

Università degli Studi di Genova



Facoltà di Scienze M.F.N.

Anno Accademico 2010-2011

Tesi di Laurea Specialistica in Fisica

**Studio di fattibilità della misura
del fattore di forma debole di
transizione $N-\Lambda$**

Barbara Caiffi

Relatori:

Prof. Mauro Taiuti

Dr. Mikhail Osipenko

Correlatore:

Prof. Fabrizio Parodi

Indice

Introduzione	5
1 Cenni di teoria	7
1.1 Introduzione	7
1.2 Fattori di forma	7
1.3 Processo studiato	9
1.4 Il barione Λ e i suoi numeri quantici	11
1.5 Calcolo dell'elemento di matrice di transizione	11
1.6 Calcolo del tensore adronico utilizzando il Modello a Quark Costituenti	13
1.7 Sezione d'urto differenziale	17
2 Apparati sperimentali	19
2.1 Introduzione	19
2.2 Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF)	19
2.3 CEBAF Large Acceptance Spectrometer for 12GeV (CLAS12)	21
2.4 Central Detector (CD)	21
2.4.1 Silicon Vertex Tracker	23
2.4.2 Central Time of Flight	25
2.4.3 Central Neutron Detector	26
2.5 Forward Detector	27
3 Simulazioni Monte Carlo	29
3.1 Introduzione	29
3.2 Algoritmo Montecarlo per la generazione degli eventi	30
3.3 Cinematica	32
3.4 Distribuzioni cinematiche	35
3.5 Risposta del rivelatore e ricostruzione delle tracce	38

3.6	Rate di conteggi	48
4	Fondi	49
4.1	Introduzione	49
4.2	Algoritmi di reiezione dei fondi	51
4.2.1	Ricostruzione vertici	52
4.2.2	Distribuzioni cinematiche	67
4.2.3	PARTICLE ID mediante lo studio dell'energia depositata	73
4.3	Tagli effettuati	83
4.4	Bersaglio sottile	86
4.5	Studio sulla risoluzione del rivelatore	91
	Conclusioni	97
	A Distribuzioni cinematiche	99
	Ringraziamenti	115

Introduzione

La struttura interna dei barioni é tuttora un problema aperto in fisica nucleare. A partire dagli anni '50 sono stati condotti esperimenti di scattering utilizzando fasci di elettroni su bersagli composti da nucleoni per indagarne la struttura composita [1]. Da queste misure é stato possibile ricavare i fattori di forma elettromagnetici, quantitá molto importanti che contengono informazioni sulla distribuzione di carica elettrica e di momento magnetico all'interno dei nucleoni. Sappiamo, però, che i nucleoni sono composti da particelle elementari, i quark. Diventa perciò importante "dividere" le distribuzioni di carica e di momento magnetico misurate nei contributi dei singoli quark. Inizialmente furono considerati solo i contributi legati ai quark leggeri u e d, mentre solo recentemente gli sforzi sono indirizzati ad isolare il termine legato alla carica di stranezza, che sembra essere di particolare rilevanza per il nucleone: studi suggeriscono che esso rappresenta una frazione significativa dell'impulso complessivo, dello spin e della massa di quest'ultimo [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]. Lo strumento necessario per separare il contributo della stranezza é lo scattering debole, in quanto l'interazione dei bosoni W^\pm , Z^0 ha una marcata dipendenza dal flavor del quark colpito [9]. Vi sono quindi recenti misure di violazione di paritá che cercano di isolare nel fattore di forma del protone il contributo del quark strano [10, 11, 12, 13]. Si tratta comunque di misure pionieristiche nel campo delle interazioni deboli, in cui emerge che la carica di stranezza é piccola ed anche il contributo al fattore di forma ad essa associato. Potrebbe essere di grande rilevanza, in parallelo a questi studi sul contributo del quark s nel protone, iniziare anche studi su barioni che presentano il quark s in valenza. Questo tipo di misura presenta notevoli difficoltá perché l'unica possibilitá é studiare una transizione nucleone-barione strano. Tale transizione puó avvenire solamente con corrente debole carica, ovvero mediante lo scambio di un bosone W in quanto i processi con corrente neutra e cambiamento di stranezza sono fortemente soppressi [14].

Scopo di questa tesi, quindi, é studiare la fattibilitá della misura del fattore di forma debole di transizione N- Λ , sfruttando la reazione:

$$e + p \rightarrow \nu + \Lambda$$

Il set-up sperimentale che ho considerato é la Hall B del laboratorio Thomas Jefferson, a Newport News in Virginia. In tale sala sperimentale é presente CLAS12, uno spettrometro a grande accettazione angolare, necessaria per rivelare i prodotti di decadimento della Λ che presentano distribuzioni angolari molto larghe. In tale laboratorio è previsto un upgrade entro il 2014 che porterá l'energia del fascio da 6 GeV a 12 GeV. In particolare, nella sala sperimentale considerata, anche la luminosità verrà incrementata fino ad un valore di $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La grande luminosità offerta dalla sala e la grande accettazione angolare di CLAS12 ($\sim 3\pi$) rendono questo set-up sperimentale il piú indicato attualmente per il tipo di misura proposto: queste due caratteristiche, infatti, permettono un numero di conteggi non trascurabile anche per processi con sezione d'urto molto piccola, come appunto i processi deboli.

In questa tesi dimostreró che il detector scelto presenta una buona efficienza di rivelazione per il processo che vogliamo studiare. Inoltre descriveró le tecniche effettuate per la reiezione dei processi che contaminano la misura e come queste portino ad un rapporto tra segnale e fondo pari a 10^{-3} . Apportando le migliorie a CLAS12 che verranno descritte, tale fattore potrebbe arrivare a 10^{-2} . Quindi mostreró che il rate di conteggi puó raggiungere 50 eventi al mese e che quindi in queste condizioni di rapporto segnale-fondo la misura é fattibile in tempi confrontabili con quelli di altri esperimenti effettuati al laboratorio Thomas Jefferson.

Il lavoro é suddiviso in quattro capitoli.

Nel Capitolo 1 verrà brevemente descritta la teoria della reazione proposta e il modello utilizzato per calcolarne la sezione d'urto. Nel Capitolo 2 verrà presentato lo spettrometro CLAS12 ed in particolare il Central Detector che utilizzeremo nelle nostre simulazioni. Nel Capitolo 3 verrà esposto l'algoritmo Montecarlo utilizzato per generare le distribuzioni cinematiche delle particelle coinvolte. Sempre nello stesso capitolo verrà spiegato come é stata simulata la risposta di CLAS12 agli eventi generati grazie al software GEMC (GEant4 MonteCarlo). Infine verrà presentata una stima dell'accettazione del rivelatore e del numero di conteggi atteso. Nel Capitolo 4 verranno esposti i principali fondi della nostra misura. Anche questi sono stati generati con algoritmo Montecarlo ed é stata simulata la risposta del rivelatore mediante GEMC per poter essere confrontati con il segnale. Quindi saranno descritti gli algoritmi adottati per massimizzare il rapporto segnale-fondo.

Capitolo 1

Cenni di teoria

1.1 Introduzione

Lo studio della struttura interna dei barioni é tuttora un problema aperto in fisica adronica. Molti sono stati e sono tuttora gli studi in tal senso: si tratta di misure di scattering su bersagli nucleari da parte di fasci di leptoni, in maggior parte elettroni. Questi, infatti, essendo particelle di Dirac si prestano molto bene ad essere la sonda puntiforme per indagare la struttura composita dei barioni. In particolare, per tali processi è possibile misurare la sezione d'urto e da questa ricavare le funzioni di struttura ed i fattori di forma, quantità molto importanti che contengono le informazioni necessarie per comprendere la struttura interna e la composizione a quark. I primi studi su tale argomento furono compiuti sul protone: dalla misura dei fattori di forma fu possibile ricavare il raggio di carica elettrica e il momento magnetico [1]. Successivamente furono eseguite misure su neutroni: queste mostrarono che nonostante la carica complessiva di tale nucleone fosse nulla, vi era una distribuzione di carica interna e un momento magnetico a questa associata. Queste misure aprirono la strada ad uno studio sempre piú intenso dei fattori di forma elettromagnetici elastici, che portarono a determinare i raggi di carica di altri adroni, tra cui quello del pione [15, 16]. Quindi l'attenzione ricadde sugli stati eccitati dei nucleoni, attraverso lo studio di scattering anelastici e la misura dei fattori di forma di transizione. Al momento attuale, la nuova frontiera di ricerca riguarda lo studio dei fattori di forma deboli.

1.2 Fattori di forma

Come é stato già accennato nell'introduzione, le proprietà legate alle distribuzioni di carica e di momento magnetico all'interno dei barioni possono essere indagate mediante processi

di scattering, utilizzando fasci leptonici, soprattutto elettroni. In tali condizioni, la sezione d'urto può essere ricondotta in modo esplicito alla sua dipendenza dai fattori di forma elettrico e magnetico, come si può vedere dalla seguente espressione:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4M^2} G_M^2(Q^2)}{1 + \frac{Q^2}{4M^2}} + \frac{Q^2}{2M^2} G_M^2(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

$G_E(Q^2)$ e $G_M(Q^2)$ sono i fattori di forma elettrico e magnetico e dipendono dal quadrimpulso trasferito, Q^2 , che rappresenta anche il potere risolutivo con il quale l'indagine viene eseguita. M è la massa del nucleone bersaglio, θ è l'angolo di scattering nel sistema del laboratorio e $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott}$ è la sezione d'urto per lo scattering elettromagnetico su una particella puntiforme:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} = \frac{\alpha_{EM}^2}{4\epsilon^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{\epsilon}{\epsilon'} \cos^2 \frac{\theta}{2}$$

Nella sezione d'urto di Mott compaiono le energie del leptone prima e dopo l'interazione (ϵ e ϵ') e la costante di struttura fine α_{EM} , che rappresenta la costante di accoppiamento per le interazioni elettromagnetiche.

$G_E(Q^2)$ e $G_M(Q^2)$ sono legati alle distribuzioni di carica e di magnetizzazione del nucleone. Questo fatto diventa particolarmente evidente se si considerano i loro valori a $Q^2 = 0$: $G_E(0)$ e $G_M(0)$ sono infatti la carica e il momento magnetico complessivo.

$$\begin{aligned} \text{Protone} : G_E^p(0) &= 1 & G_M^p(0) &= \mu_p = 2.793 \\ \text{Neutrone} : G_E^n(0) &= 0 & G_M^n(0) &= \mu_n = -1.913 \end{aligned}$$

Inoltre, nel cosiddetto sistema di riferimento di Breit, che nel caso di scattering elastico è semplicemente il sistema di riferimento del centro di massa, la relazione tra i fattori di forma e le distribuzioni di carica assume un'espressione particolarmente semplice: infatti, essendo nulla la componente temporale del quadrimpulso trasferito, queste due quantità sono legate semplicemente da una trasformata di Fourier:

$$\rho(\vec{r}) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \frac{M}{E(\vec{q})} G_E(q^2)$$

Espressione analoga si potrebbe ricavare anche nel caso del fattore di forma magnetico. I fattori di forma di protone e neutrone possono essere decomposti nella somma dei fattori di forma dei singoli quark:

$$G_{E,M}^{p,\gamma} = e^{\gamma,u} G_{E,M}^u + e^{\gamma,d} (G_{E,M}^d + G_{E,M}^s)$$

dove é stato trascurato il piccolo contributo dei quark piú pesanti. $e^\gamma = +2/3$ per u, $-1/3$ per d e s. Assumendo che il protone e il neutrone siano legati semplicemente dallo scambio di u con d si puó scrivere:

$$G_{E,M}^{n,\gamma} = e^{\gamma,d} G_{E,M}^d + e^{\gamma,u} (G_{E,M}^u + G_{E,M}^s)$$

Inizialmente sono stati ricavati i fattori di forma dei quark u e d, nell'ipotesi che questi fossero i contributi dominanti nei fattori di forma di neutroni e protoni. Successivamente l'attenzione si é spostata sul termine legato al quark s: é stato allora necessario trovare un'altra relazione, legata a processi con corrente neutra debole:

$$G_{E,M}^{p,Z} = e^{Z,u} G_{E,M}^u + e^{Z,d} (G_{E,M}^d + G_{E,M}^s)$$

dove $e^Z = 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$ per u e $e^Z = -1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$ per d e s.

Sfruttando tali relazioni, si é cercato di isolare anche il contributo del quark s, mediante misure di violazione di paritá [10, 11, 12, 13].

Si tratta di misure pionieristiche nel campo delle interazioni deboli, che riguardano esclusivamente lo studio di fattori di forma elastici e che non forniscono ancora risultati precisi. In particolare, tali studi sono stati effettuati solo su protone, in cui la carica di stranezza appare solo come quark del mare. Nulla invece é stato fatto, ne nessun esperimento é stato proposto per quanto riguarda la misura dei fattori di forma deboli in barioni strani. Questo tipo di misura presenta ovviamente molte piú difficoltá: non abbiamo a disposizione bersagli composti da tali barioni e tutto ciò che possiamo fare é studiare una transizione nucleone-barione strano. Tale transizione deve avvenire mediante lo scambio di un bosone W, ovvero con corrente carica, in quanto i processi con corrente neutra e cambiamento di stranezza sono fortemente soppressi [14]. In questa tesi vorremmo studiare il fattore di forma debole di transizione N- Λ . Le problematiche sperimentali verranno trattate approfonditamente nei seguenti capitoli, mentre in questo capitolo ci proponiamo di inquadrare da un punto di vista teorico la reazione proposta e i modelli usati per calcolarne la sezione d'urto.

1.3 Processo studiato

Il processo che proponiamo in questo lavoro é il seguente:

$$e + p \rightarrow \nu + \Lambda$$

Si tratta di un processo debole, con corrente carica e cambiamento di flavor, come si può vedere in Figura 1.1.

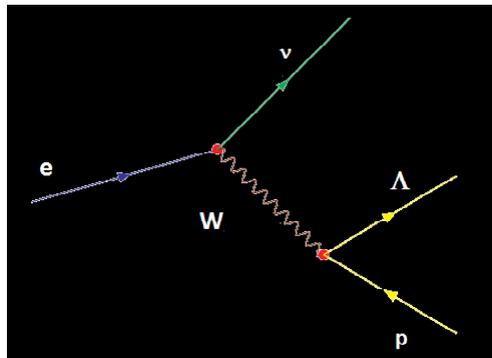


Figura 1.1: Diagramma di Feynman del processo studiato

Dal momento che i processi deboli con corrente carica interessano solamente fermioni con chiralità left e anti-fermioni con chiralità right, possiamo scrivere più correttamente:

$$e_L(P_e) + p(P_p) = \nu_L(P_\nu) + \Lambda(P_{\Lambda})$$

In tale processo, il quadrimpulso trasferito (che coincide con il quadrimpulso del bosone W) vale:

$$Q = P_e - P_\nu = (\nu, \vec{q})$$

con:

$$\begin{aligned} \nu &= E_{beam} - E_\nu \\ \vec{q} &= \vec{p}_e - \vec{p}_\nu \end{aligned}$$

Si tratta di un processo space-like, ovvero con $Q^2 < 0$. Infatti possiamo scrivere:

$$Q^2 = (P_e - P_\nu)^2 = m_e^2 - 2P_e P_\nu \simeq -4E_{beam} E_\nu \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

dove sono state trascurate le masse leptoniche.

1.4 Il barione Λ e i suoi numeri quantici

Prima di inoltrarsi nel calcolo della sezione d'urto del processo che vogliamo studiare é necessario approfondire la composizione a quark del barione Λ e i suoi numeri quantici. Infatti, per calcolare l'ampiezza di transizione sar  necessario introdurre un modello efficace che descriva la funzione d'onda di tale barione come stato a 3 quark e che rispetti tutti i suoi numeri quantici. La Λ appartiene all'ottetto barionico fondamentale, come si pu  vedere in Figura 1.2. Come tutti i barioni di tale multipletto esso ha spin-parit  $\frac{1}{2}^+$.

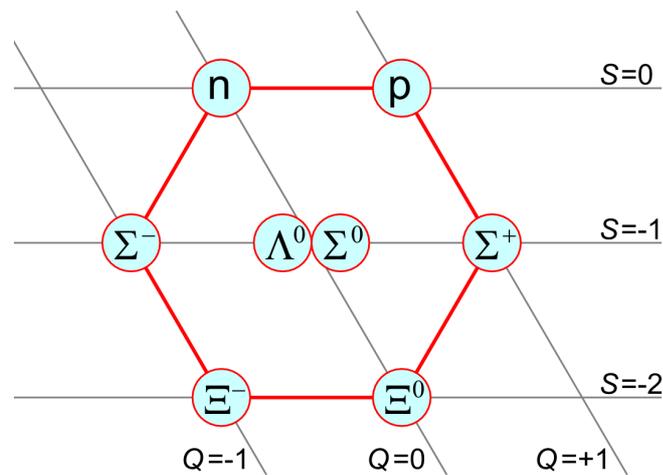


Figura 1.2: Ottetto barionico

Come si nota dalla sua posizione nell'ottetto, si tratta di una particella neutra con isospin 0. La composizione a quark   uds e la massa vale $M_\Lambda = 1116 \text{ MeV}$. Avendo una massa inferiore alla soglia del decadimento forte $K(500 \text{ MeV}) + N(938 \text{ MeV})$, ha un tempo di vita molto lungo ($\tau = 2.63 \times 10^{-10} \text{ s}$) che la fa diventare un ottimo oggetto di studio. I principali canali di decadimento sono $\pi^- p$ con una probabilit  del 64 % e $\pi^0 n$, con una probabilit  pari al 36 %.

1.5 Calcolo dell'elemento di matrice di transizione

A partire dalle espressioni dei vertici e del propagatore, si pu  scrivere l'elemento di matrice di transizione

$$M_{if} = \underbrace{\frac{ig}{\sqrt{2}} \bar{u}(e) \frac{\gamma_\mu (1 - \gamma_5)}{2} u(\nu)}_{\text{Corrente leptonica}} \underbrace{[-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{M_W^2 (q^2 - M_W^2)}]}_{\text{Propagatore}} \underbrace{- \frac{ig}{\sqrt{2}} \bar{u}(p) \frac{\gamma_\mu (1 - \gamma_5)}{2} u(\Lambda)}_{\text{Corrente adronica}}$$

Per $M_W^2 \gg Q^2$ ($M_W = 80$ GeV), si può scrivere:

$$M_{if} \simeq \frac{g^2}{8M_W^4} \langle \nu | J_\mu^{LEP} | e \rangle \langle \Lambda | J_\mu^{ADR} | p \rangle$$

La sezione d'urto è sostanzialmente proporzionale al modulo quadro di tale elemento di matrice.

$$|M_{if}|^2 \propto \underbrace{\left(\langle \nu | J_\mu^{LEP} | e \rangle \langle e | J_\nu^{LEP \dagger} | \nu \rangle \right)}_{L^{\mu\nu}} \underbrace{\left(\langle \Lambda | J_\mu^{ADR} | p \rangle \langle p | J_\mu^{ADR \dagger} | \Lambda \rangle \right)}_{W_{\mu\nu}}$$

L'elemento al quadrato della matrice di transizione può essere riscritto in termini di due tensori, che coinvolgono separatamente la parte leptonica e la parte adronica.

La sezione d'urto differenziale del generico processo di scattering $l N \rightarrow l' X$, con X componente adronica dello stato finale, può essere scritta come:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2\pi y \alpha_{EM}^2}{Q^4} \sum_j \eta_j L_j^{\mu\nu} W_{\mu\nu j}$$

dove x e y sono rispettivamente la variabile di Bjorkin e la frazione di energia persa dal leptone nel sistema di riferimento in cui il nucleone è a riposo. La somma su j è estesa invece a tutti i propagatori. Nel nostro caso l'unico propagatore è il bosone W e η in corrispondenza di tale particella scambiata vale:

$$\eta_W = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{G_F M_W^2}{4\pi \alpha_{EM}} \right) \left(\frac{Q^2}{M_W^2 + Q^2} \right) \right]^2$$

Possiamo riscrivere la sezione d'urto con le dovute semplificazioni ($M_W \gg Q^2$):

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 y}{16\pi} \frac{M_W^4}{(M_W^2 + Q^2)^2} L_W^{\mu\nu} W_{\mu\nu W} \simeq \frac{G_F^2 y}{16\pi} L_W^{\mu\nu} W_{\mu\nu W}$$

Per conoscere la sezione d'urto dobbiamo essere in grado di calcolare i tensori adronico e leptonico. L'espressione esplicita della corrente é nota in entrambi i casi a partire dall'hamiltoniana dell'interazione debole. Devono però essere note anche le funzioni d'onda delle particelle iniziali e finali: le funzioni d'onda dei leptoni possono essere determinate in modo esatto, dal momento che sia l'elettrone che il neutrino sono particelle di Dirac. Il tensore leptonico vale:

$$L_{\mu\nu} = 8 (k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - k \cdot k' g_{\mu\nu} + i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k^\alpha k'^\beta)$$

1.6 Calcolo del tensore adronico utilizzando il Modello a Quark Costituenti

Per il protone e la Λ il discorso è più complesso. Si tratta infatti di due particelle estese, composte da partoni, di cui bisogna descrivere la distribuzione per poter avere un'espressione della funzione d'onda. I risultati esatti si otterrebbero usando la QCD; essa, tuttavia, si sa usare solo in regime perturbativo, ovvero nel limite di particelle asintoticamente libere. Nel nostro caso, invece, siamo in presenza di stati legati di quark, quindi dobbiamo utilizzare un modello efficace per calcolare le funzioni d'onda. Utilizziamo il Modello a Quark Costituenti (MQC) in cui la funzione d'onda del generico stato legato composto da tre quark può essere scritta come:

$$|3q\rangle = \psi_{sp}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \chi_S \phi_F \theta_C = e^{i\vec{P}\cdot\vec{R}} \varphi_{sp}(\vec{\rho}, \vec{\lambda}) \chi_S \phi_F \theta_C$$

dove $\psi_{sp}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$ è la parte spaziale, χ_S è la parte di spin, ϕ_F è la parte di sapore e θ_C di colore. In particolare, la parte spaziale può essere scomposta in una parte relativa all'evoluzione libera del baricentro e descritta da un'onda piana, e una parte in coordinate intrinseche che descrive il moto relativo dei quark all'interno del barione.

$$\begin{cases} \vec{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\ \vec{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{6}}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - 2\vec{r}_3) \\ \vec{R} = \frac{1}{3}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3) \end{cases} \iff \begin{cases} \vec{r}_1 = \vec{R} + \frac{\sqrt{2}}{2}\vec{\rho} + \frac{\sqrt{6}}{6}\vec{\lambda} \\ \vec{r}_2 = \vec{R} - \frac{\sqrt{2}}{2}\vec{\rho} + \frac{\sqrt{6}}{6}\vec{\lambda} \\ \vec{r}_3 = \vec{R} - \frac{\sqrt{6}}{3}\vec{\lambda} \end{cases}$$

Il determinante di questa trasformazione vale: $|\det J| = \frac{1}{3\sqrt{3}}$. La trasformazione per i momenti coniugati è:

$$\begin{cases} \vec{P}_\rho = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{P}_1 - \vec{P}_2) \\ \vec{P}_\lambda = \frac{1}{\sqrt{6}}(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 - 2\vec{P}_3) \\ \vec{P} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3 \end{cases} \iff \begin{cases} \vec{P}_1 = \frac{1}{3}\vec{P} + \frac{\sqrt{2}}{2}\vec{P}_\rho + \frac{\sqrt{6}}{6}\vec{P}_\lambda \\ \vec{P}_2 = \frac{1}{3}\vec{P} - \frac{\sqrt{2}}{2}\vec{P}_\rho + \frac{\sqrt{6}}{6}\vec{P}_\lambda \\ \vec{P}_3 = \frac{1}{3}\vec{P} - \sqrt{\frac{2}{3}}\vec{P}_\lambda \end{cases}$$

Dal momento che sono possibili solo funzioni d'onda di colore completamente antisimmetriche, il prodotto delle funzioni d'onda spaziale, di spin e di sapore devono essere simmetriche. Entrambi i barioni possono essere considerati nello stato fondamentale:

$$\varphi(\vec{\rho}, \vec{\lambda}) \propto Y_{00}(\Omega_\rho) Y_{00}(\Omega_\lambda)$$

In questa ipotesi la funzione d'onda spaziale è simmetrica.

In particolare, utilizzando il modello a quark, si può ricavare un'espressione esplicita della funzione d'onda spaziale nelle coordinate relative [21] :

$$\varphi_p(\vec{\rho}, \vec{\lambda}) = \varphi_\Lambda(\vec{\rho}, \vec{\lambda}) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \alpha^3 e^{-\frac{\alpha^2(\rho^2 + \lambda^2)}{2}} Y_{00}(\Omega_\rho) Y_{00}(\Omega_\lambda)$$

Il parametro del modello è α : questo rappresenta l'inverso del raggio quadratico medio della distribuzione di carica all'interno del protone e della Λ . Da considerazioni fenomenologiche, il range di tale parametro è [0.2,0.4]GeV.

Per quanto riguarda i restanti fattori della funzioni d'onda di spin e di flavor, si ha:

$$L = 0 \text{ e } J = \frac{1}{2} \iff S = \frac{1}{2} \begin{array}{l} \text{SIMMETRIA} \\ \text{MISTA} \end{array}$$

Il prodotto della parte della funzione funzione d'onda di spin e di quella di sapore deve essere complessivamente simmetrico, ma non ci sono condizioni sulle funzioni d'onda singolarmente:

$$SPIN \otimes FLAVOR = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{MS} \phi_{MS} + \chi_{MA} \phi_{MA})$$

dove:

$$\chi_{MS} = |((\frac{1}{2}, \frac{1}{2})1, \frac{1}{2})\frac{1}{2}\rangle$$

$$\chi_{MA} = |((\frac{1}{2}, \frac{1}{2})0, \frac{1}{2})\frac{1}{2}\rangle$$

e:

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_{MS}^{proton} = \frac{1}{\sqrt{6}} [2|uud\rangle - |udu\rangle - |duu\rangle] \\ \phi_{MA}^{proton} = \frac{1}{\sqrt{2}} [|udu\rangle - |duu\rangle] \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \phi_{MS}^\Lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} [|sud\rangle - |sdu\rangle + |usd\rangle - |dsu\rangle] \\ \phi_{MA}^\Lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} [2|uds\rangle - 2|dus\rangle + |usd\rangle - |sud\rangle - |dsu\rangle + |sdu\rangle] \end{array} \right\}$$

Dopo aver ricavato l'espressione per le funzioni d'onda dello stato iniziale e dello stato finale, si può procedere con il calcolo del tensore adronico:

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{J_z, J'_z} \langle \Lambda | J_\mu(k) | p \rangle \langle p | J_\nu(k) | \Lambda \rangle$$

La corrente adronica può essere espressa come somma delle correnti dei singoli quark:

$$J_\mu = \sum_{i=1}^3 j_\mu^{quark}$$

dove le corrispondenti correnti dei quark possono essere scomposte in una parte vettoriale e in una parte assiale:

$$j_{\mu}^{quark} = \bar{q} \Sigma \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) q = j_{\mu}^V - j_{\mu}^A$$

$$\Sigma = \cos\theta_C \tau^{-} + \sin\theta_C v^{-}$$

con θ_C angolo di Cabibbo.

$$\tau^{-} u = d$$

$$v^{-} u = s$$

q é lo spinore relativo al singolo quark e, nel limite non relativistico ($m \gg p$, $m \simeq 350 MeV$), vale:

$$q(x) = \begin{pmatrix} q_1(x) \\ -i \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}}{2m} q_1(x) \end{pmatrix}$$

La componente vettoriale della corrente dei quark è [21]

$$j_0^V(\vec{k}) = Q e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}}$$

$$\vec{j}^V(\vec{k}) = Q \left[\frac{e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} \vec{p}_f + \vec{p}_i e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}}}{2m} + i \frac{\vec{\sigma} \wedge \vec{k}}{2m} e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} \right]$$

Per la corrente assiale, invece, si ha:

$$j_0^A(k) = \frac{1}{2m} Q \left[e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \vec{\sigma} \cdot \vec{p}_f + \vec{\sigma} \cdot \vec{p}_i e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \right]$$

$$\vec{j}^A(k) = Q \vec{\sigma} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$$

Nota l'espressione della corrente, possiamo calcolare l'elemento di matrice di transizione tra lo stato iniziale (protone) e lo stato finale (Λ):

$$\langle \Lambda | J_{\mu} | p \rangle = \langle \Lambda | \sum_{i=1}^3 j_{\mu}(i) | p \rangle$$

Nell'ipotesi di funzione d'onda barionica simmetrica per lo scambio delle funzioni d'onda dei singoli quark si ha:

$$\langle \Lambda | J_\mu | p \rangle = 3 \langle \Lambda | j_\mu(i) | p \rangle$$

Scomponiamo, come fatto precedentemente, la corrente in una parte vettoriale e in una parte assiale.

$$\begin{aligned} \langle \Lambda | J_0^V(k) | p \rangle &= \frac{1}{3\sqrt{2}} \sin\theta_C e^{-\frac{k^2}{6\alpha^2}} \\ \langle \Lambda | \overrightarrow{J^V}(k) | p \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sin\theta_C \frac{1}{6m} \left(\frac{\overrightarrow{P}_\Lambda + \overrightarrow{P}_p}{3} + \frac{2}{3} \overrightarrow{k} \right) e^{-\frac{k^2}{6\alpha^2}} + \\ &+ \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\sin\theta_C}{6m} e^{-\frac{k^2}{6\alpha^2}} (\overrightarrow{\sigma}_N \wedge \overrightarrow{k}) \end{aligned}$$

Per la corrente assiale si trova:

$$\begin{aligned} \langle \Lambda | J_0^A(k) | p \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sin\theta_C}{6m} \overrightarrow{\sigma}_N \cdot \left(\frac{\overrightarrow{P}_\Lambda}{3} + \frac{\overrightarrow{P}_p}{3} + \frac{2}{3} \overrightarrow{k} \right) e^{-\frac{k^2}{6\alpha^2}} \\ \langle \Lambda | \overrightarrow{J^A}(k) | p \rangle &= \frac{1}{3\sqrt{2}} \sin\theta_C e^{-\frac{k^2}{6\alpha^2}} \overrightarrow{\sigma}_N \end{aligned}$$

Quindi, unendo i due risultati ottenuti, si può trovare l'espressione finale della corrente adronica:

$$\begin{aligned} \langle \Lambda, J = \frac{1}{2}, J'_z | J_0(k) | p, J = \frac{1}{2}, J_z \rangle &= \frac{1}{3\sqrt{2}} \sin\theta_C \times \\ &\times \left[\delta_{J_z, J'_z} - \overrightarrow{\sigma}_N \cdot \frac{\overrightarrow{P}_\Lambda + \overrightarrow{P}_p + 2\overrightarrow{k}}{6m} \right] e^{-\frac{k^2}{6\alpha^2}} \\ \langle \Lambda, J = \frac{1}{2}, J'_z | \overrightarrow{J} | p, J = \frac{1}{2}, J_z \rangle &= \frac{1}{3\sqrt{2}} \sin\theta_C \delta^3(\overrightarrow{P}_\Lambda + \overrightarrow{k} - \overrightarrow{P}_p) \times \\ &\times \left[\frac{\overrightarrow{P}_\Lambda + \overrightarrow{P}_p + 2\overrightarrow{k}}{6m} \delta_{M, M'} - \overrightarrow{\sigma}_N + i \overrightarrow{\sigma}_N \wedge \frac{\overrightarrow{k}}{2m} \right] e^{-\frac{k^2}{6\alpha^2}} \end{aligned}$$

Ora possiamo finalmente calcolare il tensore adronico, da cui eravamo partiti:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= \frac{1}{2} \sum_{J_z, J'_z} \langle \Lambda | J_\mu(k) | p \rangle \langle p | J_\nu^\dagger(k) | \Lambda \rangle \\ \left\{ \begin{array}{l} \langle p | J_\nu^\dagger(k) | \Lambda \rangle = J_\mu^*(\overrightarrow{k}) \\ \langle \Lambda | J_\mu(k) | p \rangle = J_\mu(\overrightarrow{k}) \end{array} \right\} &\iff \left\{ \begin{array}{l} \langle p | J_\nu^\dagger(k) | \Lambda \rangle = \langle \Lambda | J_\mu(k) | p \rangle \end{array} \right\} \end{aligned}$$

Infine, si ottengono per le componenti del tensore adronico le seguenti espressioni:

$$\begin{aligned}
W_{00} &= \frac{1}{18} \sin^2 \theta_C e^{-\frac{\vec{k}^2}{3\alpha^2}} \left[1 + \frac{|\vec{P}_\Lambda + \vec{P}_p + 2\vec{k}|^2}{36m^2} \right] \\
W_{0a} &= -\frac{1}{36} \sin^2 \theta_C e^{-\frac{\vec{k}^2}{3\alpha^2}} \left[\frac{2Q_a}{3m} + \frac{1}{6m} [(\vec{P}_\Lambda + \vec{P}_p) \wedge \vec{k}]_a \right] \\
W_{a0} &= \frac{1}{36} \sin^2 \theta_C e^{-\frac{\vec{k}^2}{3\alpha^2}} \left[\frac{2Q_a}{3m} - \frac{1}{6m} [(\vec{P}_\Lambda + \vec{P}_p) \wedge \vec{k}]_a \right] \\
W_{ab} &= \frac{1}{36} \sin^2 \theta_C e^{-\frac{\vec{k}^2}{3\alpha^2}} \left[\frac{Q_a Q_b}{18m^2} - \frac{2i}{m} \epsilon_{abc} k_c + \delta_{ab} \frac{|\vec{k}|^2}{2m^2} - \frac{k_a k_b}{2m^2} \right]
\end{aligned}$$

1.7 Sezione d'urto differenziale

Per poter calcolare la sezione d'urto differenziale è necessario scegliere un sistema di riferimento: la scelta piú naturale ricade sul sistema di riferimento del laboratorio.

$$\vec{P}_p = 0 \iff \vec{P}_\Lambda = \vec{q}$$

In questo sistema di riferimento le componenti del tensore adronico diventano:

$$\begin{aligned}
W_{00} &= \frac{1}{18} \sin^2 \theta_C e^{-\frac{|\vec{q}|^2}{3\alpha^2}} \left[1 + \frac{|\vec{q}|^2}{4m^2} \right] \\
W_{0a} &= \frac{1}{18} \sin^2 \theta_C e^{-\frac{|\vec{q}|^2}{3\alpha^2}} \left[\frac{q_a}{m} \right] = W_{a0} \\
W_{ab} &= \frac{1}{18} \sin^2 \theta_C e^{-\frac{|\vec{q}|^2}{3\alpha^2}} \left[\frac{|\vec{q}|^2}{4m^2} \delta_{ab} - \frac{i}{m} \epsilon_{abc} q_c \right]
\end{aligned}$$

Il prodotto del tensore leptonico e di quello adronico, in questo sistema di riferimento è pari a:[21]

$$\begin{aligned}
L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} &= \frac{4}{9} \sin^2 \theta_C e^{-\frac{|\vec{q}|^2}{3\alpha^2}} \left[(2\epsilon\epsilon' - \frac{Q^2}{2}) \left(1 + \frac{|\vec{q}|^2}{4m^2} \right) + 4\epsilon \frac{\vec{k} \cdot \vec{q}}{m} - 4\epsilon \frac{|\vec{q}|^2}{m} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{|\vec{q}|^2}{2m^2} (|\vec{k}|^2 - \vec{k} \cdot \vec{q} + \frac{3}{4} Q^2) \right]
\end{aligned}$$

che andrà inserito nell'espressione per la sezione d'urto finale:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 y}{16\pi} \frac{M_W^4}{(M_W^2 + Q^2)^2} L_W^{\mu\nu} W_{\mu\nu} W$$

Abbiamo quindi calcolato la sezione d'urto del processo:

$$e + p \rightarrow \nu + \Lambda$$

nel modello a quark. La utilizzeremo nei capitoli successivi per stimare il rate dei conteggi.

Capitolo 2

Apparati sperimentali

2.1 Introduzione

Questo lavoro di tesi si inserisce nell'ambito del progetto di ricerca dell'INFN JLab12, presso il laboratorio Thomas Jefferson, a Newport News in Virginia. Si tratta di un laboratorio di fisica nucleare e particellare, che pone particolare attenzione allo studio della struttura e della spettroscopia degli adroni.

Lo studio della struttura adronica avviene mediante l'osservazione di processi di scattering: un fascio di elettroni ultra-relativistici fornito dal complesso CEBAF (Continuos Electron Beam Accelerator Facility) viene inviato su un bersaglio nucleare. Dallo studio delle distribuzioni cinematiche delle particelle nello stato finale si può risalire alla struttura del bersaglio.

Attualmente, gli elettroni possono essere accelerati fino ad un'energia di 6 GeV e possono essere inviati in tre sale sperimentali, le Hall A, B e C. Entro il 2014 è previsto un upgrade dell'energia del fascio prodotto da CEBAF a 12 GeV e la costruzione di una nuova sala sperimentale, la Hall D. Naturalmente, anche nelle sale già esistenti gli apparati dovranno subire modifiche per adattarsi al nuovo range di energie ed in particolare, nella Hall B, per sopportare la nuova elevata luminosità del fascio, $L = 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La struttura di CEBAF verrà descritta nel dettaglio nel paragrafo 2.2.

2.2 Continuos Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF)

CEBAF è il complesso che fornisce il fascio di elettroni ultra-relativistici per gli esperimenti svolti nelle Hall A, B e C del laboratorio Thomas Jefferson. Esso è composto da due acceleratori lineari LINAC (Linear Accelerator) collegati da archi di ricircolazione. Gli elettroni vengono iniettati ad un'energia iniziale di 45 MeV, quindi vengono accelerati da cavità



Figura 2.1: Veduta aerea del laboratorio Thomas Jefferson

risonanti, poste nel tratto lineare dell'acceleratore. Tali cavità sono realizzate in niobio, un materiale superconduttore ad una temperatura operativa pari a $4.5 \text{ }^\circ \text{K}$, mantenuta da un flusso di elio super-critico, fornito dal Central Helium Liquefier (CHL). All'interno di queste cavità sono presenti campi elettromagnetici oscillanti ad una frequenza di 1.5 GHz : in questo modo i bunches di cui è composto il fascio sono separati temporalmente di 0.7 ns . Nel tratto ad arco sono presenti magneti che deflettono le traiettorie e rendono possibile il raccordo con il successivo tratto di acceleratore lineare. Qui gli elettroni vengono ulteriormente accelerati da altre cavità risonanti. Negli archi di ricircolazione, differenti valori di campi magnetici permettono a tutti gli elettroni, anche se con energie diverse, di raccordarsi con il successivo LINAC. Il fascio primario viene suddiviso grazie all'uso di campi magnetici oscillanti in tre fasci secondari, uno per ogni sala sperimentale. I bunches di ogni fascio secondario sono separati temporalmente di 2 ns .



