



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Studio sperimentale e simulazione della formazione di
tracce laser UV in Time Projection Chambers per
l'esperimento T2K ND280

Relatore

Prof. Gianmaria Collazuol

Correlatore

Dr. Matteo Feltre

Laureanda

Elena Franzato

Anno Accademico 2025/2026

Abstract

L'esperimento Tokai-to-Kamioka (T2K) ha completato nel 2024 l'upgrade del Near Detector ND280 con l'installazione di tre nuove tipologie di rivelatori, tra cui due camere a proiezione temporale (TPC). Le performance delle TPC sono state valutate tramite la raccolta di raggi cosmici e recentemente pubblicate, tuttavia la mancanza di una informazione esterna sulla posizione delle particelle non le rende ottimali per lo studio di: (i) eventuali distorsioni di campo elettrico presenti nel volume attivo e (ii) bias intrinseci nei metodi empirici di ricostruzione spaziale e di perdita di energia per unità di lunghezza utilizzati per l'analisi dati.

Per questa motivazione, una campagna di raccolta dati con una sorgente laser Nd:YAG è in preparazione utilizzando una TPC con una struttura e un'elettronica di readout analoghe a quelle utilizzate nelle TPC installate all'interno di ND280. Il lavoro di tesi si inserisce in questo contesto e si articola in due principali punti.

- La prima parte sviluppa un confronto tra le simulazioni di tracce dovute a particelle cariche e dovute ad una sorgente laser UV con un fascio gaussiano. In particolare, lo scopo riguarda la valutazione della quantità di ionizzazione prodotta e la diffusione degli elettroni lungo il drift. A questo fine viene introdotta una descrizione del fascio laser in termini di parametri ottici, come larghezza del fascio, divergenza e lunghezza di Rayleigh, e viene implementato un modello di ionizzazione multifotonica nella simulazione della TPC. Infatti, la riuscita dello studio tramite sorgente laser nella TPC è dipendente dalla quantità di ionizzazione creata nel gas.
- La seconda parte è dedicata allo sviluppo di un metodo di caratterizzazione di un fascio laser e dell'ottica con cui esso si manipola, utilizzando una camera digitale CMOS per catturare il profilo di un fascio ottenuto tramite una particolare configurazione degli elementi ottici. Le immagini catturate dalla camera sono state analizzate e l'evoluzione spaziale del profilo del fascio laser è stata valutata per verificarne la compatibilità con una descrizione gaussiana efficace e per stimare parametri utili alla futura generazione di tracce di ionizzazione laser nella TPC.

Indice

1 Ricostruzione di tracce cariche in una Time Projection Chamber	1
1.1 Comportamento degli elettroni in un gas	1
1.2 Time Projection Chamber	2
1.3 Struttura delle TPC	2
1.3.1 Field Cage	3
1.3.2 Anodo	3
1.4 Risoluzione da particelle cariche	3
1.4.1 Funzionamento simulazione	3
1.4.2 Pre-elaborazione dei dati	4
1.4.3 Ricostruzione della traccia	5
1.4.4 Risoluzione spaziale	5
1.4.5 Perdita di energia	8
1.5 Alternativa alla ionizzazione con particelle cariche	8
2 Simulazione di tracce laser UV in una TPC	11
2.1 Descrizione spaziale del laser	11
2.2 Descrizione interazione del laser con il gas	12
2.2.1 Intensità del laser	12
2.2.2 Modello di interazione	13
2.3 Confronto tra tracce di muone e tracce laser simulate	15
2.3.1 Differenza di densità di elettroni primari e driftati	16
2.3.2 Profili alla sorgente	17
2.3.3 Densità di carica per unità di lunghezza	17
2.3.4 Mappe medie sui pad	17
2.3.5 Residui spaziali	17
2.4 Sintesi del capitolo	19
3 Caratterizzazione ottica di un fascio laser per tracce di ionizzazione	21
3.1 Set up sperimentale	21
3.1.1 Configurazioni ottiche	23
3.2 Analisi dati	23
3.2.1 Configurazione con solo pinhole	24
3.2.2 Configurazione pinhole + beam expander	25
3.2.3 Configurazione pinhole + beam squeezer	26
3.3 Discussione dei Risultati	27
3.4 Considerazioni finali	28
Conclusioni	29
A Modello di fascio laser ed interazione con gas implementato nella simulazione	33

Capitolo 1

Ricostruzione di tracce cariche in una Time Projection Chamber

In questo capitolo vengono introdotti i principi di funzionamento di una Time Projection Chamber, con particolare attenzione ai processi fisici che permettono di rendere misurabile il passaggio di una particella carica nel volume attivo del rivelatore. Quando una particella attraversa il gas della TPC, essa perde energia principalmente attraverso processi di ionizzazione ed eccitazione delle molecole del gas. Gli elettroni prodotti lungo la traiettoria della particella vengono poi trasportati dal campo elettrico di deriva verso il piano di lettura, dove il segnale viene amplificato e raccolto. In questo modo la distribuzione spaziale della carica raccolta permette di ricostruire la traccia della particella originaria.

Dopo una descrizione generale del comportamento degli elettroni di ionizzazione nel gas, il capitolo discute un esempio semplificato di ricostruzione di tracce in una TPC. Vengono quindi introdotti alcuni degli elementi principali che determinano la qualità della misura, quali la diffusione durante la deriva, la granularità del piano di lettura, le fluttuazioni statistiche della ionizzazione primaria e le proprietà del sistema di amplificazione. In questo contesto viene discussa anche la risoluzione spaziale con cui una traccia carica può essere ricostruita, parametro fondamentale per valutare le prestazioni di una TPC come rivelatore di tracciamento.

Il capitolo ha quindi lo scopo di fornire il quadro fisico e sperimentale necessario per comprendere perché sia utile disporre di sorgenti di tracce ben definite e riproducibili. Questo punto diventerà centrale nei capitoli successivi, dove verrà studiata la possibilità di utilizzare fasci laser ultravioletti per generare tracce di ionizzazione controllate all'interno del volume attivo della camera.

1.1 Comportamento degli elettroni in un gas

Una particella carica che passa attraverso un mezzo assorbente può interagire in vari modi. Nel caso di un gas, a seconda della energia della particella, essa può eccitare o ionizzare le molecole del mezzo [1]. Il processo di ionizzazione può avvenire solo se la particella ha una energia superiore ad una determinata soglia, e di conseguenza un elettrone della molecola di gas viene liberato producendo una coppia elettrone-ione. L'energia necessaria varia a seconda della molecole, mentre l'energia persa dalla particella carica viene parametrizzata dalla funzione di Bethe-Block. Questo effetto, viene sfruttato da rivelatori a gas, dato che tramite l'azione di un campo elettrico, è possibile raccogliere la carica prodotta e successivamente e rivelarla per ricostruire il tipo di particella interagente e la sua quantità di moto.

Gli elettroni liberi subiscono altri 3 principali effetti: (i) diffusione, (ii) attaccamento elettronico e (iii) ricombinazione. Gli ultimi due riducono la quantità di carica libera e rivelabile dai sensori di lettura. Infatti, alcuni gas, come l'ossigeno, hanno la tendenza a catturare elettroni liberi; altri gas, come quelli nobili, invece hanno un coefficiente di attaccamento più basso. La ricombinazione è causata

dalla collisione degli elettroni con gli ioni positivi, i quali catturano l'elettrone per ritornare ad uno stato di carica neutra.

La quantità di carica raccolta dai sensori di lettura può variare in base all'intensità del campo elettrico applicato, ovvero all'aumentare della tensione applicata sul catodo. All'aumentare dell'intensità, gli elettroni liberi prodotti possono acquisire sufficiente energia per poter ionizzare a loro volta il gas e creare elettroni secondari. Il processo si può ripetere ulteriormente, andando così a creare una valanga elettronica e che determina una amplificazione del segnale primario. Esistono tre regimi dovuti all'intensità del campo elettrico, dove varia la proporzionalità tra intensità del campo elettrico e carica raccolta come mostrato in figura 1.1. È presente una iniziale zona di saturazione, dove gli effetti di ricombinazione si annullano e la carica raccolta è uguale alla carica iniziale indipendentemente dall'intensità del campo. Successivamente, si arriva ad una zona di proporzionalità, ovvero la carica aumenta in modo lineare. Con un ulteriore aumento dell'intensità, la linearità viene ridotta fino ad arrivare alla zona di Geiger-Müller dove la carica depositata crea una cascata elettronica e dove si perde la linearità.

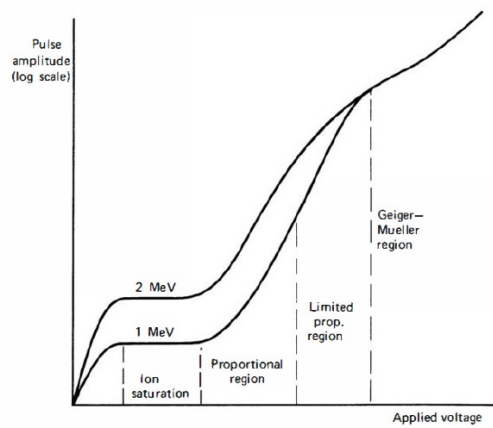


Figura 1.1: Due quantità diverse di carica raccolta in base all'energia depositata in funzione della tensione applicata, tratta da [1].

1.2 Time Projection Chamber

Le TPC sono strumenti utilizzati per la rivelazione di particelle. Al loro interno è presente un gas e un campo elettrico uniforme; al passaggio della particella in questo volume attivo, essa interagisce con il gas e produce coppie ione-elettrone tramite il processo di ionizzazione. La coppia risente degli effetti del campo elettrico e compie un moto di deriva con una velocità costante; l'elettrone, carico negativamente, *drifta* in direzione dell'anodo e lo ione, carico positivamente, *drifta* verso il catodo.

Per la formazione del segnale finale, vengono scelti gli elettroni data la loro alta mobilità; infatti creano impulsi più brevi e permettono una risposta più veloce del detector. Di conseguenza, dalla carica degli elettroni che viene amplificata e raccolta nell'anodo, si ottengono informazioni riguardo la traiettoria della particella proiettata in un piano 2D parallelo ad esso. L'anodo è posto ad un potenziale superiore del catodo e sono collegati tramite un partitore resistivo in modo da far decrescere linearmente il potenziale; ciò crea una configurazione di campo elettrico uniforme. Così facendo, la terza componente della traiettoria può essere ricavata dal tempo di arrivo dell'elettrone, dato che la velocità di deriva è costante.

1.3 Struttura delle TPC

La TPC usata per l'esperimento T2K ND280 [2] è una camera a parallelepipedo di forma volume $2 \times 0.8 \times 1.8 \text{ m}^2$. La parte strutturale è composta dalla *field cage*, da un catodo centrale e da due anodi posti a due estremità che divide il volume in due lungo la direzione di deriva. Di conseguenza, la distanza di deriva è di 1 m, mentre la dimensione del piano in cui giacciono l'anodo e catodo è di

$1.8 \times 0.8 \text{ m}^2$.

La miscela di gas usata è formata da argon al 95%, CF₄ al 3% e isobutano (iC₄H₁₀) al 2%.

1.3.1 Field Cage

Il gas è racchiuso all'interno della Field Cage (FC). Le pareti laterali sono composte da una serie di strati di diversi materiali e colla. La scelta dei materiali è basata sulla capacità di resistenza alle sollecitazioni termiche e meccaniche, al degrado causato dall'utilizzo di un alto potenziale e dalla impermeabilità, per non far entrare contaminanti nella miscela di gas e per non permetterne la fuoriuscita.

Gli ultimi tre strati più interni, sono due strip di rame (field strip, rivolte verso il volume attivo, e mirror strip rivolte verso le pareti) con in mezzo uno strato di kapton, un materiale isolante. Le strip hanno una larghezza di 3 mm e un passo di 5 mm, mentre i due piani di strip, distanziati da uno strato di colla, siano posizionati tra di loro in modo che due strip successive *mirror-field* si sovrappongano per 0.5 mm e siano collegate da un partitore resistivo. Questi ultimi tre strati definiscono la geometria e l'uniformità del campo elettrico.

1.3.2 Anodo

Ogni anodo è composto da 8 ERAM (Encapsulated Resistive Andode Micromegas) montate su un supporto chiamato *module frame* e costituiscono i sensori di amplificazione, lettura e formazione del segnale. Ogni ERAM è composta da 32x36 pad metalliche di dimensioni 11x10 mm². In particolare, le ERAM utilizzano la tecnologia resistive-Micromegas (MICRO MESH Gaseous Structures): sopra le pad di lettura a 128 μm di distanza è presente una mesh. Tra la mesh e le pad, il campo elettrico è fortemente intensificato ($\sim 2.7 \times 10^6 \text{ V/m}$) e al passaggio di un elettrone genera una valanga che serve per amplificare il segnale di un fattore 1000. Inoltre, sopra le pad è posizionata uno strato resistivo che aiuta la diffusione delle cariche per generare segnale anche sulle pad non direttamente interessate dalla valanga. Perciò, la carica viene distribuita su più pad, per acquisire la posizione e il tempo si possono utilizzare le informazioni da pad adiacenti, oltre dalla pad principale, ottenendo una risoluzione spaziale di circa $O(500 \mu\text{m})$ con pad di lato attorno al cm.

Per la lettura elettronica del segnale vengono utilizzati degli AFTER chip; un chip riesce a leggere la carica raccolta da 72 pad (posizioni in una matrice 8x9), quindi in totale sono presenti 16 chip. In una FEC (Front End Card) sono presenti 8 chip; le due FEC presenti vengono elaborate con schede FEM (Front End Mezzanine).

