrapposte due curve. La prima è determinata cercando il best–fit di un esponenziale con due parametri liberi (ρ_{20} e τ), il cui valore di best–fit è:

$$\rho_{20} = (18.0 \pm 1.0) \times 10^{10} \Omega cm \quad \tau = (9.5 \pm 0.5) \text{ } ^\circ\text{C}.$$

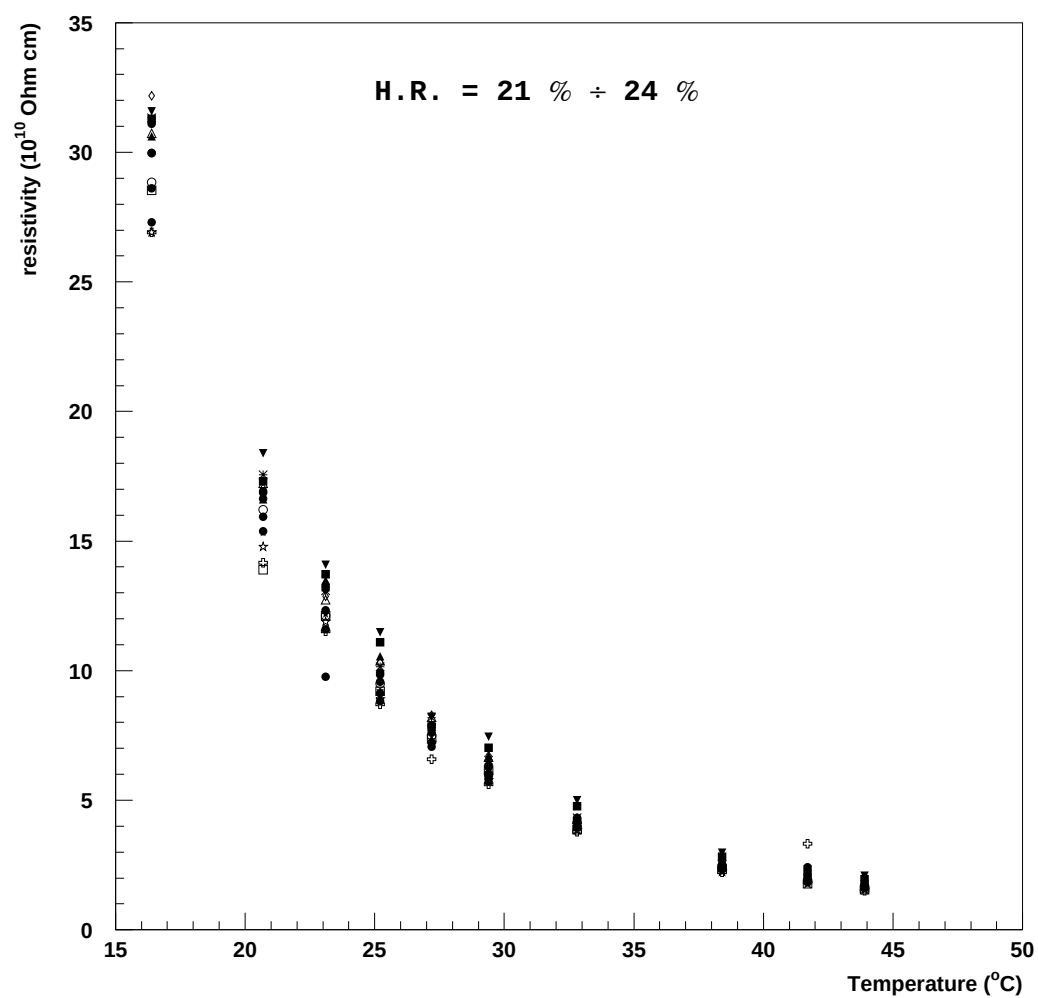


Figura 4.15: *Plot dei dati sperimentali relativi alla dipendenza della resistività in funzione della temperatura. Per ogni valore di temperatura sono riportati i dati acquisiti su tutte le piazzole.*

La seconda si ottiene dalla relazione (4.2) con il solo parametro libero ρ_{20} . La discrepanza tra le due leggi empiriche è probabilmente entro l'indeterminazione introdotta dal range variabile di umidità relativa.

