

Interazione di particelle cariche con la materia

Ilaria Brivio (582116)
brivio.ilaria@tiscali.it

Matteo Abis (584206)
webmaster@latinblog.org

Lorenzo Rossato(579393)
supergiovane05@hotmail.com

8 aprile 2010

1 Obiettivo dell'esperimento

Verificare che per particelle α che si propagano in uno stesso mezzo la posizione del picco di Bragg è indipendente dalla loro energia.

Verificare la validità della legge di Bragg-Kleman

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2 \sqrt{A_1}}{\rho_1 \sqrt{A_2}}$$

confrontando il range di particelle α in mezzi di densità ρ diversa.

2 Apparato strumentale

Abbiamo utilizzato il banco di laboratorio C3.

Descrizione dell'apparato

L'apparato sperimentale è costituito da una camera di ionizzazione contenente una miscela di Ar e CO₂ (0.5%), al cui interno è presente una sorgente di particelle α composta da ²⁴¹Am, ²⁴⁴Cm, ²³⁹Pu. Riportiamo nella tabella seguente i parametri di decadimento¹ di tali isotopi:

²⁴¹ Am		²⁴⁴ Cm		²³⁹ Pu	
E_α (MeV)	%	E_α (MeV)	%	E_α (MeV)	%
5.48556(12)	84.8	5.80477(5)	76.90	5.15659(14)	70.77
5.44280(13)	13.1	5.76264(3)	23.10	5.1443(8)	17.11
5.388	1.660			5.1055(8)	11.94
media pesata (MeV)					
5.47831		5.79504		5.14837	
vita media τ (y)					
432		18.1		24110	

Tabella 1: Parametri di decadimento α per i tre isotopi contenuti nella sorgente.

¹Fonti:
²⁴¹Am M.S. Basunia, *Nuclear Data Sheets*, 107, 3323 (2006)
²⁴⁴Cm Balraj Singh, *Nuclear Data Sheets*, 109, 2439 (2008)
²³⁹Pu E. Browne, *Nuclear Data Sheets*, 98, 665 (2003)

I dati raccolti nella nostra esperienza saranno riferiti sostanzialmente ai tre decadimenti di energia più probabile. Nella procedura di calibrazione in energia e stima della risoluzione della camera abbiamo però scelto di considerare le medie delle energie di ciascun ramo di decadimento, pesate secondo le percentuali indicate sopra.

Il rivelatore presente nella camera è connesso, nell'ordine, a un amplificatore lineare, un convertitore FADC, e quindi a un computer dal quale è possibile raccogliere i dati e impostare la pressione del gas, agendo su un'apposita valvola a spillo.

Per la parte di messa a punto dell'elettronica ci siamo serviti inoltre di un oscilloscopio manuale.

Messa a punto dell'apparato

Per prima cosa abbiamo impostato lo shaping-time dell'amplificatore a $0.5\mu\text{s}$. Abbiamo quindi selezionato guadagni coarse e fine rispettivamente di 100 e 1.40 e connesso l'oscilloscopio all'uscita unipolare dell'amplificatore per poter monitorare il segnale trasmesso. In questo modo abbiamo verificato che l'ampiezza massima dei segnali registrati alla pressione di 600 mbar restasse sotto i 2.5 V e che il segnale tornasse a zero in modo corretto.

In una seconda fase abbiamo cercato di individuare la soglia di potenziale che permettesse di ridurre al 25-30 % del totale gli eventi di fondo, dovuti a eventi di riflessione delle particelle o a scariche elettriche all'interno della camera. Fissata la pressione a 600 mbar, abbiamo registrato 50 eventi per ciascun valore di soglia minima del convertitore FADC e abbiamo contato quanti di questi fossero spuri:

soglia (V)	eventi spuri
1.20	6 (12 %)
1.12	10 (20 %)
0.96	10 (20 %)
0.80	15 (30 %)
0.76	14 (28 %)

Tabella 2: Misure di prova del numero di eventi spuri registrati a 600 mbar variando la soglia di conversione del FADC.

Dalle misure effettuate abbiamo ritenuto opportuna una soglia di 0.76 V.

Con lo stesso metodo abbiamo realizzato 50 misure di prova variando la pressione di camera fino a 400 mbar, scegliendo di volta in volta la soglia più opportuna. Riportiamo di seguito i valori trovati, assieme ad una stima per eccesso del canale c_N a partire dal quale l'acquisizione registra solo segnale di fondo. Per completezza indichiamo inoltre il numero di eventi spuri registrati durante la presa dati.