1.4 Risoluzione da particelle cariche

Lo studio della risoluzione spaziale del rivelatore e la presenza di eventuali regioni del volume attivo in cui sono presenti distorsioni richiede un ottimo controllo sulla posizione di passaggio delle tracce. E' possibile utilizzare particelle cariche, per esempio i muoni cosmici, ma la loro posizione, direzione ed energia non è facilmente ricostruibile se non attraverso l'utilizzo di tracciatori esterni. Per questo motivo, è possibile utilizzare sorgenti più controllate come LASER a frequenza UV. Tuttavia, l'utilizzo di una simulazione di tracce cariche è importante per un confronto della risoluzione attesa di tracce generate dal LASER e da particelle cariche, presenti nel normale regime di funzionamento del rivelatore.

1.4.1 Funzionamento simulazione

La simulazione utilizzata è un codice in C++ basata sull'utilizzo del programma GARFIELD++ [3]. Il programma creato dal CERN, viene utilizzato per la simulazione di camere a deriva in 2D e 3D. Partendo dalla descrizione del detector, avendo definito la geometria del detector e le proprietà del gas utilizzato, è possibile ricavare informazioni riguardo la ionizzazione primaria e sul trasporto delle cariche nel mezzo.

La simulazione fornisce informazioni sulla posizione e i tempi dei clusters e degli elettroni arrivati all'anodo. Dopo aver impostato il tipo di particella, la sua energia, il punto di partenza e la direzione, le informazioni sono salvate all'interno di un file ROOT [5] divise in due TTree (clusters e anode).

Per l'analisi vengono utilizzati i dati dell'anodo e per ogni simulazione vengono salvate le seguenti informazioni: il numero dell'evento *eventID*, il numero degli elettroni primari dell'evento *nPrimaries*; per ogni evento vengono salvate informazioni per gli elettroni che colpiscono l'anodo: la posizione *z* e *y* *anode_Y* *anode_Z*, la corrispondente pad colpita *anode_padY* *anode_padZ* e il tempo di arrivo *anode_t*. Le coordinate *y* e *z* corrispondono ad un piano parallelo all'anodo e $z \in [-890.0, 890.0]$ mm e $y \in [-370.6, 370.6]$ mm. La profondità della camera corrisponde all'asse *x* e $x \in [0, 974.6]$ mm, a $x = 0$ mm è posizionato l'anodo. Le dimensioni delle pad sono diverse da quelle usate nell'esperimento ND280, le dimensioni usate nella simulazione sono 9.5×6.5 mm².

1.4.2 Pre-elaborazione dei dati

La simulazione fornisce le posizioni vere degli elettroni arrivati all'anodo. Questa informazione non è disponibile nel caso reale, ma è utile per valutare i limiti massimi della risoluzione limitata dalla diffusione nel gas degli elettroni primari durante il moto di deriva.

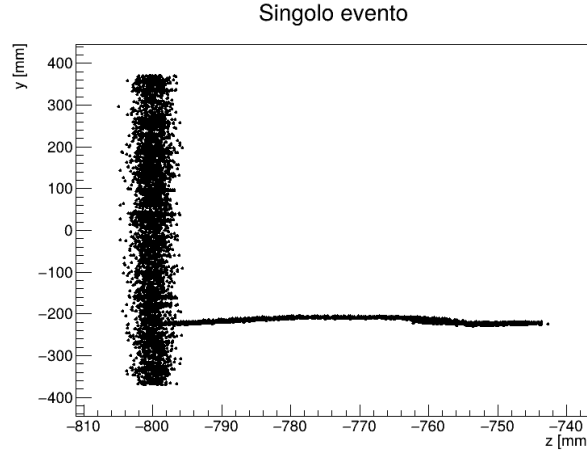


Figura 1.2: Esempio di un evento non elaborato, in cui è presente un delta ray.

Un primo problema è la presenza dei raggi delta [1]. Essi sono elettroni secondari che durante il processo di ionizzazione hanno acquistato sufficiente energia da potersi muovere in varie direzioni e continuare a loro volta il processo di ionizzazione, come si può vedere in figura 1.2.

Per ripulire gli eventi di questi effetti, viene effettuato un taglio. Vengono eliminati i dati all'esterno di un cilindro di base ellittica che circonda la traccia. Infatti proiettando, per tracce verticali, i punti sul piano (*z*,*t*), essi hanno una distribuzione ellittica. Dopo aver osservato i dati grezzi, è stato scelto di fissare un raggio sull'asse *y* di 5 mm e sull'asse temporale un raggio di 45 ns. Analogamente, per tracce orizzontali, la base del cilindro giace nel piano (*y*,*t*).

Gli elettroni che raggiungono l'anodo, sono divisi in zone corrispondenti alle dimensioni delle pad a seconda del loro punto di arrivo. Successivamente, viene calcolata una media delle posizioni e dei tempi per pad (ovvero con lo stesso numero di *anode_padY* e *anode_padZ*) e tenuto il conto del numero di elettroni che hanno colpito la specifica pad.

Dopodiché, viene fatta una media pesata per riga o per colonna di pad, a seconda della direzione della traccia. Per tracce orizzontali, viene fatta una media per colonna, come mostrato nella seguente equazione:

$$y_i = \frac{\sum_{j=1}^{N_{colonna}} y_{ij} n_{ij}}{\sum_{j=1}^{N_{colonna}} n_{ij}} \quad (1.1)$$

Invece per tracce verticali viene fatta una media per riga, come mostrato nella seguente equazione;

$$y_j = \frac{\sum_{i=1}^{N_{righe}} y_{ij} n_{ij}}{\sum_{i=1}^{N_{righe}} n_{ij}} \quad (1.2)$$

Dove con y_{ij} si intende la posizione media nella coordinata y della pad nella i-esima riga e j-esima colonna, con n_{ij} si intende il numero di elettroni arrivati all'interno della pad ij e con $y_{i/j}$ si intende la media finale della coordinata y per i-esima riga o per j-esima colonna. Il processo viene ripetuto sia per la seconda coordinata spaziale z che per il tempo.

L'errore finale viene calcolato come l'errore della media, come mostrato nella seguente equazione:

$$\sigma_{media} = \frac{\sigma_{riga/colonna}}{\sqrt{N}} \quad (1.3)$$

Nel caso fosse stato colpito in singolo pad, quindi non sia possibile calcolare una media per riga/colonna, si assume che il valore finale corrisponda ad una misura con distribuzione continua e uniforme all'interno delle dimensioni della pad e l'errore viene calcolato nei seguenti modi:

$$\sigma_y = \frac{padsize_y}{\sqrt{12}} = \frac{9.5}{\sqrt{12}} = 2.7mm \quad (1.4)$$

$$\sigma_z = \frac{padsize_z}{\sqrt{12}} = \frac{6.5}{\sqrt{12}} = 1.9mm \quad (1.5)$$

1.4.3 Ricostruzione della traccia

Successivamente, viene effettuato un fit bidimensionale dei punti. Dato che le tracce possono essere anche verticali, non sarebbe possibile ottenere un fit tramite regressione lineare, in quanto bisognerebbe invertire la posizione degli assi. Si è deciso, quindi, di fittare l'equazione parametrica di una retta in un piano 2D: $ay + bx + c = 0$, utilizzando il metodo del Total Least Square.

In questo metodo di regressione, la variabile indipendente non viene più considerata senza errore, ma viene preso in considerazione anche il suo errore. In questo caso di fit lineare e bidimensionale, il problema diventa trovare una combinazione (a,b,c) di parametri che minimizzano la somma delle distanze ortogonali quadrate. In particolare, è stato fatto un fit pesato, utilizzando come peso l'errore sulle z quando i dati sono ottenuti con una media per colonna e viceversa l'errore sulle y per la media per riga, dato che corrisponde alla direzione dove è presente più dispersione. Quindi, è necessario minimizzare la seguente equazione parametrica:

$$d(puntos, retta)^2 = \sum_{i=0}^{N_{punti}} \frac{(ay_i + bx_i + c)^2}{(a^2 + b^2)\sigma_i^2} \quad (1.6)$$

1.4.4 Risoluzione spaziale

Per stimare la risoluzione spaziale all'interno della TPC e per avere un campione statisticamente significativo vengono simulati 1000 eventi di muone a 1GeV per configurazione.

Per ogni simulazione, vengono raccolti in un singolo istogramma tutti i residui (distanza geometrica tra il punto e la retta) dei 1000 fit calcolati come spiegato precedentemente.

Poi, viene fittata la seguente gaussiana:

$$f(A, \mu, \sigma) = Ae^{-\frac{1}{2}(\frac{x-\mu}{\sigma})^2} \quad (1.7)$$

Come risoluzione viene preso il valore di σ

Dalla simulazione, è stato possibile ricavare una risoluzione spaziale in funzione delle due coordinate del piano parallelo e in funzione della distanza all'anodo.

Per stimare la risoluzione spaziale in z, vengono simulazione tracce verticali vicino all'anodo, $x=187$ mm,

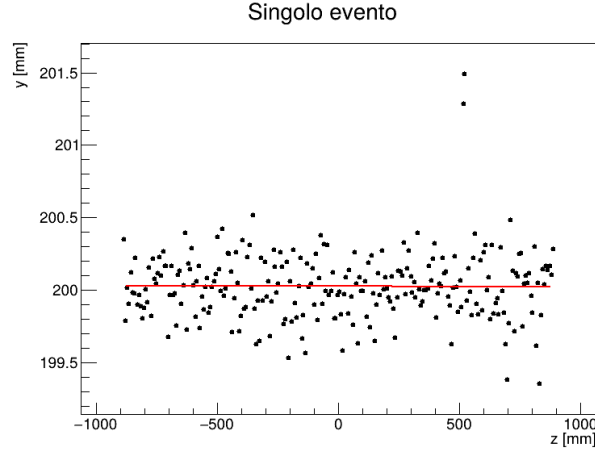


Figura 1.3: Esempio di fit lineare di un evento a $y = 200$ mm.

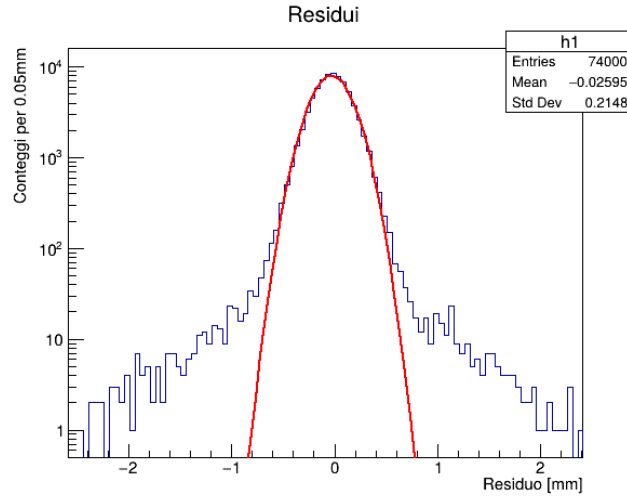


Figura 1.4: Esempio del fit di un evento $z = -800$ mm, l'asse dei conteggi è logaritmico per far vedere meglio le code della distribuzione.

a $z = (-800, -400, -200, -100, 0, 100, 200, 400, 600, 800)$ mm; per la componente y vengono simulate tracce orizzontali $x = 187$ mm a $y = (-300, -200, -100, 0, 100, 200)$ mm. Per stimare la risoluzione spaziale in x vengono simulate tracce verticali, $z = 0$ mm, a $x = (187, 287, 387, 487, 587, 687, 787)$ mm

Nelle sottostanti tabelle vengono esposti i risultati dei diversi fit ottenuti da (1.7)

Si può notare come i valori della risoluzione per z e per y sono quasi costanti, data l'uniformità del campo elettrico all'interno della field cage nella simulazione. Inoltre è presente una differenza di valore di circa $40 \mu\text{m}$ tra le due direzioni. Questo potrebbe essere dovuto, alle differenti dimensioni di pad nei due assi. Infatti il rapporto tra le due risoluzioni è pari ad 1.22. Il rapporto tra le dimensioni z ed y delle pad è circa 1.46. Ipotizzando una distribuzione uniforme della traccia all'interno al profilo della traccia sia uniforme, che con il filtro geometrico cilindrico applicato appare come una striscia larga 1 cm, e che la traccia passi centrale ad una fila di pad, le pad vengono completamente attraversate. Ma, la risoluzione spaziale scala come la radice del numero di elettroni, che in questo esempio il numero è proporzionale al rapporto tra le due dimensioni. Infatti la radice quadrata è di circa 1.21.

Invece, la risoluzione in funzione della profondità tende ad aumentare, proprio perché per tracce più profonde, dovendo percorrere più distanza e passando più tempo all'interno del gas, risentono maggiormente della diffusione. In particolare, la risoluzione in x è descritto dalla seguente equazione [4]:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \alpha x} \quad (1.8)$$

Retta [mm]	Risoluzione [mm]
y = -300	0.2218 ± 0.0004
y = -200	0.2215 ± 0.0004
y = -100	0.2209 ± 0.0004
y = 0	0.2202 ± 0.0004
y = 100	0.2209 ± 0.0004
y = 200	0.2210 ± 0.0004

Tabella 1.1: Risoluzione spaziale sull'asse delle y ottenuta da tracce orizzontali a x = 187 mm.

Retta [mm]	Risoluzione [mm]
z = -800	0.1836 ± 0.0006
z = -400	0.1819 ± 0.0006
z = -100	0.1842 ± 0.0006
z = 0	0.1820 ± 0.0006
z = 100	0.1838 ± 0.0006
z = 400	0.1835 ± 0.0006
z = 600	0.1847 ± 0.0006

Tabella 1.2: Risoluzione spaziale sull'asse delle z ottenuta da tracce verticali a x = 187 mm.

x [mm]	Risoluzione [mm]
x = 187	0.1478 ± 0.0005
x = 287	0.1833 ± 0.0006
x = 387	0.2120 ± 0.0007
x = 487	0.2404 ± 0.0008
x = 587	0.2586 ± 0.0009
x = 687	0.2783 ± 0.0009
x = 787	0.2954 ± 0.0010

Tabella 1.3: Risoluzione spaziale sull'asse delle x ottenuta da tracce verticali a z = 0.

dove σ è la risoluzione, σ_0 è la risoluzione all'anodo e α è un parametro sperimentale che descrive la diffusione e il numero di elettroni prodotti dalla ionizzazione lungo la traccia. Il fit si può vedere in figura 1.5 e nella tabella 1.4 i risultati ottenuti.