4.4 Effetti di polarizzazione

Concludiamo il presente capitolo accennando agli effetti della polarizzazione della bakelite sul funzionamento degli RPC. In una serie di misure [12] condotte nel Laboratorio di Fisica delle Alte Energie dell'Università di Lecce sono state misurate le caratteristiche base di un RPC, partendo dalla ionizzazione primaria, prodotta all'interno della gap da un laser ad azoto focalizzato. I risultati mostrano la presenza sistematica di un ritardo del tempo di arrivo del segnale ed una degradazione della sua ampiezza, in regime di valanga proporzionale, come conseguenza di una degradazione del campo elettrico all'interno della gap. L'ampiezza presenta una dipendenza di tipo esponenziale dal tempo di irraggiamento. In particolare è distinguibile una doppia dipendenza: una componente veloce, con costante di decadimento dell'ordine dei decimi di secondo (qualche ordine di grandezza più grande di quella stimata a partire dalla resistività della bakelite), ed una componente molto più lenta. Dalle misure è anche emerso che, come conseguenza dell'intensità dell'irraggiamento, un RPC ritorna nelle condizioni iniziali solo dopo diverse ore, oppure tramite una inversione del campo elettrico [12].

La fenomenologia appena descritta, ha stimolato le misure effettuate nel contesto di questo lavoro di tesi cosicchè, oltre a caratterizzare la resistività in funzione di T ed H , si è voluto rilevare la presenza di possibili effetti di polarizzazione nel laminato plastico, quando questo è sottoposto da una differenza di potenziale, che potrebbero influire sul tempo morto di ricarica del rivelatore (§2.3).

