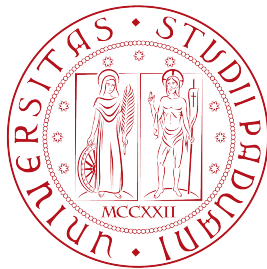


Logbook Esteso di Spettroscopia

Barbon Alice, Ciarlantini Sabrina, Leso Aurora



Università degli studi di Padova
Dipartimento di Fisica e Astronomia

CORSO:

Laboratorio di Fisica

ANNO ACCADEMICO:

2020/2021

GRUPPO DI LAVORO V

Alice Barbon 1193880

alice.barbon@studenti.unipd.it

Sabrina Ciarlantini 1193258

sabrina.ciarlantini@studenti.unipd.it

Aurora Leso 1187622

aurora.leso@studenti.unipd.it

DATE DI ESECUZIONE

29-03-2021

30-03-2021

1 Camera di Bragg

1.1 Plot a pressione 600 mbar

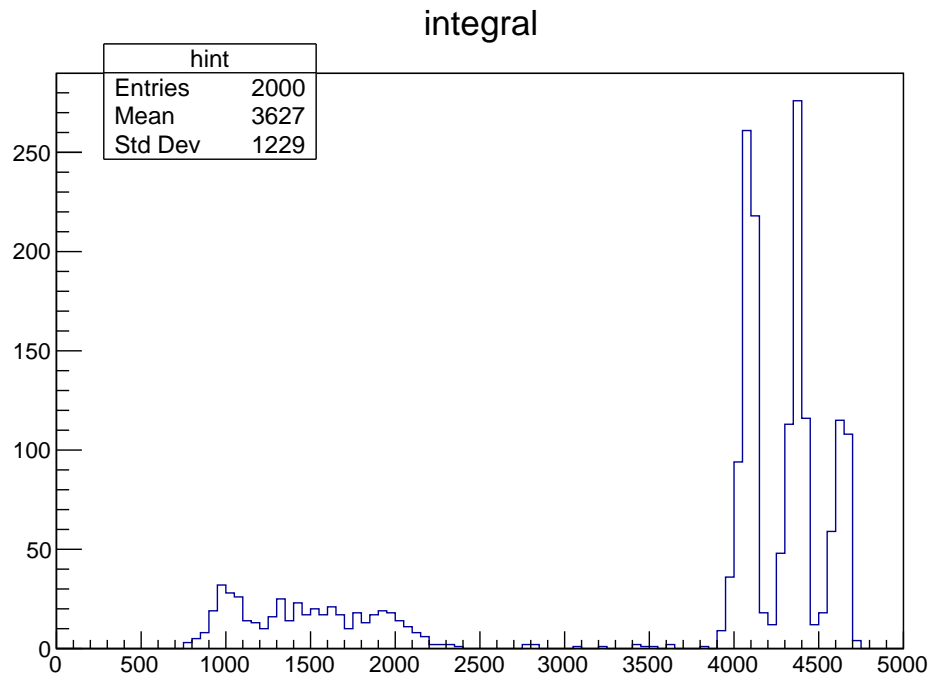


Figura 1: Plot dei tre picchi di energia