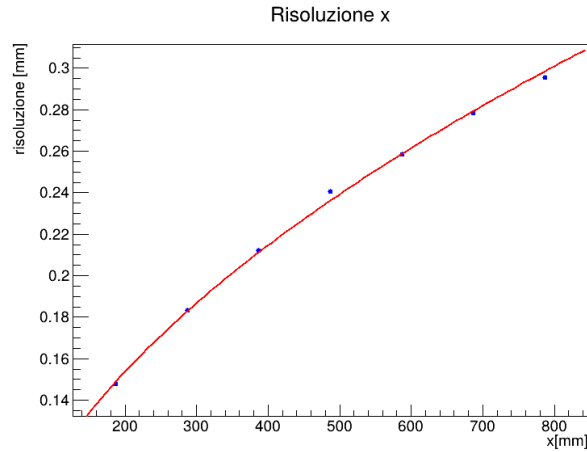


Figura 1.5: Andamento dei residui in funzione della profondità.

σ_0	$(0.034 \pm 0.003) \text{ mm}$
α	$(1121 \pm 7) * 10^{-7} \text{ mm}$
χ^2/ndf	10.2

Tabella 1.4: Risultati ottenuti dal fit 1.5.

1.4.5 Perdita di energia

Dai risultati della simulazione è possibile stimare il valore di energia persa dalla particella per unità di lunghezza, $\frac{dE}{dx}$. Il valore è stato ricavato andando a calcolare il numero di elettroni arrivati all'anodo, per ogni sezione ellittica con spessore 1 cm della traccia. Plottando, poi, i valori ottenuti per i 1000 eventi, è possibile notare nell'immagine 1.6, che la distribuzione è descritta da una Landau. Il valore di energia persa per unità di lunghezza corrisponde al parametro Most Probable Value della funzione Landau fittata.

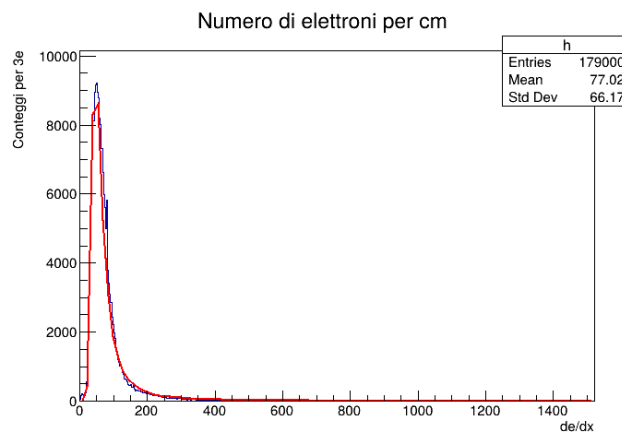


Figura 1.6: Esempio di istogramma con funzione fittata.

Nelle sottostanti tabelle, vengono riportati i valori di MPV, ottenuti dai fit.

Retta [mm]	MPV [e/cm]
y = -300	47.83 ± 0.09
y = -200	47.79 ± 0.09
y = -100	47.84 ± 0.09
y = 0	47.91 ± 0.09
y = 100	47.74 ± 0.09
y = 200	47.87 ± 0.09

Tabella 1.5: MPV per tracce orizzontali a x = 187 mm.

Retta [mm]	MPV [e/cm]
z = -800	47.94 ± 0.09
z = -400	47.65 ± 0.09
z = -100	47.73 ± 0.09
z = 0	47.82 ± 0.09
z = 100	47.72 ± 0.09
z = 400	47.65 ± 0.09
z = 600	47.87 ± 0.09

Tabella 1.6: MPV tracce verticali a x = 187 mm.

1.5 Alternativa alla ionizzazione con particelle cariche

In questo capitolo sono stati discussi i meccanismi principali che permettono a una TPC di ricostruire il passaggio di una particella carica. Gli elettroni prodotti per ionizzazione nel gas rappresentano l'informazione primaria da cui viene ricostruita la traccia. La precisione finale dipende da diversi effetti fisici e strumentali, tra cui la diffusione degli elettroni durante la deriva, la statistica della ionizzazione, la risposta del sistema di amplificazione e la geometria del piano di lettura. Lo studio

Retta [mm]	MPV [e/cm]
x = 187	47.03 $\pm$ 0.09
x = 287	47.72 $\pm$ 0.09
x = 387	48.02 $\pm$ 0.09
x = 487	48.22 $\pm$ 0.09
x = 587	48.32 $\pm$ 0.09
x = 687	48.82 $\pm$ 0.09
x = 787	49.31 $\pm$ 0.09

Tabella 1.7: MPV per tracce verticali a $z = 0$ mm.

della risoluzione spaziale e della risoluzione in energia richiede quindi una comprensione accurata sia della fisica del gas sia della risposta del rivelatore.

Tradizionalmente, queste prestazioni vengono studiate esponendo la camera a fasci di particelle cariche di tipo noto, energia nota e geometria il più possibile controllata. Questo approccio è molto efficace, ma non sempre è disponibile sperimentalmente. Inoltre, anche quando un fascio di particelle cariche è accessibile, l'analisi può essere complicata da effetti non trascurabili. Le particelle possono subire scattering multiplo nei materiali passivi attraversati, rendendo le tracce non perfettamente rettilinee. Inoltre, la ionizzazione prodotta da particelle cariche presenta fluttuazioni non gaussiane, associate alla distribuzione di Landau, e può essere accompagnata dalla produzione di raggi delta, che alterano localmente la distribuzione della carica.

Un metodo alternativo consiste nel generare tracce di ionizzazione direttamente nel volume attivo della TPC mediante fasci laser ultravioletti opportunamente scelti e manipolati. In questo caso la geometria della traccia è definita dall'ottica del fascio laser e può essere resa rettilinea e riproducibile. Inoltre, a differenza della ionizzazione prodotta da particelle cariche, la generazione locale di elettroni indotta dal laser può essere descritta, in condizioni opportune, da fluttuazioni di tipo poissoniano o gaussiane. Questo rende le tracce laser uno strumento molto interessante per studi di calibrazione, allineamento e risoluzione.

Nel capitolo successivo verrà quindi introdotta una descrizione dei fasci laser utilizzabili per questo scopo, sia dal punto di vista dell'ottica di propagazione sia dal punto di vista dei meccanismi di ionizzazione multifotonica nel gas. Nel terzo capitolo verrà invece discusso un esempio sperimentale di caratterizzazione ottica di un fascio laser, finalizzata alla produzione di tracce di ionizzazione controllate.

Capitolo 2

Simulazione di tracce laser UV in una TPC

In questo capitolo viene sviluppata una descrizione fisica e numerica dei fasci laser utilizzabili per generare tracce di ionizzazione in una TPC. L'obiettivo è collegare le proprietà ottiche del fascio, come la dimensione trasversa, la divergenza e la lunghezza di Rayleigh, ai meccanismi microscopici attraverso cui il laser può produrre elettroni liberi nel gas. La descrizione del fascio viene costruita a partire dal modello di fascio gaussiano, che rappresenta una prima approssimazione semplice ma efficace per descrivere la propagazione di un fascio laser reale in prossimità del suo *waist*.

Accanto alla parte ottica, viene introdotto un modello di ionizzazione multifotonica. In particolare, si considera il caso di ionizzazione a due fotoni, rilevante per molecole organiche con basso potenziale di ionizzazione, come impurità o contaminanti presenti nel gas. Tale meccanismo è particolarmente importante nel caso di laser ultravioletti a 266 nm, poiché l'energia di due fotoni può essere sufficiente a ionizzare alcune specie molecolari a bassa energia di ionizzazione, pur non essendo sufficiente per ionizzare direttamente i principali componenti della miscela gassosa. Il modello implementato permette quindi di descrivere la produzione locale di coppie elettrone-ione come funzione dell'intensità del fascio laser.

Il capitolo presenta inoltre l'implementazione di un generatore di tracce laser nella simulazione utilizzata per descrivere il comportamento della TPC. Tale implementazione permette di confrontare tracce generate da particelle cariche, come i muoni, con tracce prodotte da un fascio laser avente la stessa posizione e direzione di propagazione. Naturalmente, i due casi differiscono per il profilo longitudinale e trasverso della densità di ionizzazione: nel caso del muone la perdita di energia è legata alla ionizzazione da particella carica, mentre nel caso del laser la produzione di elettroni dipende localmente dall'intensità ottica e dal numero di fotoni coinvolti nel processo di ionizzazione.

2.1 Descrizione spaziale del laser

Un fascio laser è un'emissione di luce ad alta intensità che ha le seguenti caratteristiche: (i) monocromatica, cioè composto da onde con una singola lunghezza d'onda; (ii) coerente, ovvero in fase, (iii) direzionale, che si propaga con una dispersione minima. Idealmente, il fascio ha un profilo gaussiano, ovvero l'ampiezza trasversa del campo elettrico è descritta da una funzione gaussiana. Si può definire il raggio del fascio w come la distanza dal centro della gaussiana a dove l'ampiezza si riduce di un fattore $1/e$ o l'intensità di un fattore $1/e^2$.

Nel caso reale, a causa di effetti come la diffrazione, il valore di w può variare a seconda della distanza sull'asse delle z (l'asse di propagazione) e segue la seguente equazione:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R} \right)^2} \quad (2.1)$$

dove w_0 è il punto più stretto del fascio alla distanza di z_0 , z_R è la lunghezza di Rayleigh definita come il valore di z dove l'area della sezione del fascio è raddoppiata ovvero la distanza quando $w(z) = \sqrt{2}w_0$; z_R e indica la posizione dove approssimativamente l'andamento diventa lineare, è pari anche alla seguente equazione:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.2)$$

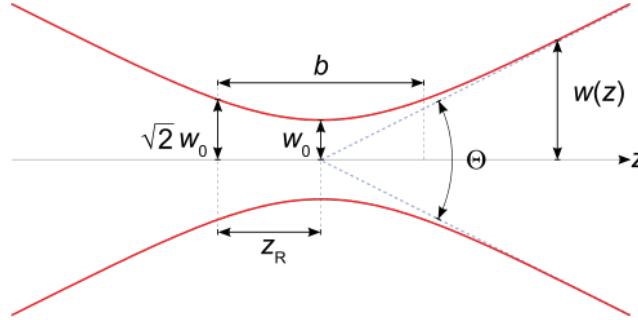


Figura 2.1: Funzione $w(z)$ per un fascio gaussiano, immagine presa da [9].

Da tale legge si può dedurre come all'aumentare di w_0 , il valore di z_R aumenti e di conseguenza viene ridotta la divergenza. A grandi distanze si può definire l'angolo di divergenza Θ come :

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.3)$$

$$\Theta = 2\theta \quad (2.4)$$

Infatti il fascio, a grandi distanze ($z \gg z_R$) tende a divergere a tale angolo. Inoltre la retta a cui la funzione 2.1 tende per $z \gg z_R$, è descritta dall'equazione:

$$w(z) \approx w_0 \frac{|z - z_0|}{z_R} \approx \frac{\lambda}{\pi w_0} |z - z_0| \approx \theta |z - z_0| \quad (2.5)$$

Se la sezione del fascio non è perfettamente circolare, i valori di w_0 , z_0 , z_R e Θ devono essere calcolati delle due direzioni x e y degli assi della sezione trasversa e gli assi della gaussiana bidimensionale.

Un laser reale non sempre è ben descritto da un fascio gaussiano. Il fattore di qualità del fascio M^2 è un parametro utile per stimare quanto il fascio utilizzato discosta da uno gaussiano. Il comportamento non gaussiano comporta una variazione alla lunghezza di Rayleigh e di conseguenza può essere calcolato come:

$$z_R = \frac{w_0^2 \pi}{M^2 \lambda} \quad (2.6)$$

$$M^2 = \frac{w_0^2 \pi}{z_R \lambda} \quad (2.7)$$

Nel caso fascio gaussiano il valore M^2 corrisponde ad 1.

2.2 Descrizione interazione del laser con il gas

2.2.1 Intensità del laser

Nel caso di un fascio ellittico e gaussiano, è possibile andare a calcolare l'intensità in funzione dello spazio e del tempo. In particolare nel caso di un impulso temporale di tempo t , l'equazione diventa:

$$I(x, y, z, t) = I_{spaziale} \exp\left(\frac{-4 \ln(2)(t - t_0)^2}{\tau_{FWHM}^2}\right) \quad (2.8)$$

dove $I_{spaziale}$, che rappresenta come cambia l'intensità in funzione della posizione, è definito come:

$$I_{spaziale} = I_{0,waist} \frac{w_{0x}}{w_x(z)} \frac{w_{0y}}{w_y(z)} \quad (2.9)$$

dove $I_{0,waist}$ rappresenta l'intensità a z_0 ed è definito come:

$$I_{0,waist} = \frac{2E}{\pi w_{0x} w_{0y} \tau \sqrt{\pi/(4 \ln 2)}} \quad (2.10)$$

Invece, il seguente pezzo:

$$\exp\left(\frac{-4 \ln(2)(t - t_0)^2}{\tau_{FWHM}^2}\right) \quad (2.11)$$

descrive come l'intensità cambia nel tempo, dove t_0 è il tempo dove l'impulso raggiunge il massimo, τ_{FWHM} è il tempo a metà altezza.