Figura 2.2: CEBAF

Dopo l'upgrade, CEBAF sarà in grado di raggiungere un'energia finale pari a 12 GeV. Il fascio primario dovrà essere suddiviso in quattro fasci, per poter raggiungere anche la nuova sala D. In particolare le Hall A, B e C verranno raggiunte dopo 5 giri completi, ad un'energia di 11 GeV, mentre la Hall D verrà raggiunta dopo 5.5 giri, all'energia massima di 12 GeV.

2.3 CEBAF Large Acceptance Spectrometer for 12GeV (CLAS12)

Il rivelatore CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer) si trova nella Hall B ed è uno spettrometro a grande accettazione angolare, pensato per lo studio di reazioni che presentano un gran numero di particelle nello stato finale. Anche esso subirà un upgrade, pur conservando la sua struttura principale e alcuni suoi rivelatori. Il progetto finale prende il nome di CLAS12.

Nei processi di scattering profondamente anelastico tra elettrone e nucleone, lo stato finale è tipicamente composto da un barione con basso impulso, emesso a grandi angoli, e leptone e mesoni ad altissimo impulso, emessi a piccoli angoli. Per venire incontro all'esigenza di misurare entrambi i range cinematici, CLAS12 è stato pensato composto da due parti con funzioni differenti:

- Central Detector (CD), che copre un angolo polare compreso tra 35° a 125° e andrà a rivelare i barioni a basso impulso
- Forward Detector (FD), che dovrà prevalentemente rivelare l'elettrone diffuso e gli eventuali mesoni prodotti con angoli polari inferiori a 35° .

Il nuovo range di energie studiate da CLAS12 implica processi con sezione d'urto molto piccola e questo motiva l'elevata luminosità di cui si è parlato, limitata però dalla grande accettazione angolare.

Nei seguenti paragrafi viene presentata la struttura del Central Detector e del Forward Detector, con una breve descrizione delle parti da cui sono composti.

2.4 Central Detector (CD)

Il Central Detector è la parte di CLAS12 che contiene il bersaglio ed è predisposto per la rivelazione dei barioni di piccolo impulso, emessi a grande angolo. La sua copertura angolare è molto estesa e va in θ da 35° a 125° . Il Central Detector è composto dalle seguenti parti:

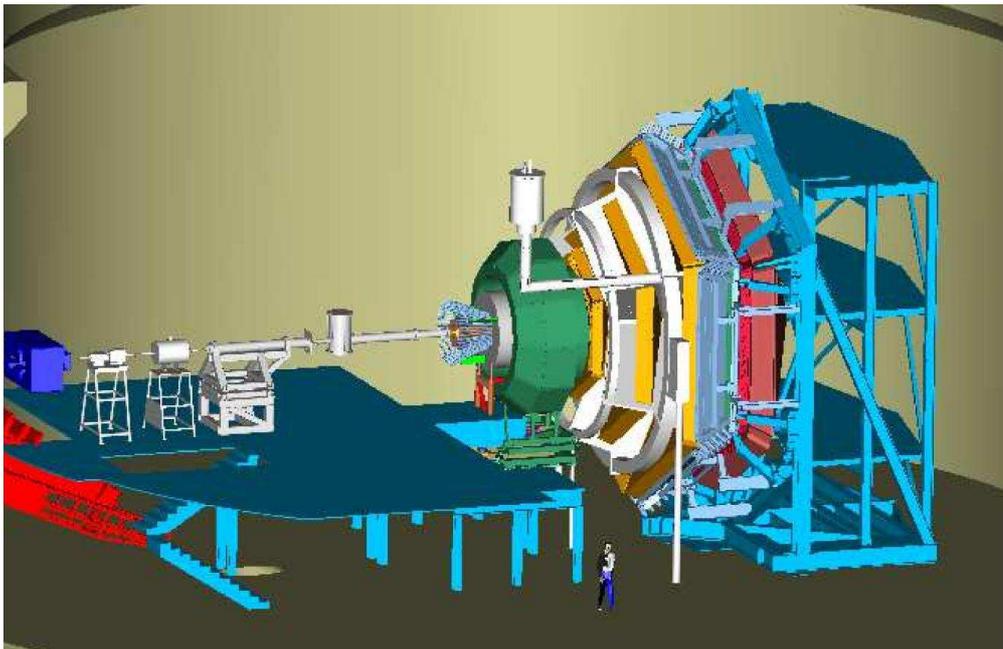


Figura 2.3: Rappresentazione tridimensionale della sala sperimentale B e dello spettrometro CLAS12

- Magnete superconduttore solenoidale, in grado di fornire un campo massimo lungo l'asse del fascio pari a 5T. L'elevato valore di campo è motivato dalla necessità di confinare il fondo elettromagnetico degli elettroni Møeller.
- Tracciatori di vertice (Silicon Vertex Tracker, SVT)
- Scintillatori per la misura dei tempi di volo (Central Time Of Flight, CTOF)
- Rivelatore di neutroni (Central Neutron Detector)

La struttura del Central Detector è mostrata in figura 2.4.

Complessivamente, il progetto CLAS12 prevede per il Central Detector le seguenti risoluzioni, per un campo di 5T e impulsi di 1 GeV [17]

	Central Tracking
$\frac{\sigma_p}{p}$	2.7%
σ_θ	< 20mrad
σ_ϕ	5 mrad

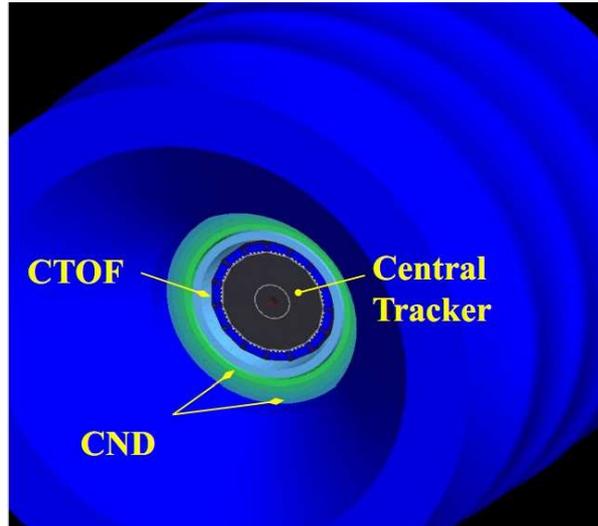


Figura 2.4: Central Detector

2.4.1 Silicon Vertex Tracker

CLAS12 dispone di un sistema di tracciatori di silicio, detto Silicon Vertex Tracker (SVT). Tale sistema è posto all'interno del magnete solenoidale e si articola in due regioni con diversa copertura angolare: il Barrel Silicon Tracker (BST), per θ tra 35° e 125° e il Forward Silicon Tracker, per θ tra 5° e 125° . L'utilizzo di un rivelatore di microstrip di silicio di piccole dimensioni all'interno del magnete solenoidale può essere utile per ottenere sia una buona risoluzione spaziale per la ricostruzione del punto di interazione o del vertice, sia una buona risoluzione in impulso in un grande intervallo angolare.

La struttura complessiva del SVT è riportata in figura 2.5. In questo paragrafo ci dedichiamo al BST, in quanto il FST fa parte del Forward Detector, che non è utilizzato in questo lavoro di tesi.

Il BST ha una struttura cilindrica ed è composto da quattro double-layer di silicio, per un totale di otto strati singoli. Ogni double-layer ha una struttura poligonale ed è composto rispettivamente da 8, 12, 18 e 24 settori. I doppi strati hanno diametri via via crescenti e pari a 101 mm, 157 mm, 239 mm e 320 mm. Lo spazio radiale disponibile per il tracking è quindi pari a ~ 240 mm. I layer sono segmentati in microstrip, dello spessore di $300 \mu\text{m}$, larghezza pari a $150 \mu\text{m}$ e lunghezza variabile tra 0.5 e 33 cm. Le strip di due strati contigui sono orientate con un angolo stereo di 3° , per eliminare ambiguità nella ricostruzione delle tracce. In questo modo, si stima di riuscire ad ottenere una risoluzione spaziale $50 \mu\text{m}$. Nella figura 2.6 è rappresentata la struttura di tre dei quattro double-layer.

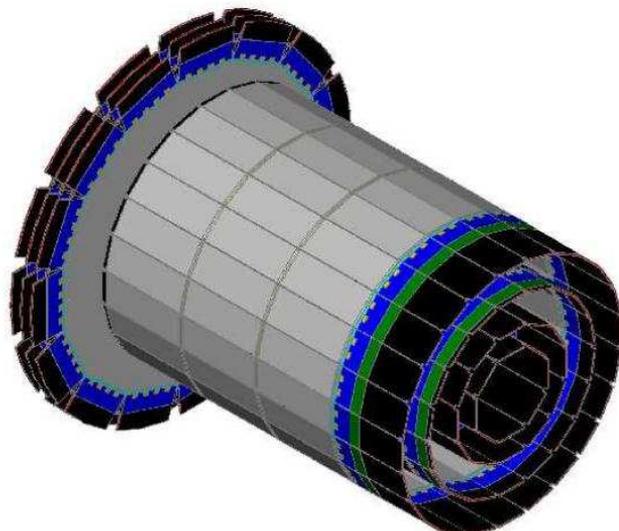


Figura 2.5: Silicon Vertex Tracker di CLAS12. Il Forward Silicon Tracker è nella parte posteriore del disegno ed è composto da tre regioni planari. Il Barrel Silicon Tracker è riportato nella parte anteriore ed è composto da quattro regioni cilindriche concentriche.

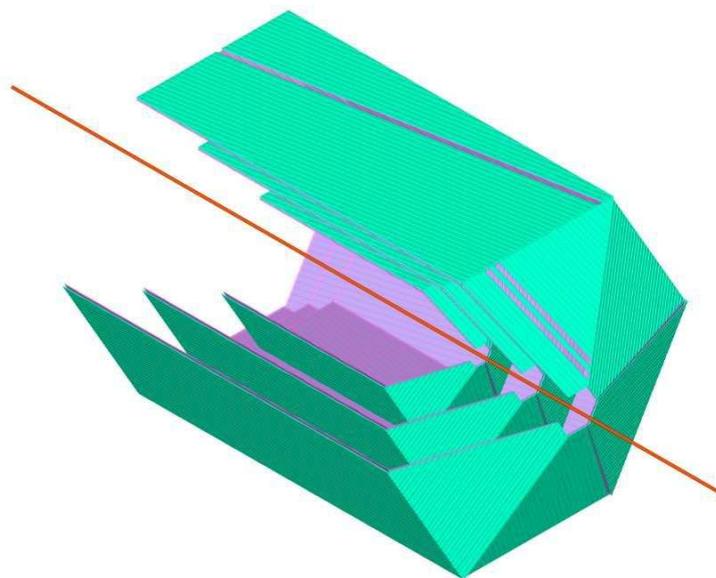


Figura 2.6: Struttura del BST

2.4.2 Central Time of Flight

I misuratori di tempi di volo sono rivelatori che forniscono un segnale elettrico molto veloce al sistema di acquisizione quando vengono attraversati da una particella. Quest'ultima, infatti, attraversando il rivelatore, eccita le molecole del materiale e genera una luce di scintillazione. I fotoni fanno cammini differenti all'interno dello scintillatore e delle guide di luce, possono essere assorbiti o riflessi oppure arrivare al fotocatodo di un PMT. Qui generano un impulso elettrico molto stretto che opportunamente amplificato può essere acquisito.

Nel Central Detector è presente un array di scintillatori per la misura di tempi di volo, costituito da 50 contatori a scintillazione plastici, ciascuno dei quali è lungo 66 cm ed ha una sezione di $3.5 \times 3 \text{ cm}^2$. Questi contatori sono posizionati all'interno del magnete solenoidale, ad una distanza dal fascio pari a 25cm. La risoluzione temporale che si cerca di ottenere è pari a $\sigma_{TOF} = 50 \text{ ps}$: infatti, con questa risoluzione, è possibile la separazione temporale dei pioni dai kaoni fino ad energie di 0.64 GeV e di protoni da pioni fino ad energie di 1.2 GeV. Ad entrambe le estremità dei contatori sono poste delle guide di luce in acrilico di lunghezza pari a 1.5m. Le guide hanno il compito di portare la luce di scintillazione ai fotomoltiplicatori, in una regione dove il campo magnetico solenoidale è sufficientemente basso da permetterne il corretto funzionamento, ovvero $B \leq 50 \text{ mT}$. L'attenuazione del campo è ottenuta anche mediante uno schermo ferromagnetico, posto fuori dal solenoide. L'efficienza di trasmissione stimata è pari al 44%.

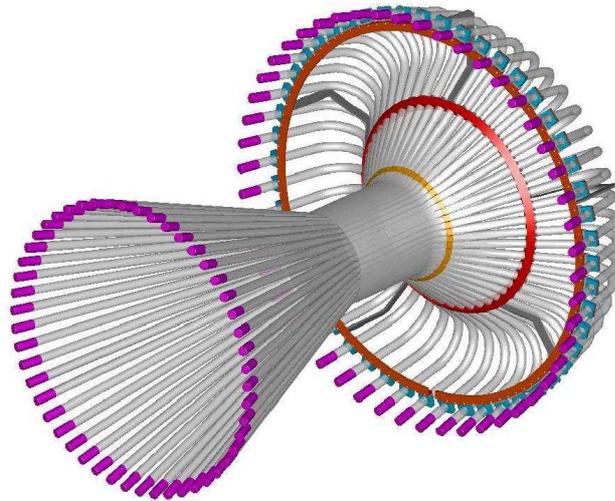


Figura 2.7: Design del rivelatore di tempi di volo del Central Detector di CLAS12

2.4.3 Central Neutron Detector

Molti progetti di ricerca in previsione per CLAS12 riguardano lo studio del Deep Virtual Compton Scattering (DVCS). Di particolare importanza è lo studio del DVCS sul neutrone: in tale processo i neutroni diffusi nello stato finale sono per lo più emessi ad angoli polari maggiori di 40° e con impulsi compresi tra 0.4 GeV/c e 1.2 GeV/c. E' quindi necessario introdurre un ulteriore rivelatore, il Central Neutron Detector, per identificare i neutroni. Il CND dovrà essere posizionato nei 10 cm di spazio rimanente tra il CTOF e il magnete solenoidale. La sua struttura sarà molto simile a quella del CTOF: sarà composto da 4 layer cilindrici, segmentati in ϕ in 30 barre di forma trapezoidale e lato lungo rivolto nella direzione del fascio. Per massimizzare l'efficienza di rivelazione di neutroni, sarà composto di materiale plastico. Infine, per la raccolta della luce, saranno utilizzate guide di lunghezza pari ad un metro e PMT posti lontani dalla regione del forte campo magnetico solenoidale.

In figura 2.8 è mostrata la struttura del CND con annesso il sistema di raccolta della luce di scintillazione.

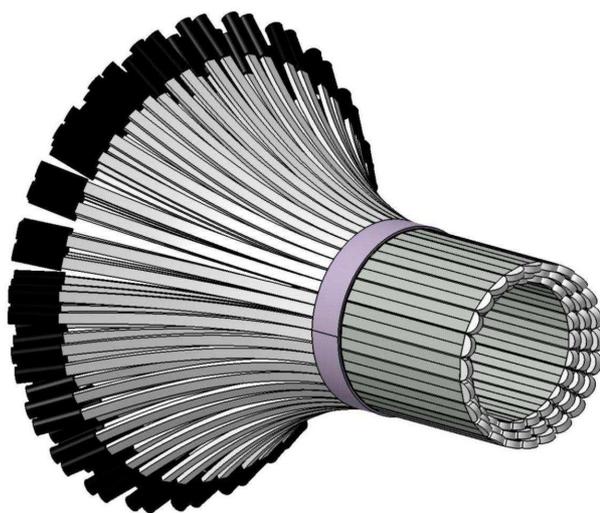


Figura 2.8: Struttura del Central Neutron Detector, con annesso guide di luce e PMT

2.5 Forward Detector

Il Forward Detector è la parte più imponente di CLAS12. Esso è predisposto alla rivelazione di quelle particelle leggere (leptone diffuso, eventuali mesoni) con un altissimo impulso e un piccolo angolo di emissione. Infatti, il Forward Detector ha una copertura angolare per θ tra 5° e 35° . Come si può vedere in figura 2.9, le parti che lo compongono allontanandosi via via dal bersaglio sono:

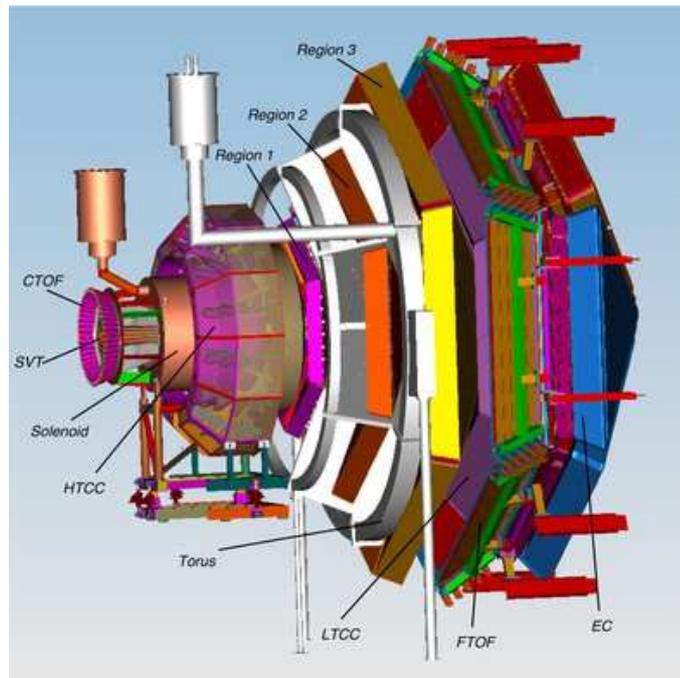


Figura 2.9: Spettrometro CLAS12

- Tracciatori al silicio
- Assorbitore Møeller
- Contatori Čerenkov ad alta soglia
- Camere a Deriva, divise in tre Regione. All'interno della Regione 2 è presente un magnete toroidale
- Contatori Čerenkov a bassa soglia
- Misuratori di tempi di volo anteriori
- Calorimetri elettromagnetici

A differenza del Central Detector, il Forward Detector dispone di due tracciatori: il tracciatore al silicio Forward Vertex Tracker e le camere a deriva. Complessivamente, la risoluzione in impulso prevista per questa parte è riportata in tabella:

	Forward Tracking
$\frac{\sigma_p}{p}$	$< 1\%$
σ_θ	$< 1\text{mrad}$
σ_ϕ	$< 3\text{mrad}$

Capitolo 3

Simulazioni Monte Carlo

3.1 Introduzione

In questo lavoro viene presentata, per la prima volta, uno studio di un esperimento per la misura del fattore di forma debole di transizione N- Λ a partire dalla reazione:

$$e + p \rightarrow \nu + \Lambda$$

mediante lo spettrometro CLAS12 nella sala sperimentale B del laboratorio Thomas Jefferson. La misura prevede l'utilizzo di un fascio di elettroni da 11 GeV, che sarà disponibile dopo l'upgrade previsto per il 2014. I fattori che sono stati considerati nella scelta di questo apparato di misura sono l'alta luminosità che sarà presente nella sala sperimentale ($10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, estendibile fino a $10^{37} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) e la grande accettazione angolare del detector, pari a circa 3π . In questo modo, potremo ottenere un numero di conteggi non trascurabili pur avendo a che fare con una reazione che presenta una sezione d'urto molto piccola.

Lo studio di questa misura è articolato nelle seguenti parti:

- Generazione degli eventi del segnale
- Simulazione della risposta del rivelatore CLAS12 mediante il software GEMC (GEant4 MonteCarlo)
- Ricostruzione dell'efficienza ed accettazione del rivelatore
- Stima del rate di conteggi
- Individuazione dei principali fondi e loro generazione
- Implementazione di algoritmi per la separazione del segnale dal fondo

In questo capitolo mi dedico alla descrizione del segnale, mentre ciò che concerne lo studio dei fondi è riportato nel capitolo seguente.

La prima fase consiste nella generazione degli eventi: si tratta, in pratica, di ricostruire la cinematica della reazione $e + p \rightarrow \nu + \Lambda$. Questa è una reazione a due corpi, in cui conosciamo l'energia iniziale dell'elettrone (11 GeV) e in cui quindi rimane un unico grado di libertà. Bisogna scegliere la variabile più opportuna da campionare secondo una certa distribuzione di probabilità data dalla sezione d'urto del processo. Dal momento che il fattore di forma è tipicamente espresso in funzione del quadri-impulso trasferito Q^2 , la scelta più ovvia ricade proprio su questa variabile. A partire dal valore di Q^2 , si possono ricavare tutte le variabili cinematiche della Λ . Bisogna però tenere in considerazione che le particelle che veramente vengono osservate dal rivelatore sono il pione e il protone prodotti dal suo decadimento: infatti il leptone non interagisce con il detector e la Λ con alta probabilità decade prima di raggiungerlo. Le distribuzioni cinematiche di pione e protone generate vengono poi elaborate con un software che simula la risposta di CLAS, GEMC. Dalla simulazione è possibile estrarre l'efficienza e l'accettanza di CLAS12 per questa reazione e quindi, assumendo un certo valore per la luminosità, il rate di conteggi della misura.

3.2 Algoritmo Montecarlo per la generazione degli eventi

La reazione che vogliamo studiare è:

$$e + p \rightarrow \nu + \Lambda$$

Come è stato spiegato prima, usiamo la variabile Q^2 . Questa deve essere estratta da una distribuzione data dalla sezione d'urto del processo. In particolare, passiamo dalla sezione d'urto differenziale nelle variabili x e y che avevamo ricavato nel Capitolo 1 a quella differenziale nella variabile che campioniamo, Q^2 , mediante la seguente espressione:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2} = \frac{x^2y}{Q^2 + m_e^2xy} \frac{G_F^2y}{16\pi} \frac{M_W^4}{(M_W^2 + Q^2)^2} L_{\mu\nu}W_{\mu\nu} \quad (3.1)$$

La 3.1 contiene lo Jacobiano $\frac{dx dy}{dW^2 dQ^2}$ e tiene conto del fatto che il differenziale in W^2 si riduce a $\delta(W^2 - M_\Lambda^2)$, sulla quale abbiamo integrato. In Figura 3.1 è riportato l'andamento della sezione d'urto differenziale in Q^2 in corrispondenza di $\alpha = 0.4$, dove α è il parametro del modello, come ampiamente discusso nel Capitolo 1.

Nota la distribuzione di probabilità secondo cui campionare, ovvero la sezione d'urto del processo, implementiamo un algoritmo Montecarlo per la generazione dei valori di Q^2 . L'algoritmo, implementato con linguaggio C++, svolge le seguenti operazioni:

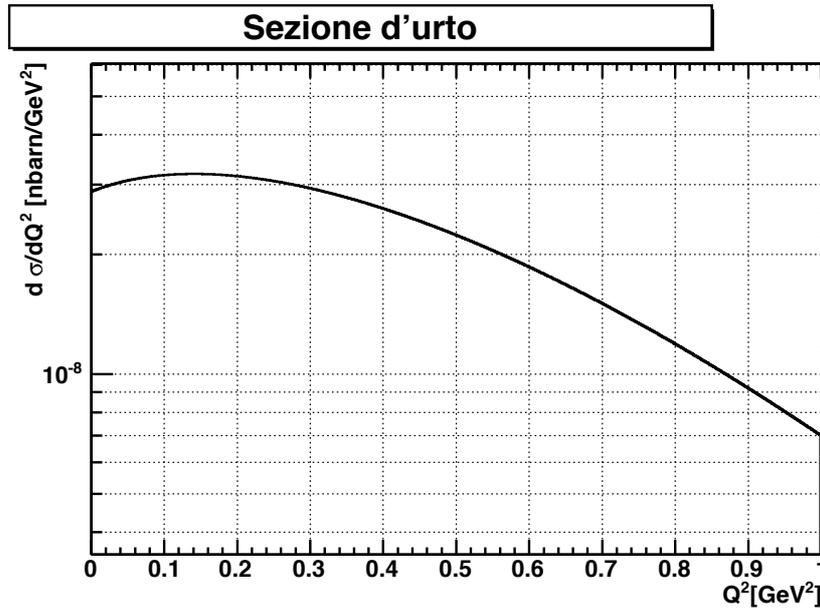


Figura 3.1: Sezione d'urto differenziale in funzione di Q^2

- Discretizzazione della sezione d'urto. Questa viene valutata in corrispondenza di un certo numero di valori di Q^2 , compresi tra Q_{min}^2 e Q_{max}^2 . Nel nostro caso è stato scelto il range $[0,1]$ GeV^2 . La sezione d'urto, infatti, decresce rapidamente in funzione di Q^2 e quindi la probabilità di trovare eventi oltre tale intervallo è trascurabile. Il numero di punti utilizzati per effettuare la discretizzazione stabilisce la precisione dei valori di Q^2 estratti. Nel nostro caso, la discretizzazione è stata effettuata con 1000 punti, in modo da ottenere una precisione sui valori di Q^2 pari alla terza cifra significativa.
- Costruzione di una griglia, con un numero di bin pari al numero di punti utilizzati per la discretizzazione: la larghezza di ogni bin è pari alla precisione minima, ovvero 0.001 GeV^2 , mentre l'altezza è pari al valore della sezione d'urto in quel punto.
- Estrazione di un bin: questa è la parte più significativa dell'algoritmo. È stata effettuata la somma delle altezze di tutti i bin, quindi è stato estratto un numero compreso tra 0 e il valore della somma. Graficamente, questo equivale a dire che sono stati impilati tutti i bin uno sopra all'altro ed è stato preso un punto a caso in questa lunga colonna. Questo punto appartiene ad un determinato bin a cui si può risalire implementando un algoritmo che confronti l'altezza del punto estratto con le altezze minima e massima di ogni colonnina impilata. Dopo questa operazione l'intervallo di Q^2 in cui lavorare è scelto. Si tratta di un metodo di Importance

Sampling in quanto regioni in cui la sezione d'urto assume un valore più alto avranno una maggiore probabilità di essere estratte. Rispetto ad un metodo più classico di reiezione, questo Montecarlo massimizza l'efficienza e non scarta nessun evento.

- Determinazione di Q^2 . All'interno di ciascun bin, infine, e' stato estratto in modo uniforme un valore di Q^2 .

In Figura 3.2 è riportata la distribuzione dei valori di Q^2 estratti.

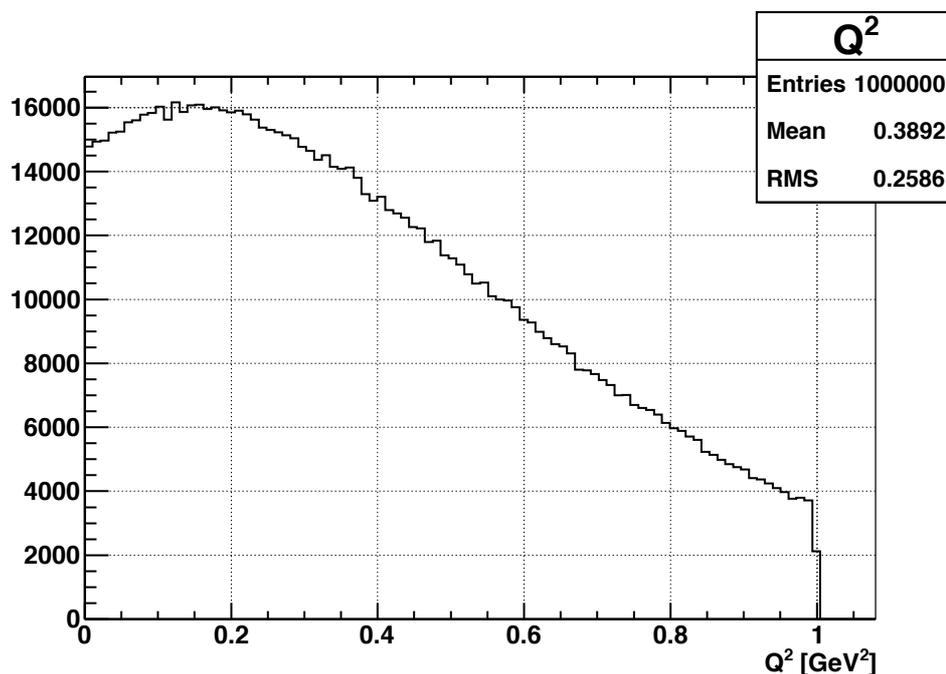


Figura 3.2: Distribuzione dei valori di Q^2 generati

3.3 Cinematica

Dopo l'estrazione del valore di Q^2 siamo in grado di calcolare i valori cinematici delle particelle nello stato finale. Riportiamo nuovamente la reazione in studio:

$$e + N \rightarrow \nu + \Lambda$$

I quadri-impulsi delle particelle coinvolte sono:

$$\begin{cases} P_p = (M_p, 0) \\ P_e = (E_{beam}, \vec{p}_e) \\ P_\nu = (E_\nu, \vec{p}_\nu) \\ P_\Lambda = (E_\Lambda, \vec{p}_\Lambda) \end{cases}$$

Gli elettroni sono ultra-relativistici e quindi la loro energia è stata approssimata con il modulo del loro impulso $E_{beam} \approx |\vec{p}_e|$. Il quadri-impulso del bosone scambiato (W^\pm), pari al quadri-impulso trasferito, è:

$$P_W = (\nu, \vec{q}) = (E_{beam} - E_\nu, \vec{p}_e - \vec{p}_\nu)$$

Il quadri-impulso del barione Λ può essere espresso in termini di energia e impulso trasferiti:

$$P_\Lambda = (M_p + \nu, \vec{q})$$

Dal valore di Q^2 ricaviamo energia e modulo dell' impulso di leptone, Λ e bosone W. In particolare Q^2 è negativo, ma per convenzione ne consideriamo il valore cambiato di segno.

$$\begin{cases} \nu = \frac{M_\Lambda^2 - M_p^2 + Q^2}{2M_p} \\ |\vec{q}| = \sqrt{Q^2 + \nu^2} \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_\nu = (E_{beam} - \nu) \\ |\vec{p}_\nu| = |\vec{p}_e - \vec{q}| \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_\Lambda = M_p + \nu \\ |\vec{p}_\Lambda| = |\vec{q}| \end{cases}$$

Successivamente determiniamo le singole componenti vettoriali. Come asse z é stata scelta la direzione del fascio. L' angolo azimutale relativo al bosone W, ϕ_W , é arbitrario ed é stato estratto secondo una distribuzione uniforme compresa tra $[0, 2\pi]$. Invece θ_W é determinato univocamente dalla cinematica nel modo seguente:

$$q_z = \frac{Q^2}{2E_{beam}} + \nu$$

$$\theta_W = \arccos \frac{q_z}{|\vec{q}|}$$

Gli angoli relativi al neutrino sono pari a :

$$\theta_\nu = \arcsin \frac{|\vec{q}| \sin \theta_W}{|\vec{p}_\nu|}$$

$$\phi_\nu = \phi_W + \pi$$

A questo punto tutte le componenti degli impulsi possono essere calcolate.

Quindi abbiamo considerato il decadimento del barione Λ in un pione e in un protone: questo é infatti il canale principale di decadimento, con una probabilità del 63.9%. Determiniamo inizialmente le variabili cinematiche delle particelle prodotte nel sistema di riferimento solidale con il barione, quindi, attraverso un boost di Lorentz, ci riportiamo nel sistema di riferimento del laboratorio:

- CM:

$$\begin{cases} E_\pi^{CM} = \frac{M_\Lambda^2 + m_\pi^2 - M_p^2}{2M_\Lambda} \\ p_\pi^{CM} = \sqrt{(E_\pi^{CM})^2 - m_\pi^2} \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_p^{CM} = \frac{M_\Lambda^2 + M_p^2 - m_\pi^2}{2M_\Lambda} \\ p_p^{CM} = \sqrt{(E_p^{CM})^2 - M_p^2} \end{cases}$$

Il barione Λ non è polarizzato, quindi nel suo sistema di riferimento intrinseco la distribuzione angolare dei suoi prodotti di decadimento è uniforme. Allora ϕ_{CM} è stato estratto da una distribuzione uniforme compresa tra 0 e 2π mentre $\cos\theta_{CM}$ è stato estratto da una distribuzione uniforme compresa tra -1 e 1. Le componenti longitudinali dell'impulso sono pari a :

$$\begin{cases} p_{p\parallel}^{CM} = p_p^{CM} \cos\theta_{CM} \\ p_{\pi\parallel}^{CM} = p_\pi^{CM} \cos(\pi - \theta_{CM}) \end{cases}$$

- Boost di Lorentz:

$$\beta = \frac{|\vec{p}_\Lambda|}{E_\Lambda} = \frac{|\vec{q}|}{\nu + M_p}$$

$$\gamma = \frac{E_\Lambda}{M_\Lambda}$$

- LAB:

$$\begin{cases} E_p^{LAB} = \gamma(E_p^{CM} + \beta p_{p\parallel}^{CM}) \\ p_{p\parallel}^{LAB} = \gamma(p_{p\parallel}^{CM} + \beta E_p^{CM}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_\pi^{LAB} = \gamma(E_\pi^{CM} + \beta p_{\pi\parallel}^{CM}) \\ p_{\pi\parallel}^{LAB} = \gamma(p_{\pi\parallel}^{CM} + \beta E_\pi^{CM}) \end{cases}$$

Le trasformazioni di Lorentz scritte sopra riportano ad un sistema di riferimento in cui l'impulso del bosone vettore è diretto lungo l'asse z ; per tornare al frame del laboratorio originale, in cui è invece il fascio ad essere diretto lungo l'asse z , è necessario effettuare una rotazione delle componenti vettoriali degli impulsi di θ_W attorno a x e di $\pi/2 - \phi_W$ attorno ad z , entrambe in senso antiorario.

Le ultime variabili da determinare sono le coordinate del punto di decadimento: infatti Λ decade dopo un tempo dato da una distribuzione di probabilità esponenziale, con $\tau = 2.63 \times 10^{-10} s$ nel suo sistema di riferimento intrinseco. Si tratta di tempi abbastanza lunghi, se confrontati con i tempi tipici dei decadimenti forti, che costituiranno il background primario. Attualmente, la Hall B dispone di un bersaglio di idrogeno liquido, di lunghezza pari a 5cm, mentre il diametro del fascio è pari a $100 \mu m$. All'interno del volume dato dall'intersezione tra fascio e bersaglio, si estrae un punto casuale: questo rappresenta il punto di produzione della Λ . Quindi si estrae l'istante di decadimento da una distribuzione esponenziale del tipo $P(t) = \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau}$. Questa quantità, moltiplicata per ciascuna delle componenti della velocità del barione, è pari alle distanze percorse nelle tre direzioni prima di decadere:

$$\begin{cases} v_x = \beta_x c = \frac{p_x c}{E} \\ v_y = \beta_y c = \frac{p_y c}{E} \\ v_z = \beta_z c = \frac{p_z c}{E} \end{cases} \quad \begin{cases} x_{vertex} = \gamma t v_x \\ y_{vertex} = \gamma t v_y \\ z_{vertex} = \gamma t v_z \end{cases}$$

3.4 Distribuzioni cinematiche

Analizziamo ora le distribuzioni ottenute per le variabili delle particelle nello stato finale. Per salvare e analizzare i risultati della simulazione è stata utilizzata la classe di ROOT, TTree, che permette di raccogliere anche variabili di tipo diverso in un unico file molto compresso.

Come si può vedere dalle Figure 3.3b e 3.4b, il neutrino viene emesso ad angoli molto piccoli, dell'ordine di qualche grado e porta via la stragrande maggioranza dell'energia del fascio. Il barione Λ , invece, ha impulsi piccoli, compresi tra 0.2 e 1.2 GeV e viene emesso per lo più a grandi angoli (Figure 3.3a e 3.4a).

Nelle Figure 3.5 e 3.6 sono riportate le distribuzioni cinematiche di protone e pione. Come nel caso della Λ , notiamo che gli angoli sono grandi: si può quindi pensare di utilizzare in fase di misure il solo Central Detector, che copre in θ angoli compresi tra 35° e 125° . Con questa scelta, si stima un'efficienza di rivelazione pari al 96 % per i protoni e 88 % per i pioni, come si vede dalla Figura 3.7.