La misura, che ha utilizzato lo stesso set-up sperimentale prima descritto,

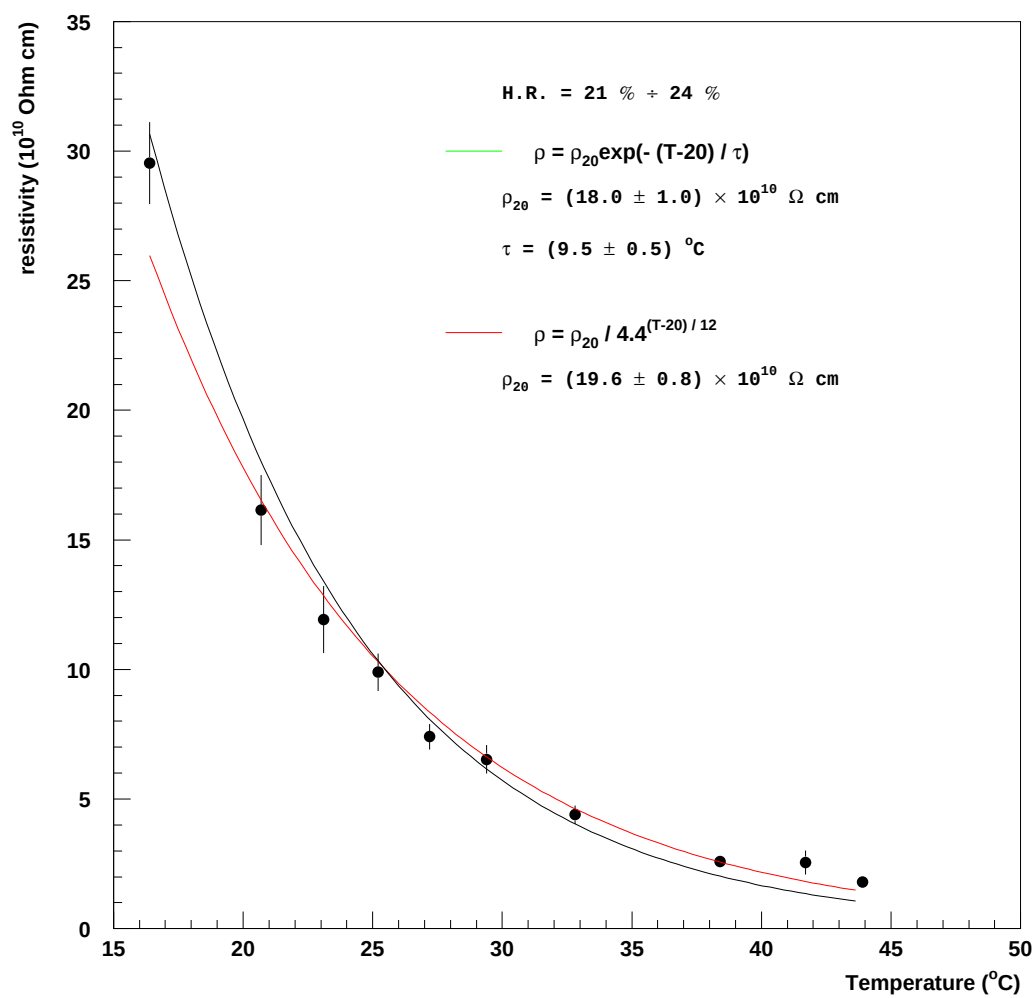


Figura 4.16: *Fit dei dati sperimentali relativi alla dipendenza della resistività in funzione della temperatura mediati su tutta l'estensione del campione.*

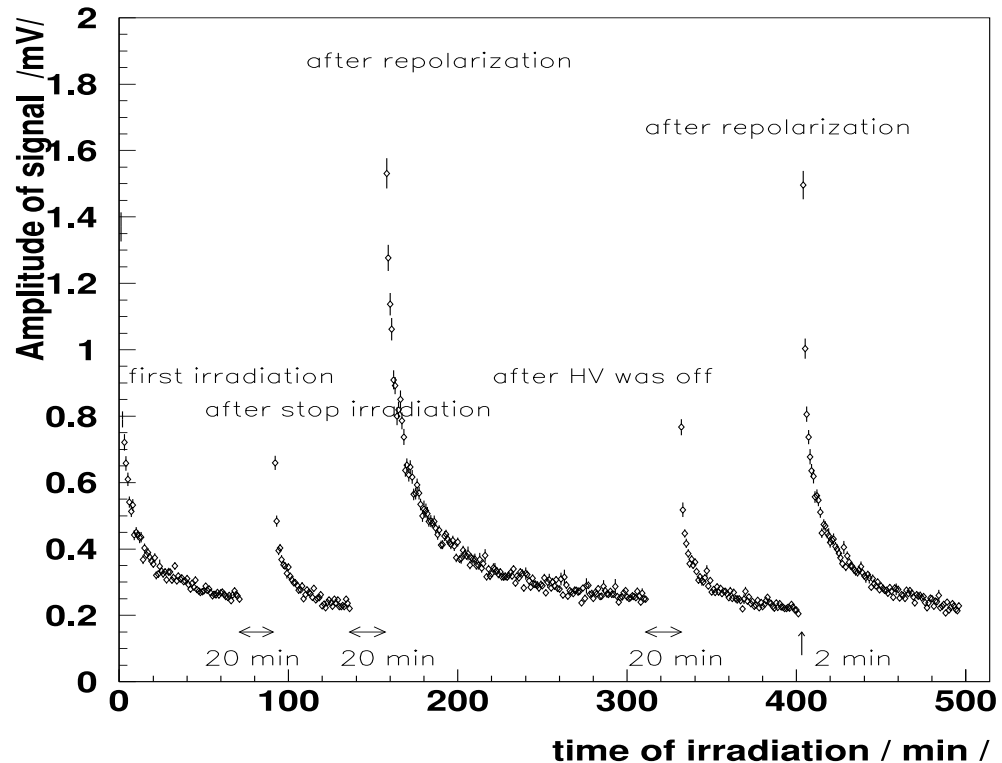


Figura 4.17: *Dipendenza dell' ampiezza del segnale misurato in funzione del tempo di irradiazione* [12].

consiste in un rilevamento della caratteristica tempo–corrente, a tensione fissata (500 V), tramite la lettura della caduta di tensione ai capi della resistenza di carico. Questa viene effettuata in due situazioni diverse: una prima volta sottoponendo la lastra alla sola polarizzazione positiva, la seconda, utilizzando anche la polarizzazione negativa.

Nel primo caso, la polarizzazione positiva viene alternata con intervalli di tempo, in cui il materiale è lasciato a riposo e aventi durata sempre minore. Nella seconda situazione viene studiata, invece, la dipendenza della curva tempo–corrente a polarità positiva, in funzione dell'intervallo di tempo in cui vige la polarizzazione negativa. La durata di questi intervalli è:

- polarizz. positiva: 5 min;
- no polarizz.: 10, 5, 2, 1, 0.5 min;

- polarizz. negativa: 5, 5, 2, 2, 1, 1, 0.5 min.