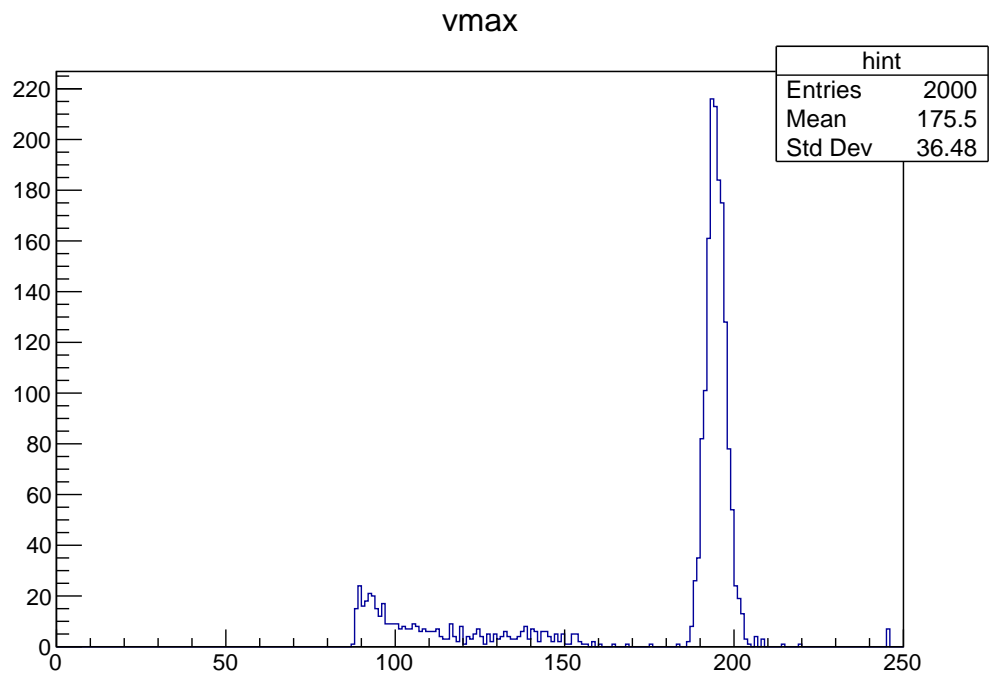


Figura 2: Plot del picco V_{\max}

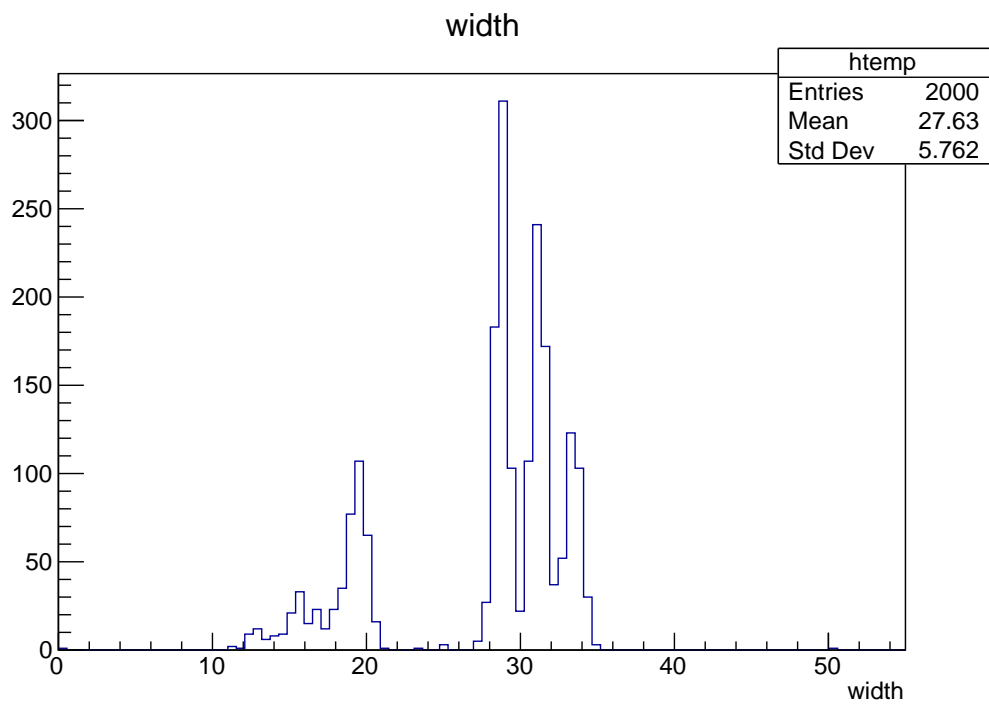


Figura 3: Istogramma delle width dei tempi

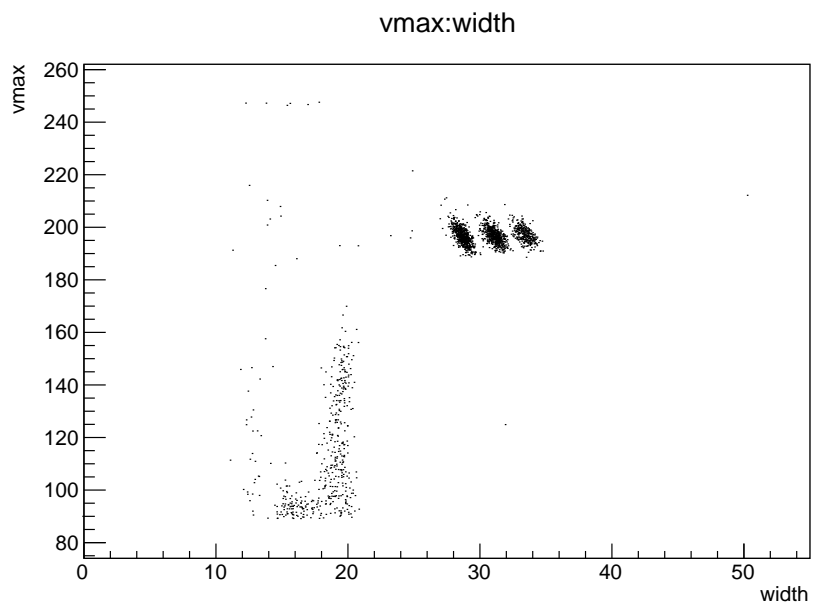


Figura 4: Plot V_{\max} vs width

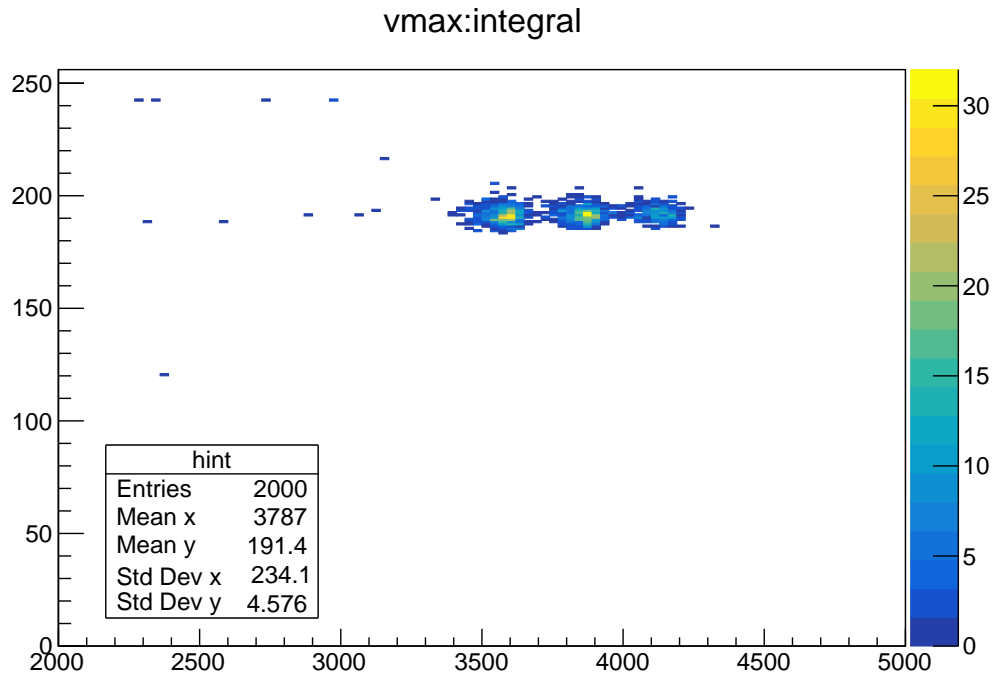


Figura 5: Plot V_{\max} vs integral

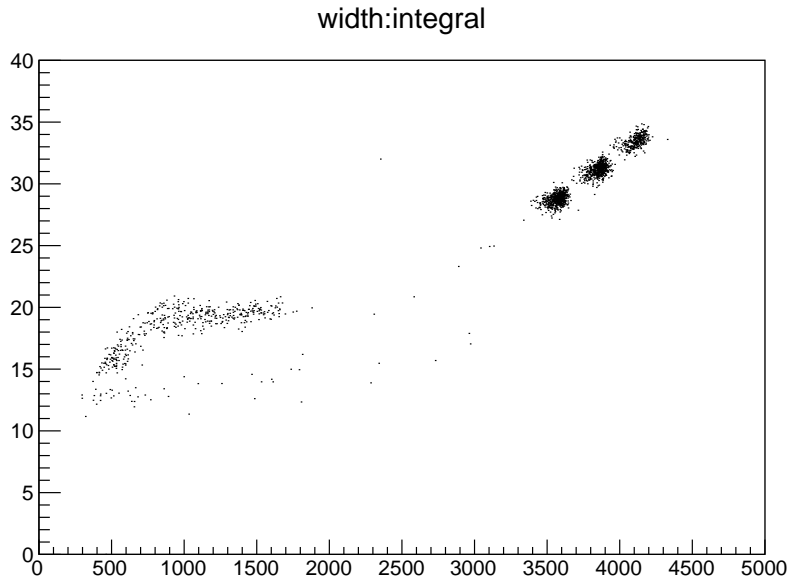


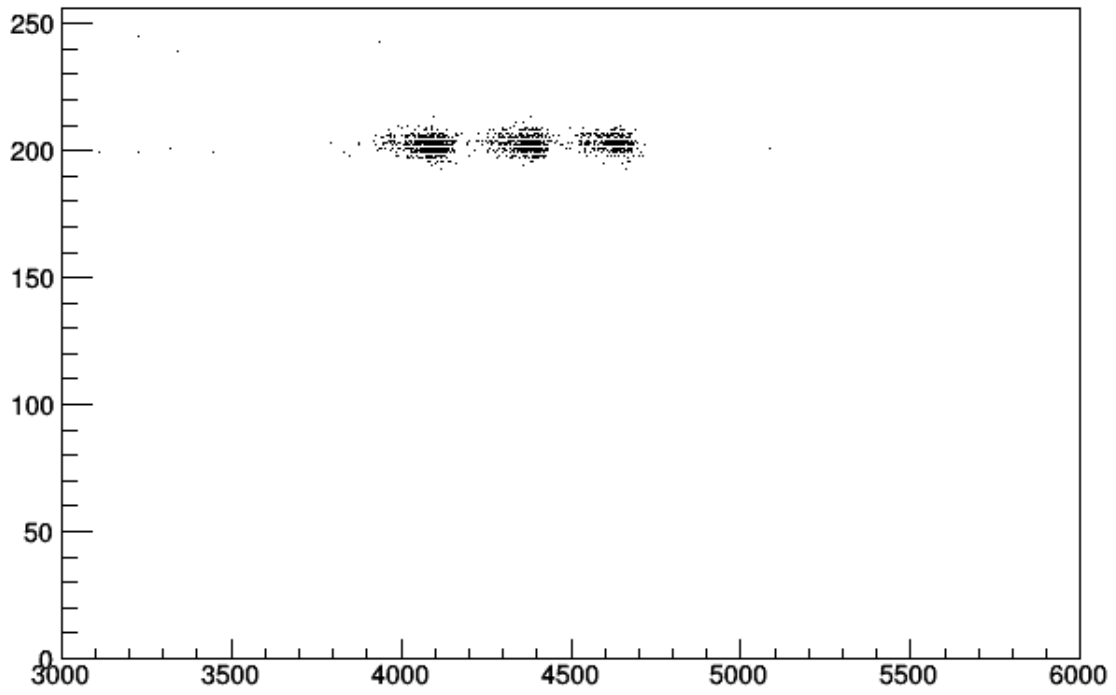
Figura 6: Plot width vs integrale

1.2 Plot altre pressioni

Per le altre pressioni a statistica più elevata (2000 eventi) sono stati realizzati plot di correlazione tra V_{\max} e integral.