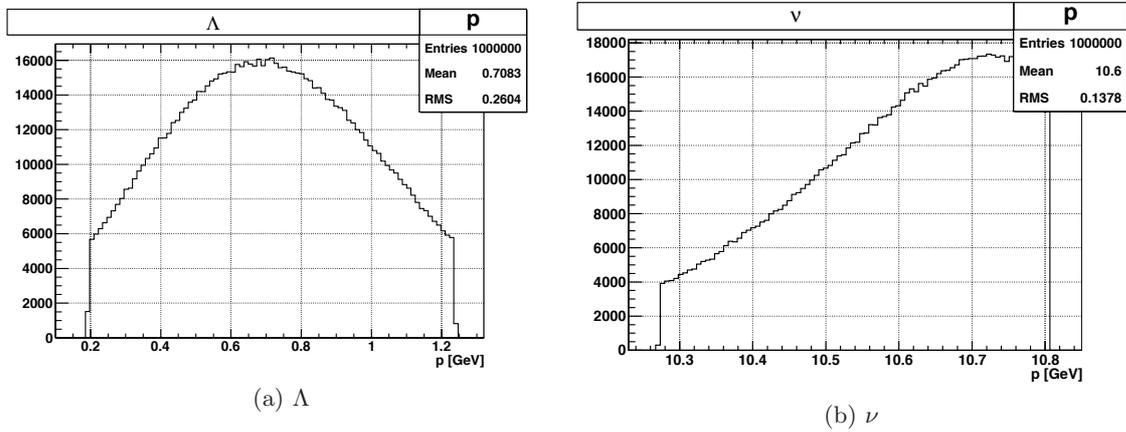
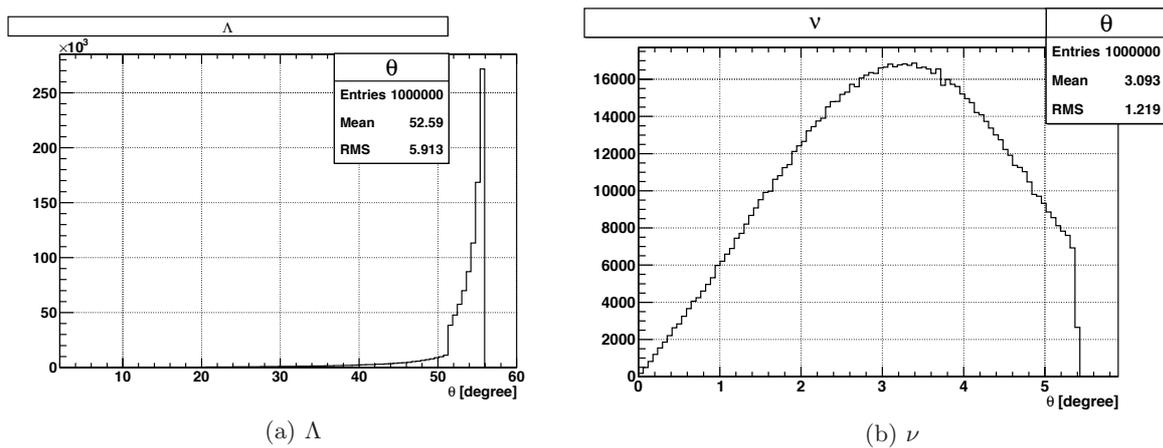


Figura 3.3: Distribuzione degli impulsi generati

Figura 3.4: Distribuzione degli angoli θ generati

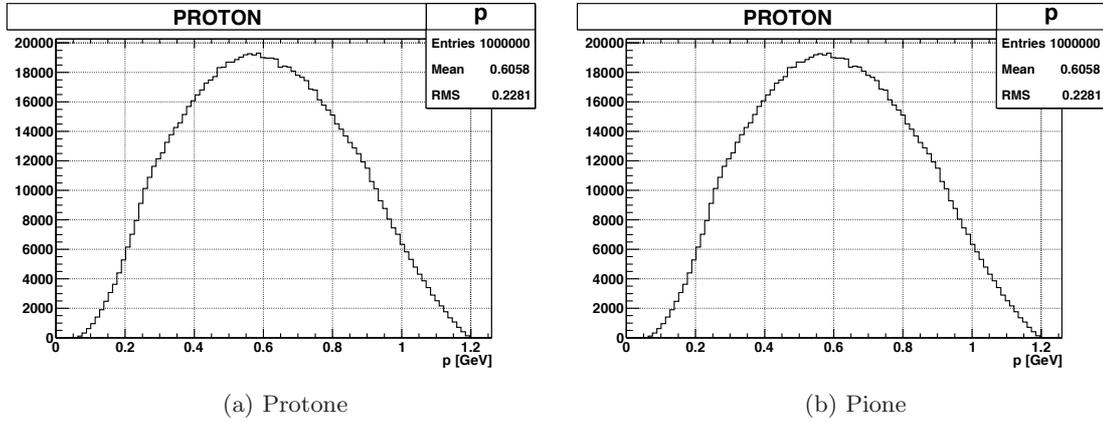


Figura 3.5: Distribuzione degli impulsi generati di pione e protone, prodotti dal decadimento di Λ

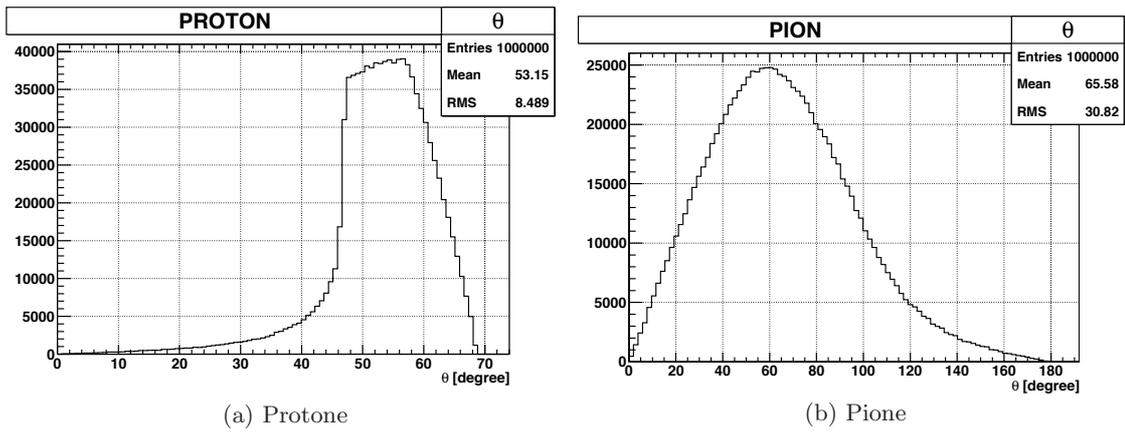


Figura 3.6: Distribuzione degli angoli θ generati di protone e pione, prodotti dal decadimento di Λ

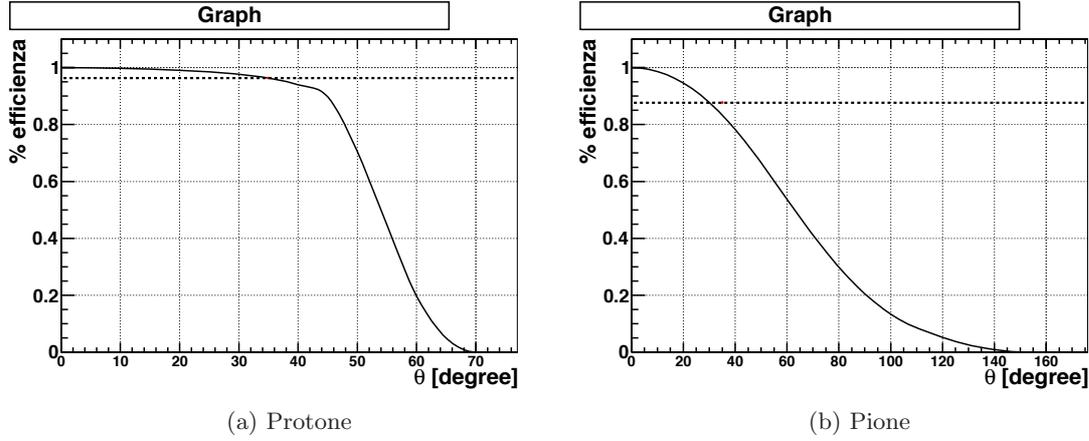


Figura 3.7: Efficienza di rivelazione in funzione dell'angolo θ minimo di copertura angolare del rivelatore

I valori di impulso sono bassi, in particolare per il pione sono inferiori a 1 GeV e per lo più nel range $[0.1, 0.3]$ GeV. Le particelle con impulso basso sono fortemente deviate dalla loro traiettoria dal campo magnetico del Central Detector, pari a 5T, e non raggiungono tutti i layer del Barrel Silicon Tracker. Infatti, il raggio di curvatura azimutale può essere stimato come:

$$\rho = \frac{p}{B * q} = \frac{p[\text{GeV}/c]}{0.3 * B[\text{T}]} = \frac{0.07}{0.3 * 5} \approx 4.7 \text{ cm}$$

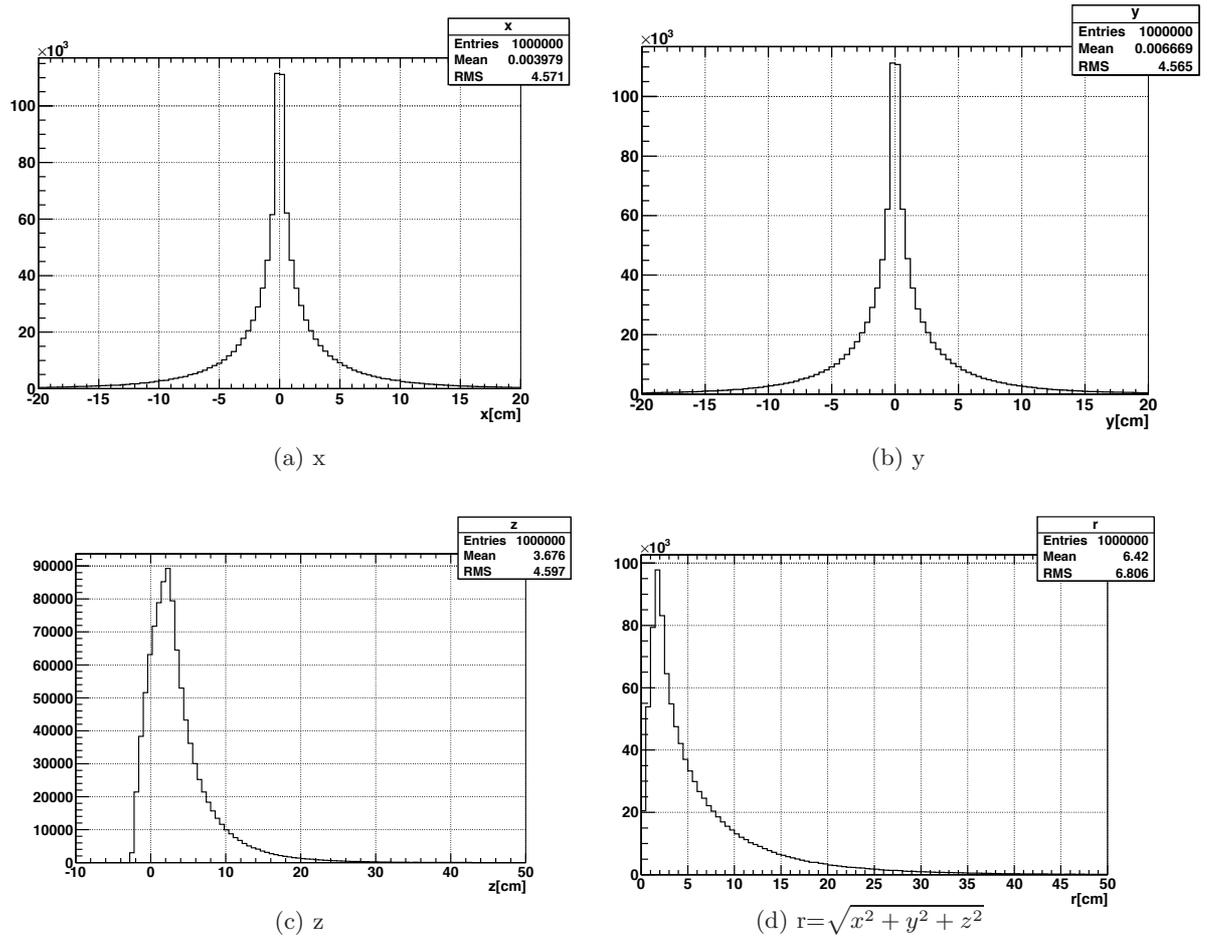
E' stato utilizzato come valore di impulso $p = 0.07 \text{ GeV}/c$, che rappresenta il valore minimo di impulso rivelabile per i pioni con cui possiamo ottenere un'efficienza di rivelazione almeno pari al 70% , come si può vedere dalla distribuzione in Figura 3.3.

Quindi, immaginiamo di utilizzare un campo magnetico diminuito di un fattore 10 rispetto al suo valore nominale: in questo modo il raggio di curvatura sarà pari a 47 cm.

Infine consideriamo le distribuzioni delle coordinate del vertice di decadimento: come si può vedere dalla Figura 3.8, la Λ decade dopo diversi centimetri rispetto al punto in cui è stata prodotta.

3.5 Risposta del rivelatore e ricostruzione delle tracce

Gli eventi ottenuti con la precedente generazione sono raccolti in file ed elaborati con il software GEMC, che simula la risposta di CLAS12. Il software predisposto alla ricostruzione delle tracce, SOCRAT (Software for CLAS Reconstruction), non é ancora del tutto operativo: abbiamo effettuato delle prove sia con il campo magnetico nominale da

Figura 3.8: Distribuzione delle coordinate del vertice di decadimento della Λ

5T, sia con un campo piú basso, 0.5 T. In entrambi i casi le ricostruzioni non si sono rivelate affidabili, come si puó vedere dai grafici 3.9 e 3.10.

Quindi abbiamo elaborato un algoritmo alternativo molto semplice, che verrà ampiamente discusso in seguito, per permettere una sommaria ricostruzione: con tale algoritmo é stato necessario suddividere i file con i dati generati per tipo di particella, in modo da non avere ambiguità nell'attribuzione degli hit. Questo non ha alcuna influenza sulle analisi, nell'ipotesi che le particelle incidano sempre su paddle differenti.

In particolare, GEMC contiene banche dati relative ai vari rivelatori: nel nostro caso, siamo interessati alle sole banche che riguardano il Central Detector. Nello specifico, vogliamo studiare la risposta del tracciatore di silicio (BST), del misuratore di tempi di volo (CTOF) e del rivelatore di neutroni (CND).

Il tracciatore di silicio è il rivelatore predisposto alla ricostruzione di vertici e impulsi, il Central Time of Flights e il Central Neutron Detector, invece, svolgono la *particle ID*, ovvero l'identificazione delle particelle, sfruttando i tempi di volo. In questo lavoro è stata anche utilizzata l'energia depositata in tutti e tre i rivelatori sopra citati. Quest'ultima, infatti, dipende dal tipo di particella, dalla sua massa e dai meccanismi con cui interagisce con la materia e quindi è possibile sfruttarla come informazione indipendente per la *particle ID*.

Nelle banche dati, per ogni evento, ovvero per ogni particella che incide sul rivelatore, viene riportato il numero di interazioni complessive e l'energia depositata ad ogni interazione. Per il BST, viene riportato anche in quale layer, settore e strip avviene l'hit; per il CTOF, invece, viene specificato il paddle, mentre per il CND viene indicato il layer e il paddle.

Una volta simulata la risposta di CLAS, il passo successivo é la ricostruzione delle tracce. Come abbiamo già accennato, il software adibito a tale compito, SOCRAT, non ha dato risultati soddisfacenti: riportiamo nelle Figure 3.9 e 3.10 la differenza tra quantità ricostruite e quantità generate per i protoni e i pioni del segnale, sia per un campo magnetico nominale di 5T, sia per un campo magnetico piú basso, 0.5 T. Possiamo quindi concludere che la ricostruzione non sia ancora del tutto operativa.

Quindi, in questo lavoro, non viene effettuata una vera e propria ricostruzione delle tracce, ma ci si limita a stimare l'efficienza con cui questa ricostruzione potrebbe avvenire. Tale stima è operata con il seguente criterio:

- si impone che la particella analizzata depositi energia in ciascuno dei sei layer di cui è composto il BST. Se questa condizione è verificata, si ritiene di riuscire a ricostruire la sua traccia.

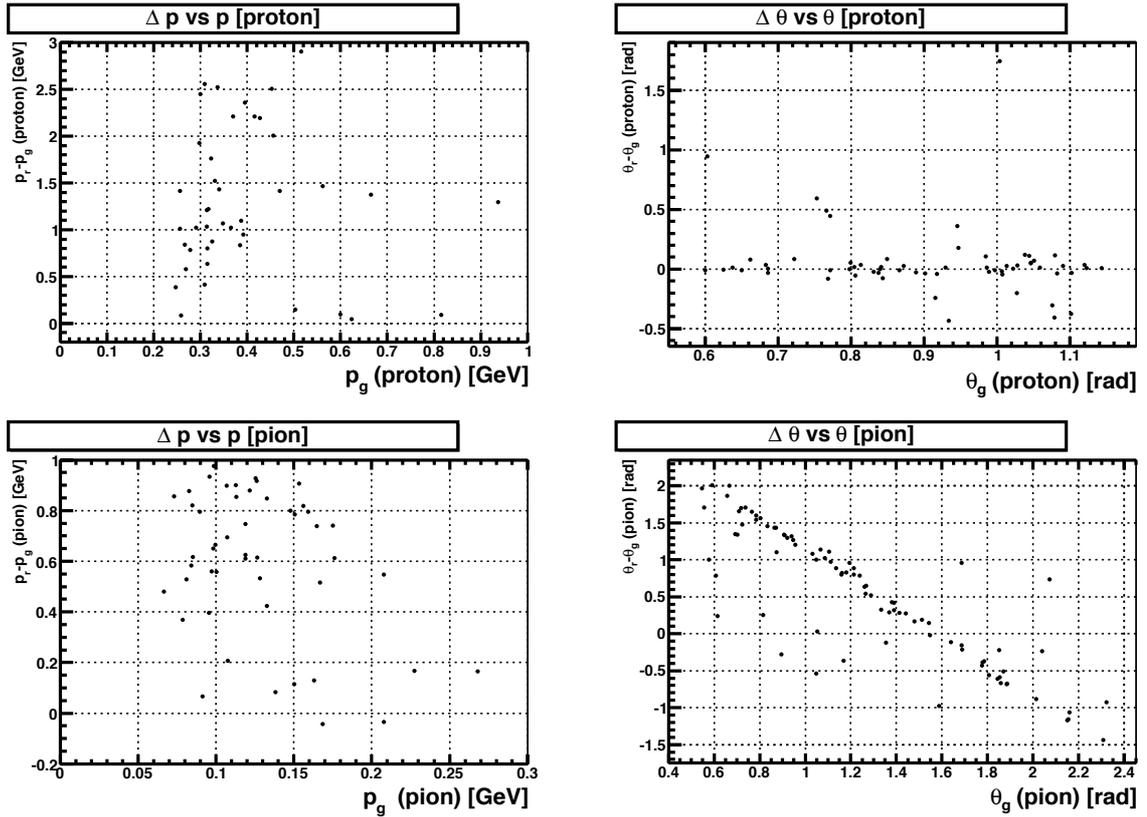


Figura 3.9: Ricostruzione delle grandezze cinematiche per un campo pari a 5T, utilizzando SOCRAT. In alto a sinistra: $p_{GEN} - p_{RIC}$ in funzione di p_{GEN} del protone, in alto a destra $\theta_{GEN} - \theta_{RIC}$ in funzione di θ_{GEN} del protone. In basso, invece, vi sono el quantità relative al π^- : a sinistra $p_{GEN} - p_{RIC}$ in funzione di p_{GEN} , a destra $\theta_{GEN} - \theta_{RIC}$ in funzione di θ_{GEN} .

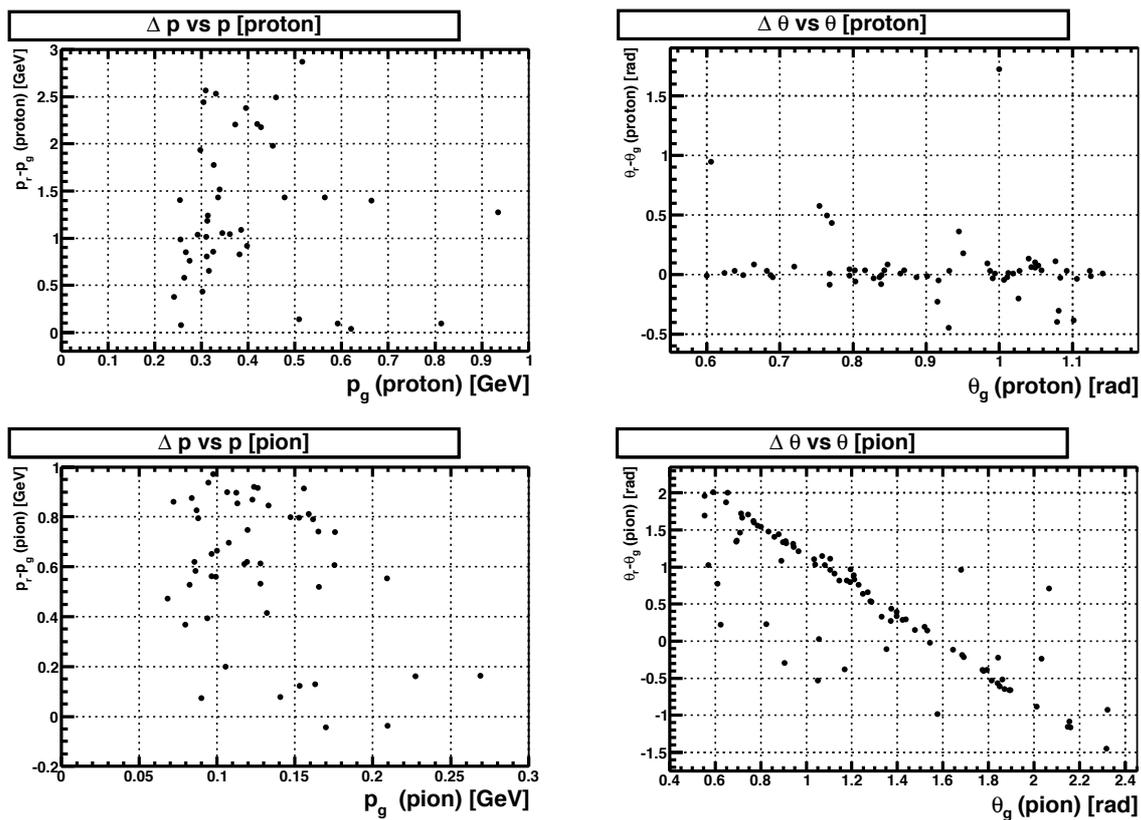


Figura 3.10: Ricostruzione delle grandezze cinematiche per un campo pari a 0.5 T, utilizzando SOCRAT. In alto a sinistra: $p_{GEN} - p_{RIC}$ in funzione di p_{GEN} del protone, in alto a destra $\theta_{GEN} - \theta_{RIC}$ in funzione di θ_{GEN} del protone. In basso, invece, vi sono le quantità relative al π^- : a sinistra $p_{GEN} - p_{RIC}$ in funzione di p_{GEN} , a destra $\theta_{GEN} - \theta_{RIC}$ in funzione di θ_{GEN} .

- l'impulso ricostruito si ottiene a partire da una distribuzione gaussiana, centrata nel valore di impulso generato e con valore RMS pari alla precisione nominale del rivelatore.
- lo stesso procedimento viene usato per ottenere i valori di θ e ϕ ricostruiti.

Nella versione più recente del progetto di CLAS12, sono previsti 2 layer in più che il software di ricostruzione GEMC non tiene ancora in considerazione. Tuttavia, questo non può che migliorare la risoluzione prevista, quindi l'errore commesso è una sottostima della bontà delle ricostruzioni.

Grazie a simulazioni preliminari [17], si attendono per il Central Detector le seguenti prestazioni :

	Central Tracking
$\frac{\sigma_p}{p}$	2.7%
σ_θ	< 20mrad
σ_ϕ	5 mrad

In realtà, le risoluzioni attese per il Central Tracking sono fornite per un campo magnetico pari a 5T e per particelle con impulso pari a 1 GeV. Nel nostro caso invece, gli impulsi sono più bassi di quasi un ordine di grandezza. Tuttavia, avendo riscalato di altrettanto anche il campo magnetico, la risoluzione può essere considerata la stessa, salvo contributi di perdita di energia e multiple scattering, non stimati in questo lavoro.

Nei grafici 3.11, 3.12 e 3.13 é possibile confrontare le distribuzioni delle variabili cinematiche generate e ricostruite. In particolare, è stato effettuato un taglio per $\theta < 35^\circ$, in quanto il Central Detector non copre tali angoli. L'efficienza di rivelazione risulta pari al 66% per protoni e 63% per pioni. In questi valori, oltre all'accettanza angolare già stimata (vedi Figura 3.12), è compresa anche l'efficienza di rivelazione del Central Detector.

A partire dai quadri-impulsi di protone e pione, è possibile ricostruire due quantità Lorentz invarianti che saranno fondamentali per la discriminazione del segnale dal fondo:

- Massa invariante al quadrato, relativa alla coppia di particelle rivelate, $M_{inv}^2 = (P_p + P_\pi)^2$. Nel nostro evento, questa quantità è pari alla massa al quadrato della Λ .
- Massa mancante al quadrato, $M_{manc}^2 = (\sum_f P_f - \sum_i P_i)^2$ dove la somma sulle particelle finali è da intendersi estesa a quelle rivelate. Questa quantità rappresenta quindi la massa invariante relativa alle particelle non identificate nel rivelatore. Nel nostro caso quindi abbiamo: $M_{manc}^2 = (P_\Lambda - P_e - P_p)^2 = m_\nu^2 \approx 0$.

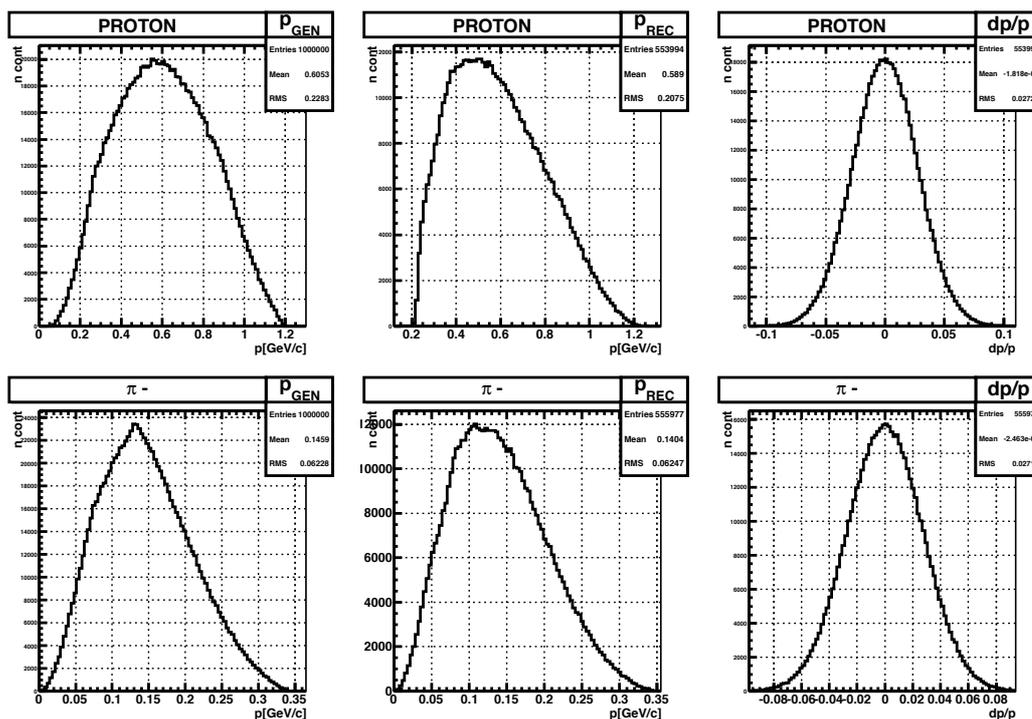


Figura 3.11: Risoluzione in impulso prevista per il Central Tracking di CLAS12: a sinistra sono riportate le distribuzioni di impulso generato per protoni (in alto) e pioni (in basso). In centro sono riportati i valori di impulso ricostruito dal rivelatore, con la risoluzione indicata. Infine, a destra sono riportate le curve della differenza percentuale tra impulsi ricostruiti e generati.

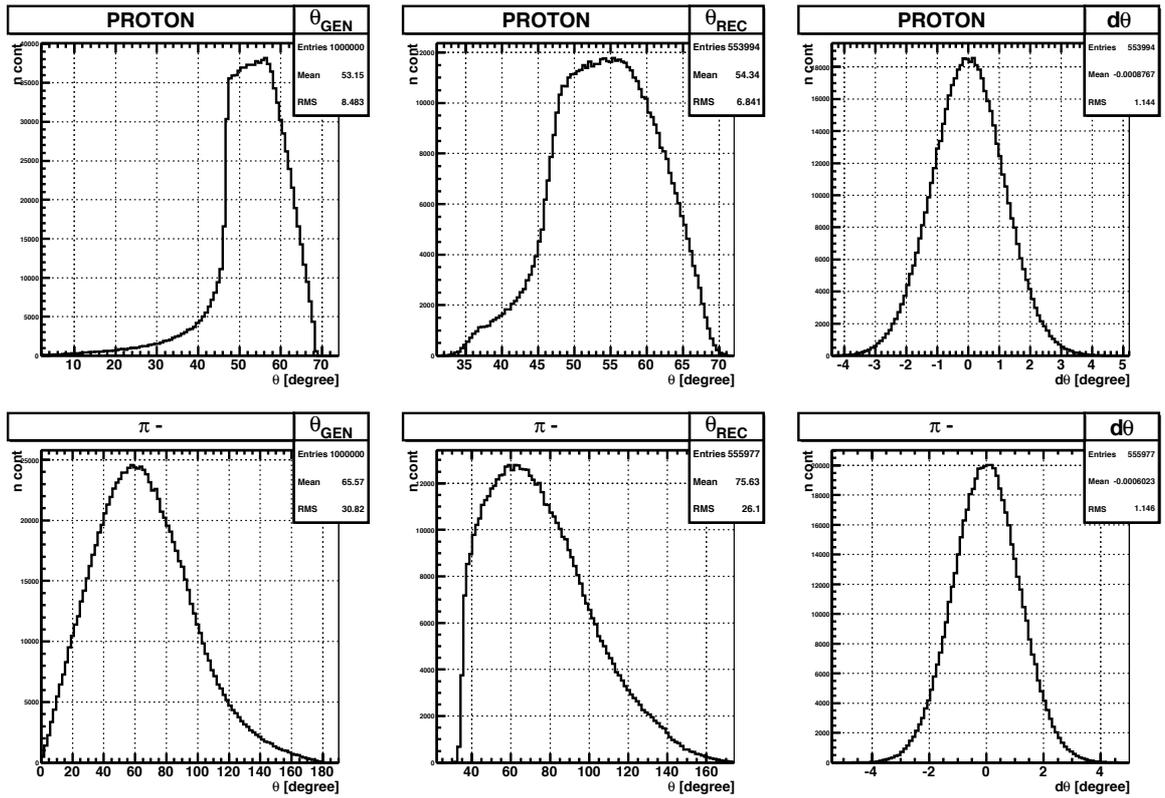


Figura 3.12: Risoluzione nell'angolo polare θ prevista per il Central Tracking di CLAS12: a sinistra sono riportate le distribuzioni di θ generato per protoni (in alto) e pioni (in basso). In centro sono riportati i valori di θ ricostruito dal rivelatore, con la risoluzione indicata. Infine, a destra sono riportate le curve della differenza percentuale tra θ ricostruiti e generati.

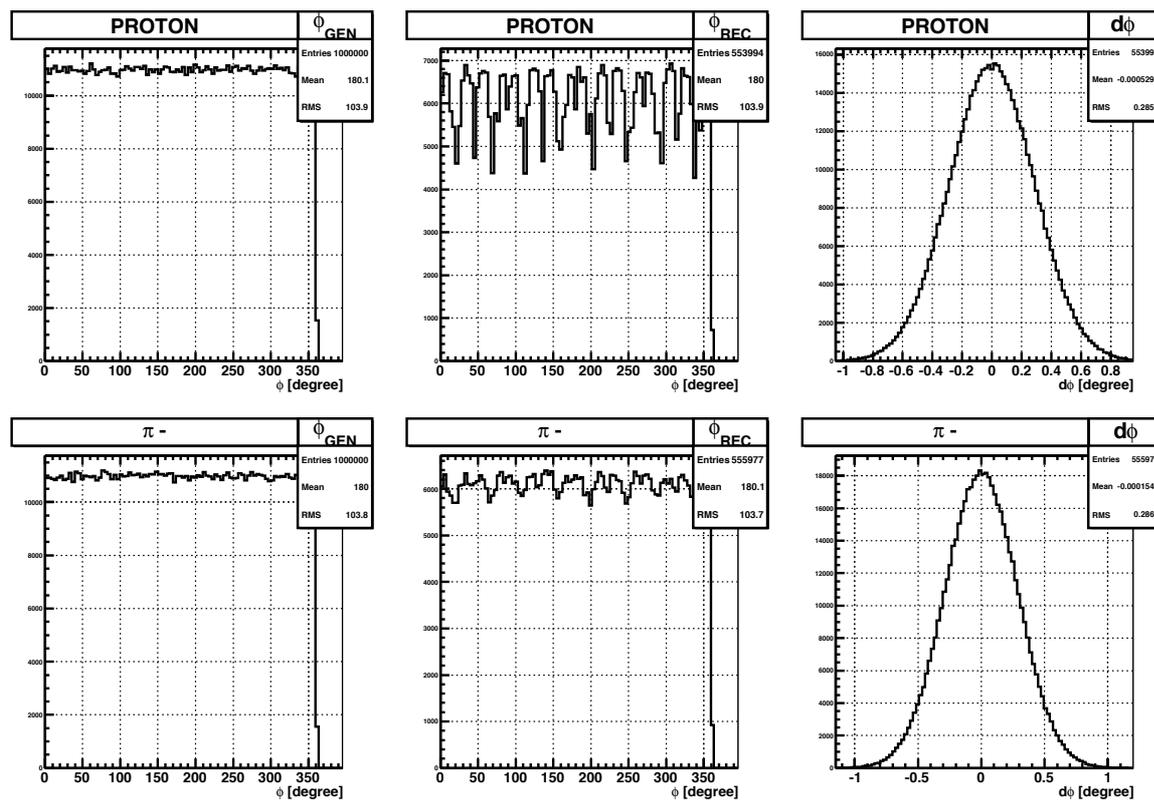


Figura 3.13: Risoluzione nell'angolo azimutale ϕ prevista per il Central Tracking di CLAS12: a sinistra sono riportate le distribuzioni di ϕ generato per protoni (in alto) e pioni (in basso). In centro sono riportati i valori di ϕ ricostruito dal rivelatore, con la risoluzione indicata. Infine, a destra sono riportate le curve della differenza percentuale tra ϕ ricostruiti e generati.

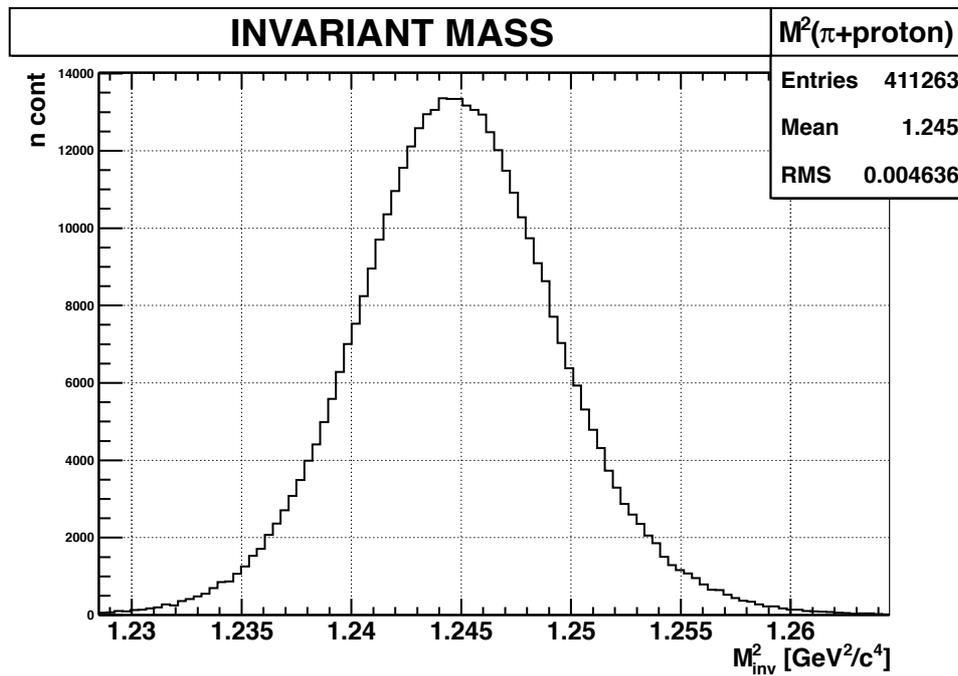


Figura 3.14: Distribuzione massa invariante

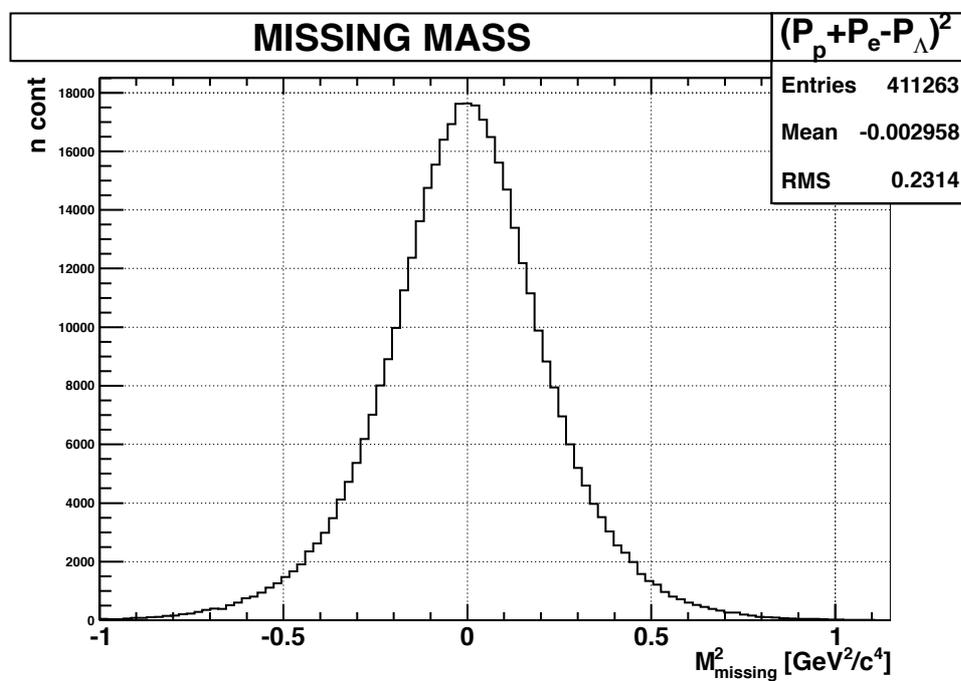


Figura 3.15: Distribuzione massa mancante

Le distribuzioni di queste due variabili sono riportate nelle Figure 3.14 e 4.25.

La risoluzione sulla massa invariante è pari a $\sigma_{M_{INV}} \approx 70$ MeV, mentre la risoluzione sulla massa mancante è pari a $\sigma_{M_{MANC}} \approx 500$ MeV. Quest'ultima è condizionata negativamente dal fatto di non riuscire a rivelare il neutrino, che porta con sé gran parte dell'energia del fascio. In queste condizioni la massa mancante non permette un'alta rimozione degli eventi del fondo.

3.6 Rate di conteggi

Dopo aver determinato l'efficienza e l'accettanza di CLAS12, dobbiamo ancora stimare il rate di conteggi atteso per concludere questa prima parte riguardante il segnale. Dopo l'upgrade, la luminosità nella Hall B sarà portata al valore di $L=10^{35} s^{-1} cm^{-2}$. Il numero di conteggi nell'unità di tempo è:

$$\frac{dN}{dt} = L * \epsilon * \sigma * B(\Lambda \rightarrow \pi p) = 6 * 10^{-7} \frac{eventi}{s} \sim 2 \frac{eventi}{mese}$$

dove ϵ è l'efficienza del rivelatore ed è pari al 50% se si impone di rivelare contemporaneamente pioni e protoni e $B(\Lambda \rightarrow \pi p)$ è la probabilità che il decadimento avvenga proprio secondo il nostro canale. σ invece è la sezione d'urto integrata ed è pari a $2.1 \cdot 10^{-11} \mu barn$ per $\alpha=0.4$. In corrispondenza di $\alpha = 0.2$, invece, la sezione d'urto è pari a $3.0 \cdot 10^{-12} \mu barn$ e il numero di conteggi atteso nell'unità di tempo è:

$$\frac{dN}{dt} = L * \epsilon * \sigma * B(\Lambda \rightarrow \pi p) = 9 * 10^{-8} \frac{eventi}{s} \sim 0.2 \frac{eventi}{mese}$$

Per avere un'accuratezza del 10% sulle misure è necessario rivelare almeno 100 eventi: questo significa che la misura necessiterebbe circa 3 anni. Supponendo una luminosità maggiore ma comunque compatibile con le caratteristiche della sala sperimentale considerata, diciamo $10^{37} s^{-1} cm^{-2}$, il numero di conteggi per $\sigma = 2.1 \cdot 10^{-11} \mu barn$ sale a:

$$\frac{dN}{dt} = L * \epsilon * \sigma * B(\Lambda \rightarrow \pi p) = 6 * 10^{-5} \frac{eventi}{s} \sim 190 \frac{eventi}{mese}$$

mentre per $\sigma = 3.0 \cdot 10^{-12} \mu barn$ diventa:

$$\frac{dN}{dt} = L * \epsilon * \sigma * B(\Lambda \rightarrow \pi p) = 9 * 10^{-6} \frac{eventi}{s} \sim 23 \frac{eventi}{mese}$$

In queste condizioni la misura sarebbe possibile già con pochi mesi di misure.