I dati sperimentali, ottenuti nelle due differenti misure e riferiti ad un solo canale di acquisizione, sono riportati nelle Figg.4.18–4.19. Da una prima analisi delle curve di polarizzazione positiva, si evidenzia come il circuito raggiunga subito un regime di stabilità.

Questo potrebbe far pensare, contraddicendo in parte i risultati [12], che non ci siano effetti di polarizzazione nella bakelite. L'analisi accurata dei dati permette una parziale conferma di quest'ipotesi, ma anche di evidenziare effetti di deriva della corrente, negli istanti successivi al cambio di polarità. Lo zoom di uno step di misura (Fig.4.20), mostra come l'andamento della tensione ai capi della resistenza di carico, abbia una dipendenza esponenziale dal tempo. In particolare, il fit di questo è ottenibile attraverso l'utilizzo di una funzione del tipo:

$$V = a + be^{-t/\tau_f} + ce^{-t/\tau_s} \quad (4.3)$$

ovvero la somma di due esponenziali decrescenti con costanti di tempo τ_f e τ_s . Una stima di questi parametri fa vedere, anche in questo frangente, la presenza di una componente veloce, il cui valore varia tra 0.2 s ÷ 0.9 s (è una stima su tutte le curve rilevate), e di una componente molto più lenta, stimabile nel range 4 s ÷ 20 s.

Un confronto diretto con i risultati ottenuti dall'esperimento citato [12] non getta alcuna luce sulla fenomenologia lì riscontrata

Anche in questo caso, tuttavia, occorre tener presente che le conclusioni a cui si giunge hanno una dipendenza dai limiti sperimentali del set-up allestito. Infatti, la componente veloce potrebbe facilmente essere attribuita alle capacità parassite ed agli effetti di giunzione tra gli elettrodi ed il campione. Occorrerebbe migliorare, quindi, il set-up sperimentale per annullare o attenuare sostanzialmente questi effetti, per poter discriminare eventuali fenomeni più direttamente attribuibili al materiale in esame.