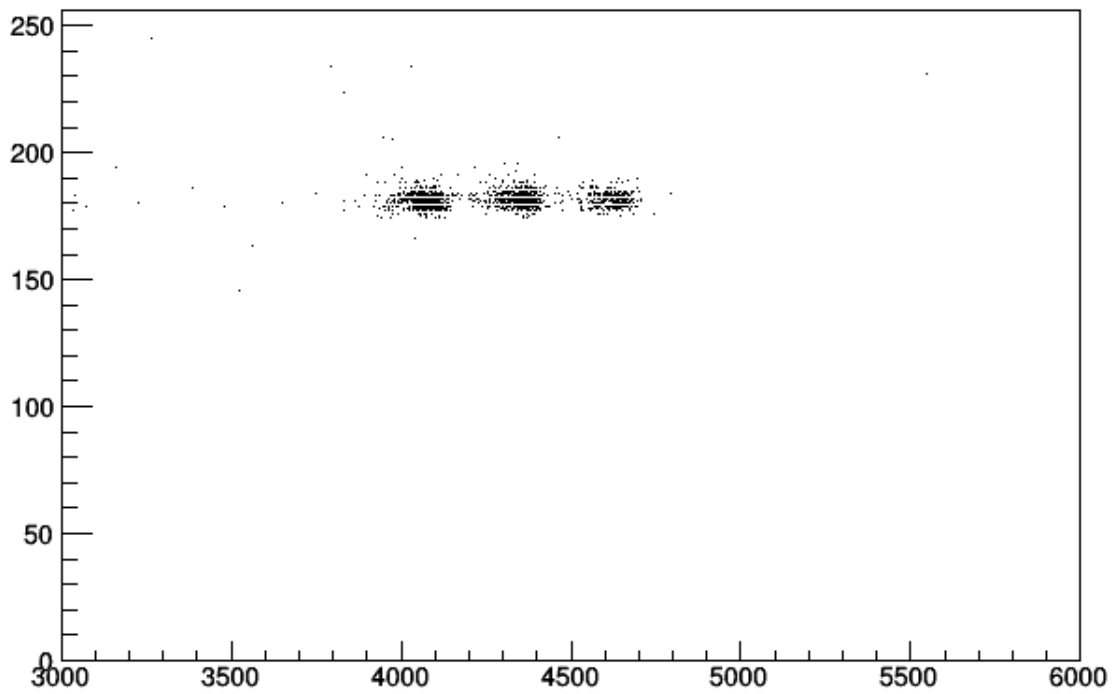
- 650 mbar

vmax:integral

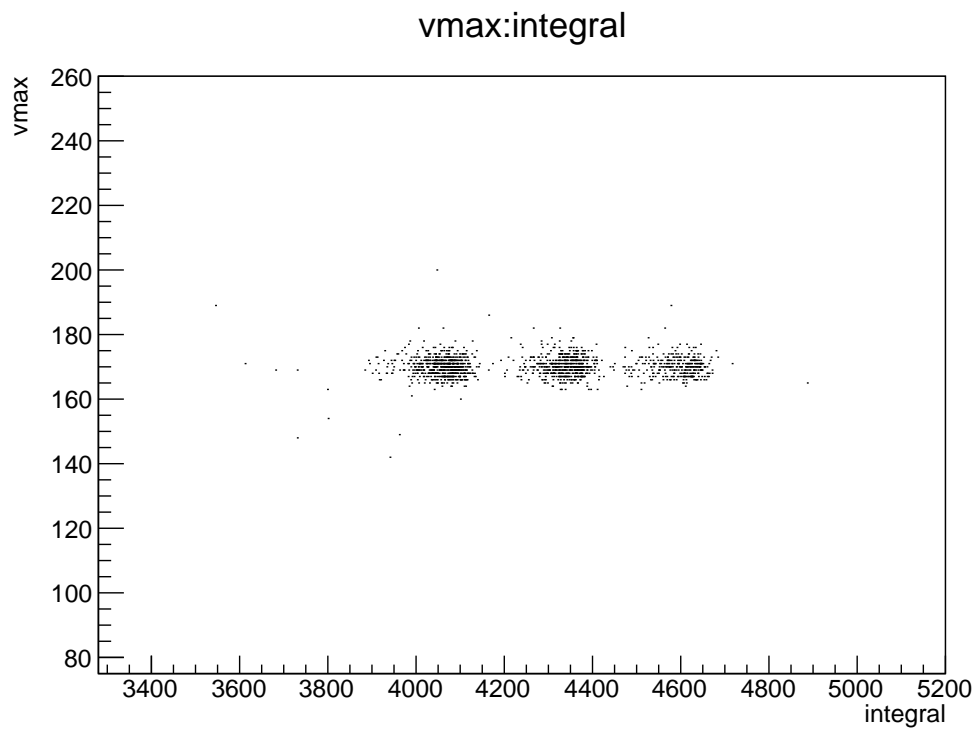


- 550 mbar

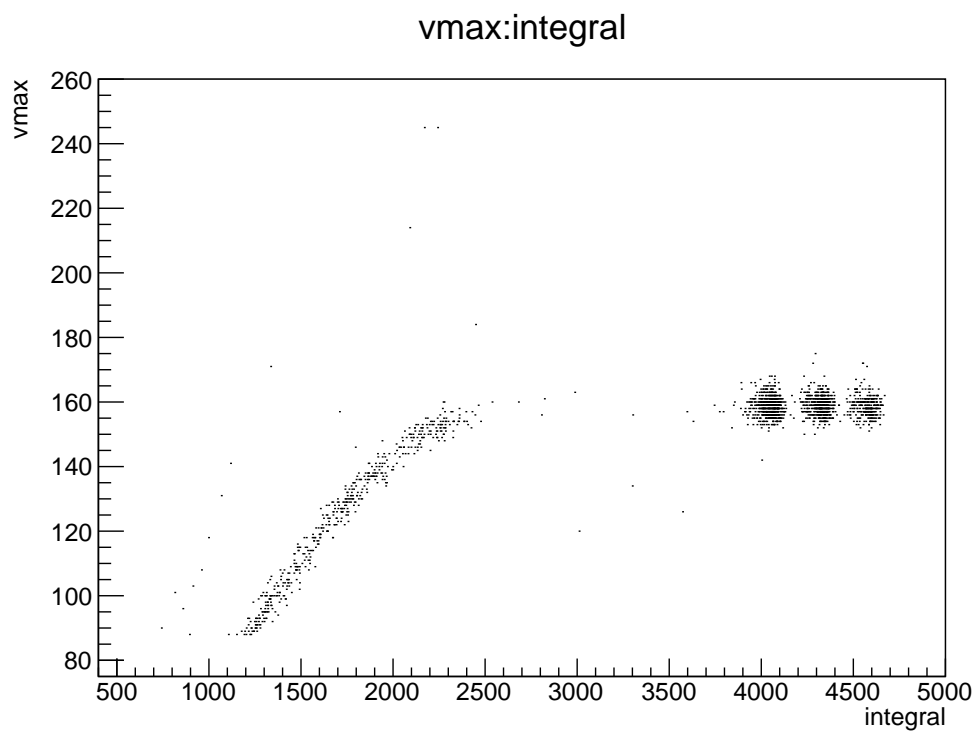
vmax:integral



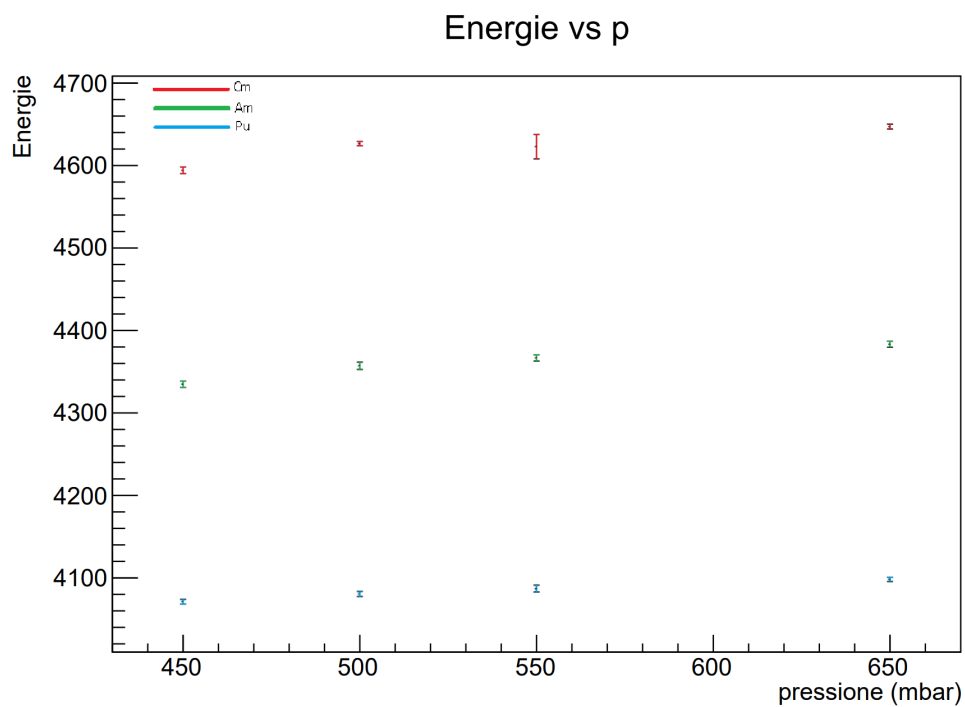
- 500 mbar



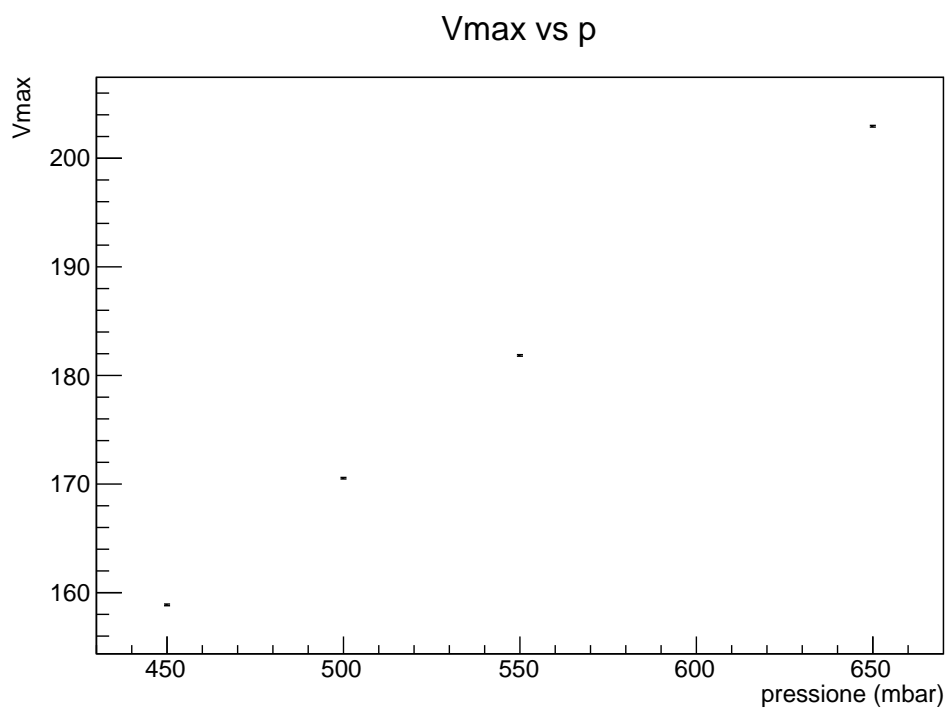
- 450 mbar



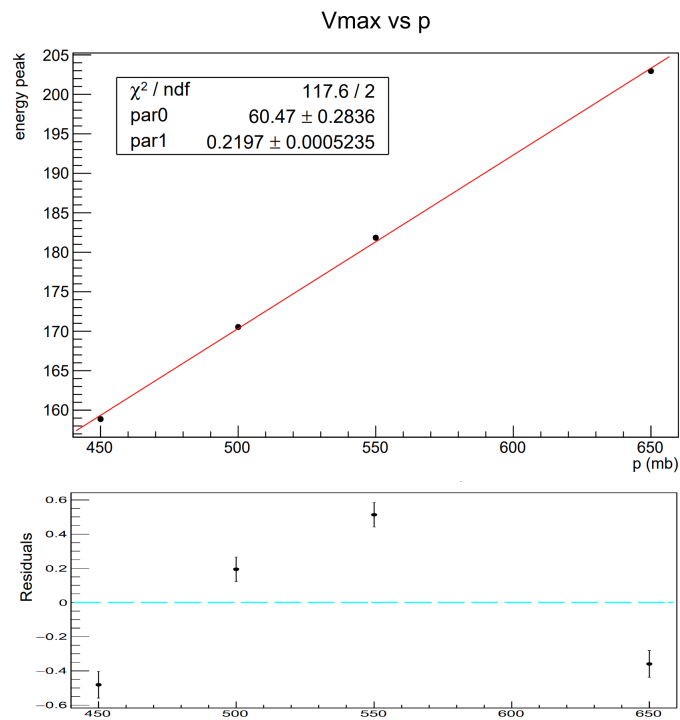
- Plot Picchi α in funzione della pressione
Sono state plottate in un unico grafico le tre energie degli isotopi in funzione delle varie pressioni



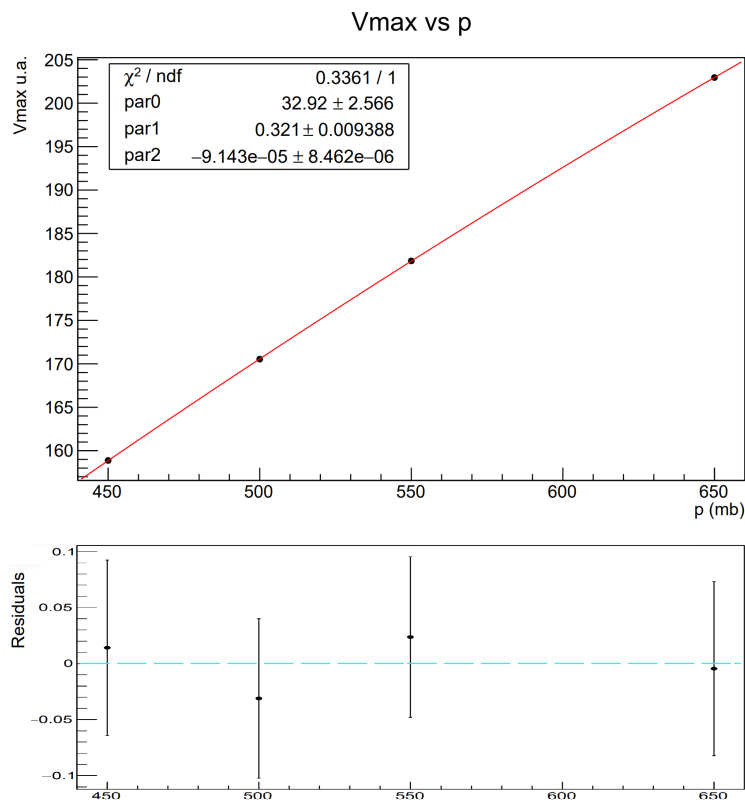
- Plot centroidi del picco V_{\max} in funzione della pressione



Si nota che l'andamento non è del tutto lineare, infatti i residui di un fit lineare risultano piuttosto parabolici:



Fittando invece con una parabola, di fattore quadratico comunque piccolo, si ottengono dei risultati decisamente migliori:



1.3 Stima della velocità di drift

La v_{drift} è stata computata per i campioni a basse pressioni, cioè per i valori 350, 375 e 400 mbar, come

$$v_{drift} = \frac{h}{width} \quad (1)$$

con incertezza data per propagazione e stimata come

$$\sigma_{v_{drift}} = \frac{h}{width^2} \sigma_{width} \quad (2)$$

Nella formula **h** rappresenta l'altezza della camera di Bragg, che è di $\simeq 120mm$, mentre la **width** è il tempo impiegato dagli elettroni delle particelle più energetiche a percorrere l'intera lunghezza della camera.

Di fatto, dato che la velocità di drift dipende dal rapporto $\frac{E}{p}$, e il campo ridotto **E** varia al variare della pressione **p** in modo da mantenere il suddetto rapporto costante, essa sarà (mediamente) uguale per tutte le pressioni.

Il calcolo è stato effettuato quindi solo per i campioni a pressione minore in quanto sono quelli in cui più particelle α arrivano all'anodo: a causa della bassa pressione a cui il gas è mantenuto si ha una minore densità dello stesso, fatto che porta le particelle a diminuire gli urti con le molecole