Capitolo 4

Fondi

4.1 Introduzione

Dopo aver stimato l'efficienza del rivelatore per il segnale e il rate di conteggi attesi, dobbiamo individuare i processi che costituiscono il fondo nella nostra misura. Il processo principale é lo scattering elettromagnetico $e^- + p \rightarrow e^- + X$. Nello stato finale questa reazione presenta l'elettrone diffuso piú una componente adronica che indichiamo con X e che puó essere composta da una o piú particelle. In particolare gli stati finali che abbiamo considerato sono:

- $e+p \rightarrow e+p$ ($+\gamma, \pi^0, \rho, \omega, \dots$)
- $e+p \rightarrow (e)+p+\pi^++\pi^-$

Indichiamo tra parentesi le particelle non identificate. Ovviamente sono possibili moltissime altre configurazioni per la parte adronica X, come $e^- + p \rightarrow e^- + K^+ + \Lambda$, che presenta addirittura la stessa Λ nello stato finale, ma riteniamo opportuno iniziare considerando i processi con la sezione d'urto maggiore. Dal momento che la rivelazione del nostro segnale consiste nella rivelazione di protone e π^- , anche nello studio delle caratteristiche dei fondi ci concentriamo su una coppia di particelle con carica opposta. Possono avvenire due diverse situazioni: ci puó essere un'errata ricostruzione delle particelle oppure un'errata ricostruzione del canale di produzione. Nel caso di un'errata ricostruzione delle particelle, le due possibili coppie per i processi elencati sopra sono:

- $e+p$
- $\pi^- + \pi^+$

La prima coppia, che indicheremo nel seguito come *FONDO 1*, prevede che l'elettrone venga erroneamente ricostruito come un π^- . Perché questo accada, l'elettrone deve essere rivelato nel Central Detector, ovvero deve essere emesso ad un angolo maggiore di 35° . Questa situazione cinematica é estremamente rara poiché solitamente il leptone diffuso porta con se la maggior parte dell'energia del fascio ed é quindi emesso a piccolissimi angoli. Questa forte ipotesi si ripercuote sulla sezione d'urto, che é circa 3 ordini di grandezza inferiore rispetto ad altri processi dello stesso canale a cui non si impone di rivelare l'elettrone.

La seconda coppia, che nel seguito verrà indicata come *FONDO 2*, prevede che il π^+ venga erroneamente ricostruito come un protone.

Come precedentemente anticipato, può anche succedere un'erronea identificazione del canale di provenienza: nel caso del *FONDO 3*

- $\pi^- + p$

le particelle sono in effetti le stesse del segnale, ma il canale di produzione é differente. Per questo fondo, quindi, non sarà efficace un algoritmo di rimozione basato sulla *PARTICLE ID*.

Le sezioni d'urto integrate hanno i seguenti valori:

- FONDO 1: $\sigma_{bkg\ 1} = 1.5 \cdot 10^{-3} \mu barn$
- FONDO 2: $\sigma_{bkg\ 2} = 4 \mu barn$
- FONDO 3: $\sigma_{bkg\ 2} = 4 \mu barn$

Ricordiamo che la sezione d'urto integrata del nostro segnale vale $\sigma_{sig}=2.1 \cdot 10^{-11} \mu barn$ per $\alpha = 0.4$ e $\sigma_{sig}=3 \cdot 10^{-12} \mu barn$ per $\alpha = 0.2$ (con α parametro del modello). Vogliamo ora stimare il rapporto segnale-fondi: per fare ciò dobbiamo conoscere l'efficienza di rivelazione, ϵ , ovvero quanti eventi vengono ricostruiti da CLAS12 a partire da un numero noto di eventi generati. A questo fine sono stati generati eventi dei fondi, sempre mediante algoritmi Monte Carlo (vedi [23] per FONDO1 e [24] per FONDO2 e FONDO3), ed é stata nuovamente simulata la risposta di CLAS12 a tali eventi.

	Segnale	Fondo 1	Fondo2	Fondo3
N^o eventi generati	1000000	1300000	10804966	10804966
N^o eventi ricostruiti	466354	433881	3301819	1004435
ϵ	0.47	0.33	0.31	0.093

Il rapporto segnale-fondo é:

$$\frac{\text{SEGNALE}}{\text{FONDO}} = \frac{\epsilon_{sig} * B(\Lambda \rightarrow \pi p) * \sigma_{sig}}{\epsilon_{bkg1} * \sigma_{bkg1} + \epsilon_{bkg2} * \sigma_{bkg2} + \epsilon_{bkg3} * \sigma_{bkg3}}$$

Tale espressione per $\sigma_{sig}=2.1 \cdot 10^{-11} \mu\text{barn}$ vale:

$$\frac{\text{SEGNALE}}{\text{FONDO}} = \frac{0.47 * 0.639 * 2.1 \cdot 10^{-11}}{0.33 * 1.5 \cdot 10^{-3} + 0.31 * 4 + 0.093 * 4} = 4 * 10^{-12}$$

mentre per $\sigma_{sig}=3 \cdot 10^{-12} \mu\text{barn}$ vale:

$$\frac{\text{SEGNALE}}{\text{FONDO}} = \frac{0.47 * 0.639 * 3 \cdot 10^{-12}}{0.33 * 1.5 \cdot 10^{-3} + 0.31 * 4 + 0.093 * 4} = 6 * 10^{-13}$$

Come abbiamo già detto nel Capitolo 3, $B(\Lambda \rightarrow \pi p)$ é la probabilità che Λ decada proprio secondo il nostro canale. Il segnale é molti ordini di grandezza piú piccolo dei fondi: é necessario implementare algoritmi che ne permettano la separazione. Nei successivi paragrafi di questo capitolo verranno descritti tali algoritmi e verrà calcolato nuovamente il rapporto segnale-fondo. Quindi verrà stimato il rate dei conteggi, considerando oltre all'efficienza del detector anche quella dei tagli di identificazione.

4.2 Algoritmi di reiezione dei fondi

Siamo di fronte ad un divario imponente tra il segnale che vorremmo misurare e i fondi che contaminano la nostra misura: é necessario trovare algoritmi molto efficaci che ci permettano di separare gli eventi buoni da tutti gli altri eventi, che sono 10^{12} volte piú numerosi. Dobbiamo anche imporre che tali algoritmi non siano troppo invasivi nei confronti del segnale, per mantenere il numero di conteggi sufficientemente alto. Gli strumenti che abbiamo a disposizione sono:

- Ricostruzione dei vertici di interazione e di decadimento
- Distribuzioni cinematiche (massa invariante e massa mancante)
- Particle ID (energia depositata nei rivelatori del Central Detector)

La ricostruzione dei vertici rappresenta uno strumento molto potente nel nostro caso: infatti, il segnale é composto da due tracce il cui punto di provenienza é distaccato dal punto in cui vi é stata l'interazione tra fascio e bersaglio. Tra questi due punti vi é tutto il percorso che ha fatto la Λ prima di decadere e che puó essere anche pari a qualche centimetro. Per i fondi, invece, il punto di intersezione delle tracce é esattamente il punto di interazione.

Anche le distribuzioni cinematiche sono un elemento molto importante, soprattutto per quanto riguarda la ricostruzione di massa invariante e massa mancante: il nostro segnale sarà caratterizzato da distribuzioni strette centrate attorno ad un valore ben preciso (la massa della Λ nel caso della massa invariante e la massa del neutrino, quindi circa zero nel caso della massa mancante), mentre i nostri fondi avranno distribuzioni estese.

Infine potremo utilizzare la particle ID: questa ci aiuterà nella discriminazione dei FONDI 1 e 2, mentre ovviamente sarà del tutto inefficace per il FONDO3. La particle ID verrà effettuata con la misura dell'energia depositata in tutti e 3 i rivelatori del Central Detector (Central Time of Flights, Barrel Silicon Tracker e Central Neutron Detector).

Nel seguito riportiamo tutte e tre le tipologie di taglio e successivamente la sequenza di tagli effettivamente applicata e che ottimizza il rapporto segnale-fondo.

4.2.1 Ricostruzione vertici

Le particelle che riveliamo per i tre tipi di fondo considerati sono prodotte per interazione elettromagnetica all'interno del bersaglio. La coppia di particelle del segnale, invece, deriva dal decadimento debole della Λ , che possiede un tempo di vita medio nel sistema di riferimento intrinseco pari a $\tau = 2.63 * 10^{-10} s$.

Ci sono quindi due punti che caratterizzano il nostro processo: il punto in cui la Λ viene prodotta e il punto in cui quest'ultima decade. Il primo è ovviamente interno al volume dato dall'intersezione tra fascio e bersaglio, mentre il secondo può distare anche diversi centimetri da tale regione. Dal momento che, come già ampiamente discusso nel Capitolo 3, il software di ricostruzione Socrat non è ancora operativo, per ottenere il punto di decadimento dobbiamo implementare un algoritmo che determini il segmento di massimo avvicinamento tra le due tracce delle particelle cariche rivelate, di cui se ne considererà il punto mediano. Qui di seguito riportiamo tale algoritmo. Parametrizziamo le due tracce nel modo seguente:

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + s * \vec{u}$$

$$\vec{Q} = \vec{Q}_0 + t * \vec{v}$$

dove \vec{u} e \vec{v} sono i versori degli impulsi ricostruiti. Questo equivale ad assumere, in prima approssimazione, una traiettoria lineare. \vec{P}_0 e \vec{Q}_0 sono i vertici generati come spiegato nel Capitolo 3, opportunamente distribuiti secondo la risoluzione attesa, ovvero 0.1 mm per le direzioni x e y e 1 mm per z. I punti di queste due rette che corrispondono al loro massimo avvicinamento si ottengono sostituendo per i parametri s e t i seguenti valori:

$$s = \frac{BE - CD}{AC - B^2}$$

$$t = \frac{AE - BD}{AC - B^2}$$

dove:

$$A = \vec{u} \cdot \vec{u}$$

$$B = \vec{u} \cdot \vec{v}$$

$$C = \vec{v} \cdot \vec{v}$$

$$D = \vec{u} \cdot (\vec{P}_0 - \vec{Q}_0)$$

$$E = \vec{v}_{beam} \cdot (\vec{P}_0 - \vec{Q}_0)$$

In questo modo abbiamo trovato gli estremi del segmento di massimo avvicinamento. Ne calcoliamo il punto mediano e otteniamo le coordinate del vertice di decadimento della Λ . L'altro punto che caratterizza il nostro processo é quello di produzione della Λ . Per calcolarlo, ricostruiamo l'impulso del barione come somma vettoriale degli impulsi delle due particelle rivelate. Quindi ne tracciamo il prolungamento dal punto di decadimento che abbiamo calcolato subito sopra, fino a determinare l'intersezione con il fascio. Tutto ciò viene eseguito sia per il segnale che per il fondo, anche se per quest'ultimo ovviamente le quantità ricostruite non corrispondono al punto di produzione. É stato nuovamente utilizzato un algoritmo di calcolo del segmento di massimo avvicinamento, del tutto analogo a quello di prima. Parametrizziamo la linea del fascio e la traccia della Λ nel seguente modo:

$$P_\Lambda = \vec{P}_{decay} + s\vec{u}_\Lambda$$

$$P_{beam} = t\vec{u}_{beam}$$

I punti di queste due rette che corrispondono al loro massimo avvicinamento si ottengono sostituendo per i parametri s e t i seguenti valori:

$$s = \frac{BE - CD}{AC - B^2}$$

$$t = \frac{AE - BD}{AC - B^2}$$

dove:

$$\begin{aligned}
A &= \vec{u}_\Lambda \cdot \vec{u}_\Lambda \\
B &= \vec{u}_\Lambda \cdot \vec{u}_{beam} \\
C &= \vec{u}_{beam} \cdot \vec{u}_{beam} \\
D &= \vec{u}_\Lambda \cdot \vec{u} \\
E &= \vec{u}_{beam} \cdot \vec{P}_{decay}
\end{aligned}$$

Il punto mediano del segmento di massimo avvicinamento cosí trovato corrisponde alla miglior stima delle coordinate del vertice di produzione della Λ . A questo punto é anche possibile calcolare la distanza tra il punto di produzione e il punto di decadimento. Il segnale sará ovviamente caratterizzato da una distanza maggiore rispetto al fondo. Riportiamo le distribuzioni delle coordinate ottenute con i due precedenti algoritmi. In particolare, nelle Figure 4.1 e 4.2 sono riportate le distribuzioni delle coordinate di produzione e di decadimento della Λ per il segnale e per il FONDO 1. Nella Figura 4.3 é riportata la distribuzione delle coordinate di decadimento nel piano xy, mentre in Figura 4.4 é riportata la distribuzione della distanza tra il punto di produzione e il punto di decadimento, sempre per il segnale e il FONDO 1. In particolare, in queste ultime due figure, sono riportati anche gli effetti dei seguenti tagli:

- $\sqrt{x_{DEC}^2 + y_{DEC}^2} > 5 \text{ mm}$
- $\sqrt{(x_{DEC} - x_{PROD})^2 + (y_{DEC} - y_{PROD})^2 + (z_{DEC} - z_{PROD})^2} > 2\text{cm}$
- $z_{DEC} > z_{PROD}$

Tale combinazione di tagli é stata scelta dopo numerose prove in quanto risultava essere la piú efficace nel migliorare il rapporto segnale-fondo.

Le stesse distribuzioni e gli stessi tagli sono riportati per il FONDO2 nelle Figure 4.5, 4.6, 4.7, 4.8 e per il FONDO3 nelle Figure 4.9, 4.10, 4.11, 4.12

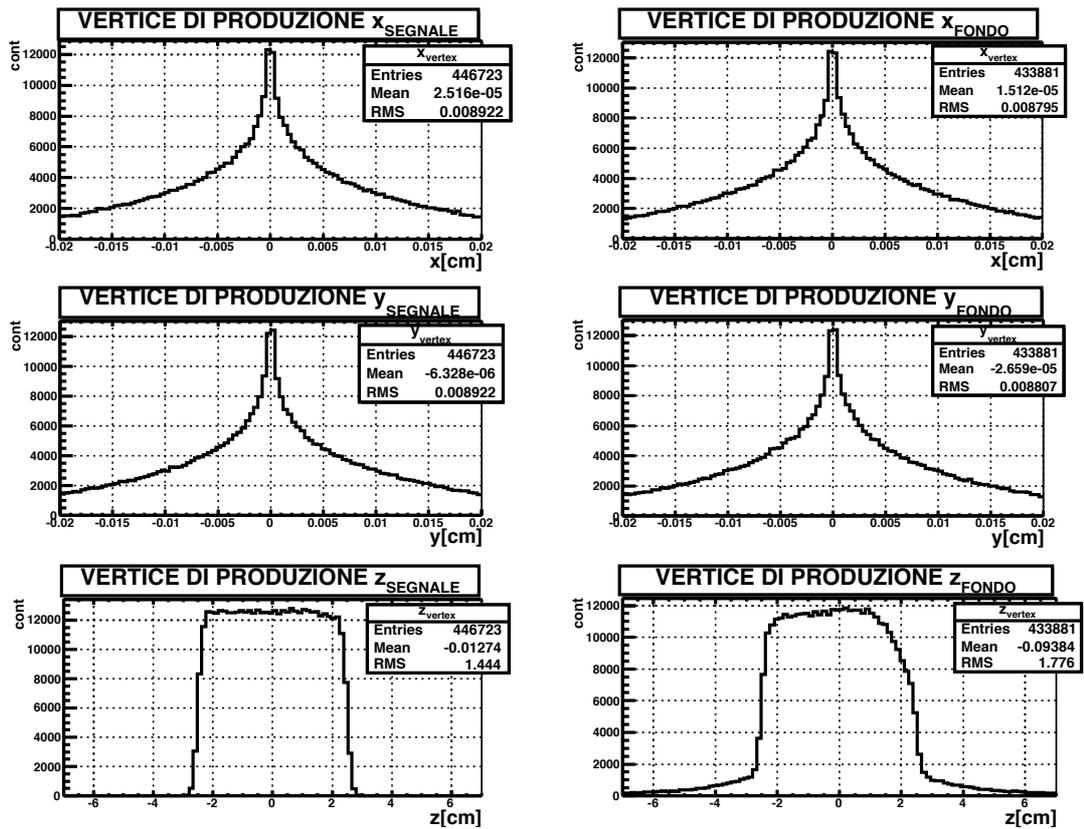


Figura 4.1: Distribuzione delle coordinate di produzione della Λ : il segnale é riportato a sinistra, il FONDO1 a destra.

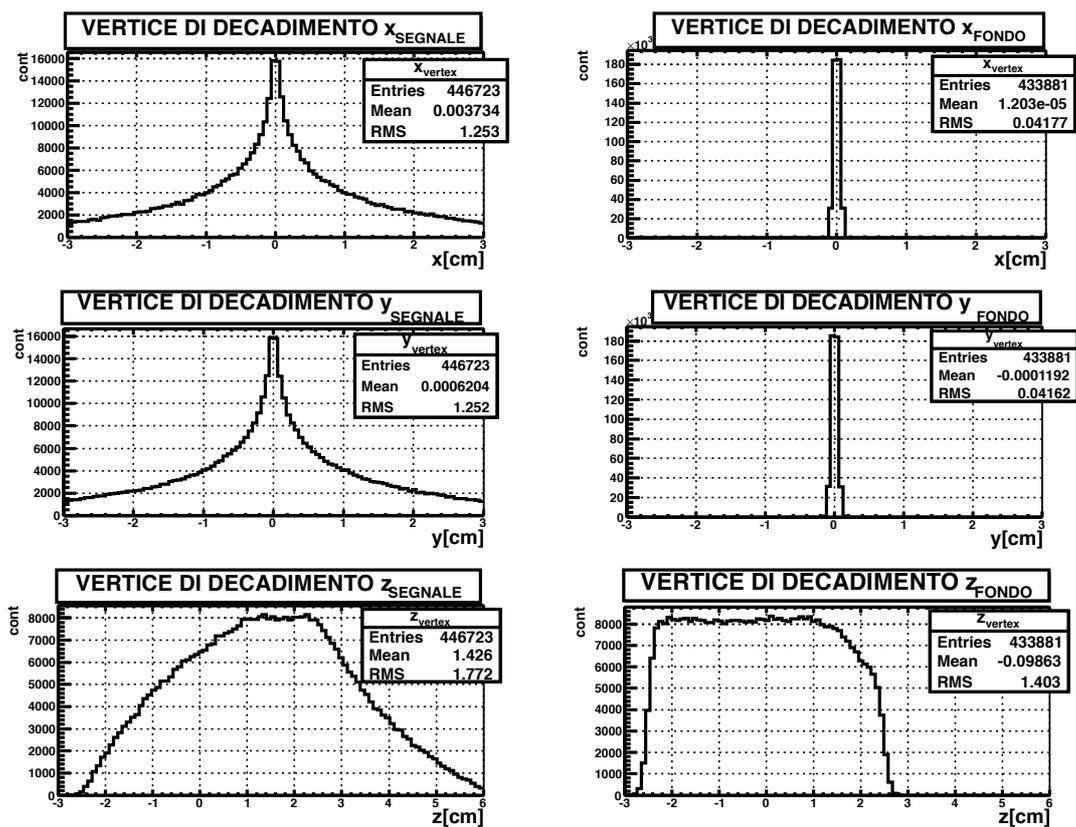


Figura 4.2: Distribuzione delle coordinate di decadimento della Λ : il segnale é riportato a sinistra, il FONDO1 a destra.

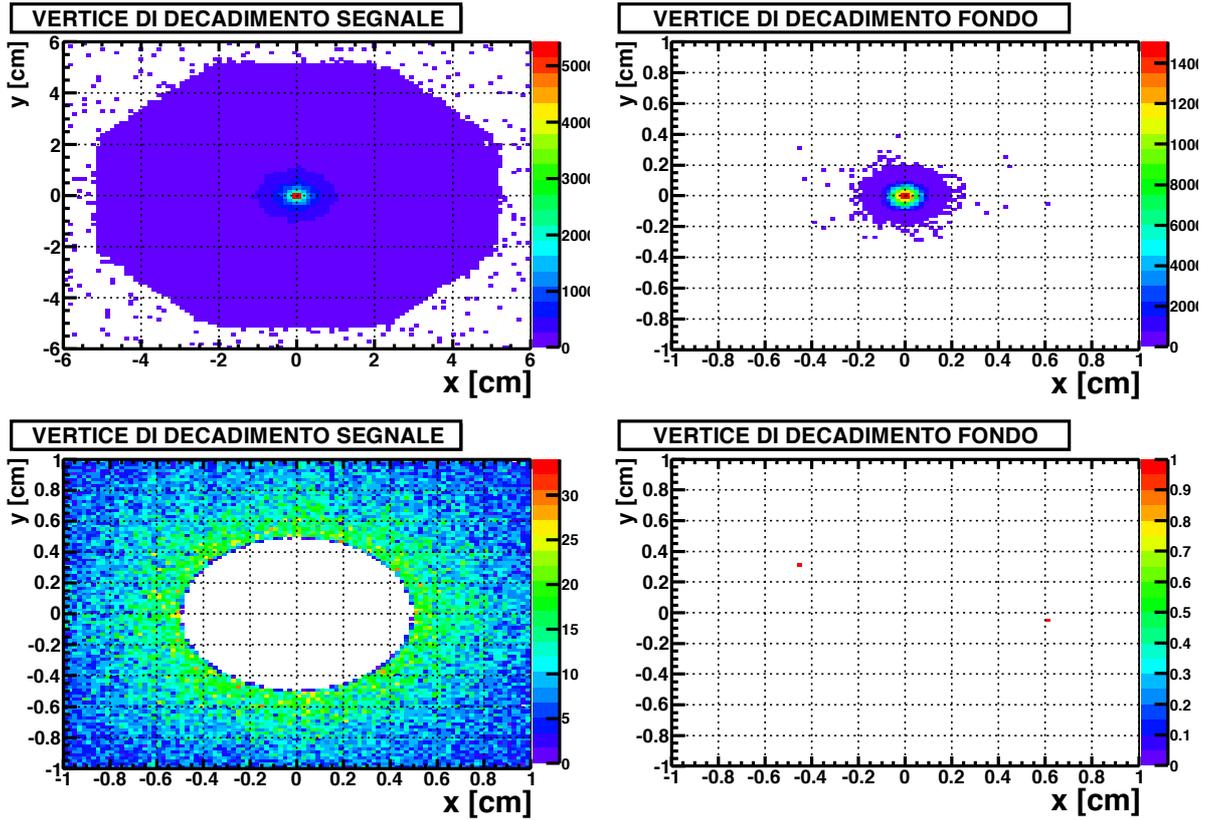


Figura 4.3: Distribuzione delle coordinate di produzione della Λ nel piano perpendicolare al fascio. In particolare, tali distribuzioni sono riportate senza alcun taglio nella riga in alto, a sinistra per il segnale e a destra per il FONDO1. In basso, invece, le stesse sono riportate dopo il taglio sui valori di $\sqrt{(x_{DEC}^2 + y_{DEC}^2)} > 5$ mm.

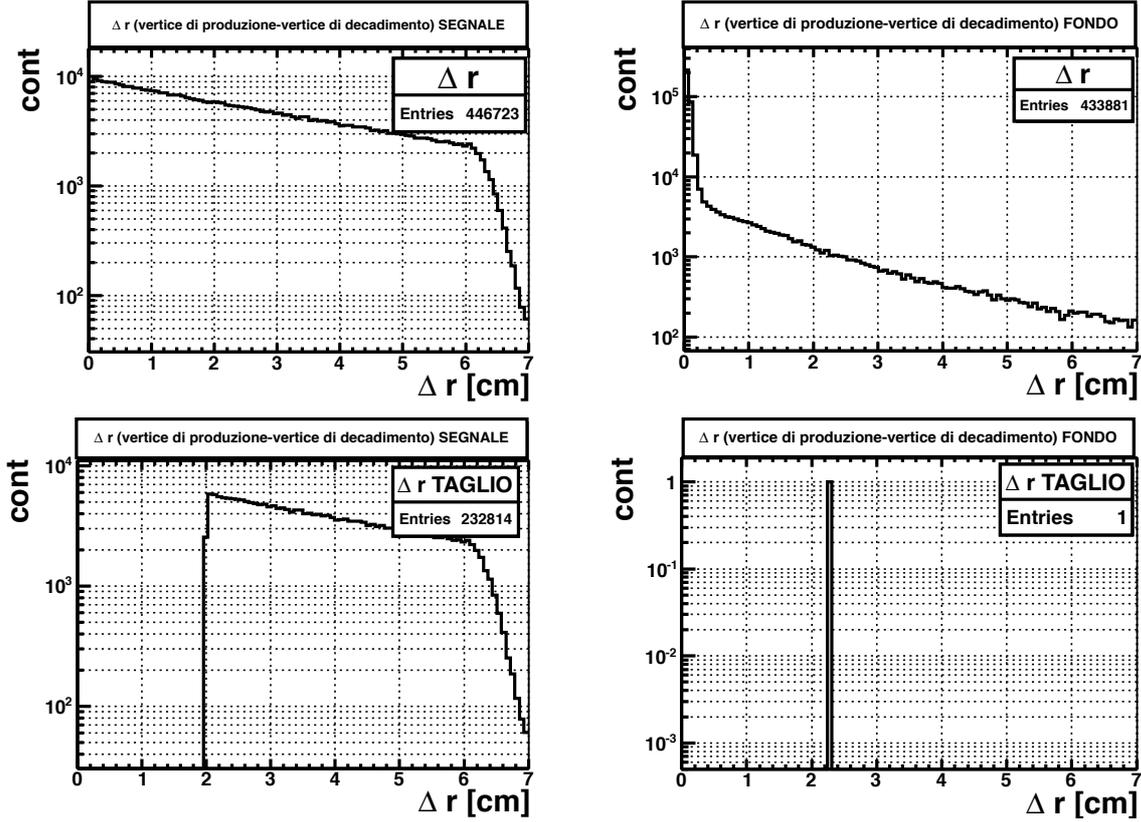


Figura 4.4: Distribuzione della distanza tra il punto di produzione e il punto di decadimento della Λ , a sinistra per il segnale e a destra per il FONDO1. In alto vi sono le distribuzioni iniziali, senza alcun taglio, mentre in basso sono riportate le distribuzioni dopo aver effettuato il taglio sulle coordinate x e y del vertice di decadimento, come spiegato nella Figura 4.3 e dopo aver effettuato il taglio per $\sqrt{(x_{DEC} - x_{PROD})^2 + (y_{DEC} - y_{PROD})^2 + (z_{DEC} - z_{PROD})^2} > 2\text{cm}$ e $z_{DEC} > z_{PROD}$.

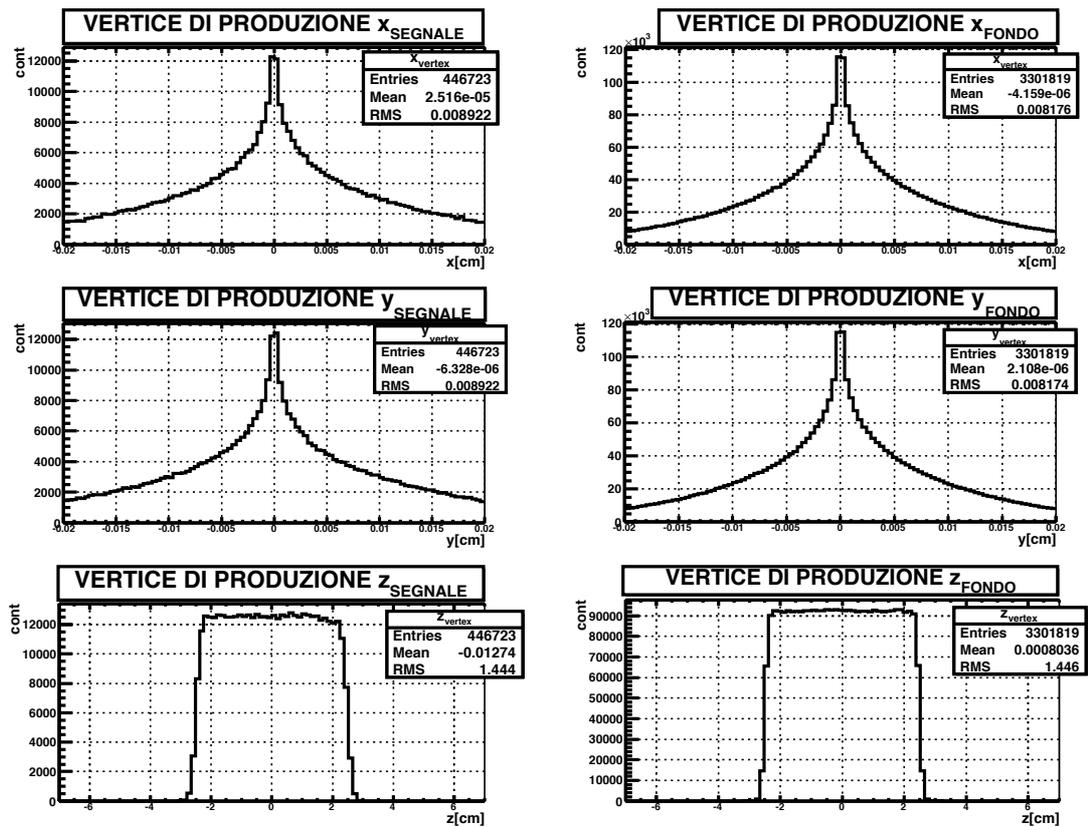


Figura 4.5: Distribuzione delle coordinate di produzione della Λ : il segnale é riportato a sinistra, il FONDO2 a destra.

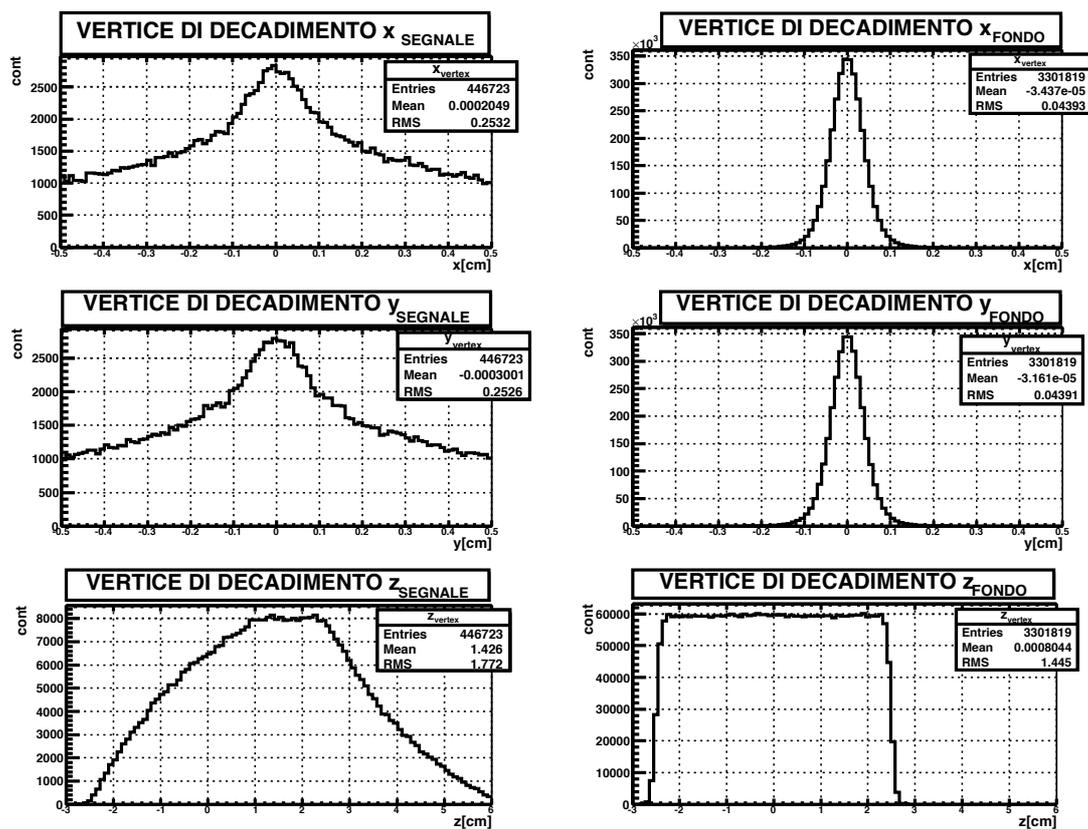


Figura 4.6: Distribuzione delle coordinate di decadimento della Λ : il segnale é riportato a sinistra, il FONDO2 a destra.

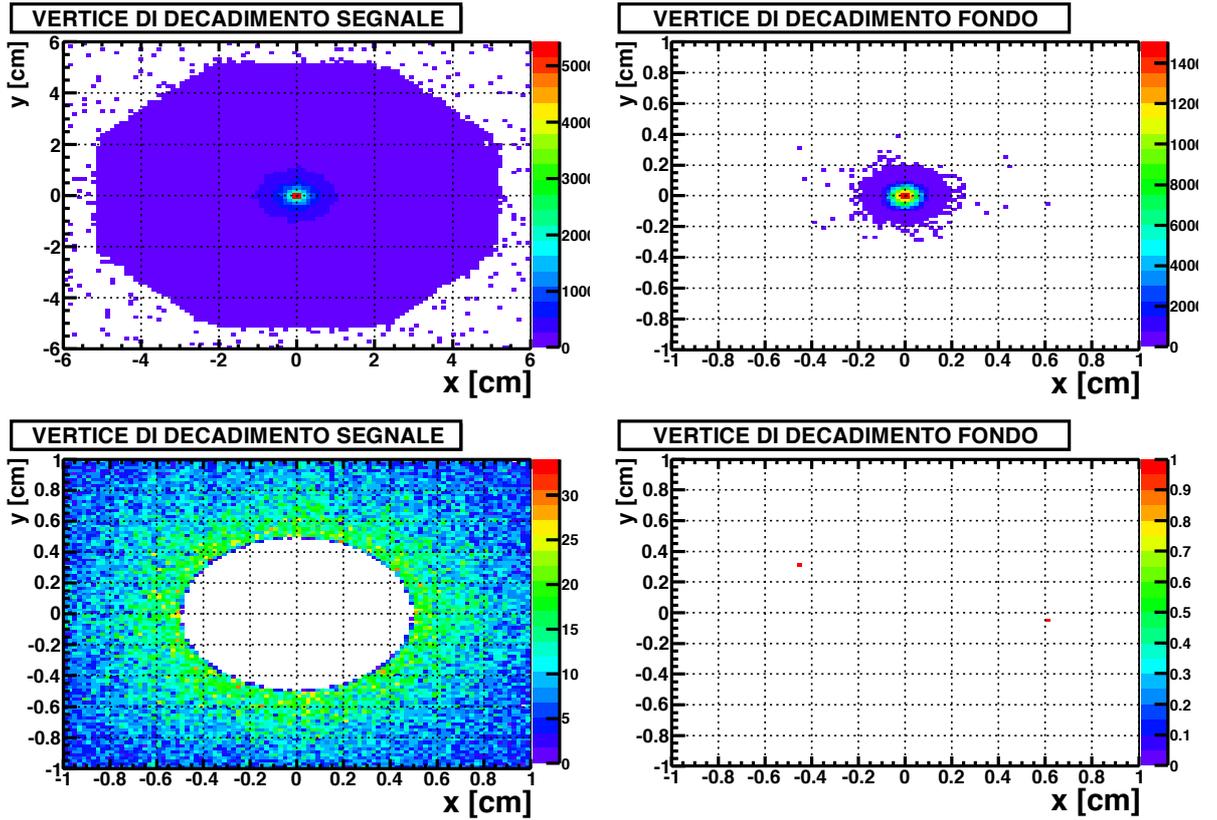


Figura 4.7: Distribuzione delle coordinate di produzione della Λ nel piano perpendicolare al fascio. In particolare, tali distribuzioni sono riportate senza alcun taglio nella riga in alto, a sinistra per il segnale e a destra per il FONDO2. In basso, invece, le stesse sono riportate dopo il taglio sui valori di $\sqrt{(x_{DEC}^2 + y_{DEC}^2)} > 5$ mm.

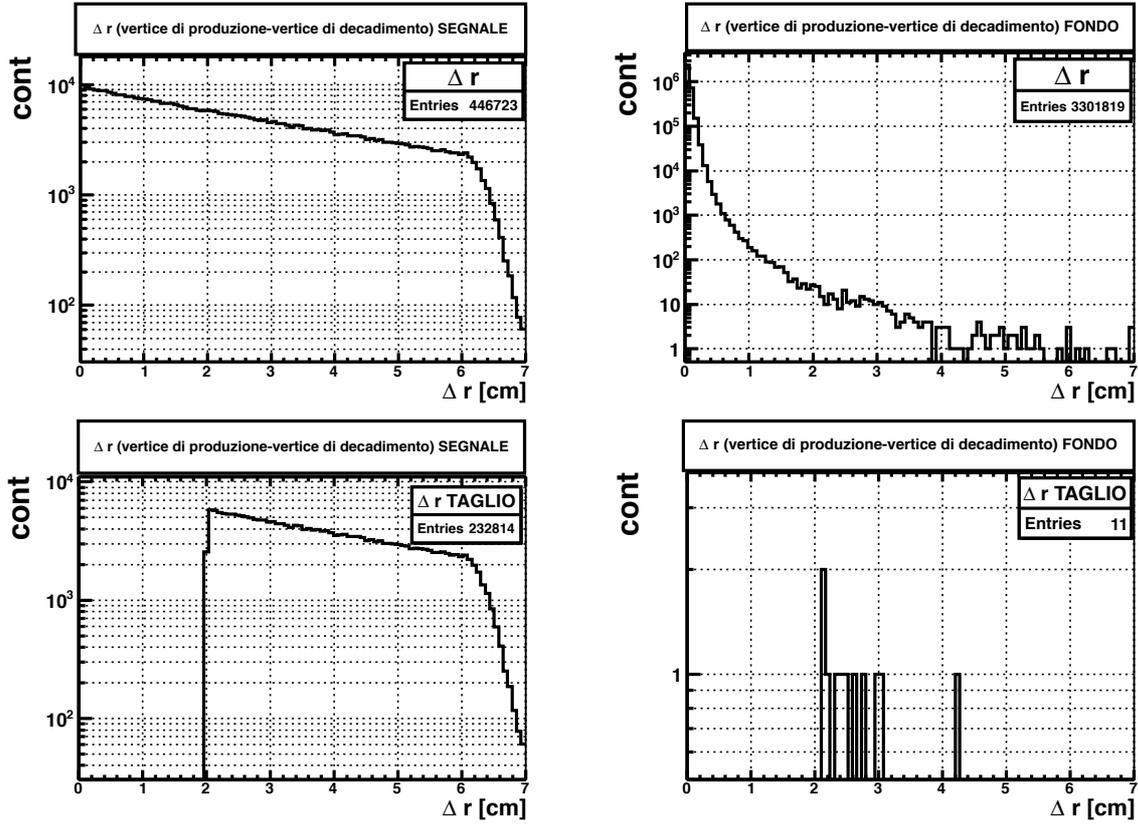


Figura 4.8: Distribuzione della distanza tra il punto di produzione e il punto di decadimento della Λ , a sinistra per il segnale e a destra per il FONDO2. In alto vi sono le distribuzioni iniziali, senza alcun taglio, mentre in basso sono riportate le distribuzioni dopo aver effettuato il taglio sulle coordinate x e y del vertice di decadimento, come spiegato nella Figura 4.7 e dopo aver effettuato il taglio per $\sqrt{(x_{DEC} - x_{PROD})^2 + (y_{DEC} - y_{PROD})^2 + (z_{DEC} - z_{PROD})^2} > 2\text{cm}$ e $z_{DEC} > z_{PROD}$.