2.2.2 Modello di interazione

Un fotone ad una determinata lunghezza d'onda ha una energia pari a:

$$E_{fotone} = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.12)$$

quindi un fotone emesso dal laser a $\lambda = 266$ nm ha una energia pari a:

$$E_\gamma = \frac{hc}{\lambda} \simeq 4.66 \text{ eV} \quad (2.13)$$

Ma le energie di ionizzazione delle componenti del gas T2K sono:

Specie	Energia di ionizzazione [eV]
Argon	16 eV
CF ₄	13.1 eV
Isobutano	10.6–10.7 eV

Tabella 2.1: Valori di energia di ionizzazione delle componenti della miscela T2K [17].

Di conseguenza, un singolo fotone non riuscirebbe ad ionizzare il gas. Infatti per l'isobutano ne sono necessari almeno tre [16]. La ionizzazione da due fotoni per il CF₄ avviene soltanto a ordini delle decine di eV. Pertanto, l'osservazione di frammenti di CF₄ a 266 nm indicherebbe probabilmente processi secondari, come la formazione di un plasma, scariche elettriche o reazioni chimiche indotte dall'impatto di elettroni [14]. Per l'argon, i livelli necessari per la ionizzazione a doppio fotone sono superiori ai 40 eV [15]. Ciononostante, il laser lascia una traccia di ionizzazione.

Un'ipotesi è che avvenga un processo di ionizzazione a doppio fotone con contaminanti organici presenti all'interno del gas [7].

Infatti, guardando la seguente tabella:

Specie	Energia di ionizzazione [eV]
Toluene	8.82 eV
Benzene	9.24 eV

Tabella 2.2: Valori di energia di ionizzazione per i principali contaminanti organici [17].

I valori di ionizzazione sono compresi tra 4.66 eV e 9.32 eV (energia depositata da due fotoni).

Questa ipotesi è supportata anche dal parametro di Keldysh [8]. Infatti γ è definita come:

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{2m_e I}}{eE} \quad (2.14)$$

dove I è l'energia di ionizzazione, E è l'intensità del campo elettrico e ω è la frequenza angolare pari a $\frac{2\pi c}{\lambda}$. Andando a calcolare i valori per $\lambda = 266nm$ a varie intensità, si ottengono risultati esposti in tabella 2.3:

Specie	Intensità a $10^9 W/cm^2$	Intensità a $10^{10} W/cm^2$	Intensità a $10^{11} W/cm^2$
Toluene	817	258	82
Isobutano	899	284	90
Benzene	880	278	88

Tabella 2.3: Valori di γ a diverse intensità di campo elettrico.

In tabella vengono calcolati i parametri per tre possibili valori di intensità di campo elettrico, dalla quale è possibile ricavare il valore di E come:

$$E = \sqrt{\frac{2I}{c\epsilon_0}} \quad (2.15)$$

I valori ottenuti sono molto maggiori di uno, il che indica una ionizzazione a multi fotone.

In regime di basso svuotamento, ovvero la ionizzazione non consuma grandi quantità di gas neutro, si può calcolare il numero di elettroni, e , prodotti da una determinata specie, s , e da un determinato numero N di fotoni che appartengono al processo di MPI (Multi-Photon-Ionization) prodotti da un fascio gaussiano ellittico, come:

$$dN_e(z) = n_s \sigma_N I_0(s)^N \tau_{FWHM} \sqrt{\frac{\pi}{4N \ln 2}} \frac{\pi w_x(z) w_y(z)}{2N} dz \quad (2.16)$$

dove N è il numero di fotoni che prendono parte al processo di ionizzazione, n_s è la densità della specie, e σ_N è il coefficiente efficace del canale di ionizzazione. Qual ora però l'intensità del laser aumentasse di molto, l'equazione 2.16 non sarebbe più valida, dato che si potrebbero ottenere risultati del tipo $n_{e,s} > n_s$. Si introduce allora la probabilità per unità di tempo che una molecola/atomo venga ionizzato:

$$W(t) = \sigma_{N,s} I(t)^N \quad (2.17)$$

Allora la probabilità che in un intervallo dt , una particella venga ionizzata è pari a:

$$dP = W(t)dt \quad (2.18)$$

Si può definire l'andamento nel tempo che una particella di gas resti neutra come:

$$\frac{dS}{dt} = -W(t)S(t) \quad (2.19)$$

dove $S(t)$ è la probabilità d una particella di essere neutra e risolvendo l'equazione si ottiene:

$$S(t) = e^{\int -W(t)dt} \quad (2.20)$$

Dato che la somma delle due probabilità deve essere pari ad 1, P può essere riscritta come:

$$P = 1 - e^{-\int W(t)dt} \quad (2.21)$$

Inoltre, nel caso di laser debole, ovvero $x = \int W(t)dt \ll 1$, si riottiene l'andamento lineare di 2.16 pari a:

$$e^{-x} \approx 1 - x \quad (2.22)$$

$$P = 1 - (1 - x) = x \quad (2.23)$$

$$n_{e,s} \approx n_s P \approx n_s \int W(t)dt \quad (2.24)$$

Inoltre, dall'equazione 1.4.4, si nota come $n_e \propto I_{spaziale}^N$ e dall'equazione 2.9 si ottiene:

$$W(r) \propto I_0^N \exp\left(N \frac{w_{0x}}{w_x(s)} \frac{w_{0y}}{w_y(s)}\right) \quad (2.25)$$

da cui si può ricavare che la distribuzione dell'energia è sempre una gaussiana ma con un raggio ristretto, in quando si può riscrivere:

$$\exp\left(\frac{w_{0x}}{w_x(s)} \frac{w_{0y}}{w_y(s)}\right) = \exp\left(-N \frac{w_{0x}}{w_x(s)} \frac{w_{0y}}{w_y(s)}\right) \quad (2.26)$$

$$(2.27)$$

da qui si ricava:

$$w_{ionizzazione,x/y} = \frac{w_{0,x/y}}{\sqrt{N}} \quad (2.28)$$

2.3 Confronto tra tracce di muone e tracce laser simulate

Dai risultati ottenuti dalla simulazione, la quale è stata modificata come descritto in appendice A, si confrontano due campioni prodotti con la stessa geometria di tracciamento e con la stessa catena di trasporto e lettura: un campione di 100 tracce orizzontali di muone e un campione di 100 tracce orizzontali generate dal modello laser a due fotoni. Lo scopo del confronto è verificare la consistenza della risposta del rivelatore simulato, confrontando la densità di elettroni primari, la densità di elettroni driftati fino all'anodo e la risoluzione spaziale ricostruita dai punti di raccolta sui pad.

Le due simulazioni utilizzano la stessa traiettoria nominale nel volume attivo:

$$x = 187.0 \text{ mm}, \quad (2.29)$$

$$y = -170.5 \text{ mm}, \quad (2.30)$$

$$z_{\text{start}} = -820.0 \text{ mm}, \quad (2.31)$$

con direzione lungo $+z$. Questa scelta posiziona la traccia sulla riga inferiore attiva degli ERAM ed evita la regione non strumentata associata alla finestra di quarzo.

Per il campione laser sono stati usati i parametri:

- energia per impulso: 1 mJ;
- durata dell'impulso: 5 ns;
- lunghezza d'onda: 266 nm;
- raggio al waist: 0.205755 mm;
- lunghezza di Rayleigh: circa 50 cm;
- waist lungo la traccia a $z \simeq +50$ mm nella configurazione usata.

La posizione del waist deriva da $z_{\text{start}} = -820$ mm e $s_{\text{waist}} = 870$ mm. Pertanto, per questi file, il waist non è esattamente a $z = 0$, ma è vicino alla regione centrale usata nell'analisi $-250 < z < +250$ mm. Se si volesse centrare il waist esattamente a $z = 0$, sarebbe necessario usare $s_{\text{waist}} = 820$ mm e rigenerare gli eventi.

I parametri laser sono scelti per essere compatibili con la scala sperimentale del laser Minilite I alla quarta armonica, a 266 nm, dopo opportuna focalizzazione nel volume di drift. Per la configurazione simulata a 1 mJ si ottiene una fluensa di picco pari a

$$F_0 = 1.50361 \text{ J/cm}^2$$

e una intensità di picco pari a

$$I_0 = 2.8251 \times 10^8 \text{ W/cm}^2.$$

Queste grandezze non descrivono il fascio non focalizzato all'uscita del laser, ma il fascio dopo la scelta del waist ottico usato nella simulazione.

2.3.1 Differenza di densita' di elettroni primari e driftati

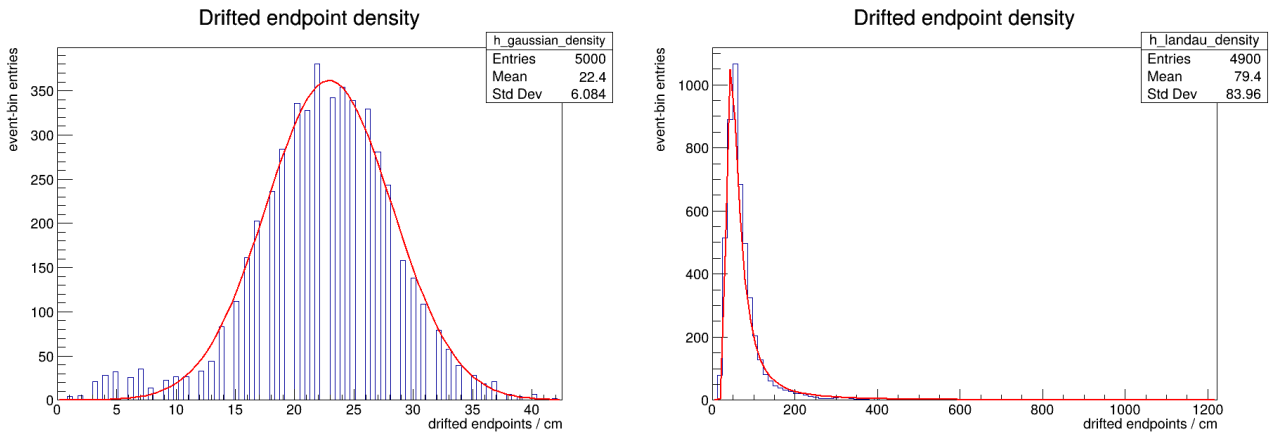
La Tabella 2.4 riassume i risultati principali. La prima parte della tabella riporta la densita' degli elettroni primari prodotti lungo la traccia, prima del drift. La seconda parte riporta invece la densita' degli elettroni driftati fino all'anodo, binned lungo z e con assegnazione valida ai pad HAT, nella finestra $-250 < z < +250$ mm.

Quantita'	Muoni	Laser
Densita' primaria media lungo z [$e^-/\text{evento}/\text{cm}$]	86.3708	15.5034
Densita' primaria di picco lungo z [$e^-/\text{evento}/\text{cm}$]	134.08	26.46
Densita' driftata media [e^-/cm]	83.826	22.4008
Densita' driftata mediana [e^-/cm]	60	23
MPV Landau [e^-/cm]	46.3897	—
Sigma Landau [e^-/cm]	9.84333	—
RMS [e^-/cm]	—	6.08373

Tabella 2.4: Confronto tra 100 tracce di muone e 100 tracce laser simulate. Le densita' primarie sono calcolate nel punto di generazione, mentre le densita' driftate sono calcolate sugli elettroni arrivati all'anodo e assegnati a pad validi.

Dai risultati in tabella 2.4, si nota come gli elettroni prodotti in traccia primaria sia da muoni che da laser, il numero in media sia inferiore rispetto al numero massimo. Tale andamento però non resta valido anche dopo il drift degli elettroni, questo proprio perché nel modello a ionizzazione da laser non vengono prodotti raggi delta.

Inoltre, come atteso, la distribuzione del muone presenta una coda asimmetrica compatibile con la fluttuazione di ionizzazione di una particella carica, ed è quindi descritta in termini di MPV e larghezza Landau. Tale fluttuazione è data dalla presenza dei raggi delta. La traccia laser, invece, non è una ionizzazione da perdita di energia di una particella carica: la produzione primaria dipende dalla distribuzione spaziale dell'intensità laser e, per il processo a due fotoni, scala quadraticamente con l'intensità.



Distribuzione della densità di carica di ionizzazione per tracce laser con fit gaussiano.

Distribuzione della densità di carica di ionizzazione per muoni con fit Landau.

Figura 2.2: Distribuzioni della densità di elettroni driftati per unità di lunghezza. I risultati dei fit sono esposti in tabella 2.4

Per questo motivo il confronto più robusto viene effettuato nella regione centrale lungo z , dove la dimensione del fascio e l'intensità variano lentamente.

2.3.2 Profili alla sorgente

I profili alla sorgente, prima del drift, sono riportati in Figura 2.3. Il profilo longitudinale mostra la densita' di elettroni primari lungo la traccia e, per il laser, la corrispondente evoluzione della densita' di energia ottica. Il profilo trasverso mostra invece la distribuzione radiale nel piano perpendicolare alla traccia. Questi grafici separano l'effetto della produzione primaria dagli effetti successivi dovuti a drift, diffusione, moltiplicazione e lettura.