del gas e, conseguentemente, a mantenere una più elevata energia cinetica. Il risultato è duplice: da un lato esse non vengono completamente frenate, riuscendo a percorrere tutta la lunghezza della camera e portando a registrare un segnale con larghezza temporale più alta; dall'altro, esse presentano valori di picco di Bragg e di energia più bassi delle aspettative, non trasferendo tutta la loro energia al gas per ionizzarlo.

Queste due informazioni sono state utilizzate come discriminante per scegliere quali particelle considerare per il calcolo della larghezza temporale, analizzando gli istogrammi bidimensionali di **integrale vs width** e **V_{max} vs width**, insieme all'istogramma tridimensionale che considera tutte e tre le grandezze contemporaneamente.

Inoltre, si evidenzia che il set di dati con pressione 425 mbar non è stato preso in considerazione per questa analisi in quanto non presenta gli andamenti più evidenti delle pressioni ancora più basse.

Seguono a titolo esemplificativo i plot degli istogrammi con l'indicazione delle particelle considerate nell'analisi per il valore di pressione a 375 mbar.

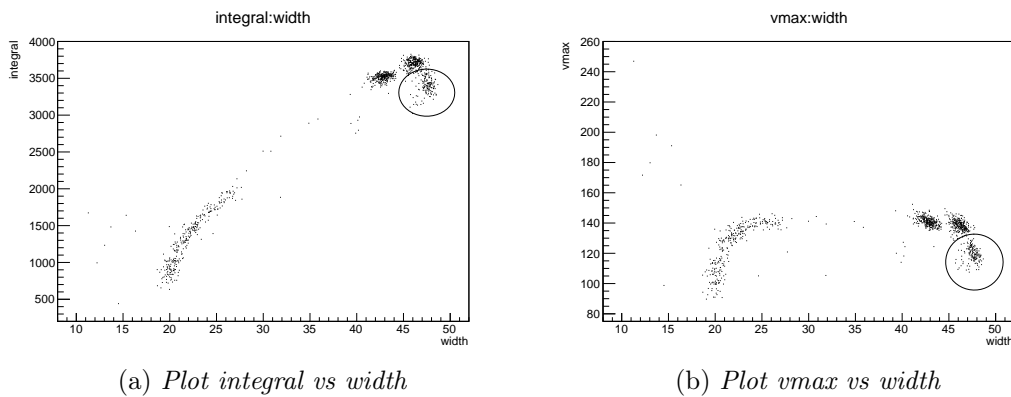


Figura 7: Istogrammi bidimensionali

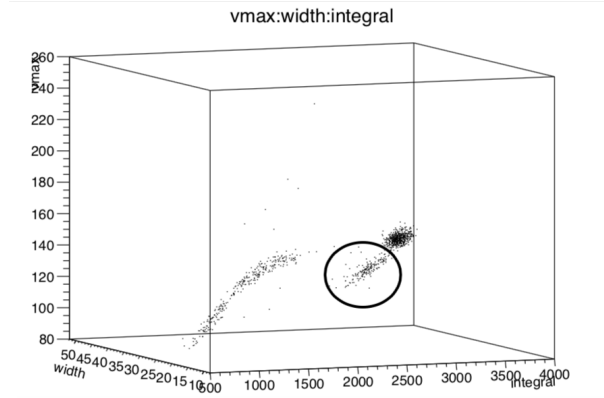


Figura 8: Istogramma tridimensionale

La larghezza del tempo impiegato a percorrere la camera è stata calcolata come l'intervallo di tempo che ha per estremi i punti ove il segnale passa per il valore corrispondente al 30% del V_{\max} . Per affinare la stima di questi punti, è stata tracciata una retta interpolante il punto immediatamente prima e immediatamente dopo il valore del 30% del V_{\max} (sia a sinistra del picco che a destra). L'ascissa dell'intersezione tra queste due rette e la retta orizzontale passante per il valore di soglia considerato dà gli estremi dell'intervallo temporale da considerare. Segue la tabella con i valori delle width calcolati