P (mbar)	soglia (V)	inizio fondo	eventi spuri / 50 (prova)	eventi spuri / 1500 (presa dati)
600	0.76	65	14 (28 %)	485 (32.3 %)
550	0.76	70	14 (28 %)	474 (31.6 %)
500	0.64	75	15 (30 %)	502 (33.5 %)
450	0.64	75	17 (34 %)	508 (33.9 %)
400	0.64	80	15 (30 %)	516 (34.4 %)

Tabella 3: Risultati delle misure di prova effettuate a diverse pressioni. Il valore della soglia di conversione riportato è quello assunto come definitivo.

Condizioni di presa dati

Abbiamo fatto variare la pressione del gas nella camera da 400 a 600 mbar a passi di 50, e per ciascun valore abbiamo raccolto una serie di 1500 eventi, controllando che la percentuale di eventi di fondo restasse sempre attorno al 25-30 %. Riassumiamo di seguito i parametri impostati nella presa dati:

amplificatore	shaping time	0.5 μ s
	guadagno coarse	$\times 100$
	guadagno fine	$\times 1.40$
	polarità	positiva
FADC	soglia min.	0.76 V per 600, 550 mbar
		0.64 V per 500, 450, 400 mbar
acquisizione	nr. canali	128
	N eventi	1500

3 Analisi dati e risultati ottenuti

Da ciascun evento abbiamo estratto le seguenti informazioni:

1. altezza del fondo \bar{f} , calcolato come media sui canali non interessati dal picco del segnale:

$$\bar{f} = \frac{1}{128 - N - 1} \sum_{i=N}^{128} c_i$$

dove c_i è il contenuto dell' i -esimo canale e c_N il bin da cui si ha solo fondo.

2. altezza h_{\max} e posizione t_{\max} del picco di Bragg. Dalla prima abbiamo sottratto \bar{f} .
3. l'integrale della curva privata del fondo, proporzionale all'energia E_α della particella α che ha prodotto il segnale.
4. durata Δt dell'evento, che abbiamo assunto pari alla larghezza della curva al 45 % della sua altezza.
5. frazione di energia residua E_{res} oltre il massimo di Bragg. Questo valore servirà per verificare che la velocità delle particelle α nella camera sia molto minore di quella degli elettroni.

3.1 Calibrazione in energia e risoluzione dell'apparato

Per ciascun valore della pressione abbiamo realizzato un istogramma dei valori degli integrali, da cui è possibile distinguere tre decadimenti con energie distinte, corrispondenti ai tre isotopi della sorgente. Per ottimizzare la definizione dei picchi senza tuttavia alterarne la forma, abbiamo scelto di suddividere l'intervallo di valori considerato (5000 - 7000) in 150 canali. Riportiamo a titolo di esempio il grafico per la pressione di 550 mbar.

A 400 mbar le particelle emesse dal curio non vengono fermate nella camera e di conseguenza il loro picco non risulta visibile nell'istogramma degli integrali. Per questo motivo non impiegheremo i dati raccolti a questa pressione nella procedura descritta oltre.

Per la calibrazione in energia della camera abbiamo calcolato il valore medio degli integrali di ciascuno dei tre gruppi di eventi e abbiamo posto i risultati in grafico, rapportandoli ai valori noti delle energie E . Dato che ciascun isotopo della sorgente segue più di un ramo di decadimento, è realistico supporre che i picchi visibili nell'istogramma siano piuttosto convoluzioni dei due o tre picchi relativi alle energie di emissione più probabili. Per questo motivo abbiamo scelto di assumere come valore di E la loro media, pesata secondo le percentuali riportate in tabella 1.