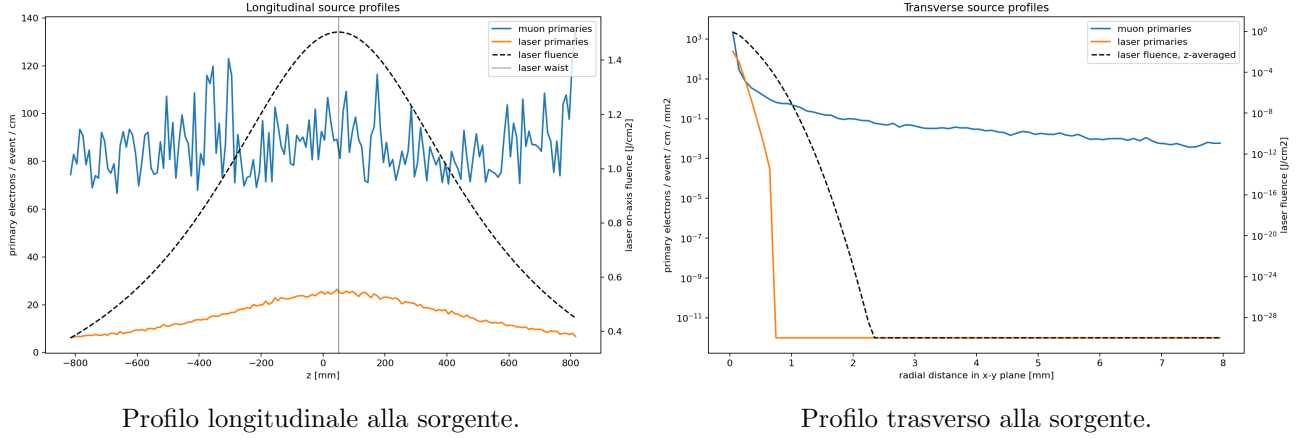


Figura 2.3: Profili alla sorgente per muoni e laser. Il profilo laser riflette la propagazione del fascio e la dipendenza non lineare della ionizzazione a due fotoni dall'intensita'.

Dal profilo longitudinale alla sorgente, si nota come la distribuzione dei muoni sia lineare, anche se con molte fluttuazioni. Al contrario, la distribuzione del laser tende ad aumentare fino al suo valore massimo alla posizione del waist beam, per poi diminuire. Tale distribuzione, infatti segue proprio l'andamento di un fascio laser, come si vede nella figura 2.1.

2.3.3 Densita' di carica per unita' di lunghezza

Il profilo longitudinale della densita' driftata e' mostrato in Figura 2.4. Questo grafico e' particolarmente importante per il laser, perche' permette di verificare se la variazione della densita' lungo z e' compatibile con la propagazione gaussiana del fascio. Nel campione analizzato il laser mostra una densita' inferiore rispetto ai muoni, ma concentrata nella stessa regione geometrica del rivelatore; proprio come si nota nel profilo alla sorgente

2.3.4 Mappe medie sui pad

La Figura 2.5 mostra la mappa media di raccolta sui pad per i due campioni. Entrambe le simulazioni sono state generate con la stessa traiettoria nominale, per cui la regione attiva illuminata e' la stessa. La differenza principale e' la scala di occupazione: il campione di muoni produce una densita' media di elettroni driftati piu' alta, mentre il campione laser mostra una popolazione piu' bassa e piu' localizzata, coerente con il modello ottico e con la scelta dell'energia a 1 mJ.

Le due mappe inoltre sono coerenti con le osservazioni fatte nelle sezioni precedenti, circa i profili alla sorgente e la densita' di carica per unita' di lunghezza.

2.3.5 Residui spaziali

La Figura 2.6 mostra le distribuzioni dei residui rispetto alla traccia nominale. I residui sono calcolati sugli elettroni driftati e raccolti all'anodo.

Nel campione di muoni la larghezza osservata combina la fluttuazione statistica della ionizzazione, la diffusione durante il drift e la granularita' della lettura a pad. Inoltre, alla base della gaussiana si possono notare delle code piu' alte, dovute anche alla preseza dei delta rays, che non sono stati tagliati dalle tracce.

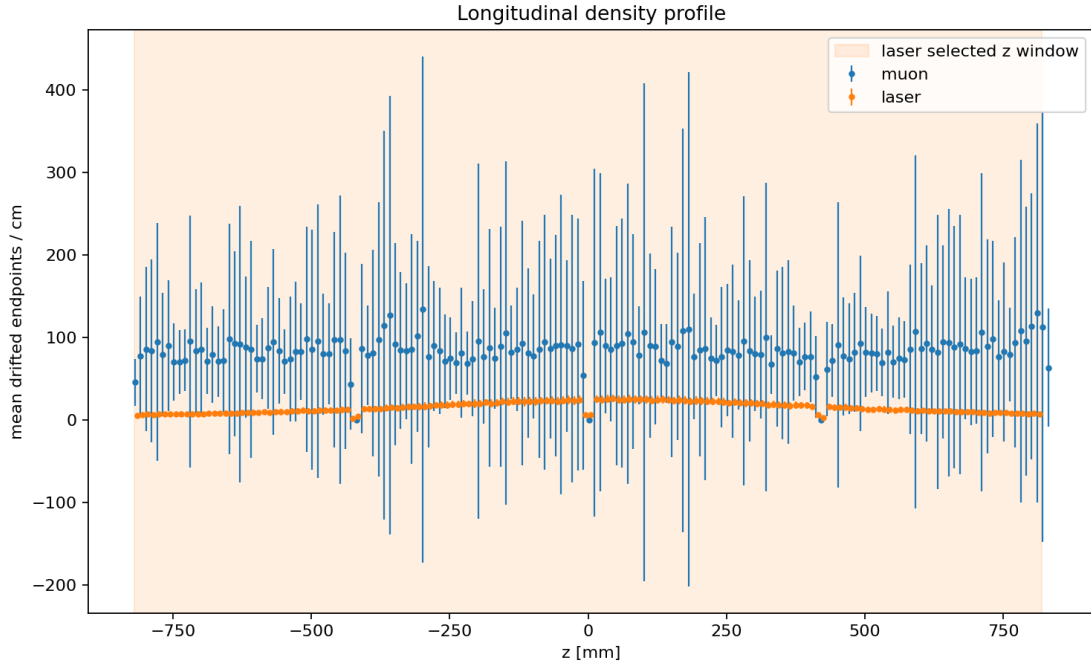
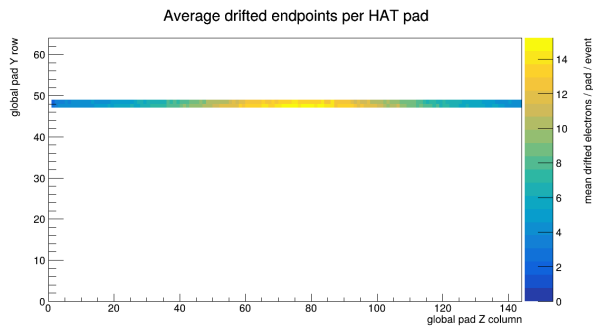
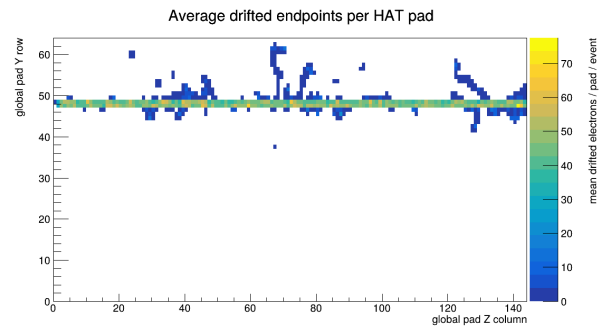


Figura 2.4: Profilo longitudinale della densita' di elettroni driftati per centimetro, confrontando muoni e laser lungo la coordinata z .



Laser, 100 eventi.



Muoni, 100 eventi.

Figura 2.5: Mappe medie dei pad per 100 tracce laser, a sinistra, e 100 tracce di muone, a destra. Le mappe sono costruite usando gli elettroni driftati fino all'anodo con assegnazione valida ai pad.

Nel campione laser la sorgente primaria e' piu' localizzata trasversalmente, per cui la distribuzione dei residui risulta piu' stretta nella configurazione simulata.

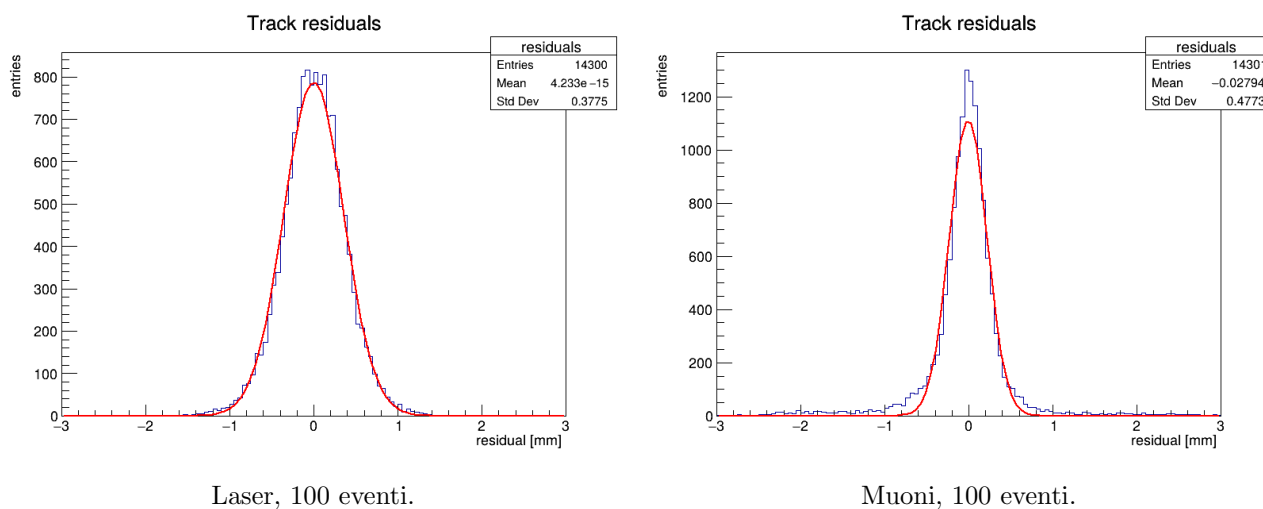


Figura 2.6: Distribuzioni dei residui spaziali per le tracce laser, a sinistra, e di muone, a destra. Il confronto evidenzia la diversa natura delle due sorgenti di ionizzazione e il ruolo della dimensione trasversa del fascio laser.

Il confronto mostra che la catena di simulazione tratta in modo coerente due sorgenti fisicamente diverse ma geometricamente equivalenti. I muoni forniscono il riferimento naturale per la risposta a particelle cariche ionizzanti, con una distribuzione Landau della densità di carica. Il laser fornisce invece una sorgente controllabile, la cui densità dipende dai parametri ottici, in particolare energia dell'impulso, waist, posizione del waist e lunghezza di Rayleigh, ma anche dai parametri efficaci che descrivono il processo di ionizzazione nel gas. In particolare, l'ordine del processo multifotonico e il coefficiente di ionizzazione devono essere calibrati o vincolati sperimentalmente per trasformare il modello ottico in una previsione quantitativa della carica prodotta. Il laser costituisce dunque uno strumento utile per studiare la risposta spaziale del rivelatore, a condizione che i parametri siano validati sperimentalmente con misure indipendenti di energia, dimensione del fascio, posizione del waist e processo di ionizzazione.

2.4 Sintesi del capitolo

In questo capitolo è stato costruito un modello di fascio laser finalizzato alla simulazione di tracce di ionizzazione in una TPC. Il fascio è stato descritto mediante un profilo gaussiano, includendo la sua evoluzione lungo la direzione di propagazione attraverso la larghezza del fascio, la divergenza e la lunghezza di Rayleigh. A questo modello ottico è stato associato un modello di ionizzazione multifotonica, nel quale la densità locale di elettroni prodotti dipende dalla potenza dell'intensità laser. In particolare, è stato considerato il caso di ionizzazione a due fotoni, utile per descrivere la ionizzazione di impurità o dopanti organici presenti nel gas.

L'esempio numerico discusso nel capitolo mostra che un fascio gaussiano con larghezza minima dell'ordine di 200 m e una regione di Rayleigh dell'ordine di 50 cm, nella quale la densità di energia varia in modo contenuto, rappresenta una configurazione realistica e ottenibile in laboratorio. Questi valori sono compatibili con ottiche laser convenzionali e permettono di produrre una traccia sufficientemente estesa e ben definita all'interno del volume attivo della TPC. La combinazione tra dimensione trasversa ridotta, bassa divergenza e intensità adeguata rende tale configurazione particolarmente interessante per studi di calibrazione e risoluzione.

Il confronto tra tracce simulate da muoni e tracce simulate da laser indica che, scegliendo opportunamente i parametri del fascio e il modello di ionizzazione, è possibile ottenere ordini di grandezza confrontabili per la carica depositata per unità di lunghezza e per la densità di ionizzazione. Le tracce

laser non riproducono tutti gli aspetti fisici delle tracce da particelle cariche, poiché il meccanismo di produzione degli elettroni è diverso, ma offrono una geometria più controllata e una maggiore riproducibilità. Per questo motivo rappresentano uno strumento complementare molto utile per lo studio della risposta spaziale della TPC.

Il capitolo successivo è dedicato alla caratterizzazione sperimentale di un fascio laser reale. In particolare, verrà discusso come misurare l'evoluzione spaziale del profilo del fascio e come confrontare i risultati con una descrizione gaussiana efficace.

Capitolo 3

Caratterizzazione ottica di un fascio laser per tracce di ionizzazione

In questo capitolo viene descritto un metodo sperimentale per caratterizzare la geometria, e quindi le proprietà ottiche, di un fascio laser pensato per generare tracce di ionizzazione all'interno di una TPC. La caratterizzazione del fascio è un passaggio essenziale: per poter utilizzare una traccia laser come riferimento geometrico o come sorgente controllata di ionizzazione, è necessario conoscere la sua larghezza trasversa, la sua divergenza e l'evoluzione del profilo di intensità lungo la direzione di propagazione.

Il metodo utilizzato è quello classico della misura del profilo trasverso del fascio a diverse distanze lungo l'asse di propagazione. A tale scopo viene impiegata una camera CMOS ad alta granularità, con pixel di dimensione dell'ordine di 3 μm , che permette di acquisire immagini bidimensionali del fascio. Da ciascuna immagine è possibile estrarre una stima della larghezza del fascio nelle direzioni trasverse e studiarne l'evoluzione lungo l'asse ottico. Il confronto con un modello gaussiano consente quindi di stimare parametri come il waist, la posizione del minimo, la divergenza e la lunghezza di Rayleigh.