Tabella 1: Width per basse pressioni

P (mbar)	width (μ s)	errore (μ s)
350	4.770	0.004
375	4.657	0.008
400	4.412	0.004

La velocità di drift è stata quindi stimata come precedentemente spiegato ottenendo:

Tabella 2: v_{drift} per basse pressioni

P (mbar)	V_{drift} (cm/ μ s)	errore V_{drift} (cm/ μ s)
350	2.516	0.002
375	2.577	0.004
400	2.720	0.003

La velocità di drift finale è stata computata come media aritmetica dei tre valori trovati per le diverse pressioni, data la bassa compatibilità delle grandezze che non ha permesso una stima con media pesata. E' stato associato come errore quello tipicamente associato alla media aritmetica. La v_{drift} finale è pari a

$$v_{\text{drift}} = (2.60 \pm 0.05) \frac{\text{cm}}{\mu\text{s}} \quad (3)$$

1.4 Verifica della legge di Bragg-Kleeman

La legge di Bragg-Kleeman lega il range delle particelle sia alla radice del numero di massa dell'isotopo che le ha prodotte, sia alla densità del materiale frenante. Poichè per tutti e tre

gli isotopi in questione è stato utilizzato sempre lo stesso gas, la sua densità si può semplificare permettendo di riscrivere la legge come:

$$\frac{R}{\sqrt{A}} = cost \quad (4)$$

Il numero di massa per gli isotopi è noto, rispettivamente **241 per l'Americio**, **239 per il Plutonio** e **244 per il Curio**.

Il range delle particelle ad alte pressioni è stato calcolato a partire dalla relazione che lega v_{drift} alla pressione, ossia:

$$v_{drift} = \mu E \frac{1}{p} = \frac{C}{p} \quad (5)$$

dove μ è la **mobilità degli elettroni** e **E** è il **campo elettrico**.

Le due grandezze possono essere considerate pressoché costanti, e così il loro prodotto, denominato **C**. A partire dai risultati ottenuti per la v_{drift} a pressioni più basse, è stata calcolata la costante **C** per ogni valore di pressione come prodotto tra v_{drift} e pressione stessa. E' stata successivamente calcolata la media di tali valori al fine di ottenere una stima unica della costante,

$$C = (978 \pm 50) \frac{cm * mbar}{\mu s} \quad (6)$$

Ottenuta la costante che lega le due grandezze, sapendo i valori della pressione per i set di dati da analizzare, è stato possibile calcolare la v_{drift} , con errore dato per propagazione come:

$$\sigma_{v_{drift}} = \frac{\sigma_C}{p} \quad (7)$$

Sono state poi computate le larghezze temporali (width) con le stesse modalità descritte nella sezione precedente per i tre isotopi della sorgente.

Alla fine R risulta essere:

$$R = v_{drift} * width \quad (8)$$

con errore dato per propagazione:

$$\sigma_R = \sqrt{(width * \sigma_{v_{drift}})^2 + (v_{drift} * \sigma_{width})^2} \quad (9)$$

Segue la tabella con il range calcolato a ogni pressione e il plot del range in funzione dell'inverso della pressione per i tre isotopi.

Tabella 3: Pressione di 500 mbar

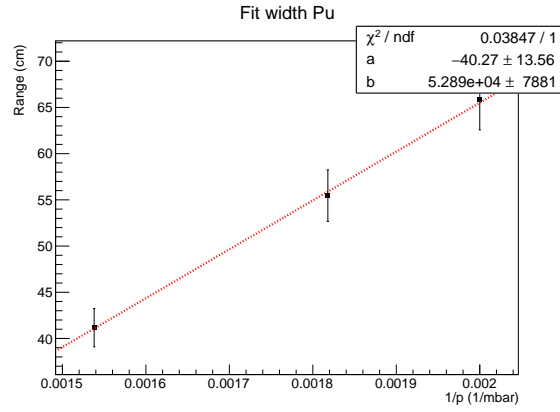
Isotopo	Range (cm)	σ Range (cm)
Pu	66	3
Am	71	4
Cm	77	4

Tabella 4: Pressione di 550 mbar

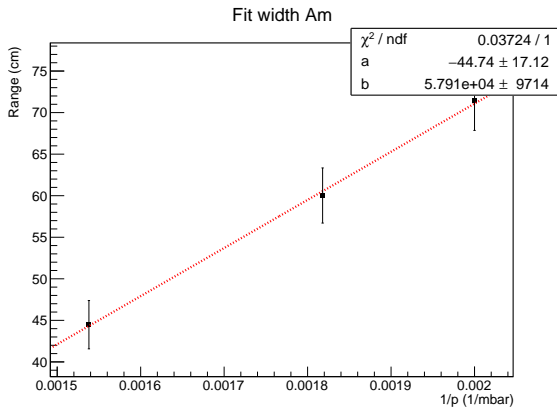
Isotopo	Range (cm)	σ Range (cm)
Pu	55	3
Am	60	3
Cm	65	4

Tabella 5: Pressione di 650 mbar

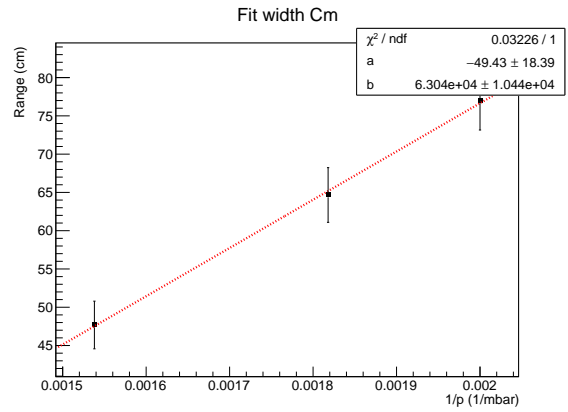
Isotopo	Range (cm)	σ Range (cm)
Pu	41	2
Am	44	3
Cm	48	3



(a) *Plutonio*



(b) *Americio*



(c) *Curio*

Figura 9: Plot range vs $1/p$

Per la verifica della legge di Bragg-Kleeman infine è stata computata la compatibilità del rapporto tra range e radice del numero di massa per i tre isotopi.

Tabella 6: Compatibilità

Pressione	Isotopi	compatibilità
500	Pu-Am	1
	Pu-Cm	2
	Am-Cm	1
550	Pu-Am	1
	Pu-Cm	2
	Am-Cm	0.9
650	Pu-Am	0.9
	Pu-Cm	1.6
	Am-Cm	0.7

1.4.1 Commento

Le compatibilità non sono eccellenti quanto piuttosto discrete: questo potrebbe essere imputato alla strumentazione utilizzata o a prese dati troppo scarse. Di fatto, la legge può considerarsi comunque verificata.

1.5 Calibrazione in energia

Per passare da unità di misure arbitrarie, ossia i canali **ch**, in unità di misura dell'energia, quindi **eV** e suoi multipli, è stato necessario operare una calibrazione in energia sull'asse delle ascisse.

Supponendo che la risposta del detector sia lineare, ad ogni picco di energia espresso in unità arbitrarie è stato associato il valore dell'energia (in keV) corrispondente all'emissione α più probabile. Questi valori sono stati trovati consultando le tabelle del sito del Laboratorio Nazionale Henri Bequerel (DDEP).

Tramite fit lineare sono stati determinati i parametri della retta e successivamente sono stati riconvertiti i canali in keV applicando l'equazione di calibrazione lineare.

- Risultati fit Gaussiani

Seguono i fit gaussiani e i risultati ottenuti per tutti e tre i picchi di energia a 600 mbar di pressione.