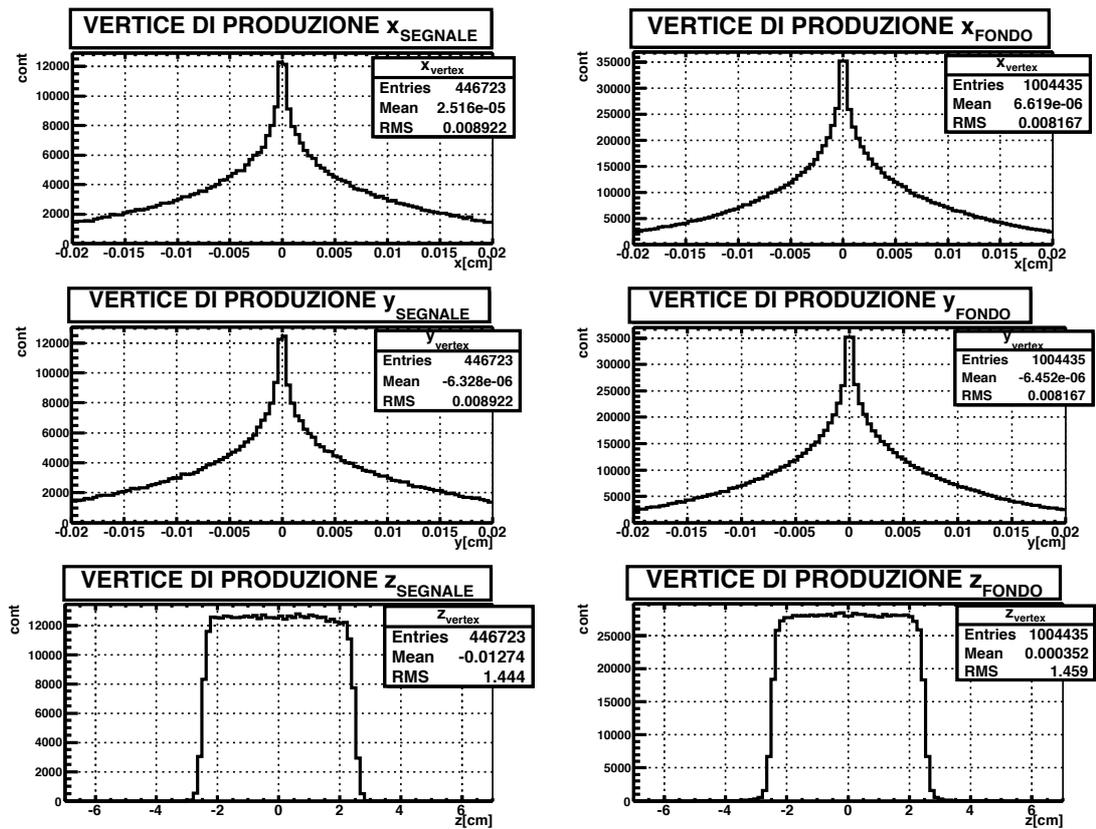


Figura 4.9: Distribuzione delle coordinate di produzione della Λ : il segnale é riportato a sinistra, il FONDO3 a destra.

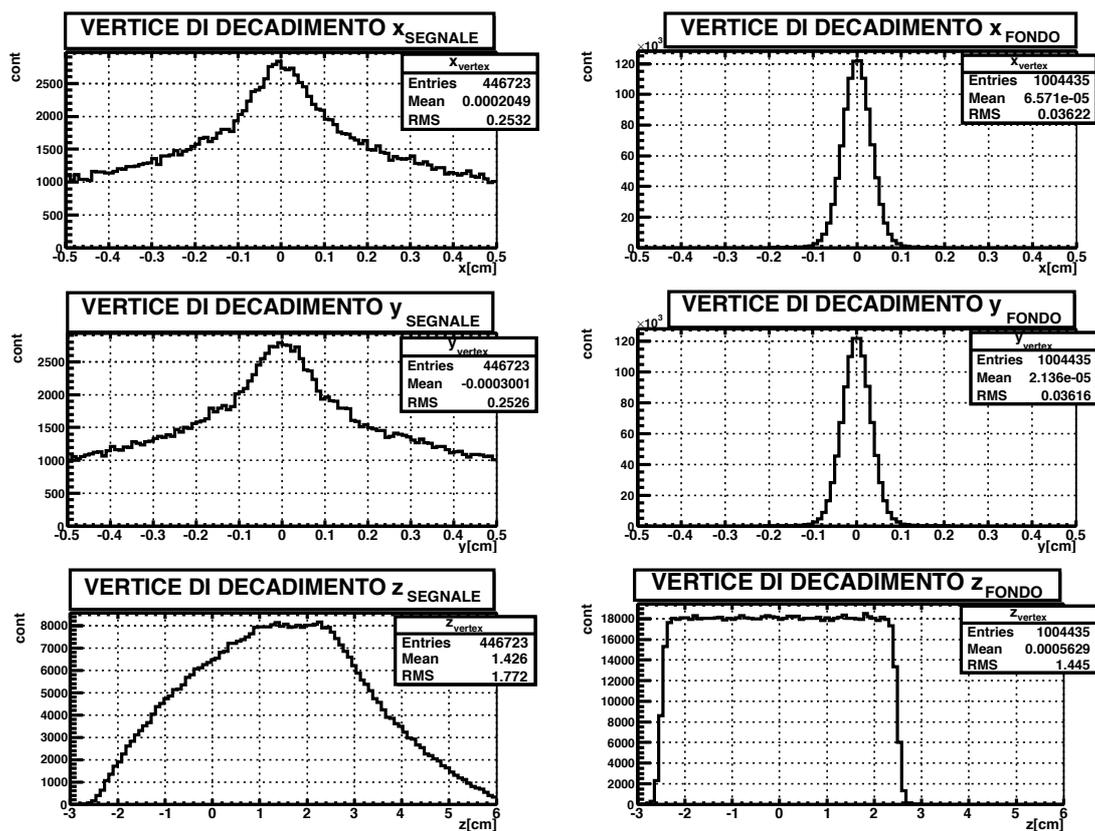


Figura 4.10: Distribuzione delle coordinate di decadimento della Λ : il segnale é riportato a sinistra, il FONDO3 a destra.

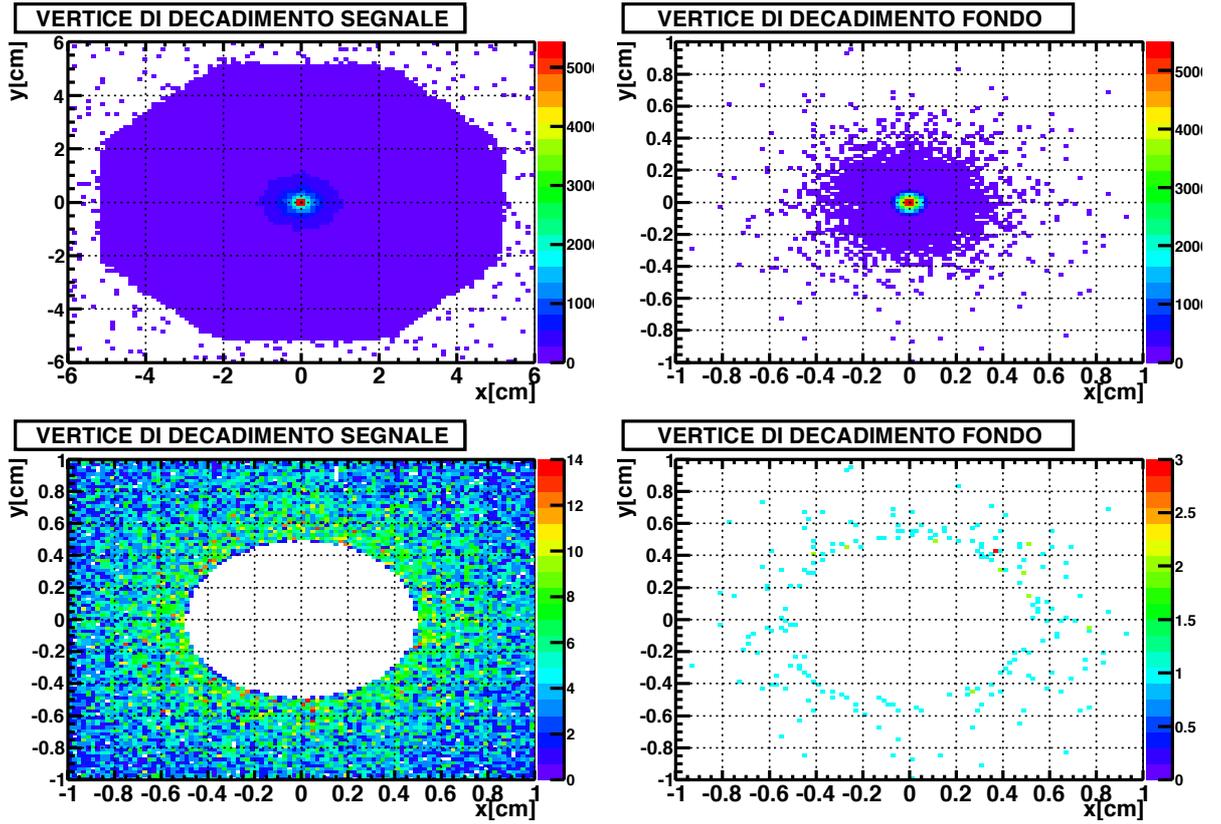


Figura 4.11: Distribuzione delle coordinate di produzione della Λ nel piano perpendicolare al fascio. In particolare, tali distribuzioni sono riportate senza alcun taglio nella riga in alto, a sinistra per il segnale e a destra per il FONDO3. In basso, invece, le stesse sono riportate dopo il taglio sui valori di $\sqrt{(x_{DEC}^2 + y_{DEC}^2)} > 5$ mm.

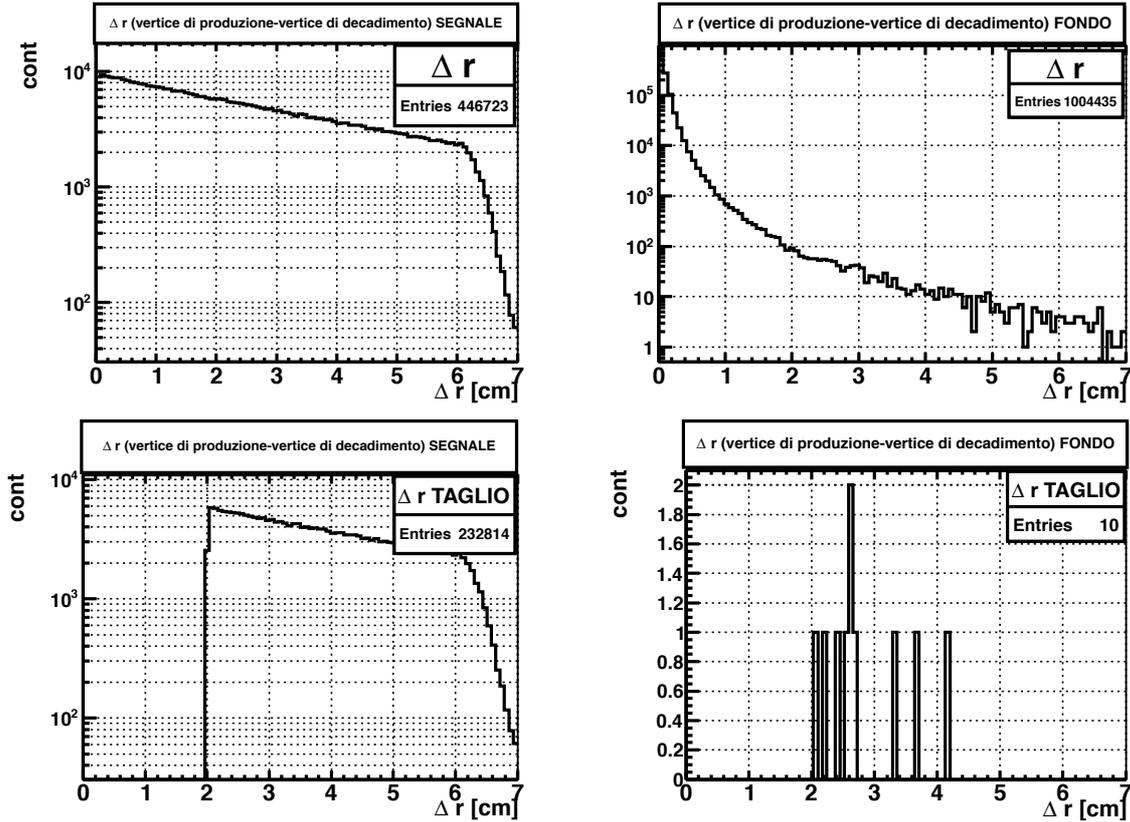


Figura 4.12: Distribuzione della distanza tra il punto di produzione e il punto di decadimento della Λ , a sinistra per il segnale e a destra per il FONDO3. In alto vi sono le distribuzioni iniziali, senza alcun taglio, mentre in basso sono riportate le distribuzioni dopo aver effettuato il taglio sulle coordinate x e y del vertice di decadimento, come spiegato nella Figura 4.11 e dopo aver effettuato il taglio per $\sqrt{(x_{DEC} - x_{PROD})^2 + (y_{DEC} - y_{PROD})^2} > 2\text{cm}$ e $z_{DEC} > z_{PROD}$.

Possiamo quindi osservare che i tagli sui vertici ricostruiti permettono di eliminare molto fondo per tutti e tre i tipi di background considerati. Si tratta quindi di un taglio molto efficiente che non intacca eccessivamente i conteggi del segnale. Il numero di conteggi prima e dopo tale taglio é riportato nella tabella del paragrafo 4.3.

4.2.2 Distribuzioni cinematiche

Abbiamo studiato le distribuzioni cinematiche delle particelle del segnale e dei fondi. In particolare, abbiamo analizzato le distribuzioni della massa invariante, della massa mancante e della loro correlazione. Come detto sopra, per il segnale, queste sono due valori ben precisi pari a M_Λ nel caso della massa invariante e pari a $m_\nu \simeq 0$ per la massa mancante. La risoluzione finita del rivelatore rende tali valori delle distribuzioni gaussiane di cui riportiamo media e r.m.s.:

- $M_i^2 = 1.2 \text{ GeV}^2$, $\sigma(M_i^2) = 5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$
- $M_m^2 = 10^{-3} \text{ GeV}^2$, $\sigma(M_m^2) = 0.2 \text{ GeV}^2$

Per i fondi, invece, tali distribuzioni sono molto piú estese e quindi abbiamo pensato ad un taglio per eliminare tutti quegli eventi con una massa mancante o una massa invariante che si discosti piú di 3σ dal valore atteso, dove σ é riferito alle distribuzioni del segnale riportate subito sopra.

Abbiamo analizzato anche altre distribuzioni cinematiche:

- la correlazione tra l'angolo polare e l'impulso per ciascuna delle due particelle della coppia rivelata
- la correlazione tra gli impulsi delle due particelle della coppia
- la correlazione tra gli angoli polari delle due particelle della coppia
- la correlazione tra l'angolo polare e l'impulso della Λ ricostruita

Queste, inizialmente, sono ben distinte per il segnale e per i fondi. Tuttavia dopo aver effettuato il taglio sulla massa mancante e sulla massa invariante, ulteriori tagli sarebbero del tutto inefficaci. Per completezza riportiamo comunque tali distribuzioni in Appendice 1.

Nelle Figure 4.13, 4.15, 4.17 sono riportati i tagli su massa invariante e massa mancante per i tre fondi considerati. Per poter confrontare le distribuzioni ottenute per il segnale e per il fondo, é stato necessario pesare ogni evento con un opportuno fattore:

- per il segnale $\frac{N_{ric}^{sig} * B(\Lambda \rightarrow \pi p) * \sigma^{sig}}{N_{gen}^{sig}}$, dove N_{gen}^{sig} é il numero di eventi generati, N_{ric}^{sig} é il numero di eventi ricostruiti, $B(\Lambda \rightarrow \pi p)$ é il branching ratio del nostro canale e σ^{sig} é la sezione d'urto
- per i fondi $\frac{N_{ric}^{bkg} * \sigma^{bkg}}{N_{gen}^{bkg}}$

In questo modo si tiene conto delle diverse probabilità di produzione dei due eventi.

Successivamente é stato effettuato un ulteriore taglio sulla correlazione tra massa invariante e massa mancante, come si vede nelle Figure 4.14, 4.16 e 4.18. In tali figure sono riportate anche le equazioni delle curve utilizzate per effettuare il taglio.

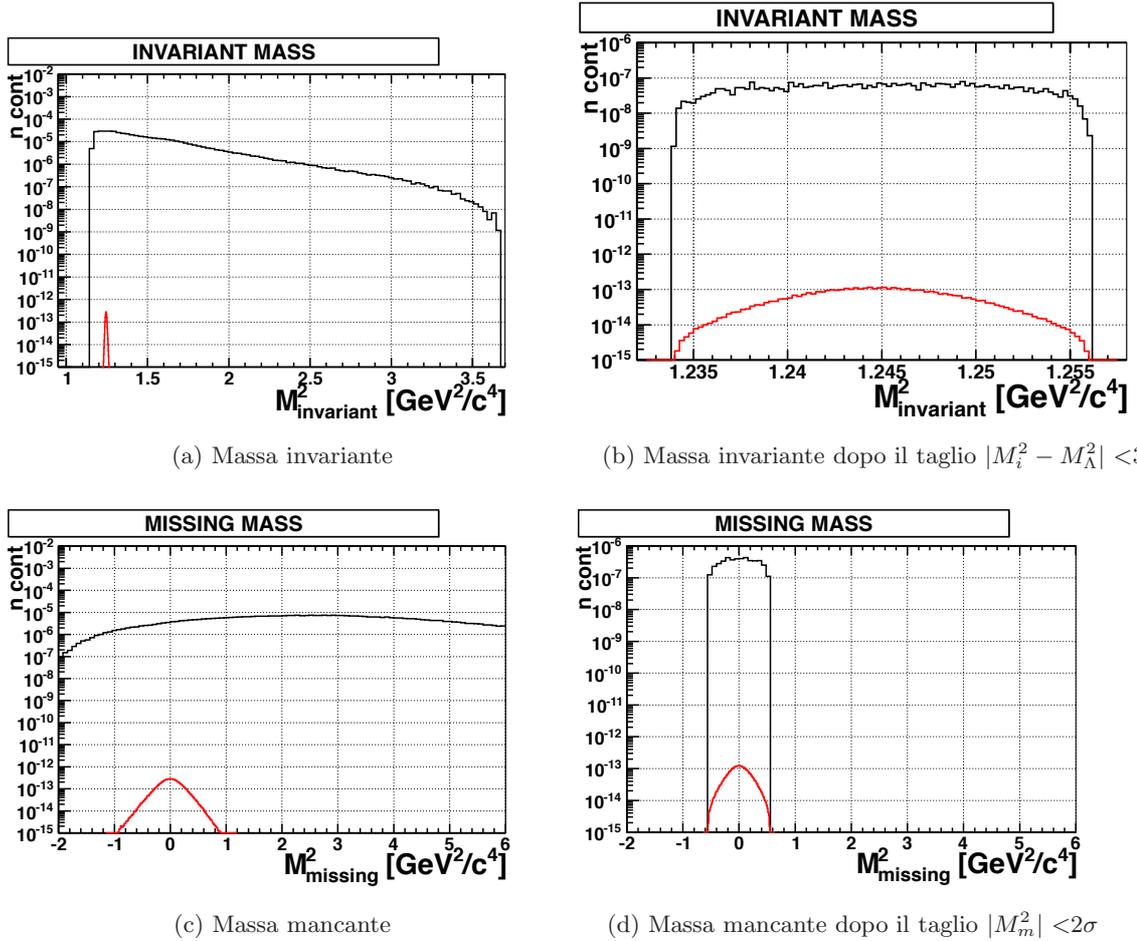


Figura 4.13: Distribuzione di massa invariante e massa mancante per il Fondo 1 (in nero) e per il segnale (in rosso). A sinistra sono riportate le distribuzioni prima del taglio, a destra sono riportate le distribuzioni dopo aver effettuato il taglio sui valori che si discostavano più di $3\sigma_{\text{sig}}$ dalla media.

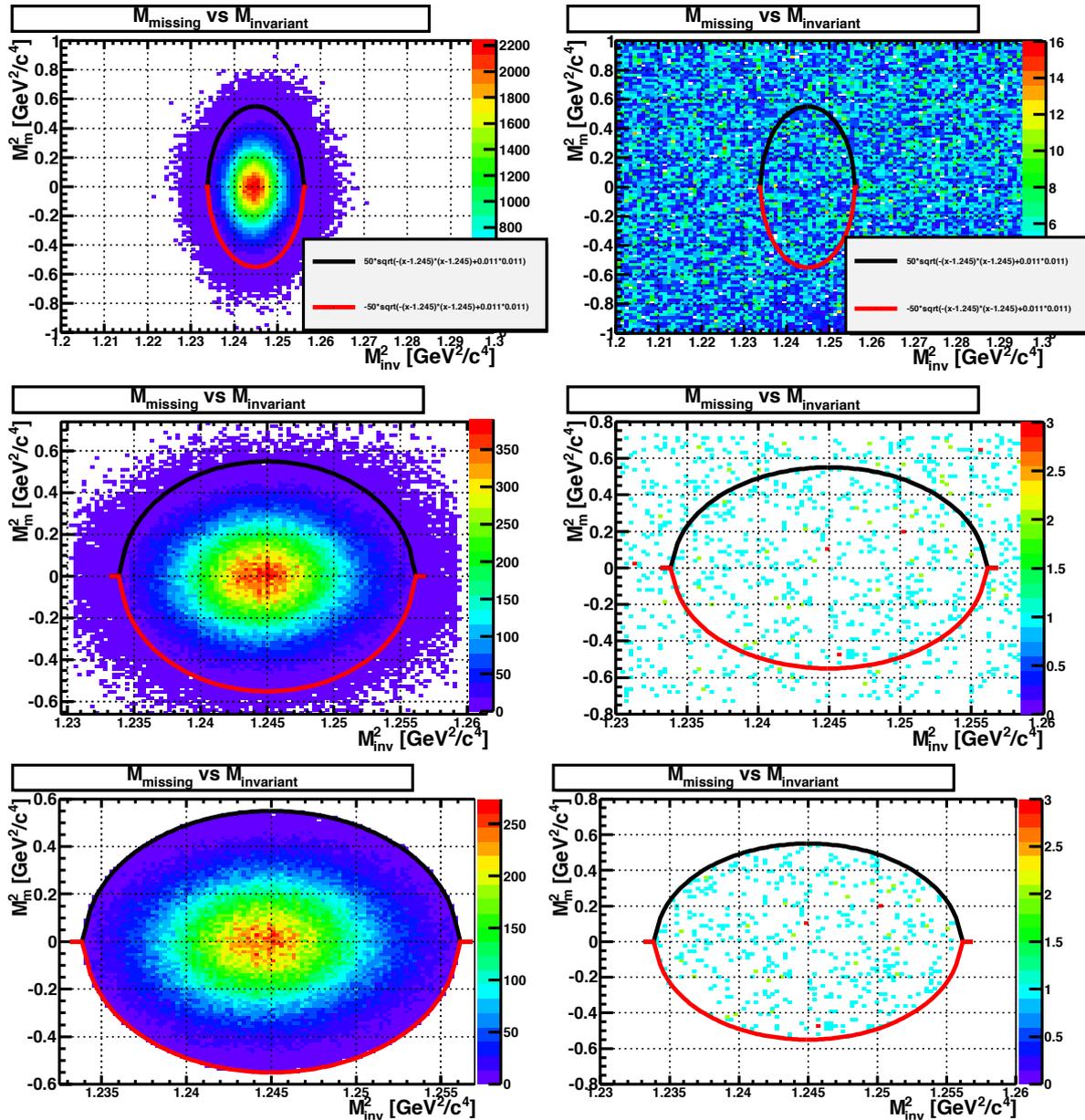


Figura 4.14: Correlazione tra massa mancante e massa invariante. In alto vi sono le distribuzioni iniziali, senza alcun taglio: a sinistra é riportato il segnale, a destra il Fondo 1. Nella riga centrale vi sono le distribuzioni dopo aver effettuato i tagli su massa invariante e mancante. In basso vi sono le distribuzioni dopo i tagli precedenti a cui é aggiunto anche quello sulla correlazione tra massa invariante e massa mancante.

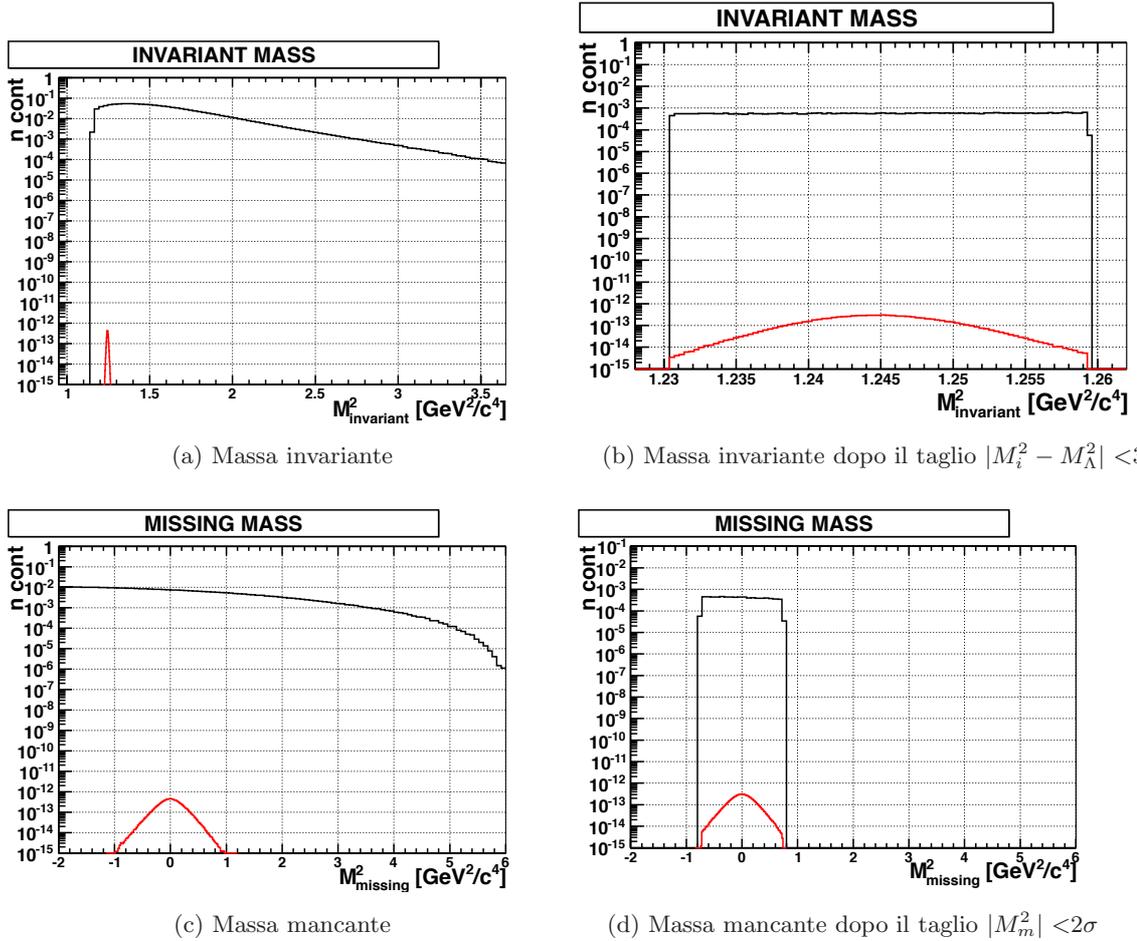


Figura 4.15: Distribuzione di massa invariante e massa mancante per il Fondo 2 (in nero) e per il segnale (in rosso). A sinistra sono riportate le distribuzioni prima del taglio, a destra sono riportate le distribuzioni dopo aver effettuato il taglio sui valori che si discostavano più di $3\sigma_{\text{sig}}$ dalla media.

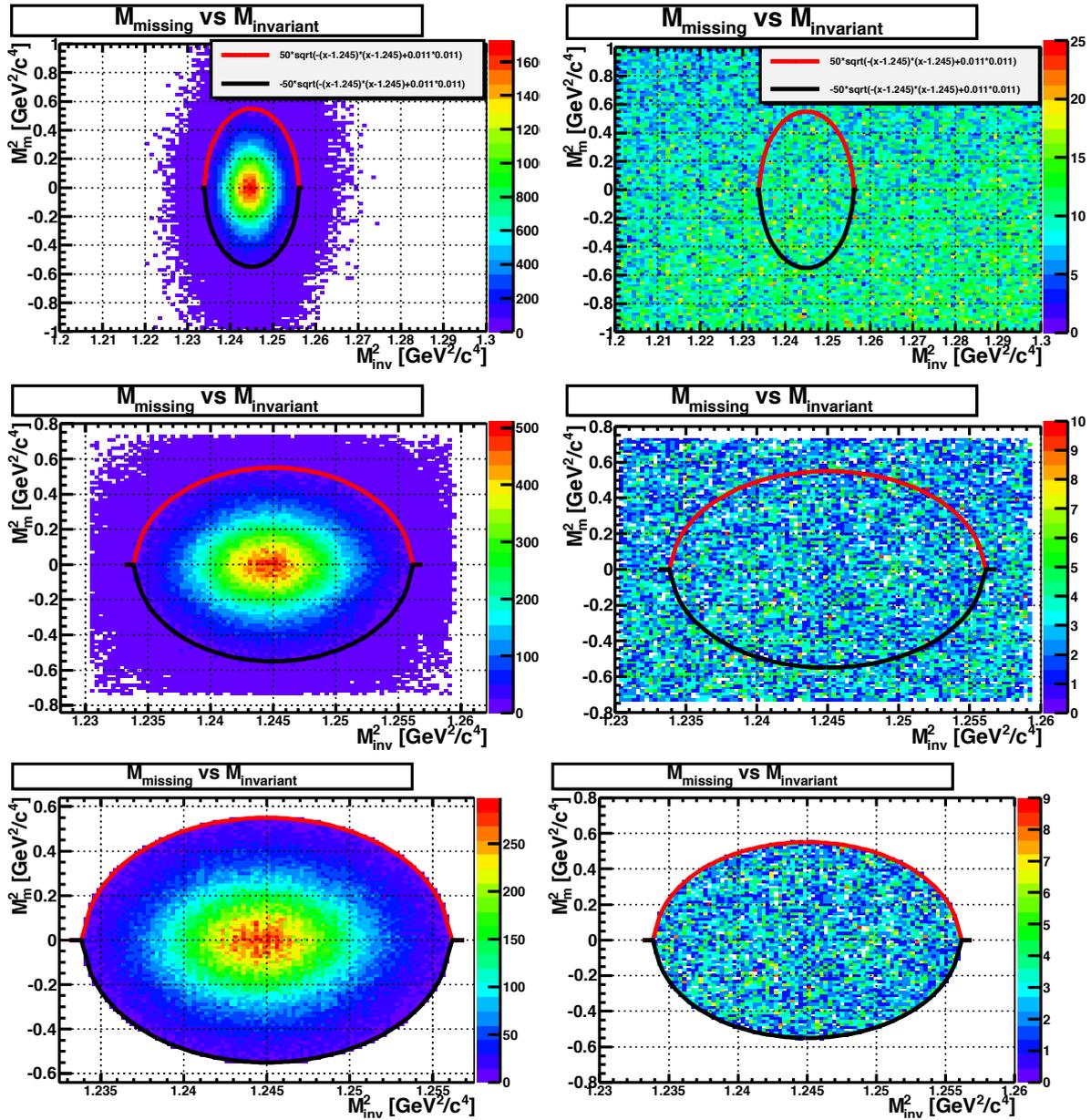


Figura 4.16: Correlazione tra massa mancante e massa invariante. In alto vi sono le distribuzioni iniziali, senza alcun taglio: a sinistra é riportato il segnale, a destra il Fondo 2. Nelle riga centrale vi sono le distribuzioni dopo aver effettuato i tagli su massa invariante e mancante. In basso vi sono le distribuzioni dopo i tagli precedenti a cui é aggiunto anche quello sulla correlazione tra massa invariante e massa mancante.

Come per i tagli sui vertici ricostruiti, anche in questo caso possiamo concludere che i tagli su massa mancante e massa invariante sono efficaci per tutti e tre i tipi di fondo considerato e permettono di rigettare pochissimi eventi del segnale. L'efficacia del taglio per segnale e fondi riportata nella tabella del paragrafo 4.3.

4.2.3 PARTICLE ID mediante lo studio dell'energia depositata

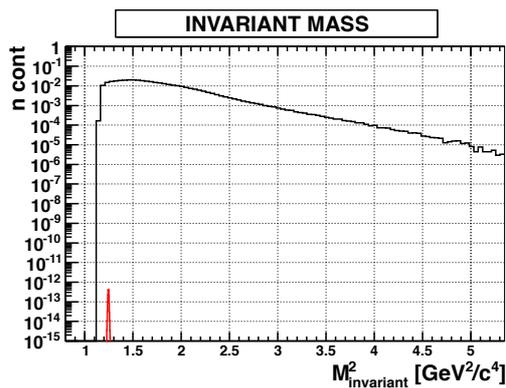
Sono state studiate le distribuzioni dell'energia depositata per segnale e fondi nei tre rivelatori che compongono il Central Detector, ovvero il Barrel Silicon Tracker, il Central Time of Flight e il Central Neutron Detector. Queste sono state ottenute dalle simulazioni effettuate con GEMC. Tali distribuzioni si differenziano, soprattutto a piccoli impulsi, per particelle con masse diverse. É quindi possibile usarle per discriminare l'elettrone dal π^- nel *FONDO 1* e per discriminare il π^+ dal protone nel *FONDO 2*. Per il *FONDO 3*, ovviamente, questo algoritmo non risulta efficace.

In Figura 4.19 vi sono le distribuzioni dell'energia depositata nel BST dal π^- del segnale e dall'elettrone del *FONDO 1*. Si noti come il π^- abbia un andamento per la perdita di energia decrescente al crescere dell'impulso, mentre l'elettrone abbia una perdita di energia circa costante, in quanto é al minimo di ionizzazione in tutto il range di impulsi considerato.

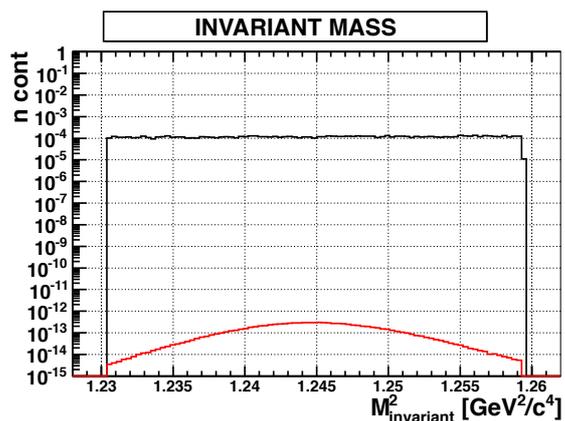
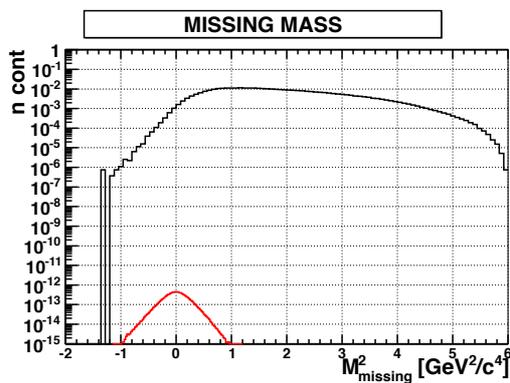
In Figura 4.20 sono riportate le distribuzioni dell'energia depositata nel CTOF. In questo rivelatore i π^- del segnale iniziano a fermarsi. Infatti, si può notare per impulsi inferiori a 100 MeV un andamento lineare dell'energia depositata in funzione dell'impulso: tale andamento é dovuto a quei π^- che perdono tutta la loro energia e quindi si fermano. Si può anche notare un addensamento di eventi, sempre per impulsi inferiori a 100 MeV, in corrispondenza di valori dell'energia depositata compresi tra 40 MeV e 90 MeV: questa energia é dovuta a processi di cattura nucleare dei pioni molli. Infine si noti un addensamento di eventi per valori di impulso pari circa a 50 MeV e energia depositata nulla: questi sono i π^- che non hanno raggiunto il CTOF.

In Figura 4.21 sono riportate le distribuzioni dell'energia depositata nel CND. Anche in questo caso, possiamo individuare piú regioni per i π^- del segnale: sopra a 150 MeV vi sono quelle particelle ancora sufficientemente energetiche da attraversare il rivelatore senza fermarsi. Sotto 100 MeV, invece, vi sono quei π^- che si sono già fermati negli strati precedenti. Tra 100 MeV e 150 MeV vi sono i pioni che si fermano proprio nel CND ed eventualmente subiscono cattura nucleare.