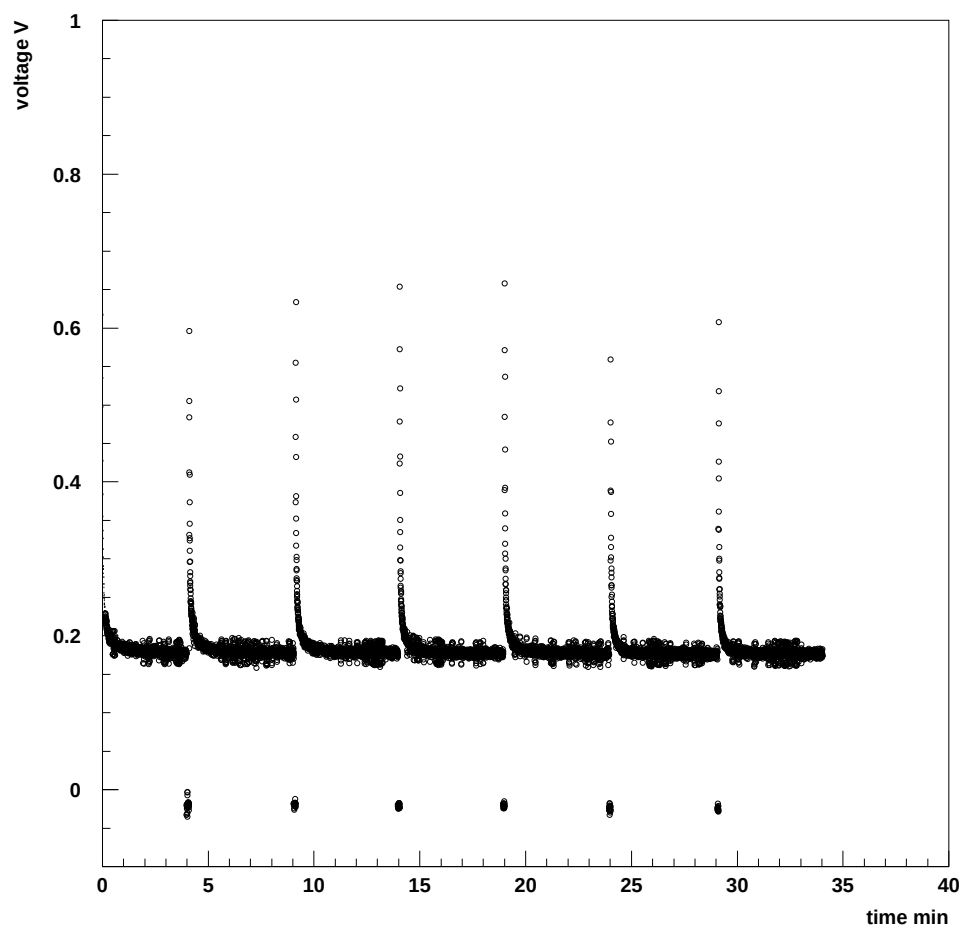


Figura 4.18: *Andamento della tensione ai capi della resistenza di carico, in funzione del tempo di acquisizione. Le curve si riferiscono ad un solo canale di acquisizione ed a successivi stati di polarizzazione positiva del campione di bakelite.*