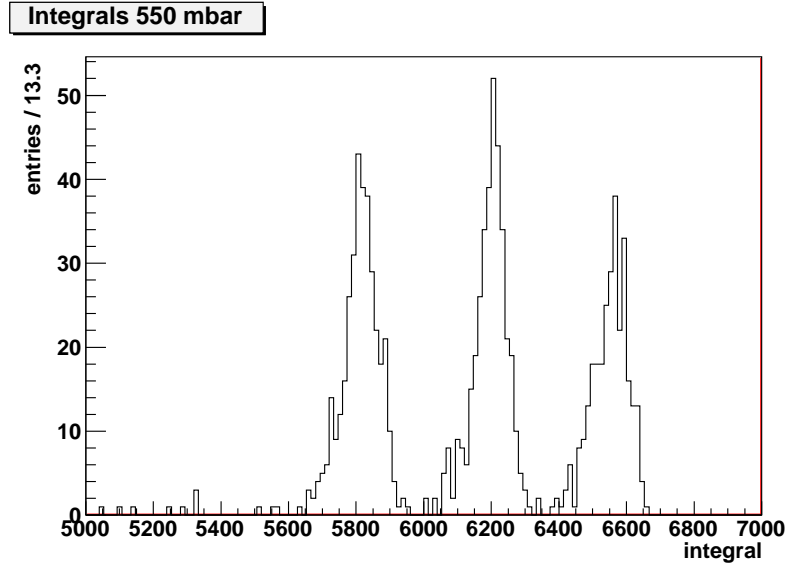


Grafico 1: Istogramma degli integrali per gli eventi registrati con pressione di 550 mbar. I tre picchi visibili corrispondono all'energia del decadimento più probabile, rispettivamente per ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm .

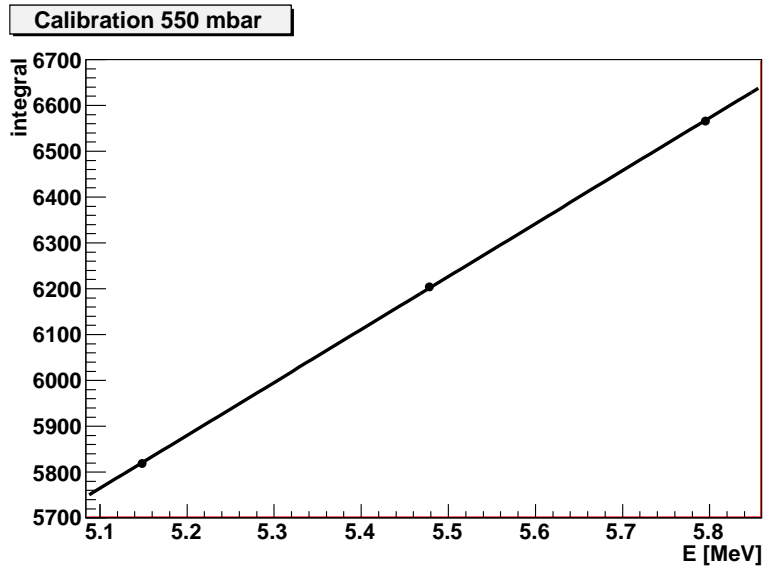


Grafico 2: Grafico con valori dell'energia in ascissa (MeV) e integrali medi in ordinata per gli eventi registrati alla pressione di 550 mbar. Le barre di errore non sono visibili perché contenute entro le dimensioni del punto.

Dal fit lineare dei grafici per ciascuna delle quattro pressioni abbiamo i seguenti parametri di proporzionalità:

P (mbar)	pendenza (MeV^{-1})	intercetta	χ^2
450	1055 ± 7	358 ± 41	3.87
500	1097 ± 7	147 ± 35	2.81
550	1155 ± 6	-125 ± 32	1.68
600	1116 ± 5	120 ± 27	62.60

Tabella 4: Risultati della regressione lineare dei grafici con energie in ascissa e integrali medi in ordinata.

Per la stima della risoluzione abbiamo considerato la larghezza a mezza altezza di ciascun picco, estraendone il valore di $\Delta E/E$ dai parametri di calibrazione:

P (mbar)		E (keV)	integrale	larghezza	ΔE (keV)	$\Delta E/E$
450	Pu	5148	5788 ± 4	147	140	0.03
	Am	5478	6146 ± 4	133	126	0.02
	Cm	5795	6472 ± 3	120	114	0.02
500	Pu	5148	5792 ± 3	133	122	0.02
	Am	5478	6160 ± 3	133	122	0.02
	Cm	5795	6501 ± 3	93	85	0.01
550	Pu	5148	5819 ± 3	93	81	0.02
	Am	5478	6204 ± 3	67	58	0.01
	Cm	5795	6566 ± 2	67	58	0.01
600	Pu	5148	5864 ± 2	107	96	0.02
	Am	5478	6260 ± 3	80	72	0.01
	Cm	5795	6586 ± 2	80	72	0.01

Tabella 5: Risultati della procedura di calibrazione in energia e risoluzione della camera.