Riportiamo anche le analoghe distribuzioni per le particelle positive del segnale e del FONDO2. In Figura 4.22 vi é l'energia depositata dal protone del segnale e dal π^+ del FONDO2 nel BST, mentre nelle Figure 4.23 e 4.24 sono riportate le distribuzioni per le



(a) Massa invariante

(b) Massa invariante dopo il taglio $|M_i^2 - M_\Lambda^2| < 3\sigma$ 

(c) Massa mancante

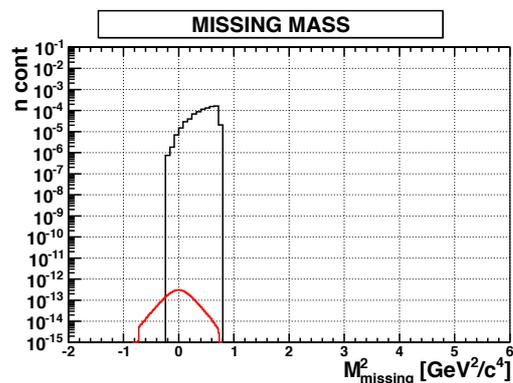
(d) Massa mancante dopo il taglio $|M_m^2| < 2\sigma$

Figura 4.17: Distribuzione di massa invariante e massa mancante per il Fondo 3 (in nero) e per il segnale (in rosso). A sinistra sono riportate le distribuzioni prima del taglio, a destra sono riportate le distribuzioni dopo aver effettuato il taglio sui valori che si discostavano più di $3\sigma_{sig}$ dalla media.

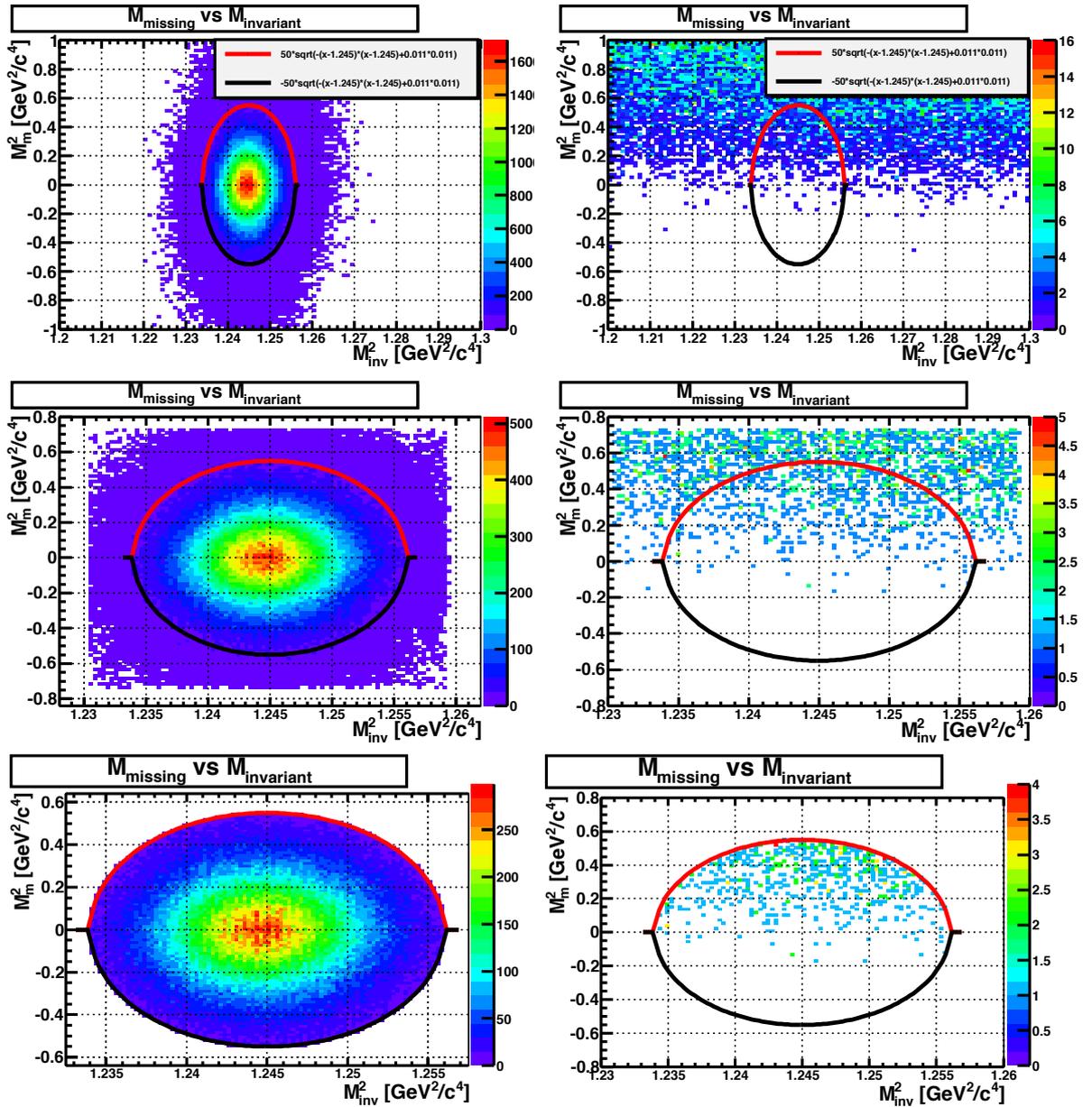


Figura 4.18: Correlazione tra massa mancante e massa invariante. In alto vi sono le distribuzioni iniziali, senza alcun taglio: a sinistra vi é il segnale, a destra il Fondo 3. Nelle riga centrale vi sono le distribuzioni dopo aver effettuato i tagli su massa invariante e mancante. In basso vi sono le distribuzioni dopo i tagli precedenti a cui é aggiunto anche quello sulla correlazione tra massa invariante e massa mancante.

stesse particelle nel CTOF e nel CND . In questo caso sia il protone del segnale che il π^+ del FONDO2 cominciano a fermarsi nel CTOF, come si può vedere dall'andamento lineare dell'energia depositata.

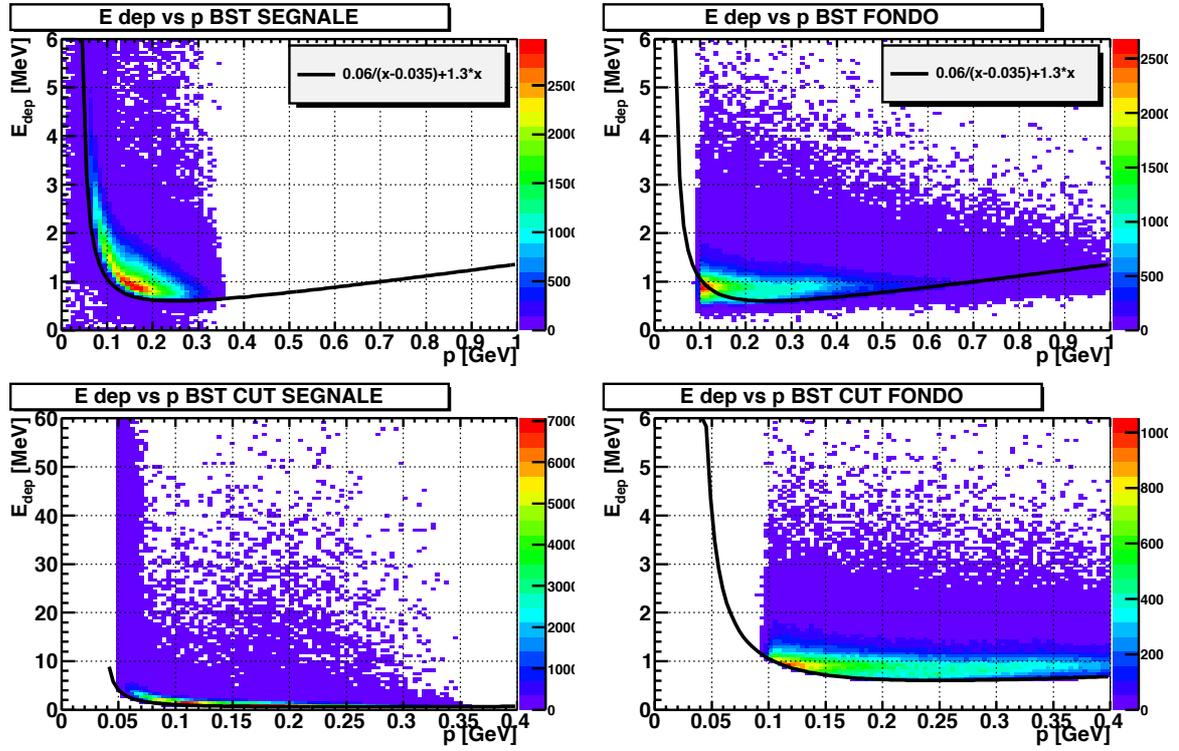


Figura 4.19: Energia depositata nel BST. In alto a sinistra: E_{DEP} vs p per i π^- del segnale prima del taglio. In alto a destra E_{DEP} vs p per gli elettroni del *FONDO1* prima del taglio. In basso a sinistra E_{DEP} vs p per i π^- del segnale dopo il taglio. In basso a destra E_{DEP} vs p per gli elettroni del *FONDO1* dopo il taglio.

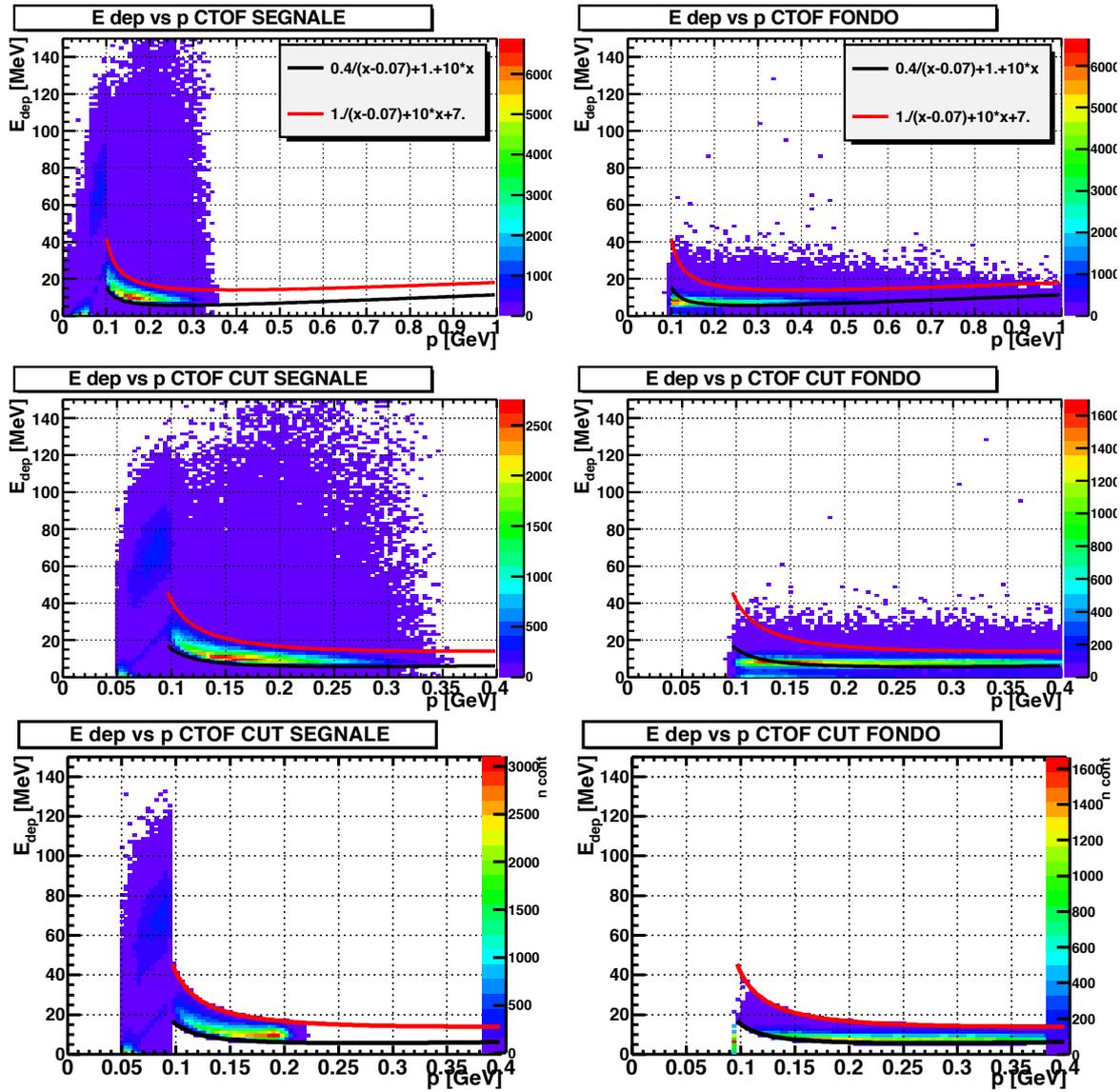


Figura 4.20: Energia depositata nel CTOF. In alto vi sono le distribuzioni senza alcun taglio: a sinistra E_{DEP} vs p per i π^- del segnale, a destra E_{DEP} vs p per gli elettroni del *FONDO1*. Nella riga centrale vi sono le distribuzioni dopo aver effettuato il taglio sull'energia depositata nel BST, a sinistra E_{DEP} vs p per i π^- del segnale, a destra E_{DEP} vs p per gli elettroni del *FONDO1*. Infine, in basso vi sono le distribuzioni dopo il taglio sull'energia depositata nel CTOF, oltre al precedente taglio sull'energia depositata nel BST: a sinistra E_{DEP} vs p per i π^- del segnale, a destra E_{DEP} vs p per gli elettroni del *FONDO1*.

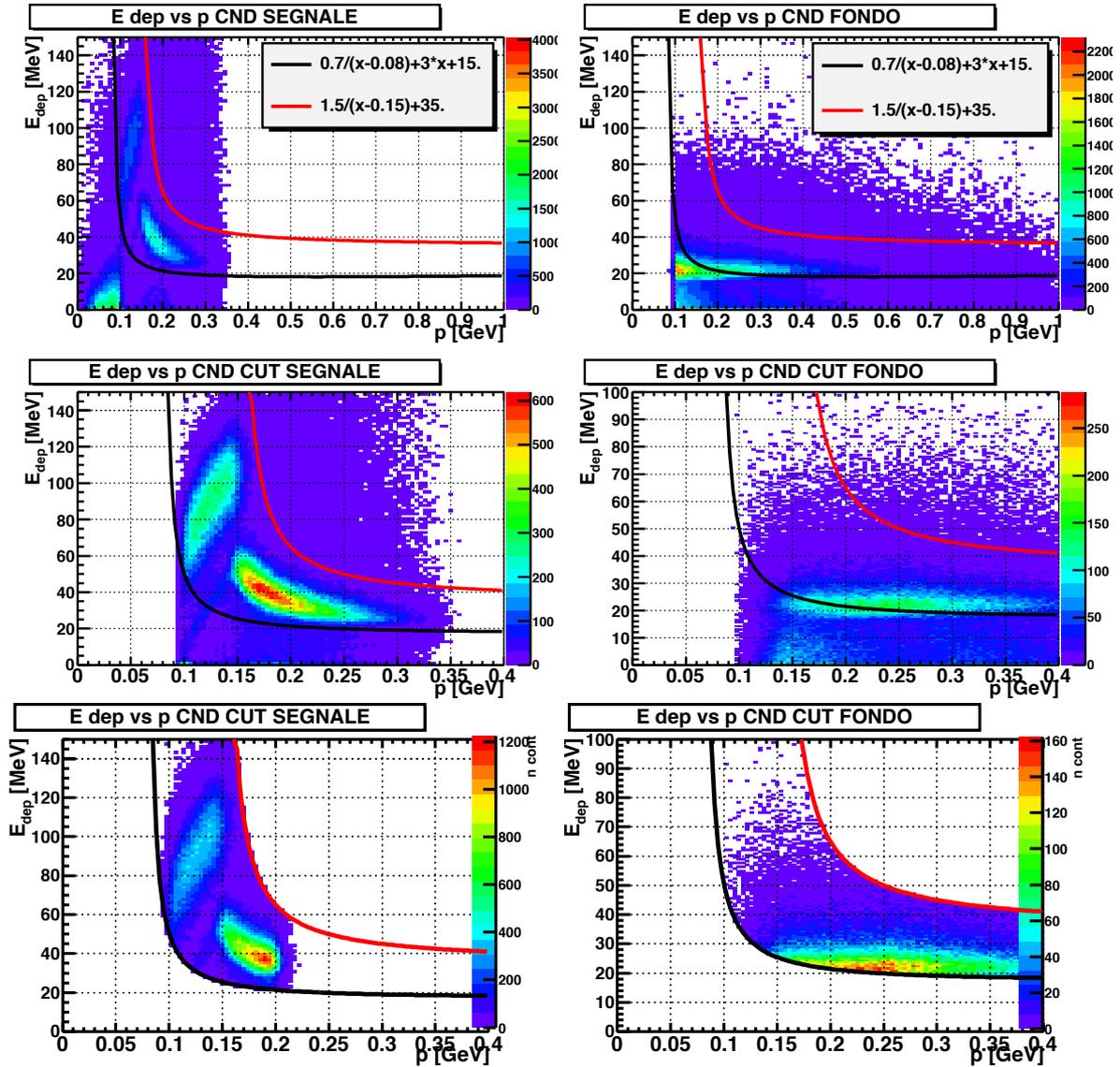


Figura 4.21: Energia depositata nel CND. In alto vi sono le distribuzioni senza alcun taglio: a sinistra E_{DEP} vs p per i π^- del segnale, a destra E_{DEP} vs p per gli elettroni del $FONDO1$. Nella riga centrale vi sono le distribuzioni dopo aver effettuato il taglio sull'energia depositata sia nel BST che nel CTOF, a sinistra E_{DEP} vs p per i π^- del segnale, a destra E_{DEP} vs p per gli elettroni del $FONDO1$. Infine, in basso vi sono le distribuzioni dopo il taglio sull'energia depositata nel CND, oltre ai tagli precedenti sull'energia depositata nel BST e nel CTOF: a sinistra E_{DEP} vs p per i π^- del segnale, a destra E_{DEP} vs p per gli elettroni del $FONDO1$.

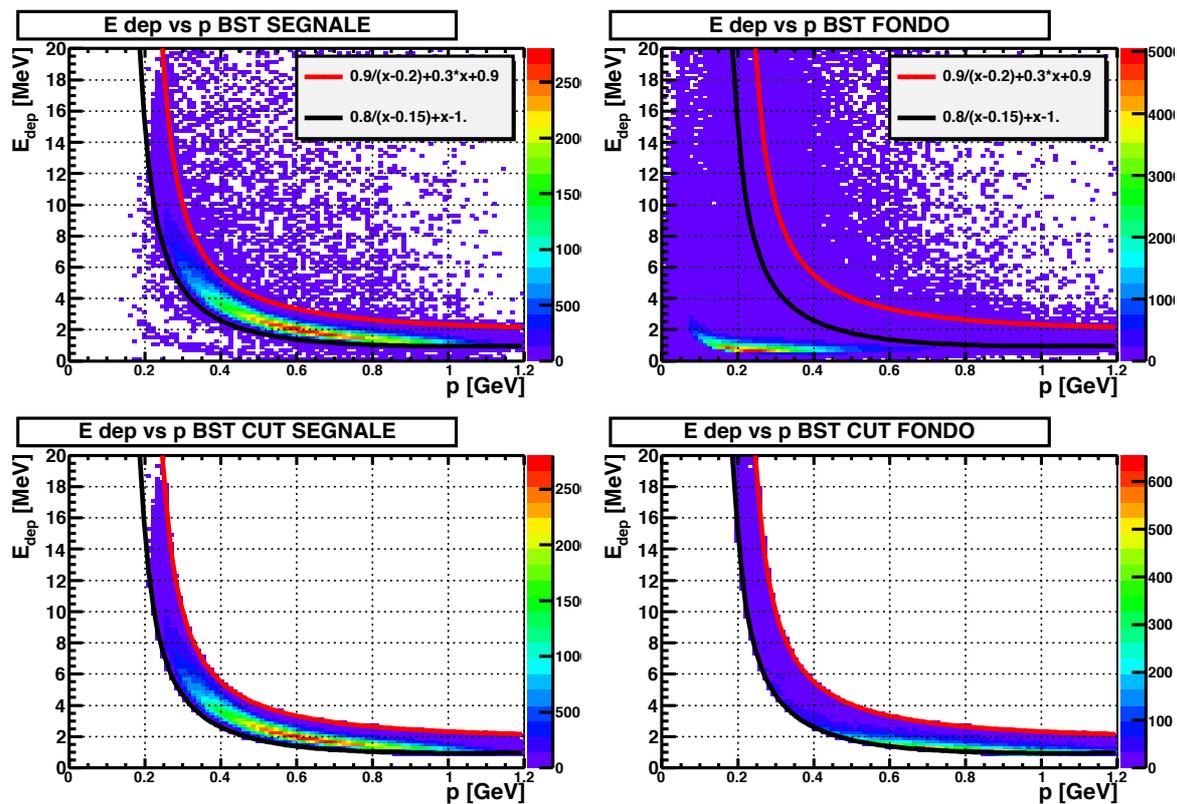


Figura 4.22: Energia depositata nel BST. In alto a sinistra: E_{DEP} vs p per i protoni del segnale prima del taglio. In alto a destra E_{DEP} vs p per i π^+ del *FONDO2* prima del taglio. In basso a sinistra E_{DEP} vs p per i protoni del segnale dopo il taglio. In basso a destra E_{DEP} vs p per i π^+ del *FONDO2* dopo taglio.

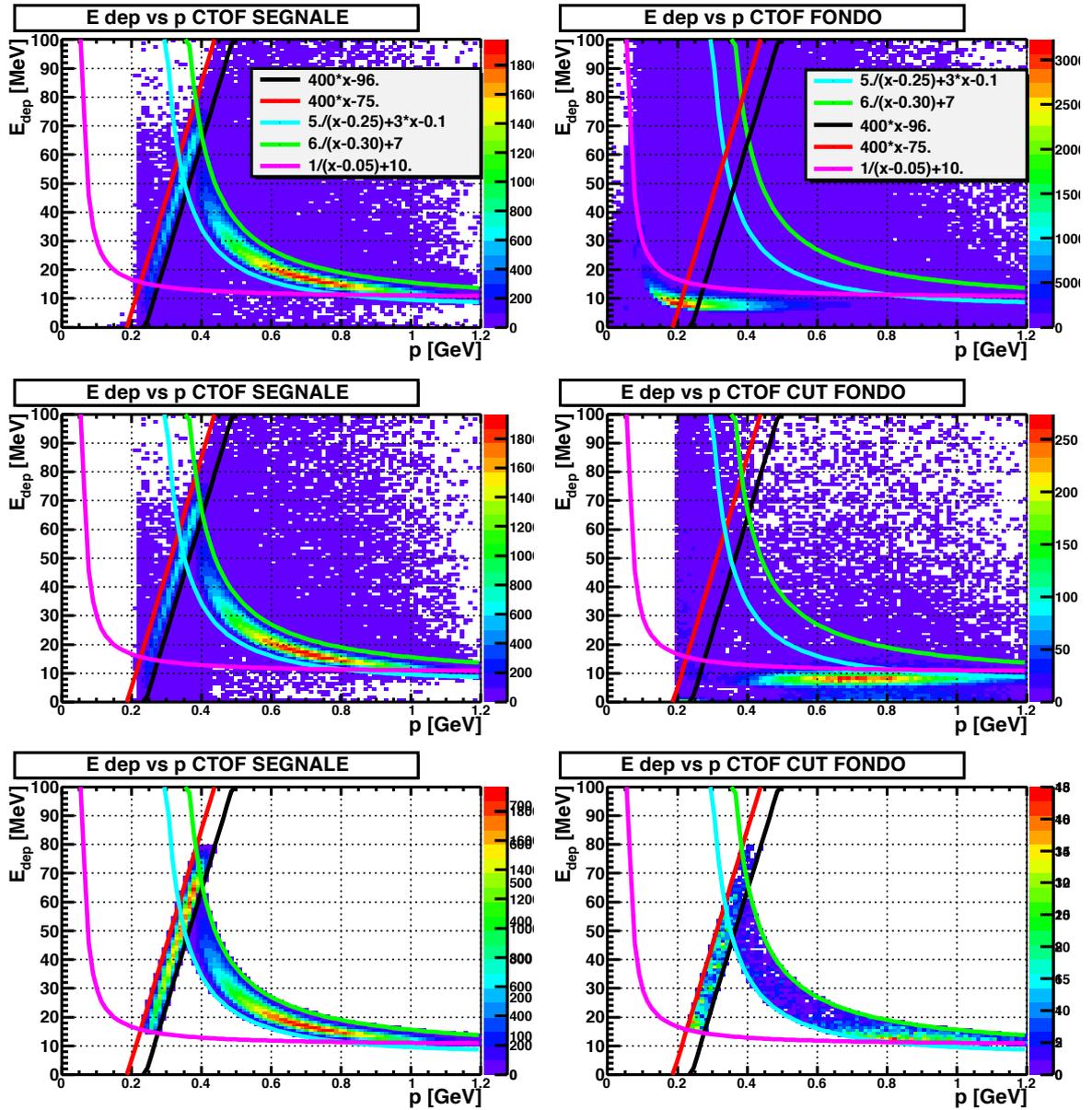


Figura 4.23: Energia depositata nel CTOF. In alto vi sono le distribuzioni senza alcun taglio: a sinistra E_{DEP} vs p per i protoni del segnale, a destra E_{DEP} vs p per i π^+ del *FONDO2*. Nella riga centrale vi sono le distribuzioni dopo aver effettuato il taglio sull'energia depositata nel BST, a sinistra E_{DEP} vs p per i protoni del segnale, a destra E_{DEP} vs p per i π^+ del *FONDO2*. Infine, in basso vi sono le distribuzioni dopo il taglio sull'energia depositata nel CTOF e nel BST: a sinistra E_{DEP} vs p per i protoni del segnale, a destra E_{DEP} vs p per i π^+ del *FONDO2*.

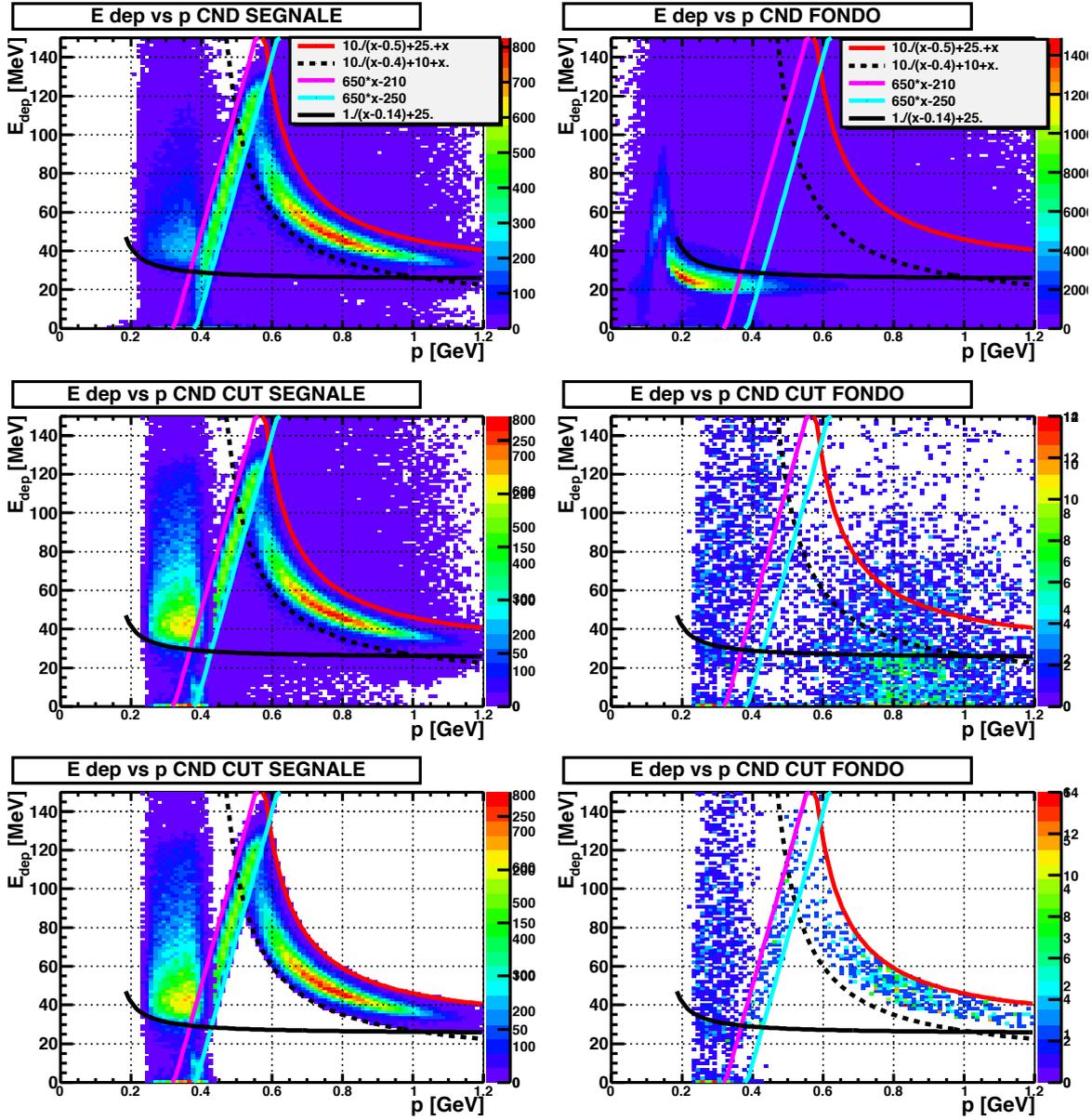


Figura 4.24: Energia depositata nel CND. In alto vi sono le distribuzioni senza alcun taglio: a sinistra E_{DEP} vs p per i protoni del segnale, a destra E_{DEP} vs p per i π^+ del *FONDO2*. Nella riga centrale vi sono le distribuzioni dopo aver effettuato il taglio sull'energia depositata sia nel BST che nel CTOF: a sinistra E_{DEP} vs p per i protoni del segnale, a destra E_{DEP} vs p per i π^+ del *FONDO1*. Infine, in basso vi sono le distribuzioni dopo i tagli precedenti a cui si aggiunge quello sull'energia depositata nel CND: a sinistra E_{DEP} vs p per i protoni del segnale, a destra E_{DEP} vs p per i π^+ del *FONDO2*.

I tagli effettuati seguono le curve indicate nella leggenda delle figure. Come si può vedere, questi tagli non sono efficaci quanto quelli su massa mancante, massa invariante e vertici ricostruiti. Per di più rigettano anche una frazione considerevole del segnale. Quindi li utilizzeremo per discriminare i π^+ dai protoni, mentre non saranno adottati per separare i π^- dagli elettroni, in quanto questi ultimi vengono già discriminati bene con i tagli sui vertici e sulle distribuzioni cinematiche.

4.3 Tagli effettuati

Nei precedenti paragrafi sono stati illustrati gli strumenti a nostra disposizione per discriminare il segnale dal fondo. Dobbiamo però trovare la modalità più opportuna per utilizzare questi strumenti, ovvero dobbiamo trovare la sequenza di tagli da applicare per ottimizzare il rapporto segnale-fondo. È importante, come già detto, eliminare quanto più fondo possibile, senza tuttavia intaccare eccessivamente i conteggi del segnale: quindi sarà opportuno concentrarsi sui tagli che eliminano i fondi principali. Osserviamo la situazione iniziale senza alcun taglio. Il rapporto segnale rumore per ciascun fondo è calcolato come:

$$\frac{\text{segnale}}{\text{FONDO}_i} = \frac{N_{ric}^{sig} * B(\Lambda \rightarrow \pi p) * \sigma_{sig}}{N_{gen}^{sig}} \frac{N_{gen}^{bkg_i} * \sigma_{bkg_i}}{N_{gen}^{bkg_i}}$$

Questo è stato calcolato per ciascun fondo separatamente e in corrispondenza dei due valori della sezione d'urto del segnale $\sigma_{sig}=2.1 \cdot 10^{-11} \mu\text{barn}$ e $\sigma_{sig}=3 \cdot 10^{-12} \mu\text{barn}$, corrispondenti rispettivamente ai valori del parametro del modello $\alpha = 0.2$, $\alpha = 0.4$.

σ_{sig}	$\frac{\text{segnale}}{\text{FONDO1}}$	$\frac{\text{segnale}}{\text{FONDO2}}$	$\frac{\text{segnale}}{\text{FONDO3}}$
$\sigma_{sig}=2.1 \cdot 10^{-11} \mu\text{barn}$	10^{-8}	10^{-11}	10^{-11}
$\sigma_{sig}=3 \cdot 10^{-12} \mu\text{barn}$	10^{-9}	10^{-12}	10^{-12}

I fondi principali risultano essere il FONDO 2 e il FONDO 3 a causa della loro elevata sezione d'urto. Per il FONDO 3 gli unici tagli efficaci riguardano le condizioni cinematiche, ovvero il taglio sui vertici di interazione e di decadimento e quelli sulla massa mancante e massa invariante: questi tagli sono quindi i primi ad essere applicati. Adottando solo questa tipologia di taglio, però, il FONDO 2 continua ad essere molto importante: applichiamo, quindi, anche tagli sull'identificazione delle particelle attraverso lo studio dell'energia depositata nei rivelatori del Central Detector.

Riportiamo ora l'effetto dei tagli della sequenza adottata che ottimizza il rapporto segnale-fondo. Sarebbero stati possibili altri tagli per discriminare l'elettrone dal π^- nel FONDO1, ma non essendo quest'ultimo un fondo principale, l'effetto complessivo sarebbe stato quello di diminuire i conteggi del segnale, senza migliorare il rapporto segnale-fondo, anzi peggiorandolo.

	SEGNALE	FONDO 1	FONDO 2	FONDO 3
Eventi Generati	1000000	10000000	10804966	10804966
Eventi Ricostruiti	446723	433881	3301819	1001435
Vertici	232814	1	11	10
Massa invariante	231431	27064	131301	27126
Massa mancante	229395	8165	20431	2250
M_{inv} vs M_m	213147	3786	9323	646
E_{DEP} (BST)	209926	3722	138	636
E_{DEP} (CTOF)	192729	3358	13	488
E_{DEP} (CND)	170093	2925	7	452

Nella tabella é riportato il numero di eventi per il segnale e per i fondi in corrispondenza di ogni taglio effettuato. Per il segnale é stato possibile eseguire questi tagli in modo consequenziale, mentre per i fondi la statistica non era sufficientemente alta. Allora sono stati adottati separatamente i tagli sul vertice e successivamente tutti gli altri, ipotizzando che i loro effetti fossero indipendenti. L'efficacia complessiva dei tagli é quindi stata calcolata moltiplicando l'efficacia delle due tipologie di taglio.

- TAGLIO SUI VERTICI:

$$P_{vertici} = \frac{N_{RIC}(\text{dopo taglio vertici})}{N_{GEN} * \epsilon}$$

- TAGLI SU M , M e E_{DEP} :

$$P_{M, M \text{ e } E_{DEP}} = \frac{N_{RIC}(\text{dopo tagli su } M, M \text{ e } E_{DEP})}{N_{GEN} * \epsilon}$$

$$FONDO_i = P_{vertici} * P_{(M_{inv}+M_m+E_{DEP})} * \epsilon * \sigma_{bkg_i}$$

$P_{vertici}$ e $P_{(M_{inv}+M_m+E_{DEP})}$ rappresentano le probabilità che l'evento ricostruito non venga rigettato dal taglio. Con tale assunzione, il rapporto segnale-fondo dopo i tagli diventa:

σ_{sig}	$\frac{segnale}{FONDO1}$	$\frac{segnale}{FONDO2}$	$\frac{segnale}{FONDO2}$
$\sigma_{sig}=2.1 \cdot 10^{-11} \mu barn$	10^{-1}	10^{-1}	10^{-3}
$\sigma_{sig}=3 \cdot 10^{-12} \mu barn$	10^{-2}	10^{-2}	10^{-4}

Considerando l'effetto complessivo dei tre fondi possiamo scrivere:

$$\frac{SEGNALE}{FONDO} = \frac{\epsilon_{sig} * B(\Gamma_{\Lambda \rightarrow \pi p}) * \sigma_{sig}}{\epsilon_{bkg1} * \sigma_{bkg1} + \epsilon_{bkg2} * \sigma_{bkg2} + \epsilon_{bkg2} * \sigma_{bkg2}}$$

Tale espressione per $\sigma_{sig}=2.1 \cdot 10^{-11} \mu barn$ vale:

$$\frac{SEGNALE}{RUMORE} = 10^{-3}$$

mentre per $\sigma_{sig}=3 \cdot 10^{-12} \mu barn$ vale:

$$\frac{SEGNALE}{RUMORE} = 10^{-4}$$

Il rapporto segnale-fondo é quindi migliorato di 9 ordini di grandezza dopo i nostri tagli: questo é sicuramente un risultato notevole, tuttavia non ancora sufficiente a rendere il rate del segnale confrontabile con il rate del fondo.

I tagli effettuati, inoltre, hanno anche rigettato eventi del segnale utile. Il nuovo rate di conteggi atteso é:

	$L^{35} cm^{-2} s^{-1}$	$L^{37} cm^{-2} s^{-1}$
$\sigma_{sig}=3 \cdot 10^{-12} \mu barn$	$0.08 \frac{ev}{mese}$	$8 \frac{ev}{mese}$
$\sigma_{sig}=2.1 \cdot 10^{-11} \mu barn$	$0.60 \frac{ev}{mese}$	$60 \frac{ev}{mese}$

Per effettuare la misura in queste condizioni di rapporto segnale-fondo, avremmo bisogno di una statistica molto elevata: infatti il nostro segnale sará rappresentato da un piccolo picco sopra alla banda piatta del fondo; tale picco dovrá discostarsi dal valor medio della banda del fondo per piú di 2σ , con $\sigma = \sqrt{N_{bkg}}$. Stimando un rate di conteggi del fondo pari a $6 * 10^4 \frac{ev}{mese}$, avremmo bisogno di $N_{sig} > 2 * \sqrt{N_{bkg}} \simeq 5 * 10^2$, che nel caso piú

ottimistico richiederebbe 8 mesi di misura. Tale tempo é comunque confrontabile con i tempi di misure già effettuate presso il laboratorio Jefferson.

4.4 Bersaglio sottile

Il rapporto segnale-fondo, anche dopo gli algoritmi mostrati, rende proibitivo raggiungere un'accuratezza statistica sufficiente in tempi ragionevoli. Il fondo principale, come ci si aspettava, é quello costituito dalle stesse particelle del segnale. Su tale fondo nessun algoritmo basato sulla particle ID può risultare efficace, mentre avremmo bisogno di tagli sulle condizioni cinematiche (massa invariante, massa mancante, vertici di produzione e di decadimento) molto stringenti. Purtroppo, la risoluzione sulla massa mancante del segnale, la quale permette di identificare il canale di reazione, non é molto buona: riportiamo in Figura 4.25 tale distribuzione, che come si può vedere ha un r.m.s pari a 0.23 GeV^2 .