Il fascio studiato viene ottenuto a partire da un laser inviato su un pinhole, utilizzato per selezionare e ridurre la dimensione spaziale del fascio. Successivamente vengono considerate diverse configurazioni ottiche: il fascio uscente dal pinhole viene studiato direttamente, oppure viene manipolato mediante un beam expander. Quest'ultimo può essere montato nella configurazione standard, per allargare il fascio e ridurre la divergenza, oppure in configurazione inversa, per restringere ulteriormente il fascio. Lo scopo del capitolo è confrontare queste configurazioni e valutarne l'efficacia nel produrre un fascio con parametri adatti alla generazione di tracce laser nella TPC.

3.1 Set up sperimentale

Per effettuare delle misure, è stato utilizzato un laser Minilite Continuum Nd:YAG Class 4 [6]. E' un laser a Q-switch che emette luce ad una lunghezza d'onda $\lambda = 1064\text{nm}$. Tramite un sistema di dicroici e cristalli è possibile generare le successive armoniche, λ pari a 1064 nm, 532 nm, 355 nm, e 266 nm.

All'interno, è presente una lampada che, pulsando, eccita lo stato del mezzo laser attivo, Nd:YAG. Il materiale è una barra di un cristallo di granito di ittrio (YAG) drogato al neodimio (Nd) che emette spontaneamente l'energia immagazzinata, dopo essere stato pompato otticamente dalla lampada. La componente Q-Switch è formata da un cristallo, una lamina a quarto d'onda, e un polarizzatore orizzontale, posizionati tra la cavità del laser e gli specchi presenti all'interno. Il Q-switch permette di immagazzinare più energia nella barra sfruttando proprietà ottica come la polarizzazione.

Per acquisire le misure è stata utilizzata la CamUV 1.6M di Scintacor [10]. E' una camera digitale a CMOS, utilizzata per la sua capacità di lettura degli UV. Inoltre, tramite l'utilizzo del software SpinView [12], è possibile gestire l'acquisizione dei dati, selezionando il tempo di esposizione e il guadagno; ed è anche possibile salvare i dati di un unico frame o fare una acquisizione continua. I



Figura 3.1: Immagine del laser utilizzato per questo esperimento.

dati salvati in un file di formato .raw, hanno una risoluzione di 1440×1080 pixel e ogni pixel ha una dimensione di $3.45\mu\text{m} \times 3.45\mu\text{m}$. Dato che le grandezze da studiare sono molto piccole (ordine del micrometro), è stato necessario porre molta attenzione alla costruzione e allineamento dell'apparato sperimentale. Infatti è molto importante mantenere allo stesso livello, la testa del laser, la camera e le componenti ottiche utilizzate. Il laser è stato posizionato a fianco del banco da lavoro, come si può vedere in figura 3.1, sul quale sono state successivamente posizionare tutte le altre componenti.

Per misure a distanze ravvicinate (ordine dei mm) tra fotocamera e sorgente laser, la telecamera e le componenti ottiche sono state montate su dei supporto regolabili in altezza, come si vede in figura 3.2, e posizionate su una guida metallica per poter scorrere a diverse distanze. Per bloccare tutta la luce naturale è stato utilizzato una box di cartone opportunamente tagliato per far passare il fascio, coperto da un telo nero. Per misure a grandi distanze (ordine dei cm), è stato utilizzato un set up

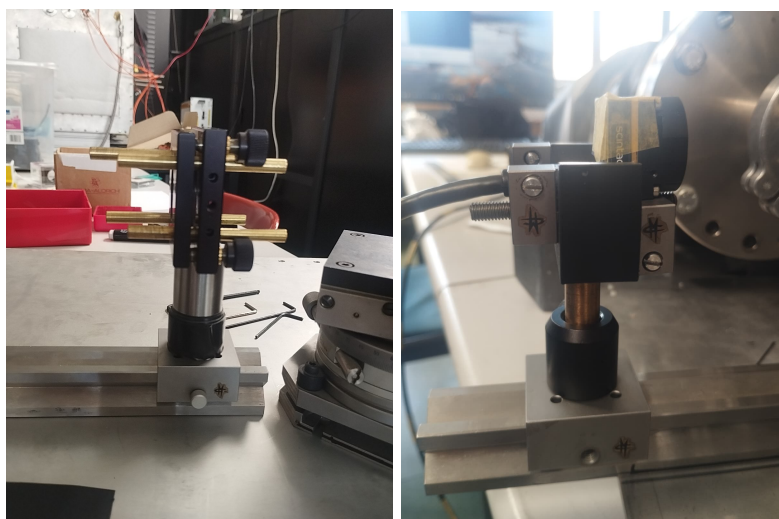


Figura 3.2: Da sinistra, immagine del sostegno per il pinhole, del sostegno con l'aggiunta del beam expander e della camera montata sul sostegno.

più complesso. E' stato utilizzato un tubo circolare in acciaio con diametro interno di 10 cm, una estremità è stata lasciata aperta, l'altra estremità è stata chiusa con una flangia in cui è presente una finestra di fluoruro di magnesio. L'utilizzo del tubo e della flangia, non è strettamente necessario per svolgere misure in aria, ma l'esperimento è stato costruito con l'obiettivo futuro di poter svolgere le misure utilizzando la miscela di gas T2K. All'interno del tubo è stata posizionata una guida lineare

in acciaio con un profilo quadrato di lato 20 mm, dove poter far scorrere la camera montata su un carrello. La superficie interna del tubo e la parte superiore della guida metallica sono stati ricoperti da un cartoncino nero per evitare possibili riflessioni del laser. Per poter posizionare la camera a diverse distanze, è stata utilizzata una sottile asta circolare per spingere da fuori il carrello della camera; sono stati segnati sull'asta delle distanze a multipli di 10 cm. Il laser viene fatto entrare nel tubo dalla finestra, tramite uno specchio regolabile in altezza e anche con varie angolazioni.

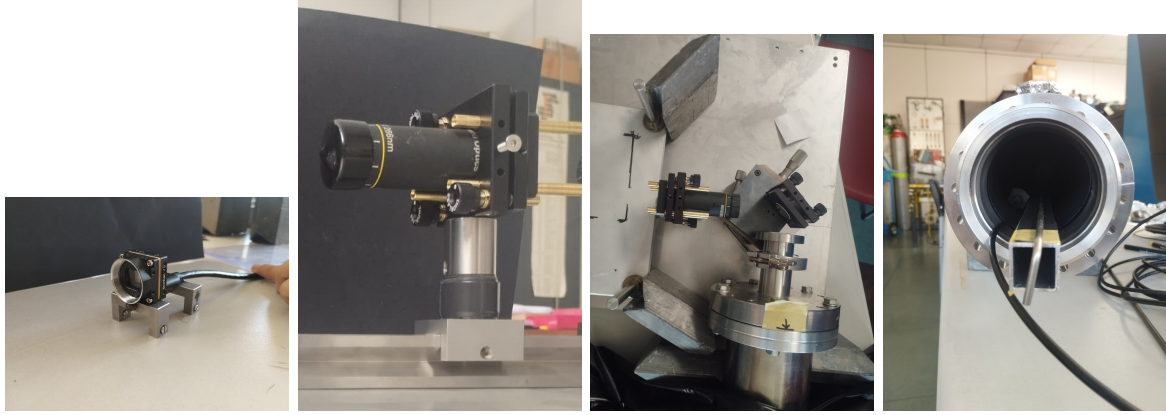


Figura 3.3: Da sinistra, immagine del carrellino da inserire nel tubo, immagine del beam expander montato sul supporto insieme al pinhole, immagine del posizionamento dello specchio e del beam expander per far entrare il laser dentro al tubo e immagine trasversale del tubo in cui si vedono la guida e l'asta.

3.1.1 Configurazioni ottiche

Per le misure effettuate in questo capitolo, è stato scelto di utilizzare il laser con una lunghezza d'onda pari a $\lambda = 533$ nm; dato che non è stato possibile ottenere una configurazione soddisfacente nel campo dell'ultravioletto.

Per cercare di rendere il laser all'uscita dello strumento un fascio gaussiano e per cercare di avere una dimensione comparabile con la risoluzione spaziale ottenuta da particelle cariche, è stato posizionato un *pinhole*, ovvero una fenditura circolare da $150 \mu\text{m}$ di diametro. Il pinhole, è stato montato sullo stesso sostegno del beam expander (introdotto nelle misure a grandi distanze) tramite l'utilizzo di 4 bastoncini di ottone, come si può vedere nella prima foto dell'immagine 3.2. In questa configurazione sono state prese misure a distanze ravvicinare.

Per misure a grandi distanze, è stato studiato l'effetto generato dall'utilizzo da un *beam expander*, in particolare il modello 3X, 266nm Vega® Nd:YAG Laser Line Beam Expander [11]. Un beam expander aumenta il diametro del fascio laser e cerca di mantenerlo il più collimato possibile. Anche se tale componente ottica è definita per essere utilizzata nel campo degli UV, è stato utilizzato comunque per $\lambda = 533$ nm, per testarne il funzionamento. Il beam expander è stato montato dopo il pinhole come si vede nella seconda foto dell'immagine 3.3. In questa configurazione sono state prese misure dentro il tubo a grandi distanze con il beam expander montato correttamente e anche montato nel verso opposto, ovvero per essere utilizzato come beam squeezer.

3.2 Analisi dati

I dati raccolti dalla camera sono dei valori da 0 a 255 per ciascun pixel, ovvero livelli di grigio, dal segnale minimo al segnale massimo che satura e rappresentano l'intensità del laser. Dopo aver convertito i file in formato ROOT in un istogramma bidimensionale, come si vede nella immagine di destra della figura 3.4, per ogni immagine viene fittata l'intensità con una gaussiana bidimensionale con gli assi paralleli agli assi x e y ma con medie ed errori diverse; l'equazione usata è la seguente:

$$I(x, y) = I_0 \exp \left[-2 \frac{(x - x_0)^2}{\sigma_x^2} - 2 \frac{(y - y_0)^2}{\sigma_y^2} \right] \quad (3.1)$$

dove I_0 è il valore massimo dell'intensità, x/y_0 e $\sigma_{x/y}$ sono la media e la sigma della gaussiana nella specifica direzione. Come valore di raggio del fascio, $w(z)$, va moltiplicata la σ per due, in quanto come specificato nella sezione 2.1, il raggio viene definito come il punto in cui l'intensità cala di un fattore $1/e^2$. In aggiunta i risultati ottenuti vanno trasformati da pixel a μm moltiplicando per $3.45\mu m$ (ovvero la dimensione di un pixel). Durante la analisi, si è notato che il passaggio attraverso il pinhole creasse diffrazione; infatti in alcune immagini è possibile vedere i picchi secondari, come si può vedere nella immagine di destra della figura 3.4. Per ovviare a questo effetto, il fit è stato effettuato solo nel picco principale andando a selezionare solo i valori appartenenti a quest'ultimo.

Da notare, tutte le misure prese hanno origine nel pinhole e il numero corrisponde alla distanza dalla PCB, ovvero la scheda elettronica dove è posto il sensore, che nella camera è segnato da una riga gialla (come si può notare nelle figure 3.2 e 3.3) e viene presa la parte più distante dalla lente.

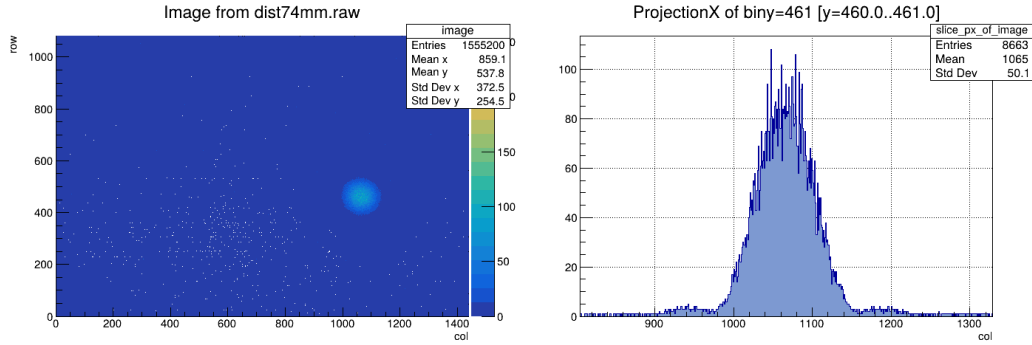


Figura 3.4: Da sinistra, esempio di un istogramma ottenuto con ROOT e una sezione orizzontale ingrandita di un istogramma, in cui è possibile notare l'effetto di diffrazione.