Picco 1

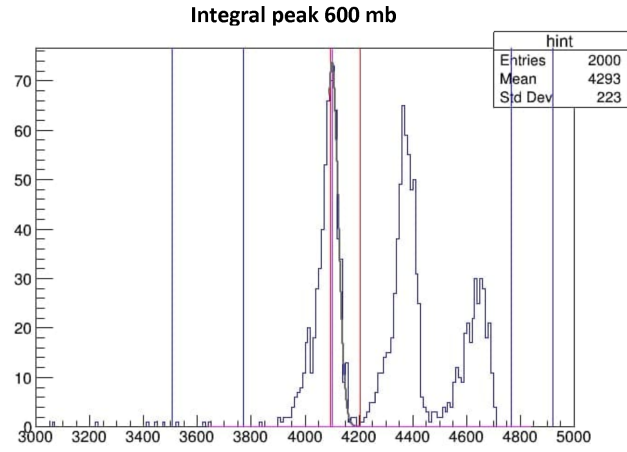


Tabella 7: Risultati fit Gaussiano primo picco

centroide (u.a.)	FWHM (u.a.)	Area (u.a.)	sottostante
4098 ± 2	59 ± 3	480 ± 30	

Picco 2

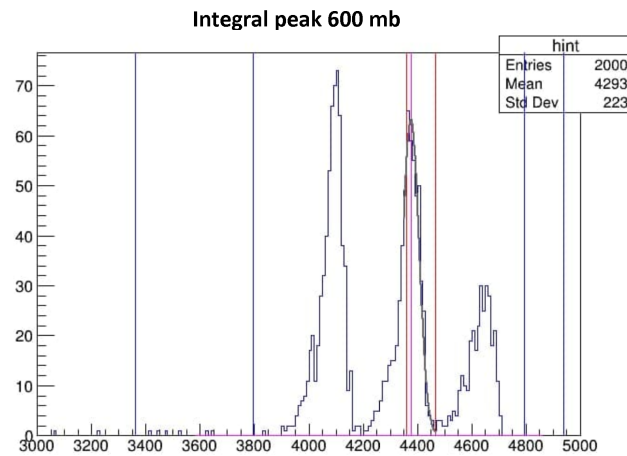


Tabella 8: Risultati fit Gaussiano secondo picco

centroide (u.a.)	FWHM (u.a.)	Area (u.a.)	sottostante
4376 ± 3	71 ± 5	480 ± 40	

Picco 3

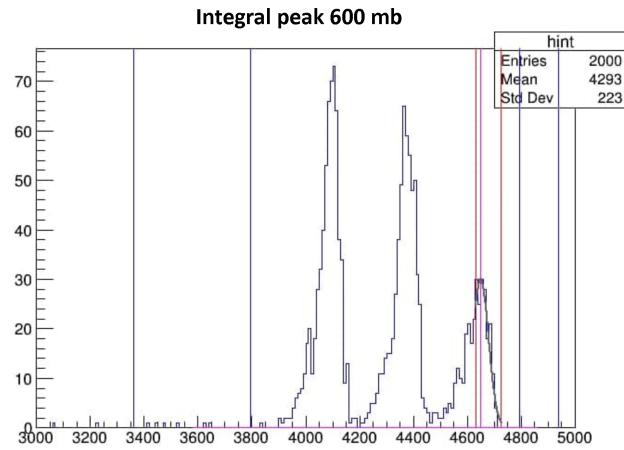


Tabella 9: Risultati fit Gaussiano terzo picco

centroide (u.a.)	FWHM (u.a.)	Area (u.a.)	sottostante
4650 ± 7	70 ± 10	220 ± 40	

- **Calibrazione**

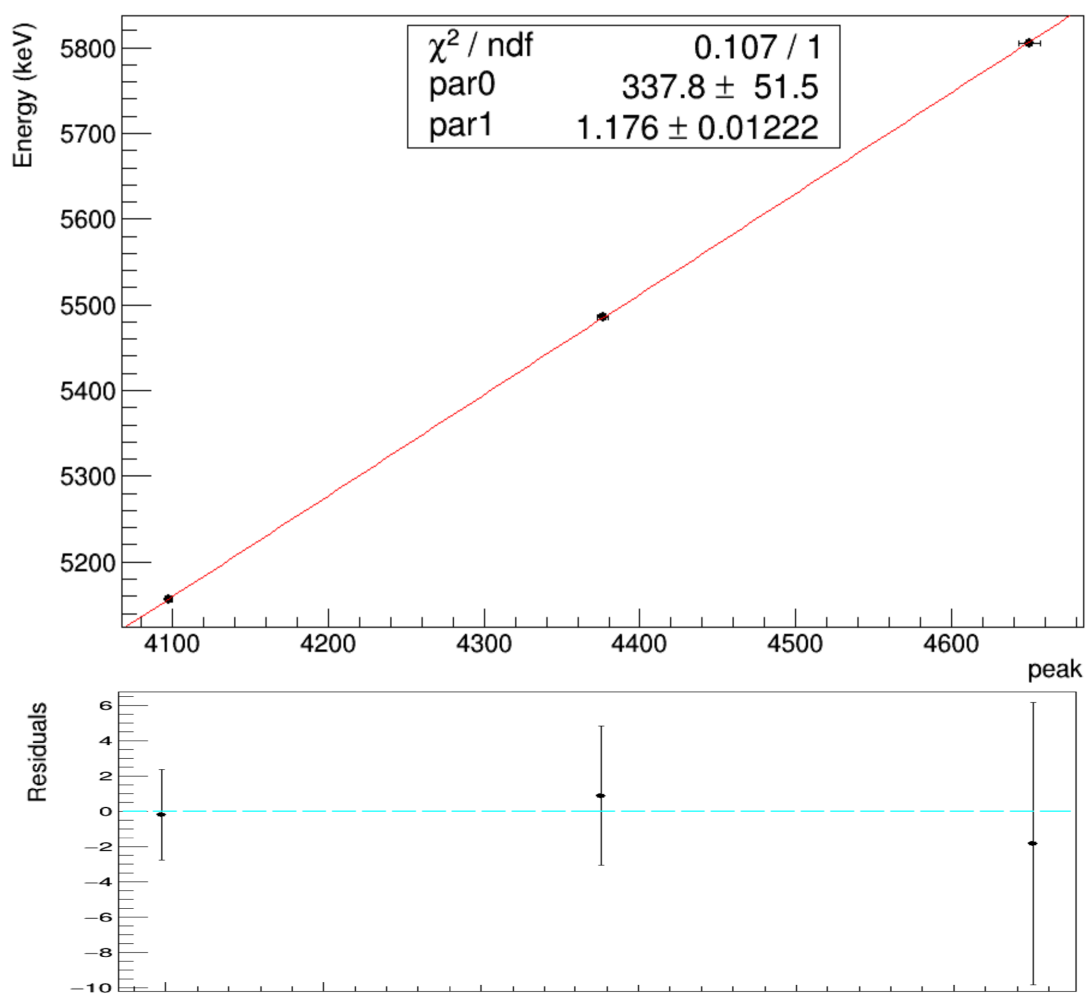
La calibrazione è stata realizzata con i seguenti dati:

Tabella 10: Dati calibrazione

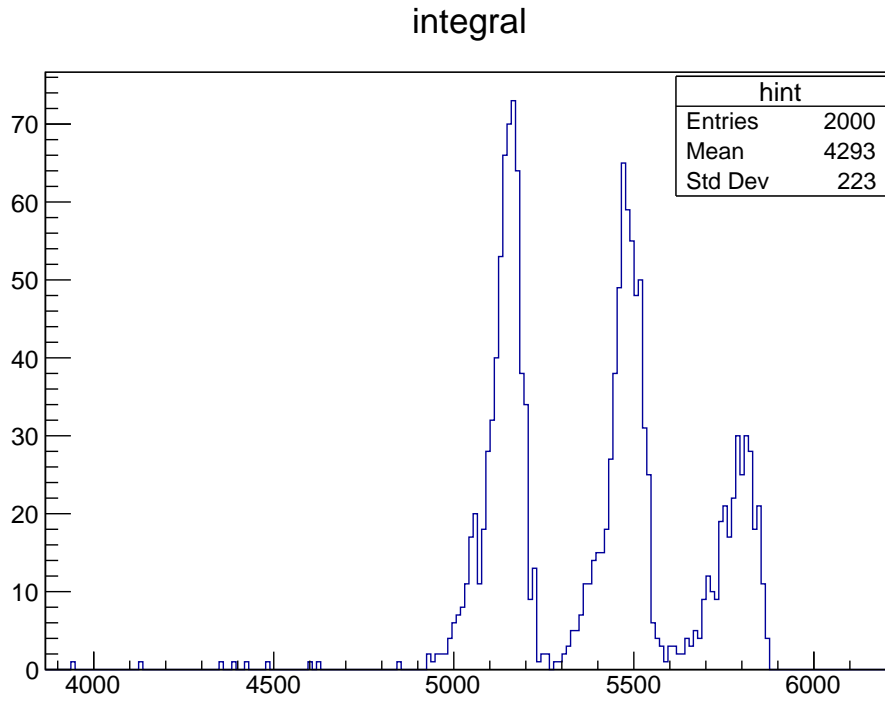
centroide $\pm \sigma_c$	Energia $\pm \sigma_E$ (keV)	Isotopo
4098 ± 2	5156.59 ± 0.14	Pu
4376 ± 3	5485.56 ± 0.12	Am
4650 ± 7	5804.77 ± 0.05	Cm

Segue il plot del fit lineare con annesso pad contenente i valori dei parametri di calibrazione

calibrazione camera di Bragg



- Plot dello spettro delle particelle α con calibrazione in x



- Stima della risoluzione energetica

Dopo aver ricalibrato l'asse delle ascisse come precedentemente spiegato, sono stati nuovamente fittati i picchi delle energie con funzioni gaussiane, ottenendo i seguenti risultati:

FWHM	Energia (keV)	σ_{FWHM}	$\sigma_{Energia}$ (keV)
69	5156.59	4	0.14
84	5485.56	5	0.12
83	5804.77	10	0.05

Seguono le risoluzioni calcolate

$$Resolution = \frac{FWHM}{Energy} / 100 \quad (10)$$

Risoluzione (%)	$\sigma_{Risoluzione}$
1.33	0.08
1.52	0.09
1.4	0.2

Con media

$$Resolution_{med} = (1.43 \pm 0.6)\% \quad (11)$$

2 Effetto Zeeman

2.1 Calibrazione asse x

E' stata effettuata una calibrazione dell'asse delle ascisse per passare da unità arbitrarie (**u.a.**) di lunghezza ai **nm**.