3.2 Indipendenza del picco di Bragg dall'energia

Per ogni valore della pressione abbiamo suddiviso gli eventi in base alla loro energia e per ciascun gruppo abbiamo stimato l'altezza media del picco di Bragg ottenendo i risultati riportati di seguito.

P (mbar)	^{239}Pu	^{241}Am	^{244}Cm
400	155.78 ± 0.12	154.80 ± 0.15	
450	167.46 ± 0.12	167.36 ± 0.14	167.86 ± 0.13
500	180.91 ± 0.16	180.92 ± 0.13	180.85 ± 0.13
550	193.47 ± 0.13	193.89 ± 0.11	194.04 ± 0.14
600	205.32 ± 0.15	206.17 ± 0.18	206.86 ± 0.20

Tabella 6: Valori medi dell'altezza del picco di Bragg.

Per verificare l'effettiva indipendenza del picco abbiamo calcolato le compatibilità di ciascuna delle tre coppie di valori per ogni pressione:

P (mbar)	Am-Pu	Am-Cm	Cm-Pu
400	5.10		
450	2.26	0.54	2.62
500	0.29	0.05	0.38
550	2.98	2.47	0.84
600	6.16	3.63	2.56

Tabella 7: Compatibilità tra le altezze del picco di Bragg per ciascuna coppia di sorgenti.

Avendo ottenuto dei buoni valori di compatibilità, possiamo ritenere verificata l'indipendenza dell'altezza del picco dall'energia della particella incidente. La presenza di compatibilità superiori a 3 – 4 nei dati acquisiti a 400 e 600 mbar può essere dovuta a una sottostima degli errori.

3.3 Stima della velocità di drift degli elettroni

Alla pressione di 400 mbar le particelle α più energetiche, ossia quelle emesse dal ^{244}Cm , va a urtare l'anodo. Questi eventi possono essere facilmente identificati in un grafico del massimo di Bragg in rapporto all'integrale della curva. Nel nostro caso, come si può vedere dal grafico seguente, si trovano nella zona con integrale superiore a 5000 e picco inferiore a 149.

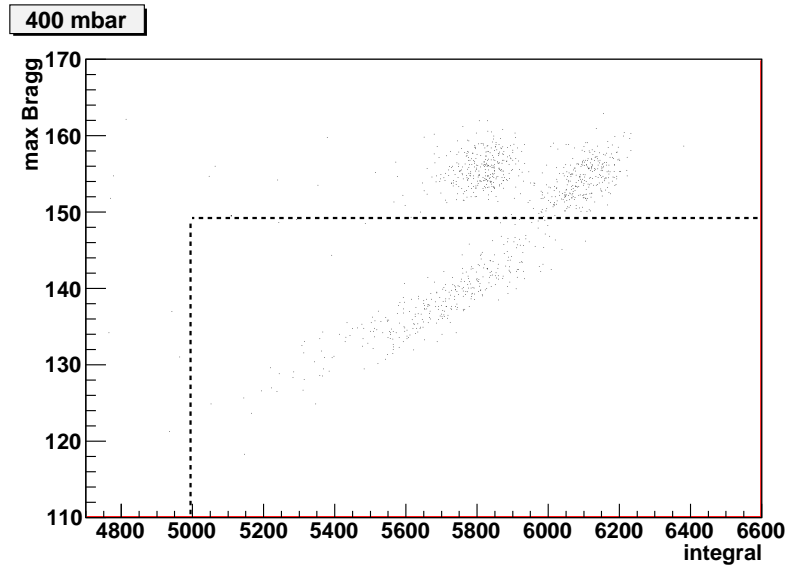


Grafico 3: Grafico con valori degli integrali in ascissa e altezze dei picchi di Bragg in ordinata per gli eventi raccolti a 400 mbar. La zona delimitata dalle righe tratteggiate racchiude gli eventi per cui le particelle α non sono state frenate nella camera.