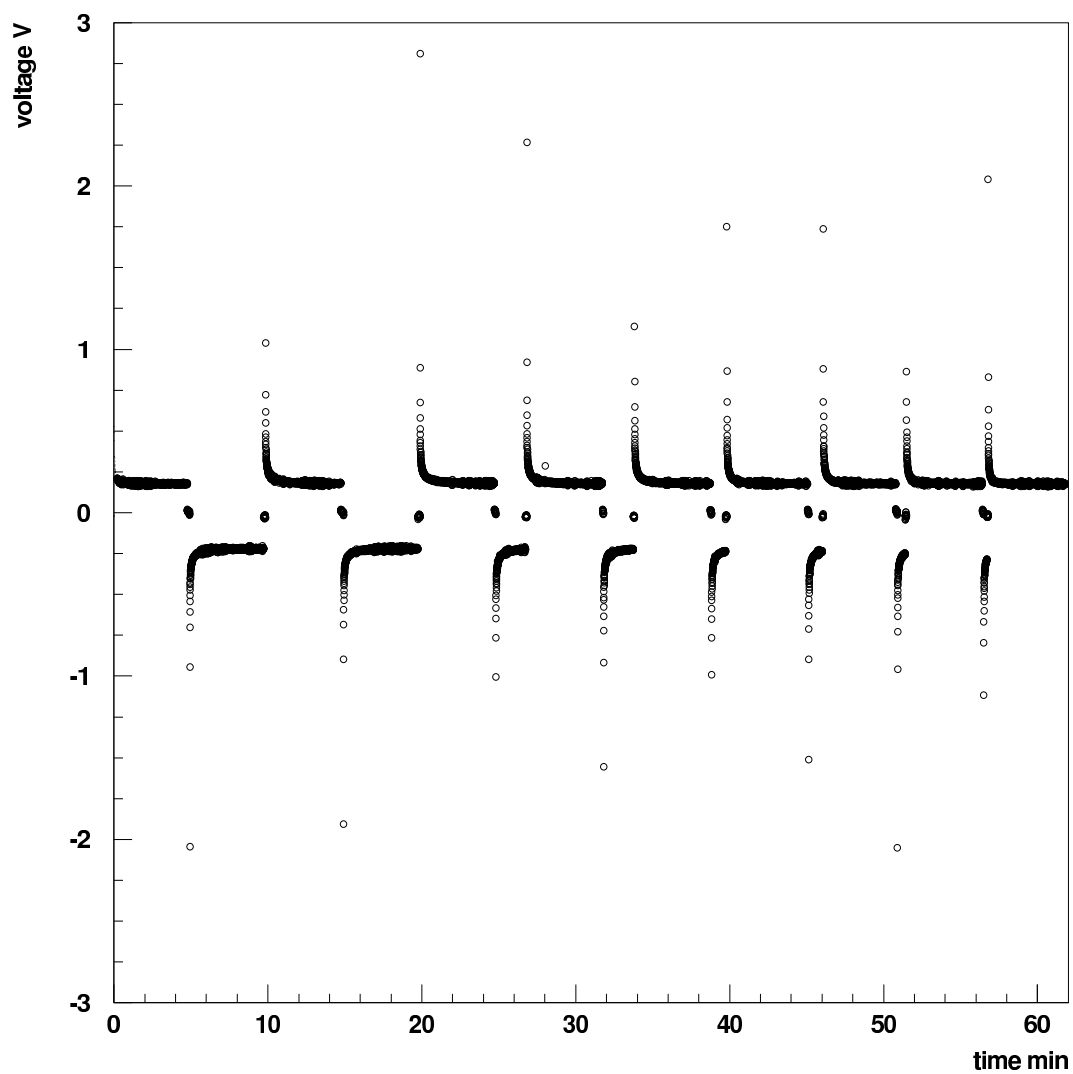


Figura 4.19: *Andamento della tensione ai capi della resistenza di carico, in funzione del tempo di acquisizione. Le curve ai diversi stati di polarizzazione del campione di bakelite.*

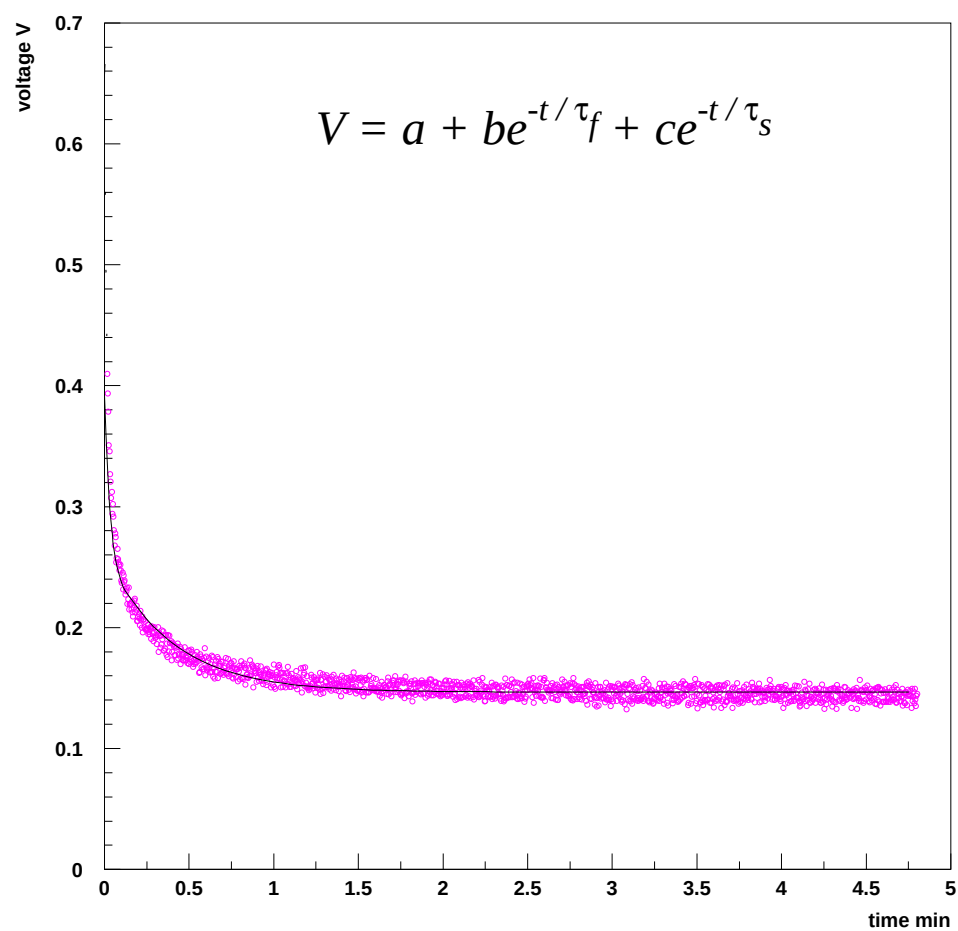


Figura 4.20: *Zoom di una curva tempo–corrente su un singolo canale di acquisizione.*

Le misure fin qui realizzate non costituiscono pertanto una conclusione definitiva ed il problema rimane aperto e probabilmente troverà chiarimento dalla complementarità delle misure fatte, in corso e da fare, anche con metodologie diverse.