Il fattore di calibrazione è stato trovato come il rapporto tra la distanza di picchi calcolata in u.a. e la distanza dei picchi calcolata come differenza di lunghezze d'onda in nm, ossia:

$$c = \frac{\Delta x_{r.u.}}{\Delta \lambda_{r.u.}} \quad (12)$$

Per quanto riguarda il numeratore, Δx è stata computata come media delle differenze tra i centroidi di due picchi vicini, calcolando questi ultimi con un fit gaussiano. Seguono i risultati e i plot dei fit:

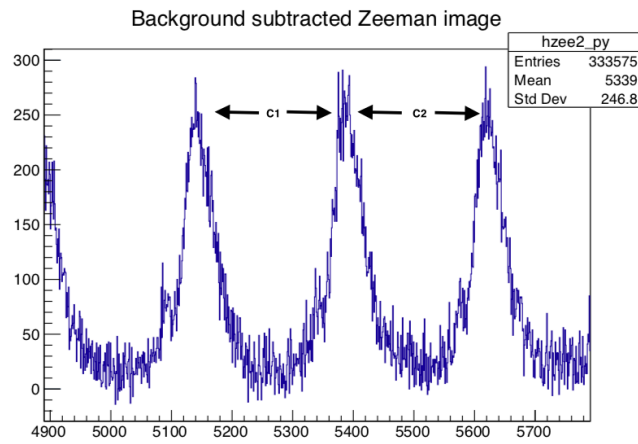
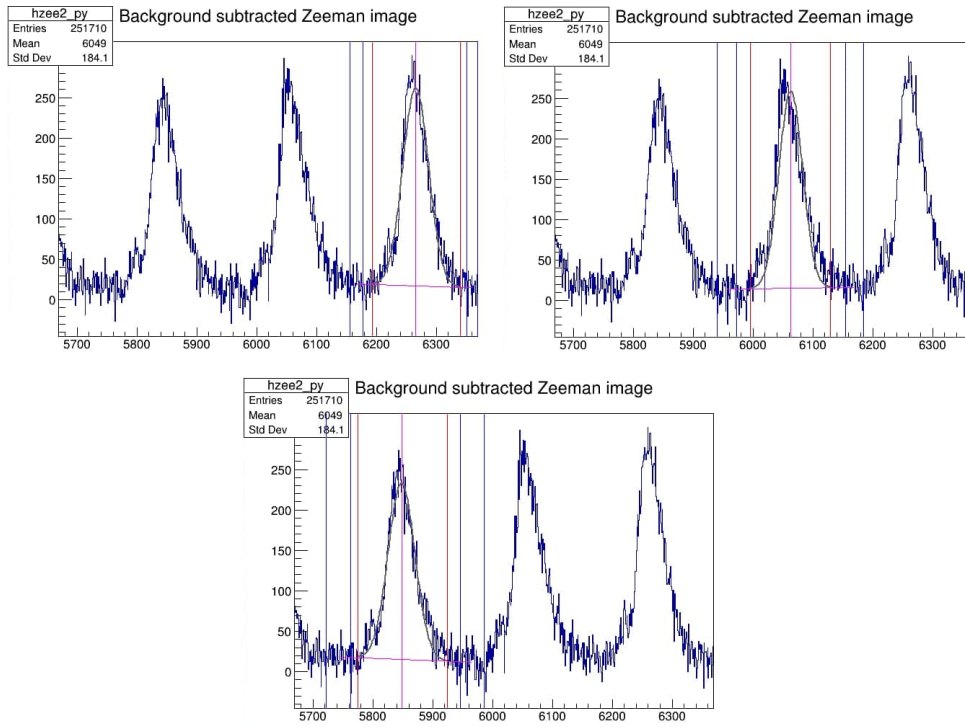


Figura 10: Esempio della distanza tra i picchi

I risultati dei fit gaussiani seguono:

Peak $\pm \sigma_{peak}$	FWHM $\pm \sigma_{FWHM}$
5847.9 \pm 0.2	52.7 \pm 0.5
6063.1 \pm 0.2	46.3 \pm 0.4
6265.7 \pm 0.2	46.3 \pm 0.4



Per il calcolo di $\Delta\lambda_{r.u.}$ invece è stata utilizzata la relazione:

$$\Delta\lambda_{r.u.} = \frac{\lambda^2}{2d} \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{n^2 - 1 - n\lambda \frac{dn}{d\lambda}} \quad (13)$$

dove

- **n** è l'**indice di rifrazione** della lamina, che è stato ottenuto come media aritmetica degli indici di rifrazione a diverse lunghezze d'onda forniti nella scheda tecnica dell'apparato. Il valore stimato è di

$$\bar{n} = (1.513 \pm 0.002) \quad (14)$$

con errore dato dall'errore della media.

- **d** è lo **spessore della lamina** pari a 3.47 mm
- **λ** è la **lunghezza d'onda** associata all'indice di rifrazione calcolato sopra, ottenuta sempre come media delle tre lunghezze d'onda associate ai tre indici di rifrazione disponibili. Il valore stimato è di

$$\bar{\lambda} = (577 \pm 40) nm \quad (15)$$

- il **fattore differenziale** è stato calcolato come **coefficiente angolare** della dipendenza lineare tra n e λ .

Si è applicata l'**approssimazione di luce radente** $\theta \sim \pi/2$, dunque i fattori $\sin(\theta)$ sono stati considerati $\simeq 1$.

Tutti gli errori sono stati ricavati per propagazione. Segue la tabella dei risultati:

grandezza	valore	errore	u.d.m
Δx	208.91	0.03	arbitraria
$\Delta\lambda_{r.u.}$	0.041	0.006	nm
c	5222.65		arbitraria/nm

2.2 Stima del potere risolvante

Il potere risolvante R è stimato come:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_{r.u.}} P \quad (16)$$

con errore dato per propagazione

$$\sigma_R = \frac{P}{\Delta\lambda_{r.u.}} \sqrt{\sigma_\lambda^2 + \left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda_{r.u.}}\right)^2 \sigma_{\Delta\lambda_{r.u.}}^2} \quad (17)$$

Le grandezze presenti nella formula sono:

- λ è la **lunghezza d'onda** calcolata precedentemente per la calibrazione dell'asse x, pari a (577 ± 40) nm.
- $\Delta\lambda_{r.u.}$ è la **differenza tra lunghezze d'onda** stimata precedentemente per la calibrazione dell'asse x, pari a (0.04 ± 0.006) nm
- P è il **numero dei fasci emergenti dalla lamina** che si può stimare, sempre in approssimazione di luce radente e leggermente per difetto, come:

$$P = \frac{l}{2d} \quad (18)$$

l è la **lunghezza della lamina** pari a 130mm, d è lo spessore pari a 3.47 mm.

Si ottiene così un **potere risolvante** del valore di

$$R = (2.6 \pm 0.4)10^5. \quad (19)$$

2.3 Stima del fattore di Landè

Il **fattore di Landè** g si stima a partire dalla seguente relazione

$$\Delta E = \mu_0 g B m \quad (20)$$

dove μ_0 è il **magnetone di Bohr**, B è il **campo magnetico** e m è la **componente lungo l'asse z del momento angolare totale J**.

Per calcolare ΔE , che rappresenta lo **split dei livelli energetici** causato dal campo magnetico, si stimano la differenza di lunghezze d'onda $\Delta\lambda$ dei picchi separati, fittandoli gaussianamente, calcolandone per ognuno il centroide e facendo la differenza tra questi. I fit gaussiani sono stati realizzati solo sulla spalla sinistra del picco al fine di avere una migliore accuratezza nell'intorno del massimo: l'andamento del segnale infatti non è totalmente simmetrico (né gaussiano) e considerare l'intero picco avrebbe invalidato la stima del centroide, che risulterebbe shiftato rispetto a quello che si vede dal plot.

A $\Delta\lambda$ è associato l'errore per propagazione.

Seguono i fit dei due picchi con i risultati.