Per questi eventi Δt rappresenta il tempo impiegato dagli elettroni a percorrere la lunghezza della camera, per cui ne possiamo facilmente ricavare la velocità di drift v_e , che assumeremo costante al variare della pressione.

$$v_e = \frac{l}{\Delta t} = 2.53 \pm 0.12 \text{ cm}/\mu\text{s}$$

$$\beta_e = \frac{v_e}{c} = 8.4 \cdot 10^{-5}$$

dove $\Delta t = 43.5 \pm 2$ canali è la media dei tempi sugli eventi selezionati. Dato che la stima della durata dell'evento è influenzata dalla traiettoria della particella entro la camera, abbiamo considerato l'errore massimo di un canale sulla determinazione di ciascuno dei due istanti finale e iniziale, da cui l'incertezza di due canali su Δt . Da quest'ultima abbiamo calcolato l'errore su v_e , assumendo esatto il valore di l :

$$\sigma(v_e) = \frac{v_e}{\Delta t} \sigma(\Delta t)$$

Infine vogliamo verificare che v_e sia sempre molto minore della velocità delle particelle α . Quest'ultima diminuisce lungo il percorso, perciò scegliamo di farne una stima in corrispondenza del picco di Bragg. Osserviamo che, nel nostro caso, l'energia cinetica in tale istante è proporzionale all'integrale del segnale nell'intervallo $[0, t_{\max}]$. Possiamo allora calcolare la media E_{frac} delle frazioni di energia residua per le emissioni del polonio a 600 mbar, da cui

$$\beta_\alpha = \frac{v_\alpha}{c} = \left[\frac{2E_{\text{frac}}E_\alpha}{m_\alpha} \right]^{1/2} = 0.033$$

essendo $E_\alpha = 5.148 \text{ MeV}$ e $m_\alpha = 3727.379 \text{ MeV}$.²

Confrontando con β_e calcolato sopra si verifica

$$\beta_\alpha \gg \beta_e$$

3.4 Range e verifica della legge di Bragg-Kleman

Come per le grandezze analizzate precedentemente, abbiamo realizzato gli istogrammi con le occorrenze delle durate di ciascun evento, proporzionali al range delle particelle α . Riportiamo quello relativo alla pressione di 550 mbar:

Suddividendo gli eventi in base all'energia, abbiamo calcolato il valor medio, con relativo errore, di Δt corrispondente a ciascuna emissione. Da questi, moltiplicando per la velocità di drift degli elettroni $v_e = 2.53 \text{ cm}/\mu\text{s}$ calcolata al paragrafo precedente, si ottiene una stima del range R delle particelle α .

L'incertezza su R è stimata come:

$$\sigma(R) = [v_e^2 \sigma^2(\Delta t) + \Delta t^2 \sigma^2(v_e)]^{1/2}$$

Riportiamo i risultati ottenuti in tabella 8.

²Fonte per m_α : database <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/>

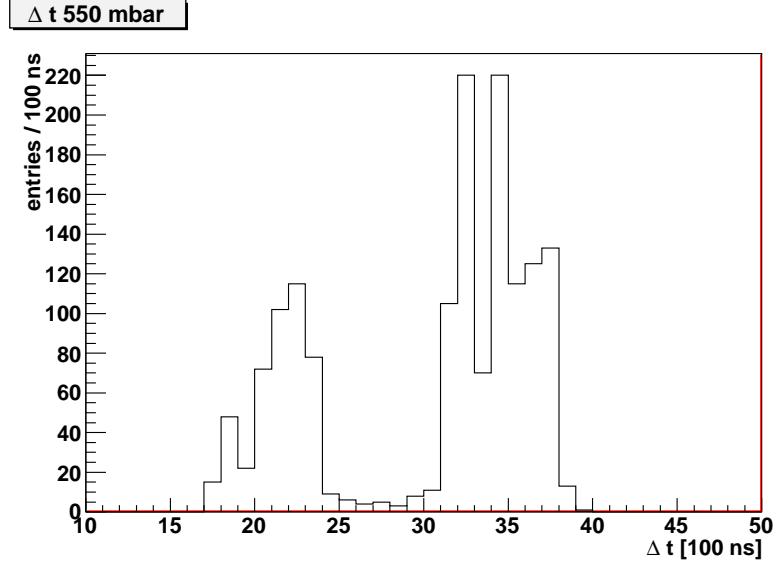


Grafico 4: Istogramma delle occorrenze dei valori Δt di durata. Abbiamo calcolato la media dei Δt degli eventi dei singoli eventi, stimati come larghezza del segnale al 45 % di altezza della curva. Si distinguono tre picchi distinti, relativi alle particelle emesse rispettivamente da Pu, Am, Cm. I dati si riferiscono alla pressione di 550 mbar.