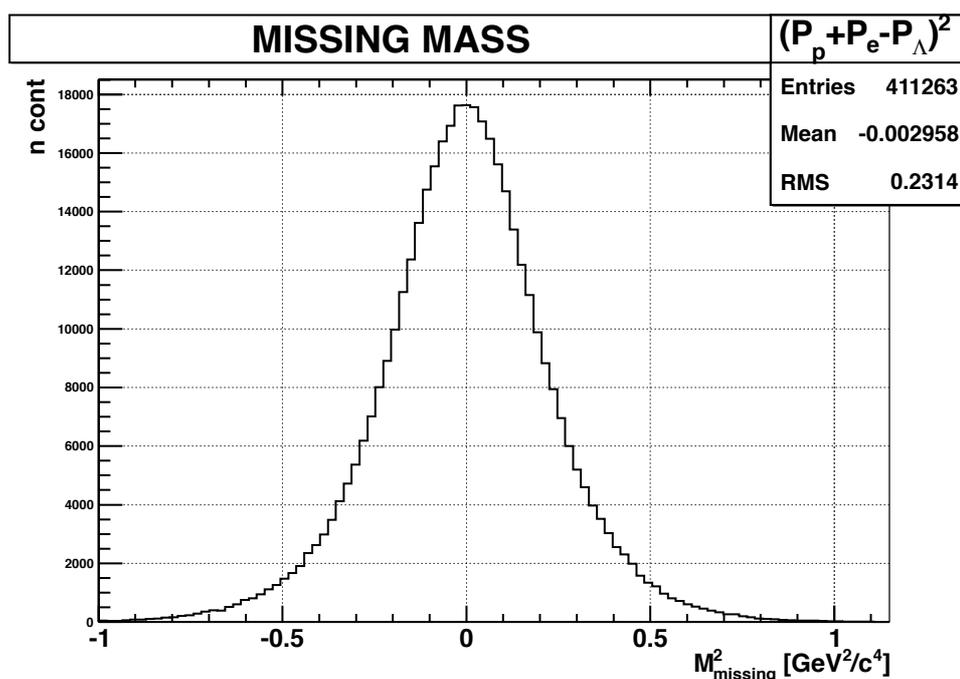


Figura 4.25: Distribuzione massa mancante

Tale risoluzione può sicuramente essere migliorata, incrementando le prestazioni del detector, come si analizzerá nel prossimo paragrafo. Tuttavia vi é un limite intrinseco a questo miglioramento, dovuto alla mancata identificazione del neutrino molto energetico. Si può quindi pensare di affinare il taglio sulla ricostruzione dei vertici sostituendo il bersaglio di idrogeno liquido, spesso $\Delta z = 5\text{cm}$ con un bersaglio solido più sottile. Nella scelta

del materiale, bisogna tenere in considerazione che dovrà sopportare una corrente molto elevata, $100 \mu A$: l'elemento con il piú alto punto di fusione é il tungsteno. La densitá del tungsteno é pari a $\rho_W = 19 \frac{g}{cm^3}$, quindi circa 300 volte maggiore di quella dell'idrogeno liquido ($\rho_{LH} = 0.07 \frac{g}{cm^3}$). Questo permette di mantenere alto il numero di conteggi pur diminuendo il volume del bersaglio. Una soglia inferiore alle dimensioni del bersaglio é data però dalla luminositá, che ne dipende linearmente, come si puó vedere dalla seguente espressione:

$$L = \rho x \frac{I N_a}{e A}$$

Come compromesso, ipotizziamo un bersaglio di 1 mm di spessore. Ripetiamo la procedura di generazione di segnale e fondo: in particolare ci dedichiamo al FONDO 3 dal momento esso é il principale.

Nelle Figure 4.27 e 4.26 sono riportate le distribuzioni per le coordinate dei vertici di produzione e di decadimento della Λ . Abbiamo ripetuto la stessa sequenza di tagli sul vertice adottata nel caso del bersaglio esteso:

- $\sqrt{x_{DEC}^2 + y_{DEC}^2} > 5 \text{ mm}$
- $\sqrt{(x_{DEC} - x_{PROD})^2 + (y_{DEC} - y_{PROD})^2 + (z_{DEC} - z_{PROD})^2} > 2 \text{ cm}$
- $z_{DEC} > z_{PROD}$

Riportiamo nella seguente tabella l'effetto di tale taglio:

	SEGNALE	FONDO 3
Eventi Generati	1000000	10804966
Eventi Ricostruiti	411263	995303
Vertici	220353	10
Massa invariante + Massa mancante + E_{DEP}	165052	452

L'efficacia complessiva dei tagli é sempre calcolata moltiplicando l'efficacia delle due tipologie di taglio.

- TAGLIO SUI VERTICI:

$$P_{vertici} = \frac{N_{RIC}(\text{dopo taglio vertici})}{N_{GEN} * \epsilon}$$

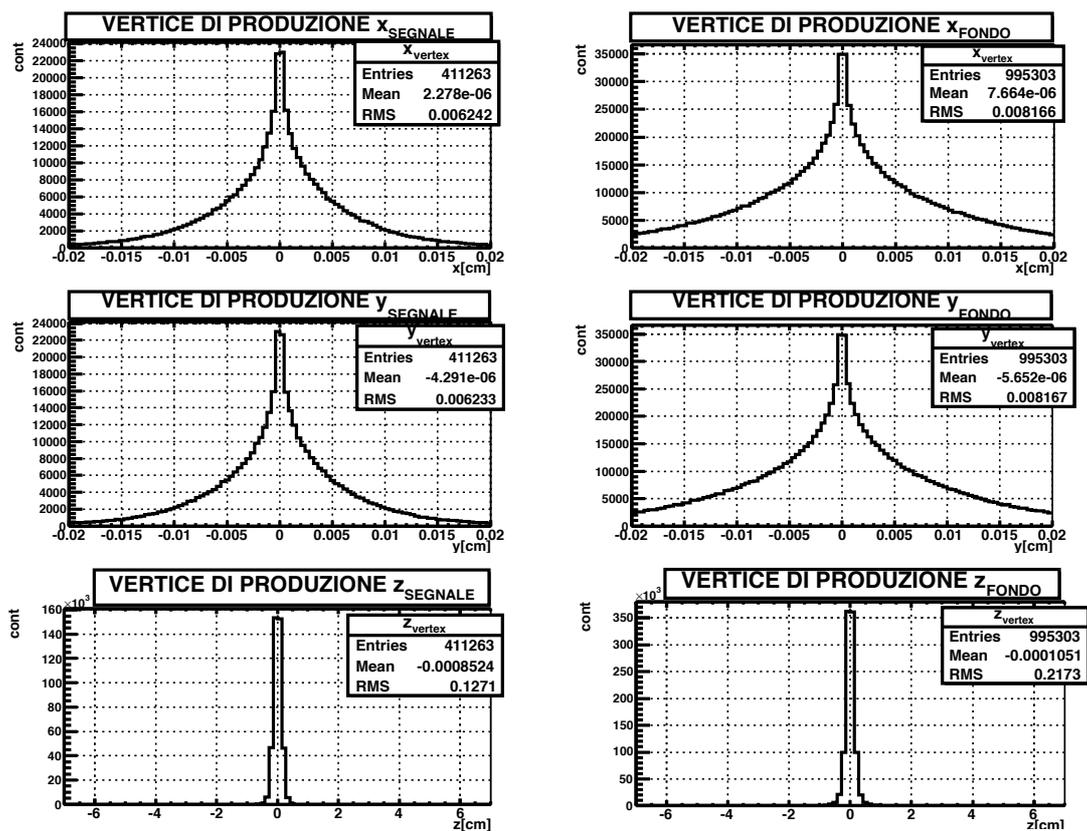


Figura 4.26: Distribuzione delle coordinate di produzione della Λ utilizzando un bersaglio sottile ($\Delta z = 1\text{mm}$): il segnale é riportato a sinistra, il FONDO3 a destra.

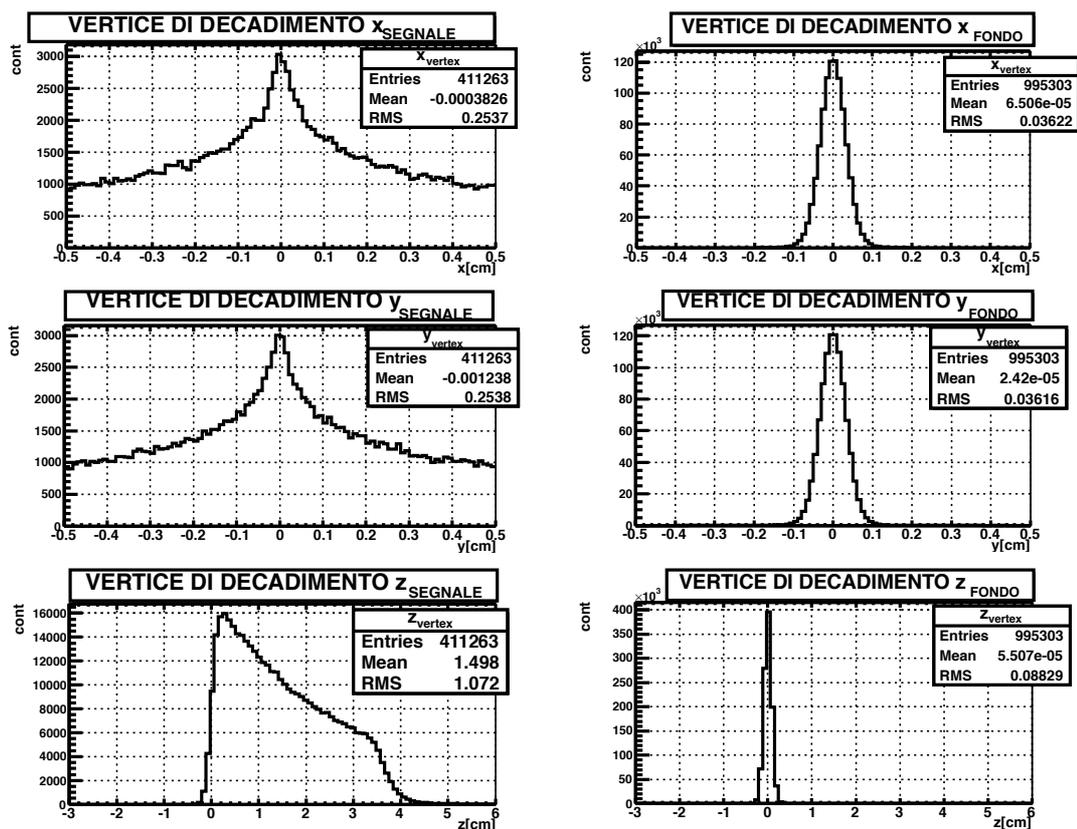


Figura 4.27: Distribuzione delle coordinate di decadimento della Λ utilizzando un bersaglio sottile ($\Delta z = 1\text{mm}$): il segnale é riportato a sinistra, il FONDO3 a destra.

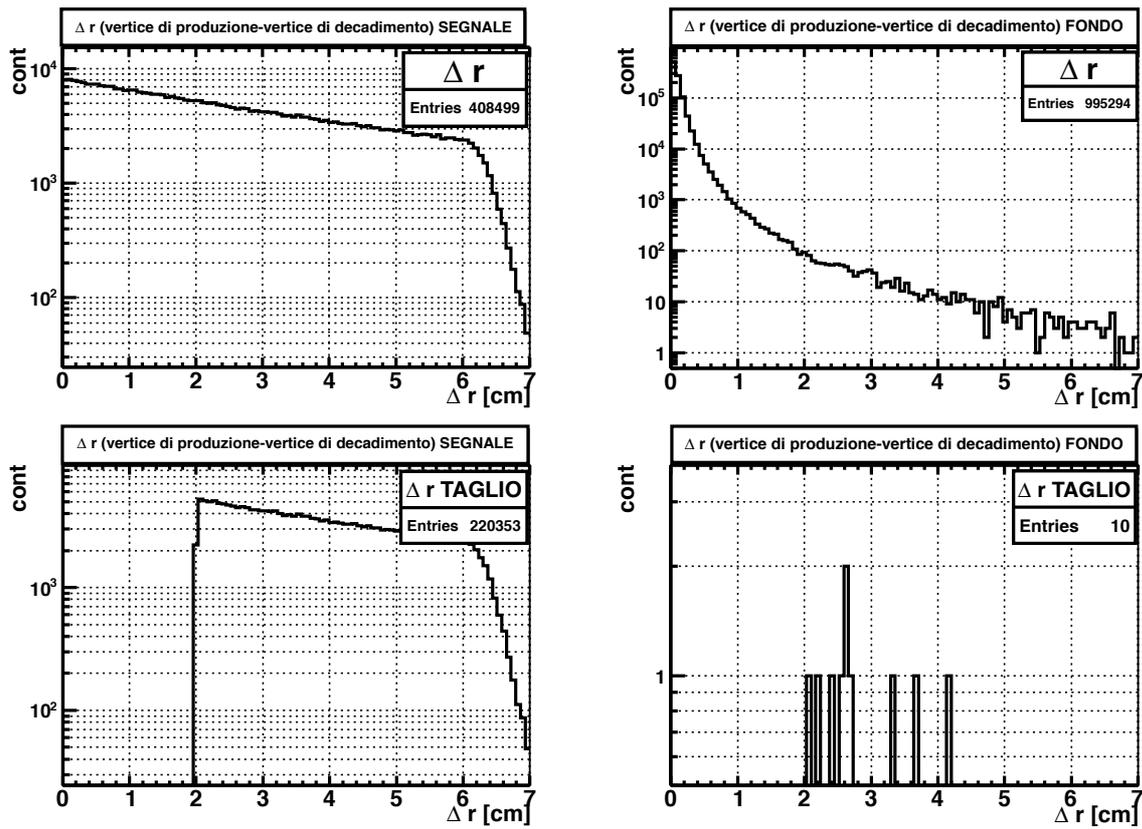


Figura 4.28: Distanza tra il punto di produzione e il punto di decadimento della Λ utilizzando un bersaglio sottile ($\Delta z = 1\text{mm}$): il segnale é riportato a sinistra, il FONDO3 a destra. In basso sono riportate le stesse distribuzioni dopo i tagli sui vertici.

- TAGLI SU M , M e E_{DEP} :

$$P_{M, M \text{ e } E_{DEP}} = \frac{N_{RIC}(\text{dopo tagli su } M, M \text{ e } E_{DEP})}{N_{GEN} * \epsilon}$$

$$FONDO_i = P_{vertici} * P_{(M_{inv}+M_m+E_{DEP})} * \epsilon * \sigma_{bkg_i}$$

In questo modo, il rapporto segnale-fondo é pari a:

$$\frac{SEGNALE}{FONDO} = 10^{-3}$$

Come si può notare, non vi é alcun miglioramento nel rapporto segnale-fondo rispetto al caso del bersaglio esteso .In piú l'utilizzo di un bersaglio nucleare deteriora la risoluzione sulla massa mancante a causa del moto di Fermi. Quindi utilizzare un bersaglio sottile non risulta essere una soluzione conveniente.

4.5 Studio sulla risoluzione del rivelatore

I tagli effettuati hanno ridotto considerevolmente i fondi considerati finora: infatti questi sono stati ridotti di 9 ordini di grandezza. Questo é sicuramente un risultato notevole, anche se il rapporto segnale fondo non ha ancora raggiunto l'unitá. Inoltre, altri fondi cominciano a diventare importanti. In particolare, il fondo $e + p \rightarrow e + K^+ + \Lambda$ ha una sezione d'urto pari a $\sigma = 0.56 \text{ nbarn}$ [20]. Esso, quindi , dopo i tagli sui vertici, é a questo punto confrontabile con l'elettroproduzione di pioni. In piú, questo fondo presenta nello stato finale proprio una Λ e quindi i tagli sul vertice staccato non sono efficaci. Ció che rimane da considerare é quindi uno studio sulla risoluzione del rivelatore, per vedere l'effetto di un miglioramento delle prestazioni di CLAS12 sulla fattibilitá della nostra misura. Le risoluzioni nominali previste sono riportate nella seguente tabella.

	Central Tracking
$\frac{\sigma_p}{p}$	2.7%
σ_θ	< 20mrad
σ_ϕ	5 mrad

Con queste risoluzioni la misura non risulta fattibile soprattutto a causa della grossa indeterminazione sulla massa mancante. Tale problema non sará mai del tutto risolvibile in questa configurazione sperimentale, poich é legato alla mancata rivelazione del neutrino

molto energetico nello stato finale. Tuttavia, é comunque utile capire come le risoluzioni su angoli e impulsi influenzino la risoluzione sulla massa mancante e verificare se e per quali prestazioni la misura risulterebbe fattibile con un rivelatore come CLAS12.

Nell'intervallo cinematico in cui si estendono le distribuzioni della massa mancante e massa invariante del segnale, il fondo puó essere considerato piatto. Quindi il taglio sui dati che si discostano piú di 3σ dal valore centrale é efficace tanto piú σ é piccolo. In particolare possiamo considerare che l'efficacia del taglio e la larghezza di σ siano inversamente proporzionali. Quindi, ad esempio, ad una diminuzione di un fattore 10 sia di $\sigma_{M_{inv}}$ che di σ_{M_m} corrisponde un miglioramento del rapporto segnale-fondo pari a

$$\frac{\sigma'_{M_{inv}} * \sigma'_{M_m}}{\sigma_{M_{inv}} * \sigma_{M_m}} = 100$$

Con tale criterio vogliamo valutare quale siano le risoluzioni necessarie a rendere fattibile la misura.

Innanzitutto, individuiamo la componente che maggiormente pesa nella risoluzione della massa mancante:

$$M_m^2 = (P_e + P_p - P'_p - P'_\pi)^2 = m_e^2 + 2M_p^2 + m_\pi^2 + 2E_0M_p - 2P_e(P'_p + P'_\pi) - 2P_p(P'_p + P'_\pi) \simeq$$

$$\simeq m_e^2 + 2M_p^2 + m_\pi^2 + 2E_0M_p - 2E_0(E'_p - p'_p \cos\theta'_p) - 2E_0(E_\pi - p_\pi \cos\theta_\pi) - 2M_p(E'_p + E_\pi)$$

Possiamo trascurare le quantità non moltiplicate per E_0 : infatti l'energia del fascio é pari a 11 GeV mentre tutte le altre quantità in gioco sono minori di almeno un ordine di grandezza, come si puó vedere dalle distribuzioni cinematiche del Capitolo 3 .

$$M_m^2 \simeq 2E_0M_p - 2E_0(E'_p - p'_p \cos\theta'_p) - 2E_0(E_\pi - p_\pi \cos\theta_\pi)$$

I singoli contributi delle risoluzioni su p e θ alla risoluzione complessiva della massa mancante si ricavano dalle seguenti espressioni:

$$\left| \frac{dM_m^2}{d\theta} d\theta \right| = 2E_0 p \sin\theta d\theta$$

$$\left| \frac{dM_m^2}{\frac{dp}{p}} \frac{dp}{p} \right| = 2E_0 p \left(\frac{p}{E} - \cos\theta \right) \frac{dp}{p}$$

Consideriamo anche l'effetto del fascio, che non é perfettamente monocromatico, ma presenta uno spread pari all'0.1% del valore nominale [22].:

$$\left| \frac{dM_X^2}{dE_0} dE_0 \right| = |2M_p - 2(E - p \cos \theta)| dE_0$$

Dal momento che siamo interessati al solo ordine di grandezza di questi tre termini, abbiamo considerato angoli e impulsi relativi ad una sola delle due particelle, protone o pione indifferentemente. Ciò che si ottiene é riportato in Figura 4.29.

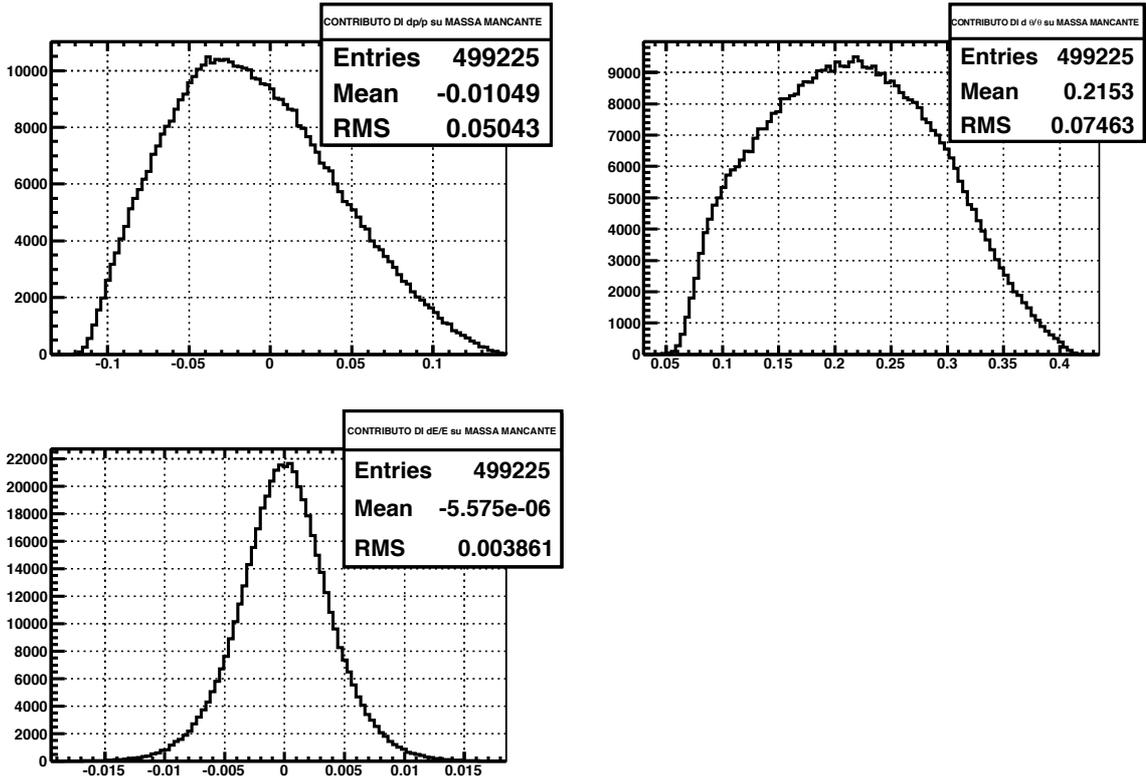


Figura 4.29: Singoli contributi alla risoluzione sulla massa mancante dati dalla risoluzione su θ , p e dallo spread dell'energia del fascio.

La quantità che piú influenza la massa invariante é la risoluzione di θ . Quindi proviamo ad ipotizzare le seguenti risoluzioni:

	Central Tracking
$\frac{\sigma_p}{p}$	2.7%
σ_θ	0.5mrad
σ_ϕ	1 mrad

Si tratta di risoluzioni comunque fattibili: per esempio potrebbero essere raggiunti per il BST utilizzando layer con angoli stereo di 90° invece degli attuali angoli stereo di 3° . Infatti, strip poste perpendicolarmente tra loro riescono a ricostruire il punto di impatto con una precisione molto maggiore rispetto a strip poste quasi parallelamente tra di loro, anche se la disposizione dell'elettronica di lettura diventa piú complessa.

In questo modo, per massa invariante e massa mancante si ha:

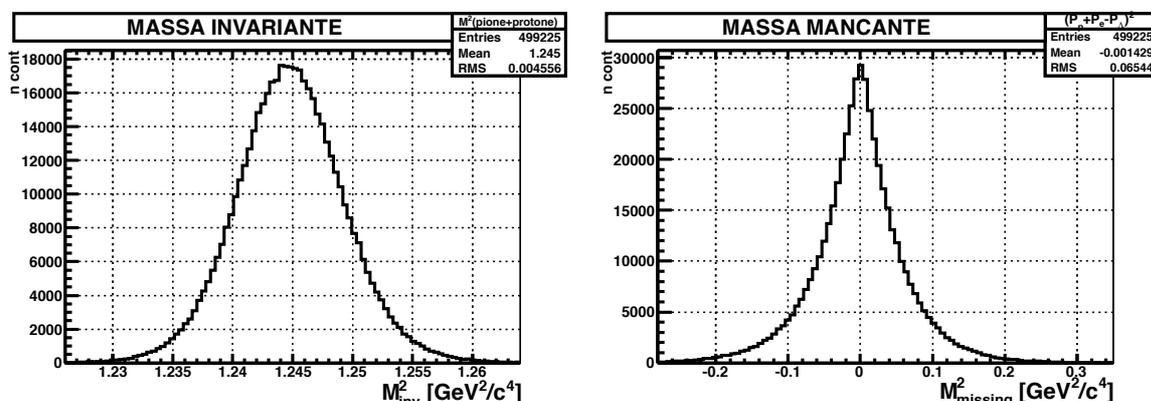


Figura 4.30: Distribuzioni della massa invariante e della massa mancante ottenute con le nuove risoluzioni imposte per θ , p e ϕ

- $M_i^2 = 1.2 \text{ GeV}^2$, $\sigma(M_i^2) = 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$
- $M_m^2 = -7 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^2$, $\sigma(M_m^2) = 0.06 \text{ GeV}^2$

Il prodotto delle σ é passato da $\sigma(M_i^2) * \sigma(M_m^2) \simeq 10^{-3}$ a $\sigma(M_i^2) * \sigma(M_m^2) \simeq 10^{-4}$, quindi il rapporto segnale-fondo é migliorato di un fattore 10, da 10^{-3} a 10^{-2} . Questo, tuttavia non é ancora sufficiente. Ci chiediamo infine per quali valori della risoluzione, per quanto poco realistici, si riesca finalmente a raggiungere un rapporto segnale-fondo > 1 .

Utilizziamo, ad esempio, le risoluzioni riportate nella seguente tabella:

	Central Tracking
$\frac{\sigma_p}{p}$	0.01%
σ_θ	0.1mrad
σ_ϕ	0.1 mrad

Si tratta ovviamente di risoluzioni fisicamente insensate. Con tali valori si ottengono le seguenti distribuzioni per massa mancante e massa invariante:

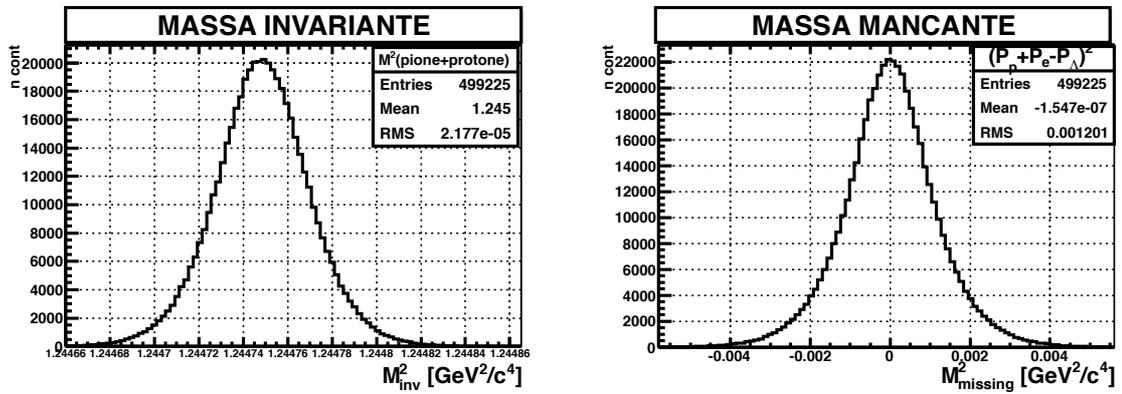


Figura 4.31: Distribuzioni della massa invariante e della massa mancante ottenute con le seguenti risoluzioni: $\frac{dp}{p} = 0.01\%$, $d\theta = 0.1\text{mrad}$, $d\phi = 0.1\text{ mrad}$.

- $M_i^2 = 1.2\text{ GeV}^2$, $\sigma(M_i^2) = 2 \cdot 10^{-5}\text{ GeV}^2$
- $M_m^2 = -2 \cdot 10^{-7}\text{ GeV}^2$, $\sigma(M_m^2) = 10^{-3}\text{ GeV}^2$

In questa situazione il rapporto tra le σ vecchie e nuove vale:

$$\frac{\sigma'_{M_{inv}} * \sigma'_{M_m}}{\sigma_{M_{inv}} * \sigma_{M_m}} = 10^{-5}$$

e quindi $\frac{SEGNALE}{FONDO} \simeq 100$. Abbiamo raggiunto la condizione $\frac{SEGNALE}{FONDO} > 1$ ma utilizzando risoluzioni del tutto infattibili. La conclusione é che non si riesce a rigettare completamente il fondo. Tuttavia CLAS12 risulta attualmente la migliore ipotesi di set-up sperimentale: infatti le distribuzioni angolari dei prodotti di decadimento della Λ sono larghe e necessitano uno spettrometro a larga accettanza. Quindi bisognerà adottare accorgimenti per effettuare la misura in presenza di un rapporto segnale-fondo < 1 . Migliorando le prestazioni di CLAS12 e arrivando ad un rapporto segnale-fondo pari almeno a 10^{-2} si

possono utilizzare altre tecniche per separare gli eventi buoni: infatti CEBAF dispone di bunches polarizzati longitudinalmente e quindi si può effettuare una misura di violazione di parità , già spesso utilizzata in misure di processi deboli [10] [11] [12] [13].

Conclusioni

In questo lavoro di tesi ho studiato la fattibilità della misura del fattore di forma debole di transizione N- Λ , sfruttando la reazione:

$$e + p \rightarrow \nu + \Lambda$$

Ho considerato come rivelatore per la misura CLAS12, uno spettrometro a larga accettazione angolare presente nella sala sperimentale B del laboratorio Thomas Jefferson. Tale set-up sperimentale é il piú indicato in quanto la grande accettazione di CLAS12, circa 3π , rende possibile la rivelazione dei prodotti di decadimento della Λ , che presentano distribuzioni angolari molto larghe. Inoltre, nella sala sperimentale B, a partire dal 2014, sará possibile operare con un'alta luminositá, pari a $10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, condizione necessaria per ottenere un rate di conteggi non trascurabile. Ho generato, mediante algoritmi Montecarlo, le distribuzioni cinematiche delle particelle che costituiscono il nostro segnale e mediante il software GEMC ho simulato la risposta di CLAS12 a tali eventi. In questo modo ho stimato l'efficienza di rivelazione e il rate di conteggi atteso. Quindi ho considerato i fondi principali della nostra misura:

- $e+p \rightarrow e+p (+\gamma, \pi^0, \rho, \omega + \dots)$
- $e+p \rightarrow (e)+p+\pi^++\pi^-$

Si tratta di fondi elettromagnetici con una sezione d'urto anche di 12 ordini di grandezza maggiore rispetto a quella della reazione che vogliamo studiare. Ho discriminato gli eventi del segnale da quelli dei fondi sfruttando le distribuzioni dei vertici di produzione e di decadimento ricostruiti della Λ , le distribuzioni della massa invariante e della massa mancante e la particle ID. In particolare quest'ultima é stata effettuata considerando l'energia depositata nei rivelatori che compongono il Central Detector (Barrel Silicon Tracker, Central Time of Flights e Neutron Central Detector). Dopo aver adottato tali algoritmi, il rapporto segnale-fondo é dell'ordine di 10^{-3} .

Ho infine effettuato uno studio sulla risoluzione del rivelatore: migliorando la precisione per gli angoli polari e azimutali, il fattore segnale-fondo potrebbe essere incrementato di un ulteriore ordine di grandezza. Il miglioramento delle prestazioni di CLAS12 considerato é fattibile utilizzando per il tracciatore al silicio del Central Detecotr layer con angoli stereo di 90° invece degli attuali 3° .

Il rapporto segnale-fondo finale é quindi 10^{-2} . Il rate di conteggi stimato dopo gli algoritmi di reiezione del fondo assumendo un incremento della luminositá a $10^{37} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ é di circa 50 eventi al mese. Questo rapporto di rimozione potrà essere migliorato sfruttando l'elicitá del fascio di elettroni mediante misure di asimmetria.

In conclusione, la misura proposta presenta notevoli difficoltá sperimentali legate soprattutto alla presenza di fondi con sezione d'urto molto maggiore del segnale. Tuttavia, apportando le dovute miglorie a CLAS12, questa potrebbe essere effettuata con tempi confrontabili con quelli di altri esperimenti di violazione di paritá condotti al laboratorio Jefferson.

Appendice A

Distribuzioni cinematiche

In questa appendice riportiamo gli studi effettuati sulle distribuzioni cinematiche e sulle loro correlazioni per la coppia di particelle cariche rivelate del segnale e dei tre fondi considerati. Riportiamo anche i tagli che erano stati pensati, ma che si sono rivelati superflui dopo i tagli sulle distribuzioni della massa invariante e della massa mancante. In particolare riportiamo le seguenti distribuzioni:

- la correlazione tra l'angolo θ e l'impulso per ciascuna delle due particelle della coppia rivelata
- la correlazione tra gli impulsi delle due particelle della coppia
- la correlazione tra gli angoli θ delle due particelle della coppia
- la correlazione tra l'angolo θ e l'impulso della Λ ricostruita

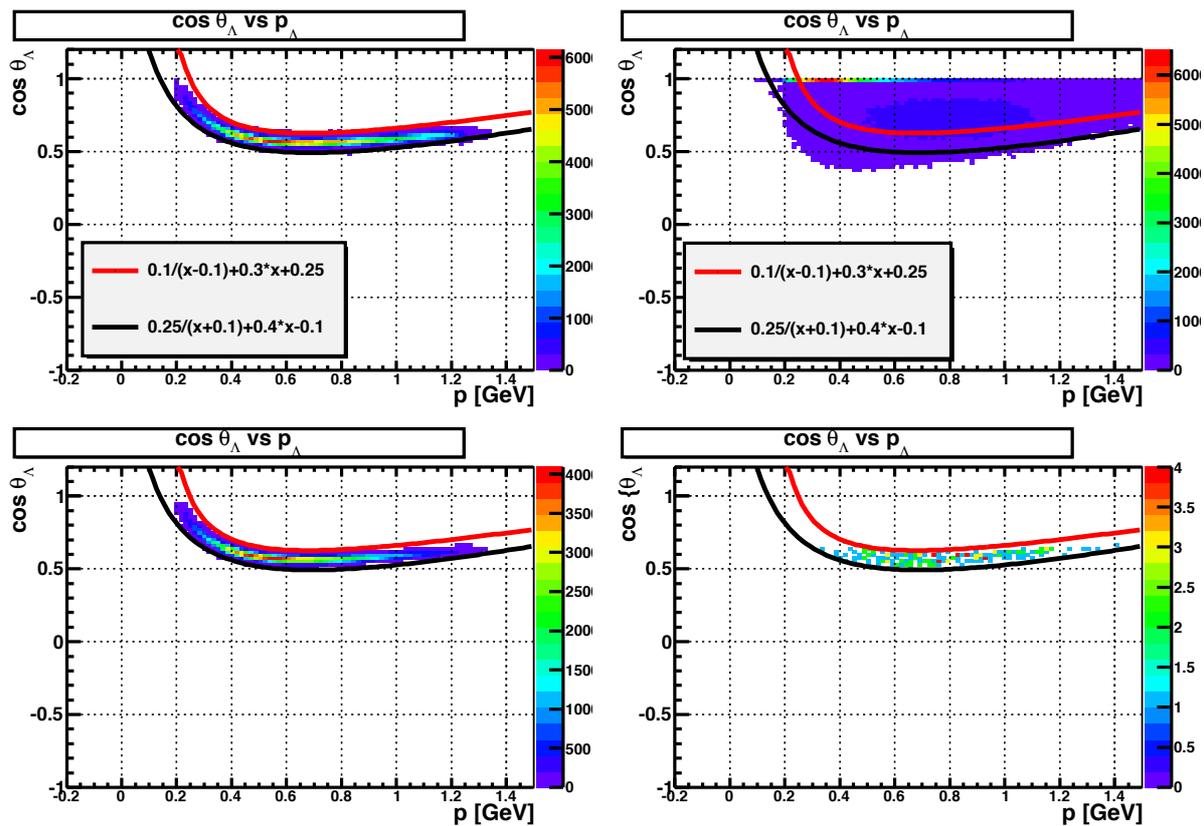


Figura A.1: Correlazione tra angolo θ e impulso della Λ , per il segnale a sinistra e per il FONDO1 a destra. In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

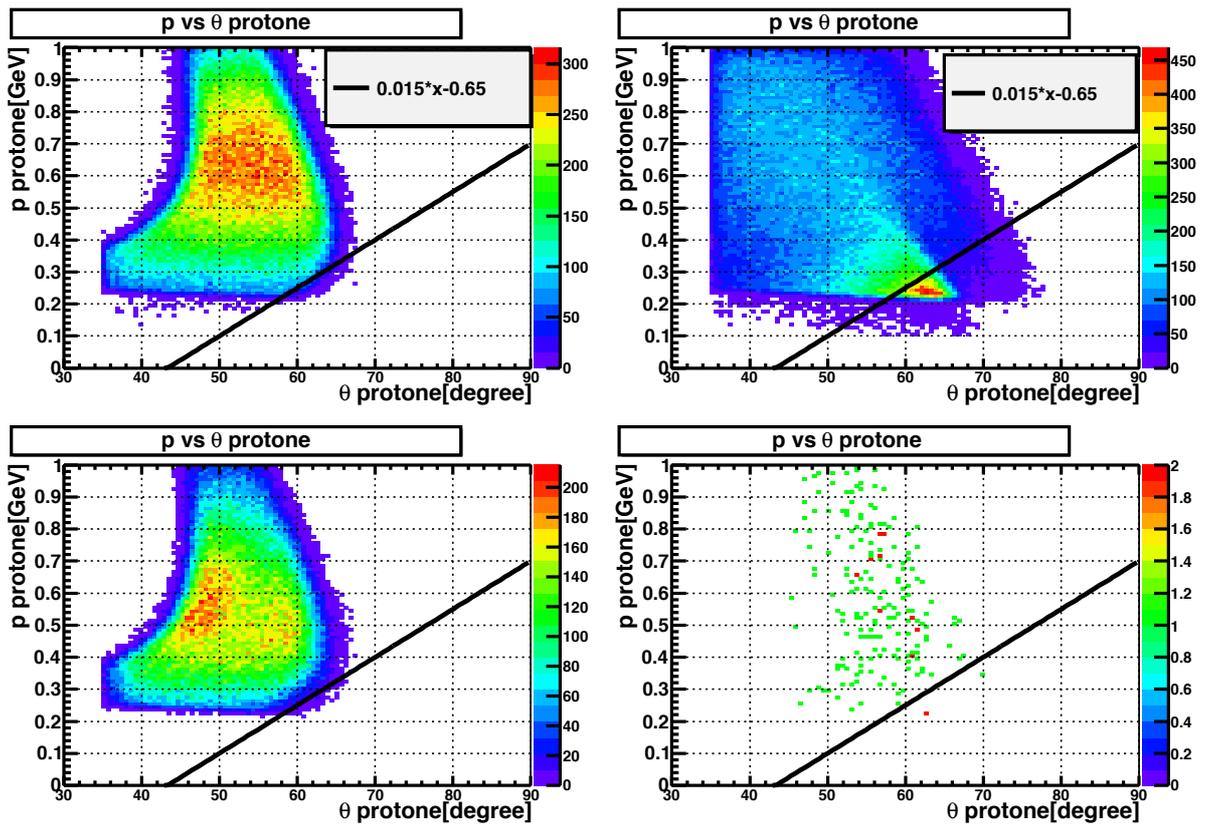


Figura A.2: Correlazione tra angolo θ e impulso del protone, per il segnale a sinistra e per il FONDO1 a destra. In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