Conclusioni

Questo lavoro di tesi trae la sua motivazione dai recenti sviluppi riguardanti gli effetti di invecchiamento dei rivelatori a gas a elettrodi piani resistivi (RPC). Tale problema riveste una particolare importanza per l'applicazione di tali sistemi di rivelazione ai nuovi ambienti ad alto tasso di irraggiamento che verranno realizzati negli apparati sperimentali del Large Hadron Collider, in particolare negli esperimenti ATLAS e CMS, dove si aspettano tassi di conteggio almeno un ordine di grandezza maggiori di quelli presenti in esperimenti di vecchia generazione. L'alto tasso di irraggiamento, unito a condizioni ambientali (temperatura, umidità) particolarmente critiche, come una cattiva dissipazione del calore, hanno probabilmente contribuito ai problemi rilevati dall'esperimento BABAR a SLAC. La comunità di fisica sperimentale delle alte energie ed in particolare la comunità degli RPC, hanno di conseguenza iniziato una serie di studi per la comprensione dei meccanismi di invecchiamento di tali rivelatori. Alcuni autori [13] hanno trovato una stretta correlazione tra la variazione delle proprietà dielettriche degli elettrodi resistivi (resistività e costante dielettrica) e la degradazione dell'efficienza di conteggio. Per tali ragioni sono state realizzate a Lecce alcune misure tese a comprendere i meccanismi di conduzione del materiale di cui gli elettrodi sono composti (laminato plastico industriale). A tale scopo in questa tesi è stata caratterizzata la resistività di un campione del laminato plastico utilizzato per la costruzione degli RPC di ATLAS, attraverso la

misura delle caratteristiche I-V. La resistività, misurata dalla pendenza della componente ohmica (lineare) della curva I-V, è stata studiata in funzione della temperatura e della umidità relativa, tenendo conto della sua variabilità locale. La dipendenza della resistività dalla temperatura $\rho = \rho(T)$ è stata parametrizzata con una approssimazione esponenziale, che si è mostrata in buon accordo con la legge empirica comunemente adottata nella comunità RPC. Per la dipendenza dalla umidità relativa $\rho = \rho(H)$ non esistono molti precedenti in letteratura. Di conseguenza, seguendo un approccio fenomenologico, è stata suggerita una legge empirica per tale dipendenza, assumendo che la conducibilità del materiale sia legato al contenuto in acqua. In tal caso la transizione dalla resistività massima (a bassa umidità) alla resistività minima (ad alta umidità), è stata rappresentata da una semplice relazione.

Infine, è stato utilizzato lo stesso set-up sperimentale, per verificare se gli effetti di degradazione del segnale misurati da alcuni autori [12] in un RPC di test, fossero attribuibili ad effetti di polarizzazione locale e di isteresi del laminato plastico. Tuttavia, questa misura, basata sulla analisi delle caratteristiche corrente-tempo, non può essere considerata conclusiva, perchè fortemente condizionata da effetti strumentali, attribuiti soprattutto alla giunzione tra gli elettrodi ed il materiale di test.

Bibliografia

- [1] *UA1-Collaboration* (CERN), G. Arnison ed al.: Phys. Lett. **B122** (1983) 103;
Phys. Lett. **B126** (1983) 398;
Phys. Lett. **B166** (1986) 484.
- [2] *UA2-Collaboration* (CERN), M. Banner ed al.: Phys. Lett. **B122** (1983) 476.
- [3] F. Halzen, D. Martin: *Quarks & Leptons*, JOHN WILEY & SONS, New York 1984
- [4] *Atlas Technical Proposal* <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/TP>
- [5] *ATLAS-Collaboration*, ATLAS Technical Proposal for a General Purpose p-p Experiment at the Large Hadron Collider at CERN, CERN/LHCC/93-94 LHCC/P2 15/12/94.
- [6] E. Barberio ed al., *The implementation of the first level muon trigger*, ATLAS note DAQ-NO-039 (1994).
- [7] R. Santonico & R. Cardarelli: *Development of Resistive plate counters*, Nuclear Instruments and Methods in physics research **187** (1981)
- [8] R. Santonico & R. Cardarelli: Nuclear Instruments and Methods in physics research **A263** (1988)