P (mbar)		^{239}Pu	^{241}Am	^{244}Cm
400	Δt (100 ns)	41.212 ± 0.047	44.342 ± 0.048	
	R (cm)	10.41 ± 0.48	11.20 ± 0.51	
450	Δt	37.497 ± 0.047	40.563 ± 0.050	43.323 ± 0.045
	R	9.47 ± 0.44	10.24 ± 0.47	10.94 ± 0.50
500	Δt	34.168 ± 0.043	36.869 ± 0.043	39.588 ± 0.042
	R	8.63 ± 0.40	9.31 ± 0.43	10.00 ± 0.46
550	Δt	31.720 ± 0.036	34.172 ± 0.034	36.594 ± 0.043
	R	8.01 ± 0.37	8.63 ± 0.40	9.24 ± 0.42
600	Δt	29.916 ± 0.035	32.128 ± 0.057	34.141 ± 0.052
	R	7.56 ± 0.35	8.11 ± 0.37	8.62 ± 0.40

Tabella 8: Valori medi di Δt e relative stime del range R delle particelle α .

Nel nostro caso la legge di Bragg-Kleman si riduce a

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{P_2}{P_1}$$

avendo studiato la propagazione in un gas di cui abbiamo fatto variare solo il parametro della pressione.

Per verificarne la validità abbiamo calcolato le varie coppie di rapporti tra P e Δt e per ciascuna abbiamo stimato la compatibilità tra i due valori. Gli errori sui rapporti $\Delta t_2/\Delta t_1$

sono calcolati come:

$$\sigma\left(\frac{\Delta t_2}{\Delta t_1}\right) = \left[\left(\frac{\Delta t_2}{\Delta t_1^2} \sigma(\Delta t_1) \right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta t_1} \sigma(\Delta t_2) \right)^2 \right]^{1/2}$$

P_1/P_2	^{239}Pu		^{241}Am		^{244}Cm	
	$\Delta t_2/\Delta t_1$	compat.	$\Delta t_2/\Delta t_1$	compat.	$\Delta t_2/\Delta t_1$	compat.
600 / 550 = 1.091	1.060 ± 0.037	0.83	1.064 ± 0.060	0.45	1.072 ± 0.056	0.34
600 / 500 = 1.200	1.142 ± 0.040	1.45	1.148 ± 0.065	0.81	1.160 ± 0.060	0.67
600 / 450 = 1.333	1.253 ± 0.044	1.83	1.263 ± 0.072	0.99	1.269 ± 0.066	0.98
600 / 400 = 1.500	1.378 ± 0.048	2.55	1.380 ± 0.078	1.53		
550 / 500 = 1.100	1.077 ± 0.039	0.59	1.079 ± 0.037	0.58	1.082 ± 0.047	0.39
550 / 450 = 1.222	1.182 ± 0.043	0.94	1.187 ± 0.040	0.88	1.184 ± 0.051	0.75
550 / 400 = 1.375	1.299 ± 0.047	1.61	1.298 ± 0.044	1.76		
500 / 450 = 1.111	1.097 ± 0.048	0.29	1.100 ± 0.047	0.23	1.094 ± 0.046	0.36
500 / 400 = 1.250	1.206 ± 0.052	0.84	1.203 ± 0.052	0.92		
450 / 400 = 1.125	1.099 ± 0.051	0.50	1.093 ± 0.055	0.58		

Tabella 9: Compatibilità tra i rapporti P_1/P_2 e $\Delta t_2/\Delta t_1$ per ciascuna coppia di pressioni.

Avendo ottenuto valori di compatibilità ovunque buoni, possiamo ritenere verificata la legge di Bragg-Kleman.

4 Algoritmi utilizzati

Abbiamo cercato di migliorare leggermente le *macro* di ROOT a disposizione. Oltre alle modifiche ai limiti e alla larghezza dei canali degli istogrammi descritte sopra, abbiamo cambiato il tipo della variabile che rappresenta il fondo medio da `int` a `float` per evitare errori sistematici dovuti all'arrotondamento.

Inoltre, al massimo di Bragg viene sottratto il fondo medio del relativo istogramma e viene calcolata la frazione di energia residua dopo il massimo di Bragg, utile per confrontare la velocità delle particelle alfa con quella degli elettroni nel gas.

Le altre differenze sono solo frutto di una riscrittura e non modificano i calcoli eseguiti. Tutto il codice, compreso il programma principale per costruire gli alberi dai dati grezzi (`my_bragg.cpp`) è disponibile all'indirizzo <http://www.latinblog.org/programmi/macro.tar.gz>