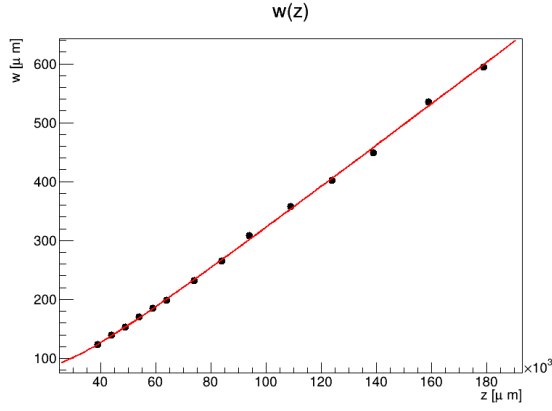
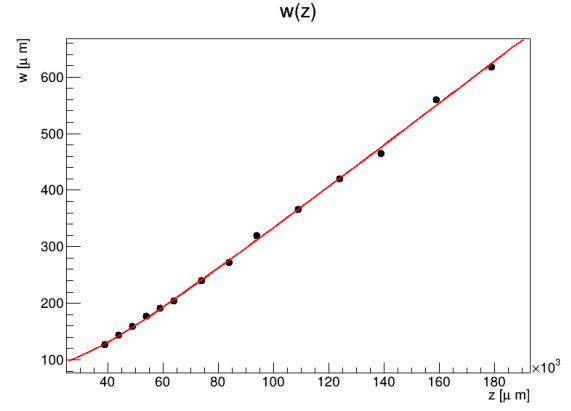
3.2.1 Configurazione con solo pinhole

Nella seguente tabella vengono raccolti i valori di $w(z)$ ottenute dai fit gaussiani.

z [mm]	$w_{0,x}$ [μm]	σ_x [μm]	$w_{0,y}$ [μm]	σ_y [μm]	χ^2/ndf
39	123.3	0.3	126.8	0.3	0.60
44	139.8	0.	144.1	0.3	0.52
49	153.4	0.3	159.2	0.3	0.42
54	170.6	0.3	176.9	0.3	0.46
59	185.5	0.4	191.7	0.4	0.37
64	198.3	0.4	204.6	0.4	0.37
74	231.4	0.2	239.7	0.2	0.73
84	264.8	0.3	272.2	0.3	0.61
94	308.7	0.3	319.3	0.3	0.51
109	358.1	0.3	366.4	0.3	0.52
124	402.4	0.4	419.4	0.4	0.38
139	449.2	0.4	464.6	0.5	0.37
159	535.5	0.3	559.3	0.3	0.59
179	594.6	0.3	617.6	0.4	0.51

Tabella 3.1: Valori di $w(z)$ calcolati a partire da fit gaussiano dei dati presi con solo un pinhole di $150\mu m$.

Di seguito vengono esposti i grafici e i risultati del fit 2.1.

Figura 3.5: Grafico di $w(x)_x$.Figura 3.6: Grafico di $w(x)_x$.

	x [μm]	y [μm]
w_0	78.0 ± 0.9	88.5 ± 0.8
z_0	$(12.1 \pm 2) * 10^3$	$(14.1 \pm 2) * 10^3$
z_R	$(22.1 \pm 2) * 10^3$	$(23.6 \pm 2) * 10^3$
χ^2/ndf	230	277

Tabella 3.2: Risultati dei fit dei grafici 3.5 e 3.6.

3.2.2 Configurazione pinhole + beam expander

Nella seguente tabella vengono raccolti i valori di $w(z)$ ottenute dai fit gaussiani. Di seguito vengono

z [cm]	$w_{0,x}$ [μm]	σ_x [μm]	$w_{0,y}$ [μm]	σ_y [μm]	χ^2/ndf
26	101.70	0.03	104.52	0.04	0.90
36	139.65	0.06	143.38	0.07	0.82
46	158.81	0.07	161.61	0.07	0.64
58	183.6	0.1	188.9	0.1	0.63
68	198.86	0.08	205.72	0.08	0.45
108	262.01	0.03	280.33	0.05	0.87
128	302.22	0.04	323.66	0.08	0.69
158	370.11	0.07	412.07	0.15	0.53

Tabella 3.3: Valori di $w(z)$ calcolati a partire da fit gaussiano dei dati presi con un pinhole di $150\mu m$ e un beam expander.

esposti i grafici e i risultati del fit 2.5 pesato:

	x	y
z_0	$(401.0 \pm 0.2) \mu m$	$(375.8 \pm 0.3) \mu m$
θ	$(0.0013242 \pm 4*10^{-7}) \text{ rad}$	$(0.001474 \pm 7*10^{-6}) \text{ rad}$
χ^2/ndf	27163	18304

Tabella 3.4: Risultati dei fit dei grafici 3.7 e 3.8.

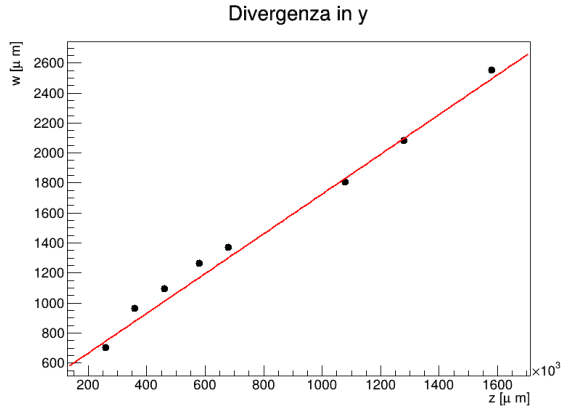


Figura 3.7: Fit lineare di $w_x(z)$.

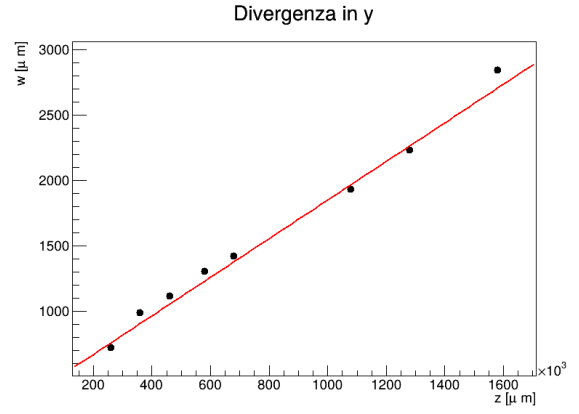


Figura 3.8: Fit lineare di $w_y(z)$.

3.2.3 Configurazione pinhole + beam squeezer

Nella seguente tabella vengono raccolti i valori di $w(z)$ ottenute dai fit gaussiani.

z [cm]	$w_{0,x}$ [μm]	σ_x [μm]	$w_{0,y}$ [μm]	σ_y [μm]	χ^2/ndf
109	1636	3	1782	6	1.01
119	1217	1	1148	1	1.51
129	1125	1	1051	1	0.99
139	982.6	0.5	982.6	0.5	1.11
149	618.9	0.2	661.4	0.4	1.02
159	445.9	0.1	465.0	0.2	0.82
169	334.88	0.05	348.53	0.08	0.67

Di seguito vengono esposti i grafici e i risultati del fit 2.5 pesato:

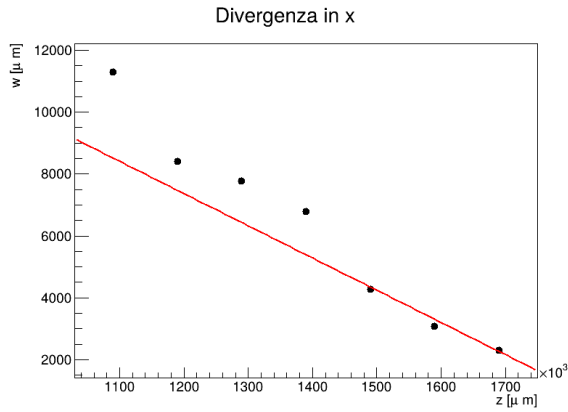


Figura 3.9: Fit lineare di $w_x(z)$.

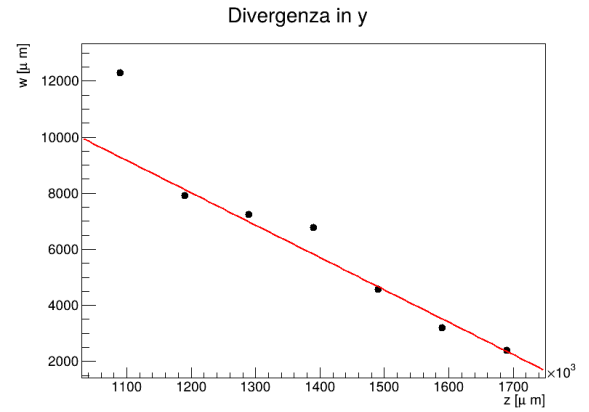


Figura 3.10: Fit lineare di $w_y(z)$.

	x	y
z_0	$(319864 \pm 7) \mu m$	$(21869 \pm 10) \mu m$
θ	$(-0.010414 \pm 4 \cdot 10^{-6}) \text{rad}$	$(-0.01154x \pm 4 \cdot 10^{-6}) \text{rad}$
χ^2/ndf	78115	30540

Tabella 3.5: Risultati dei fit dei grafici 3.7 e 3.8.

3.3 Discussione dei Risultati

Osservando i risultati in tabella 3.2, si nota subito che il fascio non è circolare, però entrambi i valori di w_0 hanno valori simili a $75 \mu m$, che è il valore che ci si aspetterebbe all'uscita del pinhole di diametro $150 \mu m$. I valori di z_0 invece sono leggermente spostati, perché dovrebbero essere pari a zero. I valori di z_R invece, non rispecchiano il valore stimato dalla equazione 2.2:

$$z_R = \frac{(75 \mu m)^2 \pi}{0.533 \mu m} = 33.2 mm \quad (3.2)$$

Questa discrepanza, fa pensare che il fascio non sia perfettamente gaussiano. Infatti andando a stimare il fattore M^2 dai valori in tabella 3.2, con l'equazione 2.7, e otteniamo:

$$M_x^2 = \frac{(78.0 \mu m)^2 \pi}{(22.1 * 10^3 \mu m)(0.533 \mu m)} = 1.65 \pm 0.05 \quad (3.3)$$

$$M_y^2 = \frac{(88.5 \mu m)^2 \pi}{(23.6 * 10^3 \mu m)(0.533 \mu m)} = 1.96 \pm 0.05 \quad (3.4)$$

Essendo maggiori di 1, indicano che il fascio non è perfettamente gaussiano.

Mettendo, invece a confronto, i valori degli angoli di divergenza ottenuti dai fit 3.5 e 3.4, si vede come i risultati ottenuti con lo squeezer abbiano una divergenza molto maggiore. Infatti, andando a restringere sempre di più w_0 , z_R tende ad aumentare perché inversamente proporzionali; invece utilizzando il beam expander e andando ad aumentare il diametro, si riduce la divergenza. Questa relazione è molto importante per future applicazioni del laser in studio di risoluzioni, perché, contro intuitivamente, è meglio allargare il fascio con il beam expander in modo tale che diverga più lentamente per avere fascio non divergente per lunghezze maggiori. Infatti, dal valore di θ è possibile ricavare z_R , come:

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}; z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.5)$$

$$z_R(\theta) = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.6)$$

e si ottengono i seguenti risultati esposti in tabella:

configurazione	θ [rad]	errore [rad]	z_R [μm]	errore [μm]
<i>expander_x</i>	0.0013242	3.00E-07	96800	40
<i>expander_x</i>	0.0014743	4.00E-07	78090	40
<i>squeezer_x</i>	0.010414	4.00E-06	1565	1
<i>squeezer_y</i>	0.0115400	7.00E-07	1274.6	0.2

Tabella 3.6: Stima delle lunghezze di Rayleigh, a partire dai fit lineari.

Si può notare come i valori di z_R con il beam expander siano maggiori di quelli con il beam squeezer. Osservando i valori in tabella 3.2, si nota anche come i valori di z_R con il beam expander mostrino una divergenza minore rispetto all'utilizzo del solo pinhole.

3.4 Considerazioni finali

In questo capitolo è stata presentata una procedura sperimentale per la caratterizzazione ottica di fasci laser ottenuti mediante pinhole e beam expander. L'obiettivo principale, cioè mappare l'evoluzione spaziale del fascio lungo la direzione di propagazione, è stato raggiunto mediante l'acquisizione di immagini del profilo trasverso con una camera CMOS ad alta granularità. Questo ha permesso di studiare l'andamento della larghezza del fascio e di confrontarlo con una descrizione gaussiana efficace.

Sono state analizzate tre configurazioni principali: un fascio prodotto direttamente dopo il passaggio attraverso un pinhole, un fascio successivamente allargato mediante un beam expander e un fascio ristretto mediante lo stesso sistema ottico montato in configurazione inversa. Nessuna delle tre configurazioni ha prodotto un fascio perfettamente gaussiano; tuttavia, la descrizione gaussiana si è rivelata utile come modello empirico per estrarre parametri ottici efficaci, quali larghezza minima, divergenza e lunghezza di Rayleigh. In presenza di profili non ideali, questa descrizione potrebbe essere ulteriormente migliorata introducendo funzioni più generali, ad esempio gaussiane modificate o profili con esponente variabile.

Il risultato più importante dello studio è che la configurazione più promettente è quella in cui il pinhole è seguito da un beam expander. Il pinhole riduce la dimensione iniziale del fascio e ne aumenta la divergenza, mentre il beam expander permette di riportare il fascio a dimensioni trasverse maggiori riducendo la divergenza introdotta dal pinhole. Questo comportamento è coerente con il limite imposto dalla diffrazione e permette di avvicinarsi a una configurazione compatibile con quella considerata nella simulazione del Capitolo 2, cioè un fascio con larghezza minima dell'ordine di $200\text{ }\mu\text{m}$ e lunghezza di Rayleigh dell'ordine di 50 cm .

Nonostante ciò, le caratteristiche ottenute non risultano ancora pienamente sufficienti per uno studio completo della risoluzione della TPC mediante tracce laser. In particolare, l'uso del pinhole comporta una significativa perdita di intensità, limitando la lunghezza utile della traccia ionizzante. Per estendere la regione di propagazione con larghezza e intensità quasi costanti, una possibile soluzione per futuri esperimenti è l'utilizzo di fasci di Bessel. Idealmente, un fascio di Bessel non subisce diffrazione e mantiene un profilo trasverso quasi invariato lungo la propagazione; sperimentalmente, una buona approssimazione di tale fascio può essere ottenuta mediante una lente axicon [13]. La generazione, caratterizzazione e simulazione di fasci di Bessel rappresentano quindi un naturale sviluppo futuro di questo lavoro.

Conclusioni

In questo lavoro è stato affrontato lo studio delle prestazioni di una Time Projection Chamber, con particolare attenzione alla ricostruzione spaziale delle tracce e alla misura della perdita di energia per unità di lunghezza. La TPC permette di ricostruire il passaggio di una particella carica attraverso la misura degli elettroni prodotti per ionizzazione nel gas e trasportati dal campo elettrico verso il piano anodico. La qualità della ricostruzione dipende quindi sia dalla fisica della ionizzazione e del trasporto degli elettroni nel gas, sia dalla risposta del sistema di lettura e dalla geometria delle pad.