-
- [9] F. Bella & C. Franzinetti: *Nuovo Cimento* **10** pagg. 1335–1461 (1953)
- [10] Y. Ni. Pestov: *Preprint IYAF*, pagg. 77–78
- [11] Y. Ni. Pestov: *Review on counters localized discharge*, to be published in *Nucl. Instr. Meth. A*
- [12] V. Golovatyuk ed al.: *Laser beam studies of RPC behaviour in avalanche mode*, to be published in *Nucl. Instr. Meth. A*
- [13] G. Aielli: *RPC ageing studies*, *Nuclear Instruments and Methods in physics research* **A478** (2000).
- [14] M. Abbrescia ed al.: *Resistive Plate Chambers in avalanche mode: a comparison between model predictions and experimental results*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, **A409** (1998) 1–5
- [15] P. Camarri ed al.: *Streamer suppression with SF₆ in RPCs operated in avalanche mode*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, pagg. 317–324 February 1998.
- [16] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer–Verlag Berlin Heidelberg, BERLINO (1987).
- [17] ATLAS Internal Note MUON–NO–114, 17 April 1996.
- [18] H. Raether: *Electron avalanches and breackdown in gases*, London Butterworths, London (1964).
- [19] M. Abbrescia: *The simulation of resistive plate chambers in avalanche mode*, SCIENTIFICA ACTA–Quaderni del dottorato, Vol. II nr. 8.
- [20] H. Genz: *Single electron detection in proportional gas couters*, *Nucl. Instr. and Meth.* **112** (1973), pagg. 83–90.

-
- [21] Y. Inoue ed al.: *High voltage distributions in RPCs*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., pagg. 39–44 (1996)
- [22] A. Peisert, F. Sauli: *Drift and diffusion of Electrons in gases: a compilation*, CERN 84–08.
- [23] E. Gatti ed al.: Nucl. Instr. and Meth in Phys. Res. **A193** (1982), pag. 651.
- [24] M. Abbrescia ed al.: *Properties of $C_2H_2F_4$ based gas mixture for avalanche mode operation of Resistive Plate Chambers*, Nucl. Instr. and Meth in Phys. Res., pagg. 1–14, January 1997.
- [25] F. de Notaristefani: *Conduzione elettrica nei gas*, Enciclopedia delle scienze fisiche, Volume 1 pagg. 680–687, Treccani (1996).
- [26] <http://cad.le.infn.it>
- [27] IDEAS SDRC, <http://www.sdrc.com>
- [28] R. Perrino ed al.: *Proceedings of the RPC2001 Workshop*, Coimbra (2001), to be published in Nucl. Instr. Meth. A
- [29] P. Vitulo: *Properties of the linseed oil and properties of the bakelite surface*, SCIENTIFICA ACTA–Quaderni del dottorato Vol II nr. 2
- [30] M. Civardi: Tesi di laurea, Università di Milano a.a. 2000/2001
- [31] <http://pcatlas2.na.infn.it> *RPC PRODUCTION DATABASE*
- [32] N.F. Mott & R.W. Gurney: *Electronic Processes in Ionic Crystals*, Oxford University Press (1948).
- [33] A.R. Blythe: *Electrical properties of polymers*, Cambridge University Press (1979).

-
- [34] P. Creti: Tesi di laurea
- [35] S. H. Ahn ed al.: Nuclear Instruments and Methods in physics research **A443** (2000).
- [36] F. Anulli ed al.: *Mechanism affecting of the BaBar Resistive Plate Chambers and searches for remediation*, Proceed. of the RPC2001 Workshop, Coimbra (2001).
To be published in Nucl. Instr. Meth. A.
- [37] M. Abbrescia ed al.: *Performance of the first RPC station prototype for the CMS barrel detector*, Nuclear Instruments and Methods in physics research **A456** (2000).
- [38] G. Aielli: Tesi di dottorato, Università di Roma *Tor Vergata*”, December 2000.
- [39] S. H. Ahn ed al.: *Temperature and humidity dependence of bulk resistivity for resistive plate chambers in CMS*, NIM **A451** (2000).
- [40] R. Arnaldi ed al.: *Influence of temperature and humidity on bakelite resistivity*, NIM **A456** (2000).
- [41] <http://www.CAEN.it/>
- [42] National Instruments: *VXI solution*, product guide 1998–9.
- [43] <http://www.semsupplies.com/Silver20paint.html>
- [44] <http://www.deltaohm.com/trasmet.html>
- [45] <http://consult.cern.ch/writeups/paw>
- [46] S. Altieri ed al.: *The bakelite for the RPCs of experiment CMS*, Nuclear Instruments and Methods in physics research **A456** (2000)