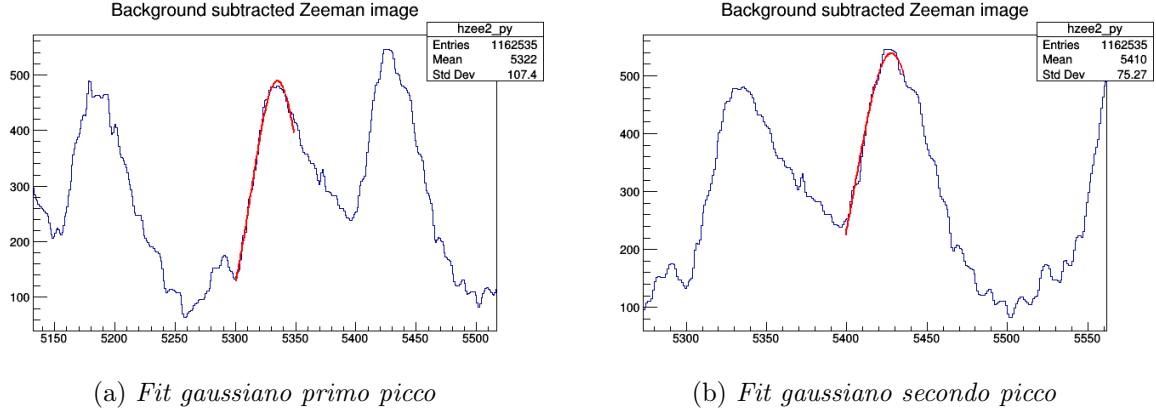


Figura 11: Fit gaussiani

	Peak	σ_{peak}
Picco 1	5334.9	0.4
Picco 2	5427.7	0.8

La relazione utilizzata è quindi:

$$\Delta E_{zee} = \frac{\Delta \lambda * c * h}{2\lambda^2} \quad (21)$$

dove per la lunghezza d'onda λ è stato considerato il valore di 585.3 nm, corrispondente al primo picco dello spettro del Neon. L'errore è stato calcolato per propagazione:

$$\sigma_{\Delta E_{zee}} = \frac{c * h}{\lambda^2} \sqrt{\frac{1}{4}\sigma_{\Delta \lambda}^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2 \sigma_{\lambda}^2} \quad (22)$$

Una volta calcolato lo split energetico dei livelli, è possibile dare una stima del fattore di Landè g con errore sempre dato per propagazione

$$\sigma_g = \frac{1}{m\mu_0 B} \sqrt{\sigma_{\Delta E_{zee}}^2 + \Delta E_{zee}^2 \sigma_{perc}^2} \quad (23)$$

L'incertezza sul campo magnetico B è stata calcolata con l'errore percentuale pari a $\sigma_{perc} = 2\%$. Il valore del fattore di Landè stimato è quindi

$$g = (1.11 \pm 0.02) \quad (24)$$

2.4 Misure con polarimetro

Per quanto concerne questa ultima parte di presa dati, è stata analizzata la risposta dell'apparato con l'aggiunta di un **polarimetro** collocato **tra fenditura e prisma**.

Combinando la lamina a uno spettrografo a prisma, la luce utilizzata è stata resa monocromatica, disperdendola ortogonalmente al piano del prisma grazie alla posizione della lamina, che risulta dunque ortogonale alla fenditura e parallela allo spigolo.

Inizialmente il polarimetro è stato inserito a 0° rispetto all'asse dello strumento. Il campo magnetico è stato ruotato di 90° in modo che fosse perpendicolare all'asse ottico, è stata inserita la Lamina di Lummer e il CCD è stato ruotato in posizione verticale.

Se il **polarimetro** è **posizionato a 0°** ci si aspetta di vedere il massimo dell'intensità della luce rilevata sul CCD: in questa condizione la luce viene infatti riflessa dalla lampada per poi entrare nella stessa con un angolo che è approssimabile a zero. Si tratta quindi di luce radente, ed avvengono dunque delle riflessioni all'interno della lamina, finché la luce giunge alla lente condensante che focalizza il fascio sull'asse ottico.

Quando viene ruotato il **polarimetro a 90°** la luce verrà nuovamente polarizzata, ma in direzione ortogonale alla situazione precedente: si creano dunque dei fasci di luce paralleli fra loro.

Il coefficiente di riflessione per la luce polarizzata parallelamente vale:

$$\rho_{\text{perpendicolare}} = \frac{\sin^2(i - i')}{\sin^2(i + i')} \quad (25)$$

$$\rho_{\text{parallelo}} = \frac{\tan^2(i - i')}{\tan^2(i + i')} \quad (26)$$

Nell'approssimazione utilizzata, secondo cui $\rho \rightarrow 1$ $i \rightarrow 90$ e poiché $\rho_{\text{perpendicolare}} > \rho_{\text{parallelo}}$, la risoluzione migliore ci si aspetta sia legata alla luce polarizzata perpendicolarmente.

Contrariamente a quanto però ci si prospetta classicamente, ossia che tutta la luce venga focalizzata in un punto, a causa dell'effetto Zeeman, sia con il polarimetro orizzontale che con il polarimetro verticale, si osservano dei picchi.

In entrambe le situazioni però non si osserva il loro splitting in quanto il campo magnetico posto in orizzontale influenza il momento angolare delle particelle (?) e queste proseguono indisturbate. D'altra parte si verifica il fenomeno di interferenza sul CCD e perciò si rivelano più picchi.

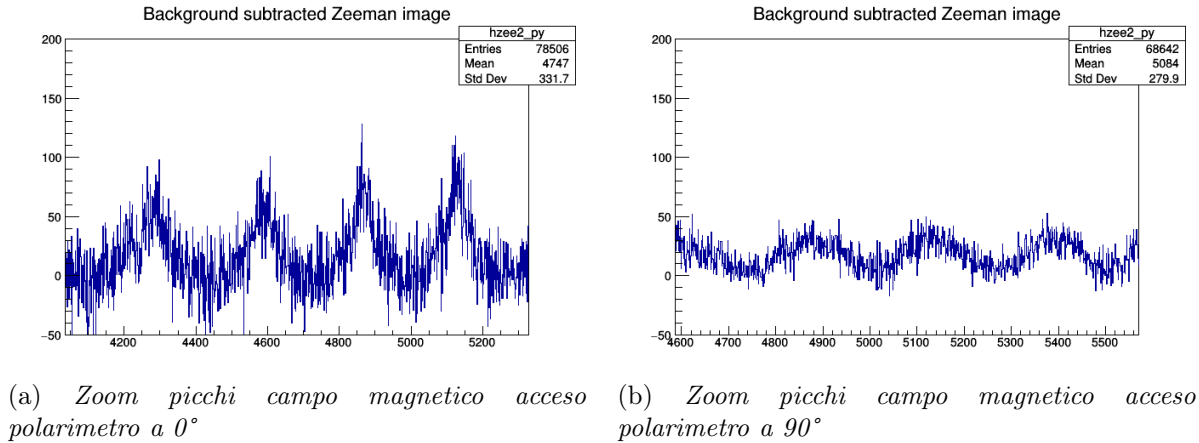


Figura 12: Picchi campo magnetico acceso con Polarimetro

Dai grafici si nota che l'intensità dei picchi diminuisce con il polarimetro a 90° , come anticipato. In questo caso infatti il rapporto segnale-rumore è difficilmente distinguibile, molto probabilmente a causa della sensibilità dello strumento utilizzato per la rivelazione.

Dopo ciò, è stato ruotato il campo magnetico parallelamente all'asse ottico. In questo caso la luce si disperde in tutte le direzioni poiché isotropa, e il polarimetro posto a 90° permette il passaggio delle particelle parallelamente all'asse ottico.

In questa situazione si osserva uno splitting dei picchi osservati sul CCD, dovuto alle due componenti del momento magnetico orbitale.

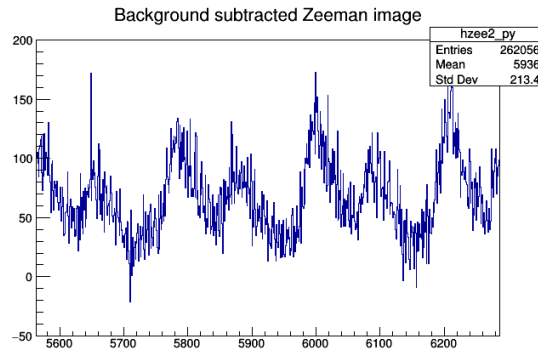


Figura 13: Splitting con campo magnetico parallelo all'asse ottico con Polarimetro

In presenza di un campo magnetico \mathbf{B} per un atomo si verifica quello che è noto come **effetto Zeeman**, in cui i livelli degeneri dell'atomo si suddividono in sottolivelli con un certo dislivello di energia ΔE .

Le onde elettromagnetiche generate dal Neon sono dovute classicamente dal moto degli elettroni, che hanno due polarizzazioni possibili: una lungo il campo magnetico B in cui $\Delta m = 0$ e una rotatoria levogira o destrogira in cui $\Delta m = \pm 1$.

Perciò, se si osserva la luce lungo la direzione del campo magnetico, i termini con $\Delta m = \pm 1$ saranno polarizzati circolarmente e risulteranno più intensi, mentre se si osserva in modo perpendicolare rispetto a B , sarà proprio il termine con $\Delta m = 0$ quello più rilevante rispetto agli altri due.

In particolare è stata presa in analisi la transizione con $\lambda = 585.3nm$ da $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$

2.4.1 Disclaimer

Questa parte di analisi dati non era richiesta da esperienza, dunque è stata eseguita un'analisi puramente qualitativa dei dati raccolti.