Lo studio delle prestazioni di una TPC può essere svolto sperimentalmente mediante fasci di particelle cariche o muoni cosmici. Tuttavia, queste soluzioni non sono sempre semplici da realizzare e possono introdurre complicazioni nell'analisi. Nel caso di particelle cariche reali, infatti, le tracce possono essere modificate dallo scattering multiplo nei materiali passivi attraversati; inoltre, la ionizzazione presenta fluttuazioni non gaussiane, descritte da distribuzioni di tipo Landau, e può essere accompagnata dalla produzione di raggi delta.

Nella fase preliminare della tesi, come introduzione alla tematica è stato scelto di utilizzare una simulazione, che consente di controllare la geometria delle tracce, le condizioni iniziali e i parametri del rivelatore in modo diretto e riproducibile.

Una prima simulazione è stata dedicata allo studio di tracce cariche prodotte da muoni di energia pari a 1 GeV. Dalla ricostruzione delle tracce sono stati ottenuti valori della risoluzione spaziale lungo le coordinate parallele al piano anodico dell'ordine di alcune centinaia di micrometri. In particolare, per le coordinate y e z sono stati ottenuti valori dell'ordine di 200 μm . Lo studio della risoluzione in funzione della profondità di deriva ha permesso di evidenziare il ruolo della diffusione degli elettroni durante il trasporto nel gas.

Accanto allo studio delle tracce cariche, è stata discussa la possibilità di utilizzare fasci laser ultravioletti per generare tracce di ionizzazione controllate all'interno del volume attivo della TPC. Questa tecnica rappresenta un'alternativa interessante perché permette, in linea di principio, di produrre tracce rettilinee, riproducibili e con geometria nota. A differenza delle particelle cariche, il laser non subisce scattering multiplo nei materiali attraversati e la distribuzione locale degli elettroni prodotti può essere descritta, in condizioni opportune, mediante fluttuazioni poissoniane o gaussiane. Il laser può quindi diventare uno strumento utile per studi di calibrazione, allineamento e risoluzione, purché il fascio sia opportunamente caratterizzato e l'intensità sia sufficiente a produrre una densità di ionizzazione confrontabile con quella di una particella carica.

A questo scopo è stato implementato nella simulazione un modello di fascio laser gaussiano, associato a un modello di ionizzazione multifotonica. Il fascio è stato descritto mediante i parametri ottici principali, quali larghezza minima, divergenza e lunghezza di Rayleigh. In particolare, è stato studiato un esempio di fascio con larghezza minima dell'ordine di 200 μm e regione di Rayleigh dell'ordine di 50 cm, configurazione che risulta naturale e realizzabile con ottiche convenzionali. La produzione di ionizzazione è stata descritta mediante un processo non lineare, in cui la densità di elettroni generati dipende dalla potenza dell'intensità laser. Questo approccio consente di confrontare, all'interno dello stesso ambiente di simulazione, tracce prodotte da particelle cariche e tracce prodotte da laser.

Il confronto tra tracce da muone e tracce laser ha messo in evidenza la diversa natura dei due meccanismi di ionizzazione. Nel caso del muone, la perdita di energia per unità di lunghezza presenta

le caratteristiche fluttuazioni asimmetriche tipiche della distribuzione di Landau, con code estese dovute a deposizioni localmente elevate di energia. Nel caso del laser, invece, la produzione di carica è controllata dall'intensità ottica locale e dal processo multifotonico considerato; di conseguenza, la distribuzione della carica può risultare più regolare e, dopo opportune correzioni delle fluttuazioni di energia impulso per impulso, più vicina a una forma gaussiana. Questo rende le tracce laser potenzialmente interessanti per studi di risposta del rivelatore, anche se il confronto quantitativo con le tracce cariche richiede una trattazione accurata della geometria del fascio, della statistica di ionizzazione e della risposta elettronica del rivelatore.

Nello studio simulato delle tracce laser è stata utilizzata - per motivi tecnici - una geometria della TPC diversa da quella considerata nella prima simulazione con muoni; in particolare, le pad avevano dimensioni pari a $11.16 \times 10.05 \text{ mm}^2$. Questo aspetto deve essere tenuto in considerazione nel confronto diretto tra i risultati ottenuti nei due casi. Nonostante tale differenza, il confronto qualitativo indica che, scegliendo opportunamente i parametri del fascio e il modello di ionizzazione, è possibile ottenere ordini di grandezza della carica depositata per unità di lunghezza compatibili con quelli prodotti da particelle cariche. Le tracce laser non sostituiscono completamente le tracce da particelle reali, ma forniscono una sorgente complementare e più controllabile per lo studio della risposta spaziale e della stabilità del rivelatore.

Infine, è stato realizzato un setup sperimentale per la caratterizzazione ottica di un fascio laser, con l'obiettivo di preparare una futura misura sperimentale basata su tracce laser reali e non solo simulate. La caratterizzazione è stata effettuata misurando il profilo trasverso del fascio a diverse distanze lungo la direzione di propagazione mediante una camera CMOS ad alta granularità. Sono state studiate tre configurazioni principali: fascio prodotto da un pinhole, fascio da pinhole seguito da beam expander e fascio da pinhole seguito da beam expander montato in configurazione inversa. L'obiettivo di mappare il fascio lungo la sua propagazione è stato raggiunto; tuttavia, nessuna delle configurazioni studiate ha permesso di ottenere un fascio perfettamente gaussiano con caratteristiche pienamente adatte a uno studio completo della risoluzione della TPC.

La configurazione più promettente è risultata quella in cui il pinhole è seguito da un beam expander. Il pinhole riduce la dimensione del fascio ma ne aumenta la divergenza, mentre il beam expander permette di aumentare la dimensione trasversa del fascio riducendo la divergenza introdotta dal pinhole. Questo comportamento è coerente con il limite imposto dalla diffrazione e consente di avvicinarsi ai parametri considerati nella simulazione. Tuttavia, l'utilizzo del pinhole comporta una significativa perdita di intensità, limitando la lunghezza utile della traccia ionizzante ottenibile sperimentalmente.

Per futuri sviluppi, una possibile soluzione consiste nell'utilizzo di fasci di Bessel. Idealmente, un fascio di Bessel non subisce diffrazione e mantiene un profilo trasverso quasi invariato lungo la propagazione; sperimentalmente, una buona approssimazione di tale fascio può essere ottenuta mediante una lente axicon [13]. La generazione, manipolazione e simulazione di fasci di Bessel rappresentano quindi un naturale proseguimento di questo lavoro, con l'obiettivo di ottenere tracce laser più lunghe, di più elevata intensità, più uniformi ed in sintesi più adatte a studi quantitativi della risoluzione spaziale e della risposta in energia di una TPC.

Bibliografia

- [1] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Wiley, 2010.
- [2] K. Abe et al, *T2K ND280 Upgrade – Technical Design Report*, arXiv:1901.03750 [physics.ins-det] (2019), <https://arxiv.org/abs/1901.03750>.
- [3] H. Schindler, *Garfield++: Simulation of Tracking Detectors*, <https://garfieldpp.web.cern.ch/>.
- [4] A. Bellerive, K. Boudjemline, R. Carnegie, M. S. Dixit, J. Miyamoto, E. Neuheimer, A. Rankin, E. Rollin, K. Sachs, J.-P. Martin, V. Lepeltier, P. Colas, A. Giganon e I. Giomataris, *Spatial Resolution of a Micromegas-TPC Using the Charge Dispersion Signal*, arXiv:physics/0510085, 2005
- [5] CERN, *ROOT Data Analysis Framework*, <https://root.cern/>
- [6] Minilite Nd:YAG Laser, Operation manual https://microwiki.org/media/continuum/yag_laser_manual_3.pdf
- [7] Sistema laser della TPC di ALICE, https://microwiki.org/media/continuum/yag_laser_manual_3.pdf
- [8] L. V. Keldysh, *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, Soviet Physics JETP **20**, 1307 (1965).
- [9] Immagine tratta da https://en.wikipedia.org/wiki/Gaussian_beam
- [10] Documentazione CamUv 1.6M Scintacor https://www.edmundoptics.com/ViewDocument/spec_73855.pdf
- [11] 3X, 266nm Vega® Nd:YAG Laser Line Beam Expander <https://www.edmundoptics.com/p/3x-266nm-da-beam-expander/33072/>
- [12] Documentazione software SPinView https://softwareservices.flir.com/spinnaker/latest/_spin_view_guide.html
- [13] McGloin, D., & Dholakia, K. (2005). *Bessel beams: Diffraction in a new light. Contemporary Physics*, 46(1), 15–28. <https://doi.org/10.1080/0010751042000275259>
- [14] Codling et al. 1991, *Double photoionization/fragmentation of CF₄*
- [15] Carter & Kelly 1976, *Double photoionization cross section of argon*
- [16] Yang et al. 2012, *Absolute photoionization cross-sections of some combustion intermediates*
- [17] H. J. Hilke. *Detector Calibration With Lasers - a Review*. Nucl. Instrum. Meth. A,

Appendice A

Modello di fascio laser ed interazione con gas implementato nella simulazione

Nella simulazione, la generazione degli elettroni primari prodotti dal laser e' implementata nel generatore `LaserGenerator`, nel caso in cui nel file di configurazione sia selezionato il modello `mpi`:

```
"generator": {
  "type": "laser",
  "laser": {
    "model": "mpi"
  }
}
```

Il modello assume un fascio laser gaussiano pulsato, propagato lungo la direzione definita nel file di configurazione. I parametri principali sono:

```
"optics": {
  "wavelength_nm": 266.0,
  "pulse_energy_mJ": 1.0,
  "pulse_duration_ns": 5.0,
  "waist_x_mm": 0.205755,
  "waist_y_mm": 0.205755,
  "waist_s_mm": 870.0,
  "m2_x": 1.0,
  "m2_y": 1.0,
  "propagation_step_mm": 1.0
}
```

Nel caso discusso, la traccia laser parte da $z = -820$ mm e `waist_s_mm`= 870 mm; quindi il waist del fascio si trova a

$$z_{\text{waist}} = -820 \text{ mm} + 870 \text{ mm} = 50 \text{ mm}.$$

La propagazione del fascio e' descritta usando un fascio gaussiano reale con fattore M^2 . I raggi del fascio nelle due direzioni $w_{x/y}$ trasverse definiti come nell'equazione 2.1. A cui corrispondono i rispettivi $z_{R,x/y}$ definiti come nell'equazione 2.2.

Tutte le quantità sono convertite internamente in centimetri quando vengono usate nel calcolo dell'intensita'. L'intensita' di picco al waist e' calcolata come nell'equazione 2.10 e lungo il cammino ottico l'intensita' on-axis viene scalata come 2.9.

La densita' della specie ionizzabile e' ottenuta dalla densita' totale del gas:

$$n_{\text{gas}} = \frac{P}{k_B T},$$

convertita in cm^{-3} . Per un canale definito tramite frazione molare, si usa

$$n_{\text{sp}} = f_{\text{sp}} n_{\text{gas}}.$$

Nel file di configurazione usato per gli studi laser:

```
"ionization": {
  "channels": [
    {
      "name": "two_photon_effective_1ppm",
      "species": "toluene_or_contaminant",
      "photon_order": 2,
      "species_fraction": 1e-06,
      "coefficient": 1e-17,
      "enabled": true
    }
  ]
}
```

la specie ionizzabile e' quindi descritta come un contaminante efficace alla frazione 10^{-6} , e il coefficiente di ionizzazione e' un parametro efficace da calibrare sui dati.

In questo caso a due fotoni, $N = 2$, l'equazione che descrive il processo simulato, che nel caso generale corrisponde all'equazione ??, corrisponde a:

$$dN_e(s) = n_{\text{sp}} \sigma_2 I_0(s)^2 \tau \sqrt{\frac{\pi}{8 \ln 2}} \frac{\pi w_x(s) w_y(s)}{4} ds. \quad (\text{A.1})$$

dove σ_2 nella simulazione corrisponde al "*coefficient*".

Il numero effettivo di elettroni prodotti nello step e' campionato secondo una distribuzione di Poisson:

$$N_e^{\text{step}} \sim \text{Poisson}(dN_e).$$

Le posizioni trasverse degli elettroni non sono poste tutte sull'asse del fascio, ma sono campionate secondo il profilo spaziale dell'ionizzazione. Poiche' la probabilita' di ionizzazione scala come I^N , il profilo degli elettroni e' piu' stretto del profilo ottico. Le deviazioni standard usate sono

$$\sigma_u = \frac{w_x(s)}{2\sqrt{N}}, \quad \sigma_v = \frac{w_y(s)}{2\sqrt{N}}.$$

Il tempo iniziale degli elettroni e' anch'esso campionato da una gaussiana:

$$\sigma_t = \frac{\tau}{2\sqrt{2N \ln 2}}.$$

L'energia cinetica iniziale degli elettroni primari e' invece posta uguale a zero nel modello corrente:

```
pe.ekin = 0.0;
```

In forma schematica, l'algoritmo implementato e':

1. lettura dei parametri laser dal file di configurazione;
2. definizione della retta laser e del tratto contenuto nel volume TPC;

-
3. divisione della traccia in step di lunghezza `propagation_step_mm`;
 4. calcolo di $w_x(s)$, $w_y(s)$ e $I_0(s)$ per ogni step;
 5. calcolo della densita' della specie ionizzabile;
 6. calcolo del numero medio dN_e prodotto nello step;
 7. campionamento Poisson del numero di elettroni;
 8. campionamento delle coordinate trasverse e del tempo iniziale;
 9. salvataggio degli elettroni primari nel tree `clusters`.