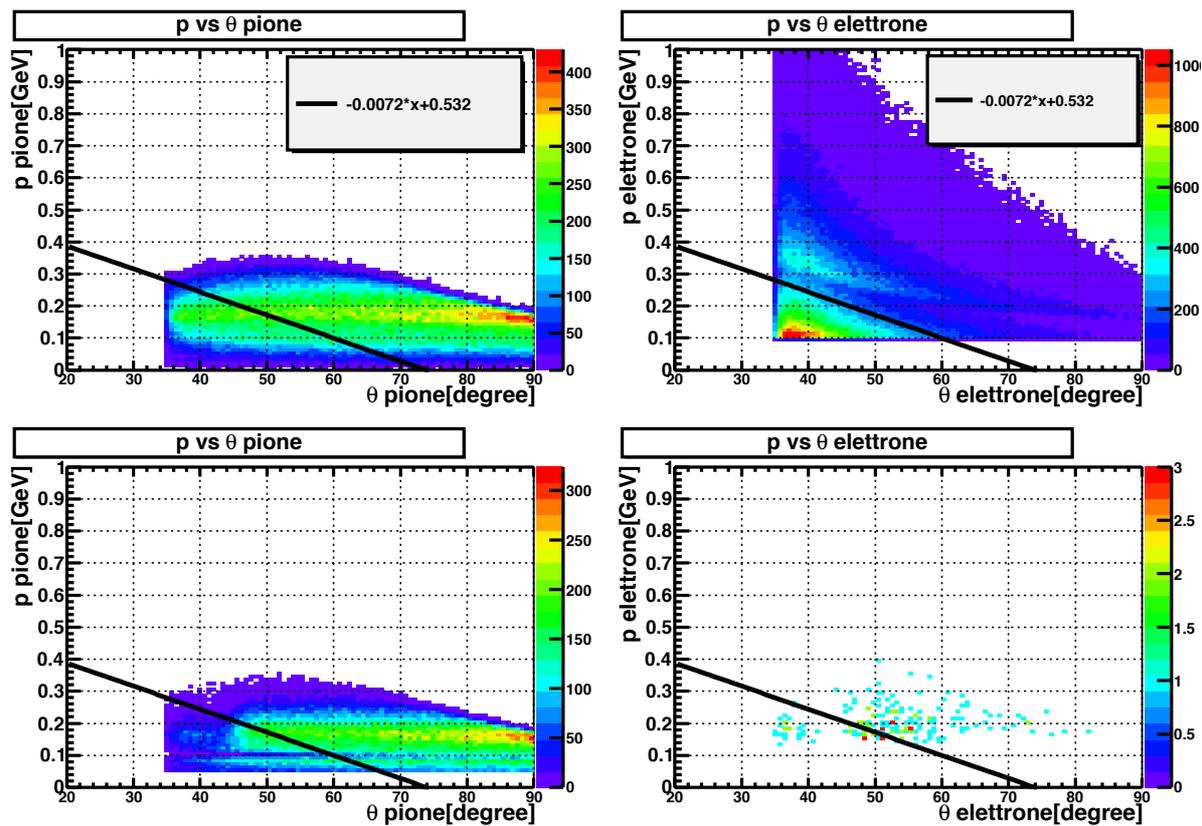


Figura A.3: Correlazione tra angolo θ e impulso del pione per il segnale (a sinistra) e dell'elettrone del FONDO1 (a destra). In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

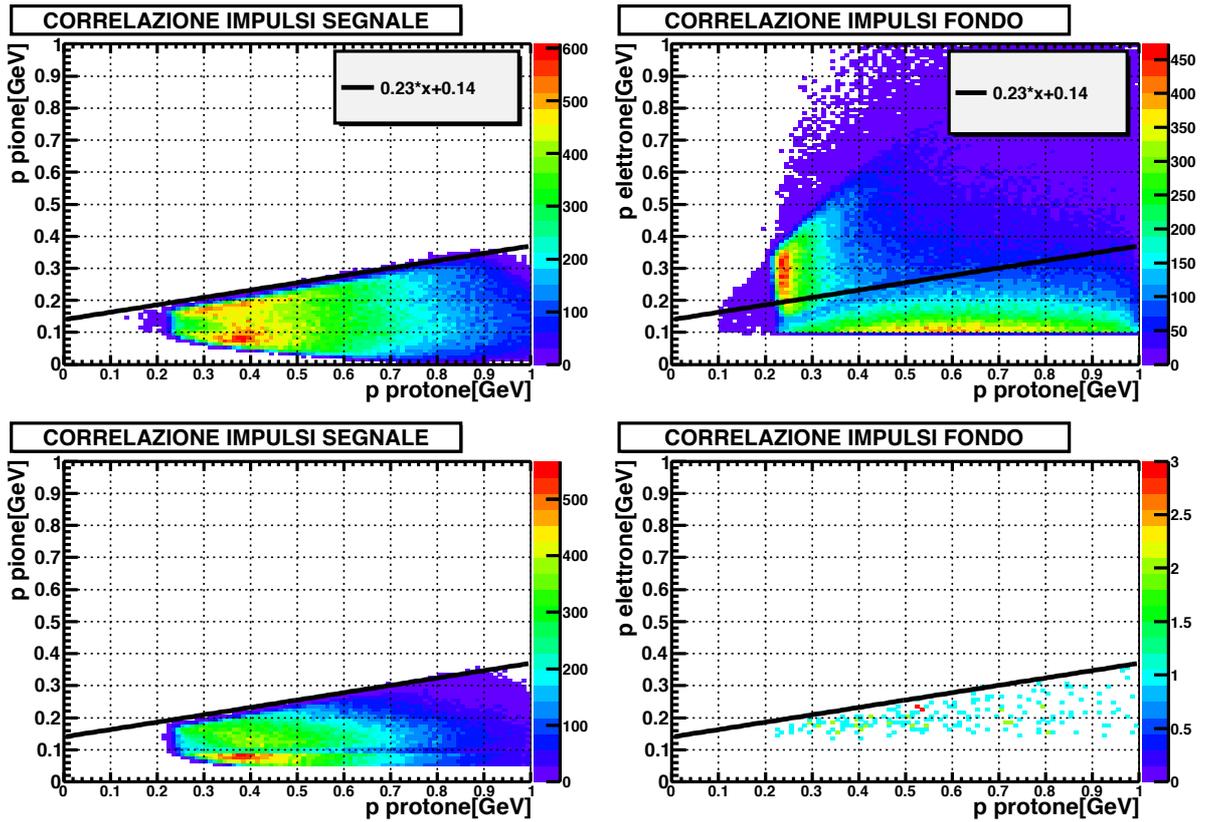


Figura A.4: Correlazione tra gli impulsi delle due particelle della coppia rivelata: protone e pione per il segnale (a sinistra), protone e elettrone per il FONDO1 (a destra). In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

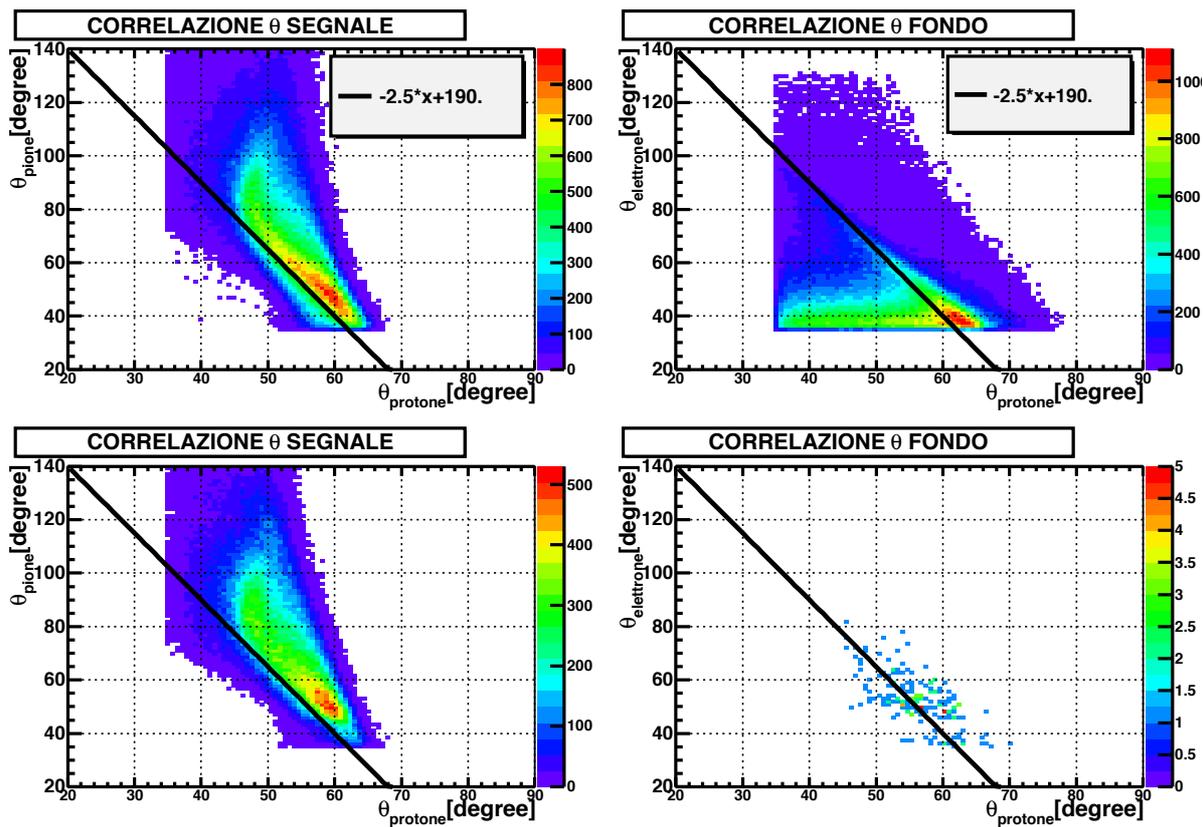


Figura A.5: Correlazione tra gli angoli θ delle due particelle della coppia rivelata: protone e pione per il segnale (a sinistra), protone e elettrone per il FONDO1 (a destra). In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

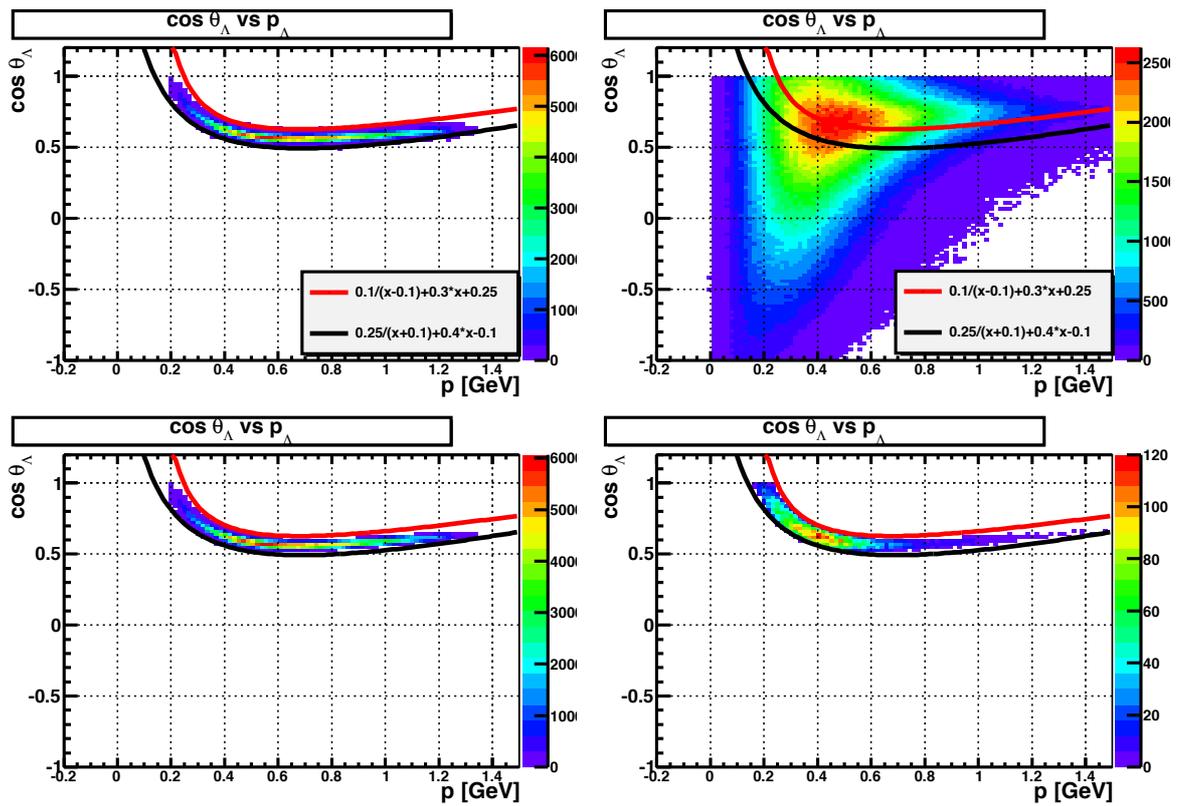


Figura A.6: Correlazione tra angolo θ e impulso della Λ , per il segnale a sinistra e per il FONDO2 a destra. In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

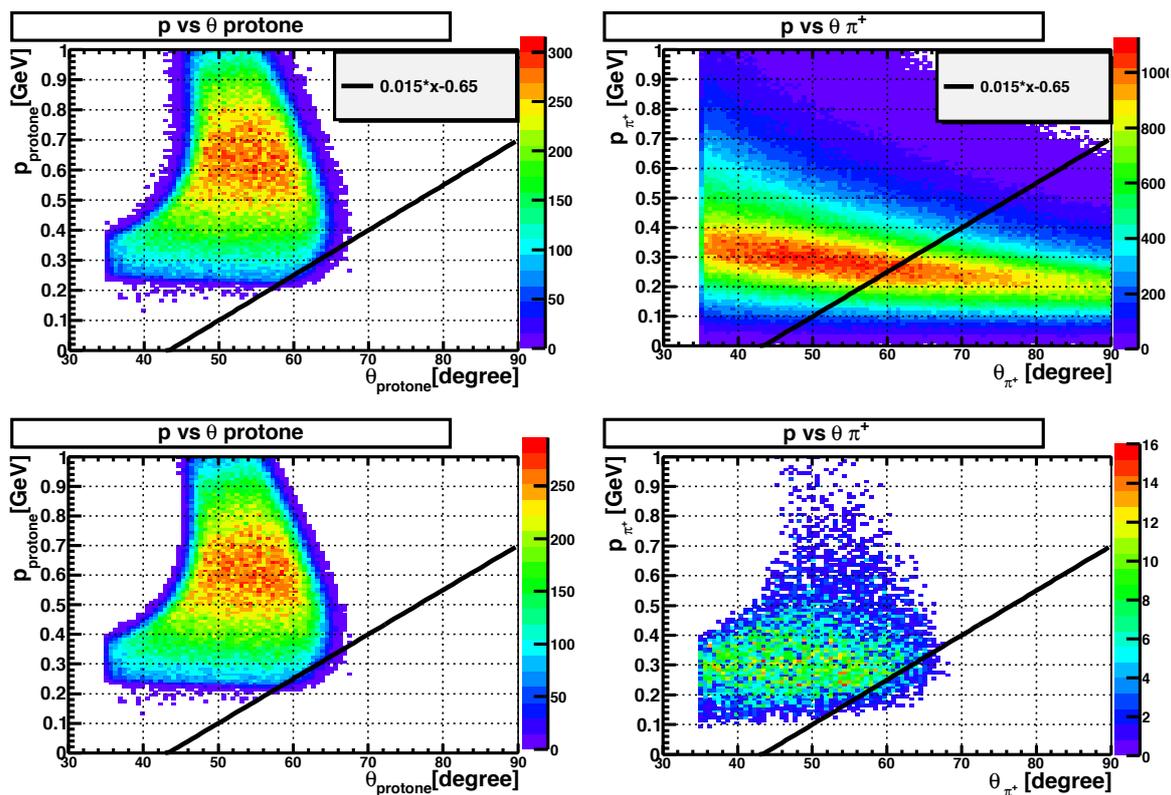


Figura A.7: Correlazione tra angolo θ e impulso del protone per il segnale (a sinistra) e per il π^+ del FONDO2 (a destra). In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

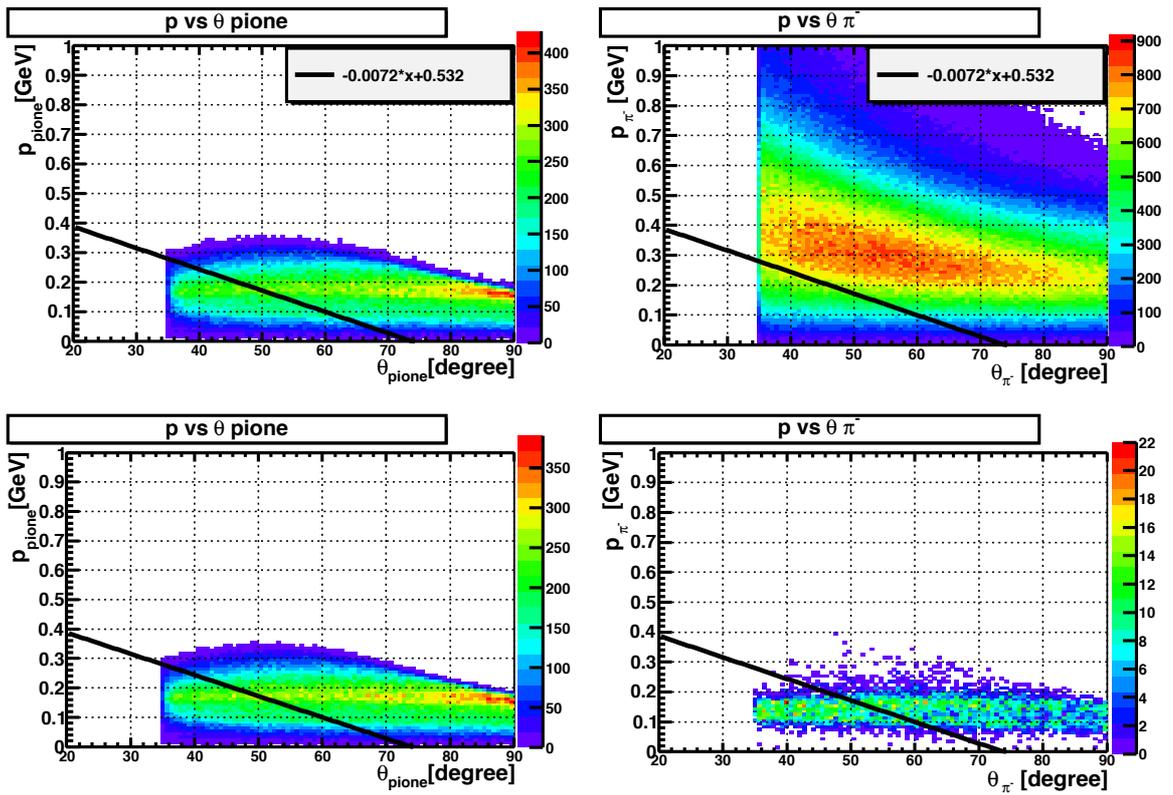


Figura A.8: Correlazione tra angolo θ e impulso del π^- per il segnale (a sinistra) e per il FONDO2 (a destra). In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

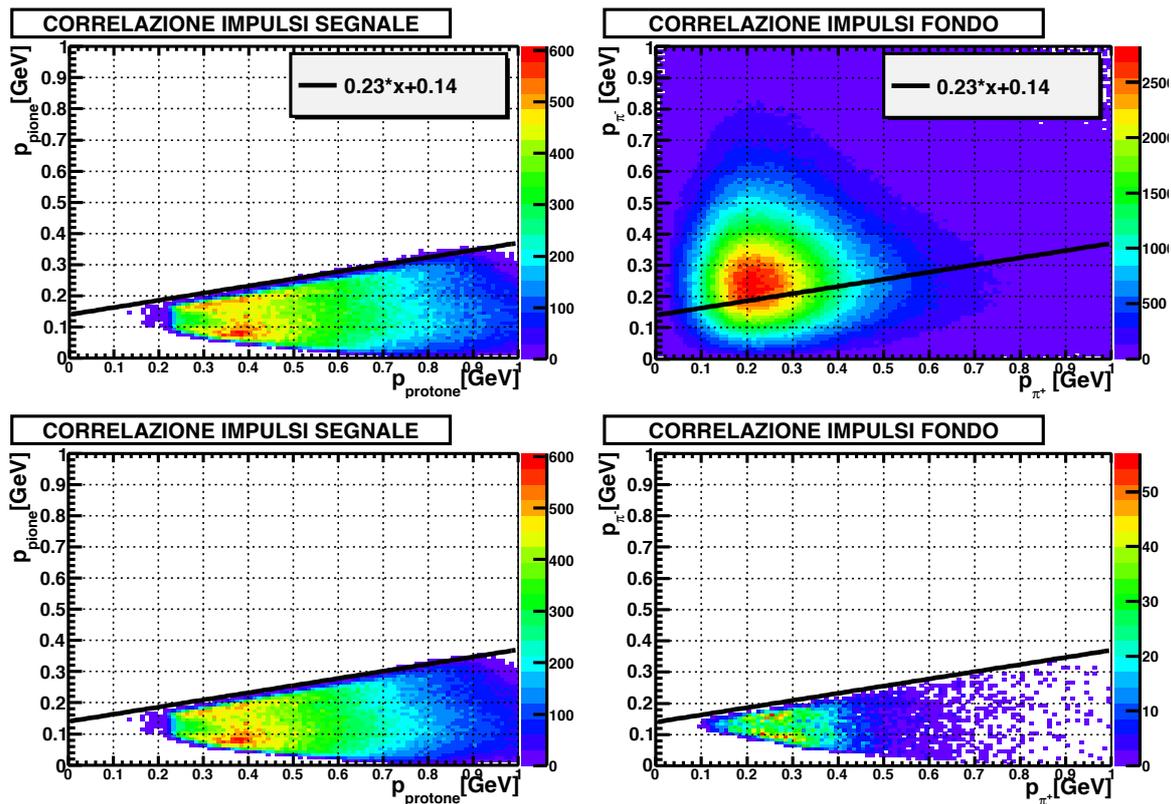


Figura A.9: Correlazione tra gli impulsi delle due particelle della coppia rivelata: protone e π^- per il segnale (a sinistra), π^+ e π^- per il FONDO2 (a destra). In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli massa invariante e massa mancante.

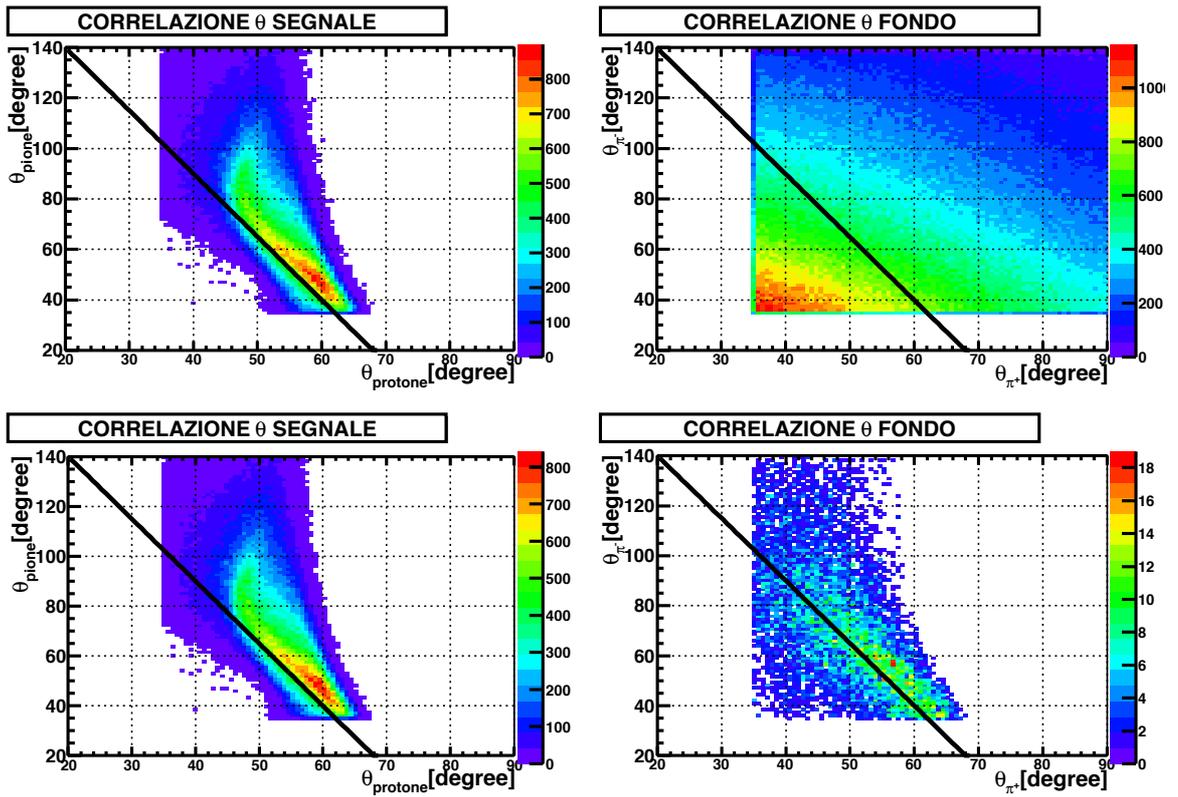


Figura A.10: Correlazione tra gli angoli θ delle due particelle della coppia rivelata: protone e π^- per il segnale (a sinistra), π^+ e π^- per il FONDO2 (a destra). In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

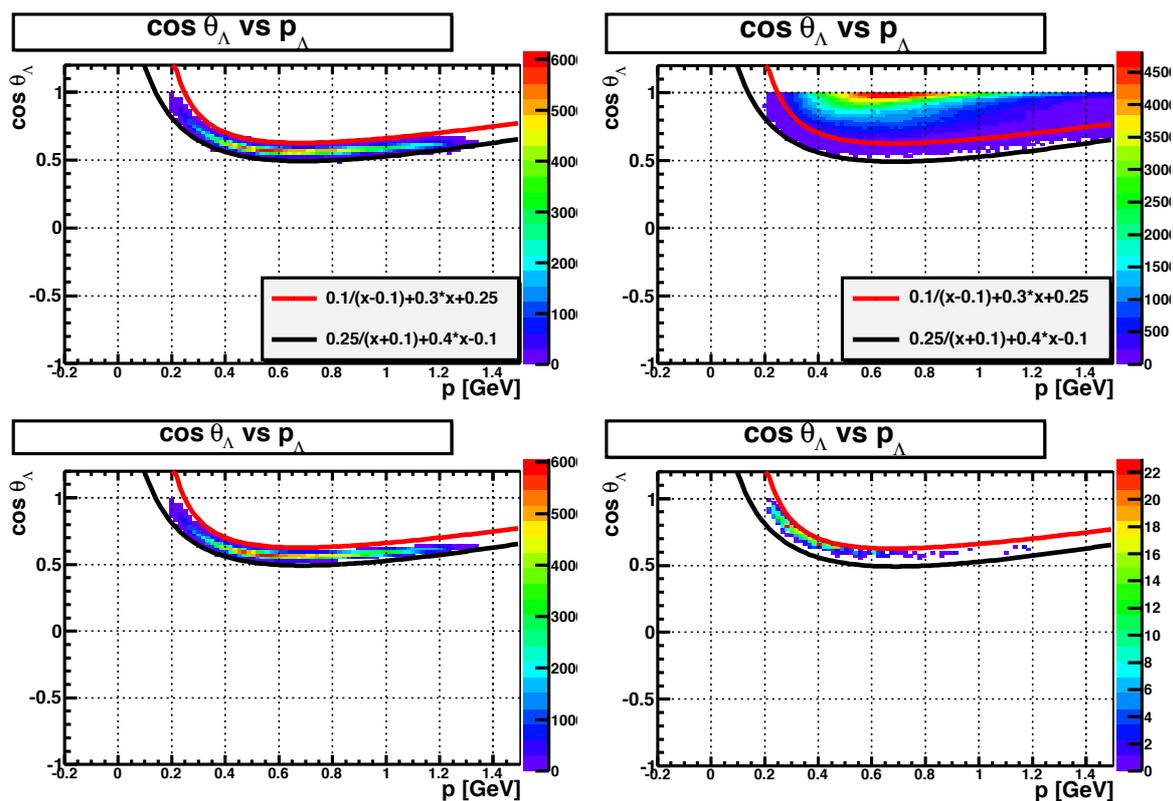


Figura A.11: Correlazione tra angolo θ e impulso della Λ , per il segnale a sinistra e per il FONDO3 a destra. In altro sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

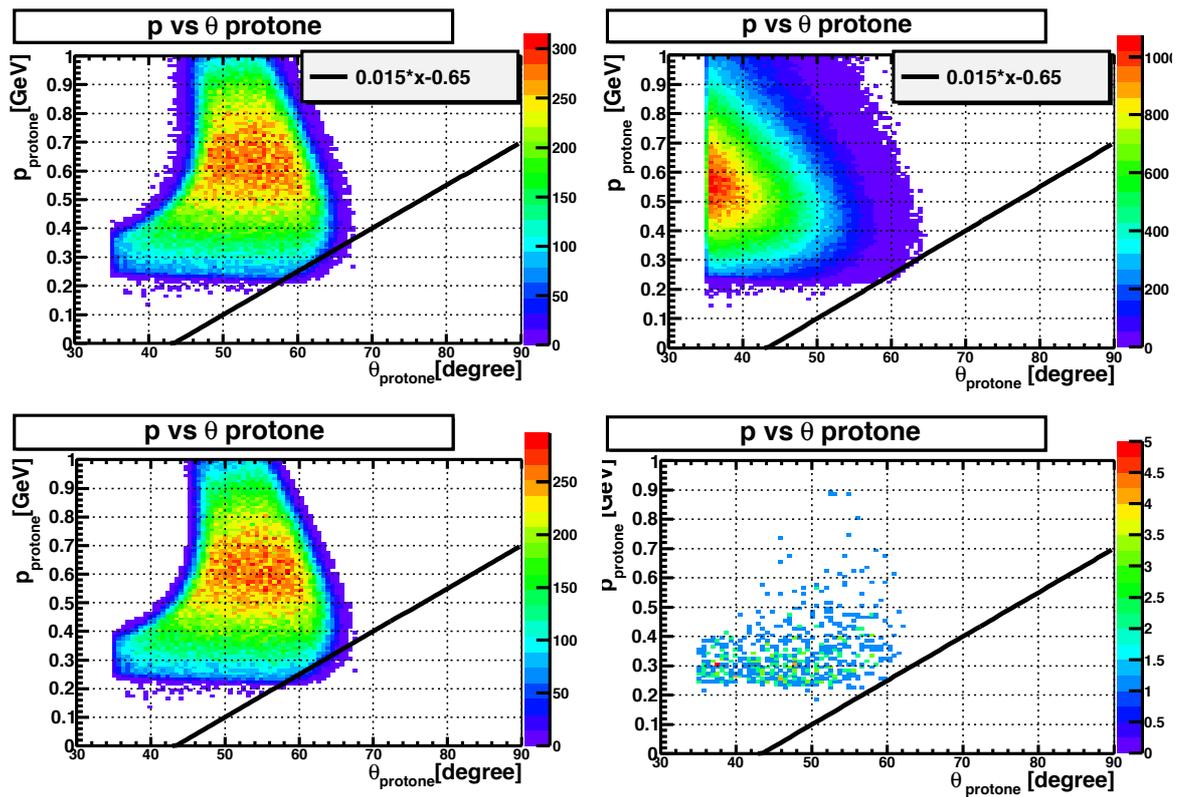


Figura A.12: Correlazione tra angolo θ e impulso del protone per il segnale (a sinistra) e per il FONDO3 (a destra). In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

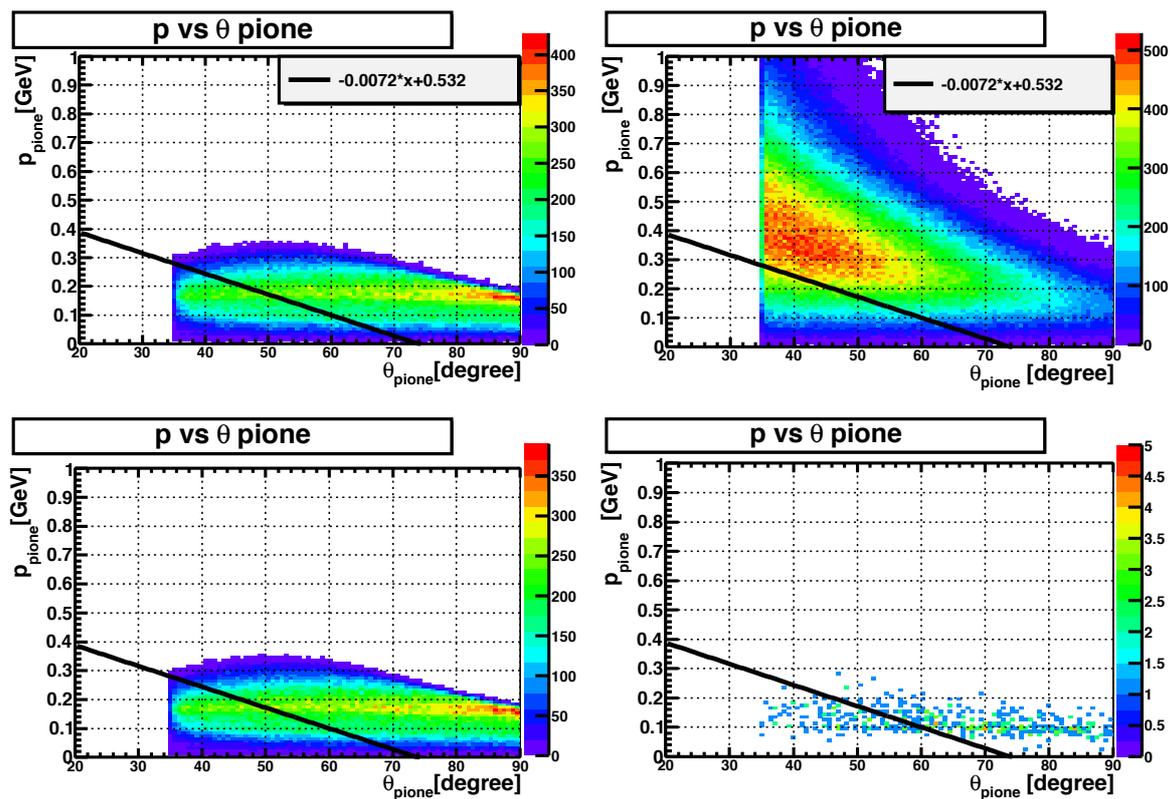


Figura A.13: Correlazione tra angolo θ e impulso del π^- per il segnale (a sinistra) e per il FONDO3 (a destra). In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

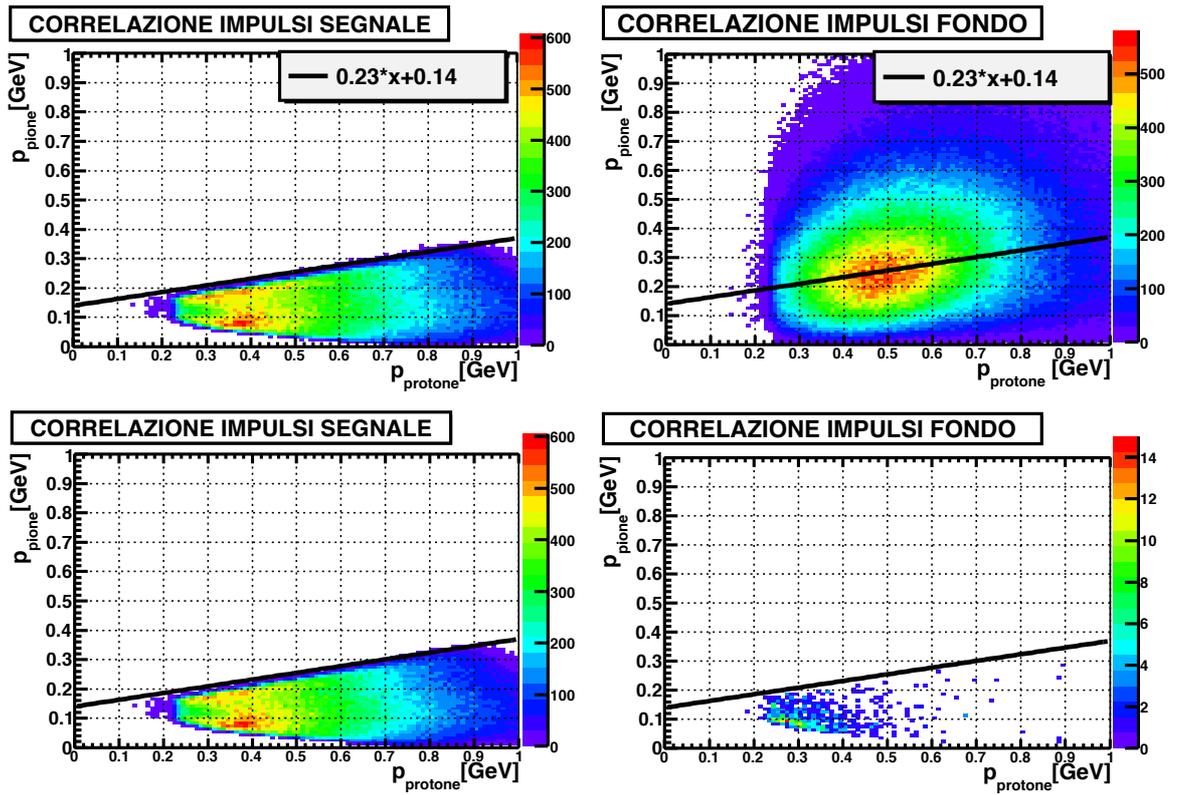


Figura A.14: Correlazione tra gli impulsi delle due particelle della coppia rivelata: protone e π^- per il segnale (a sinistra) e per il FONDO3 (a destra). In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

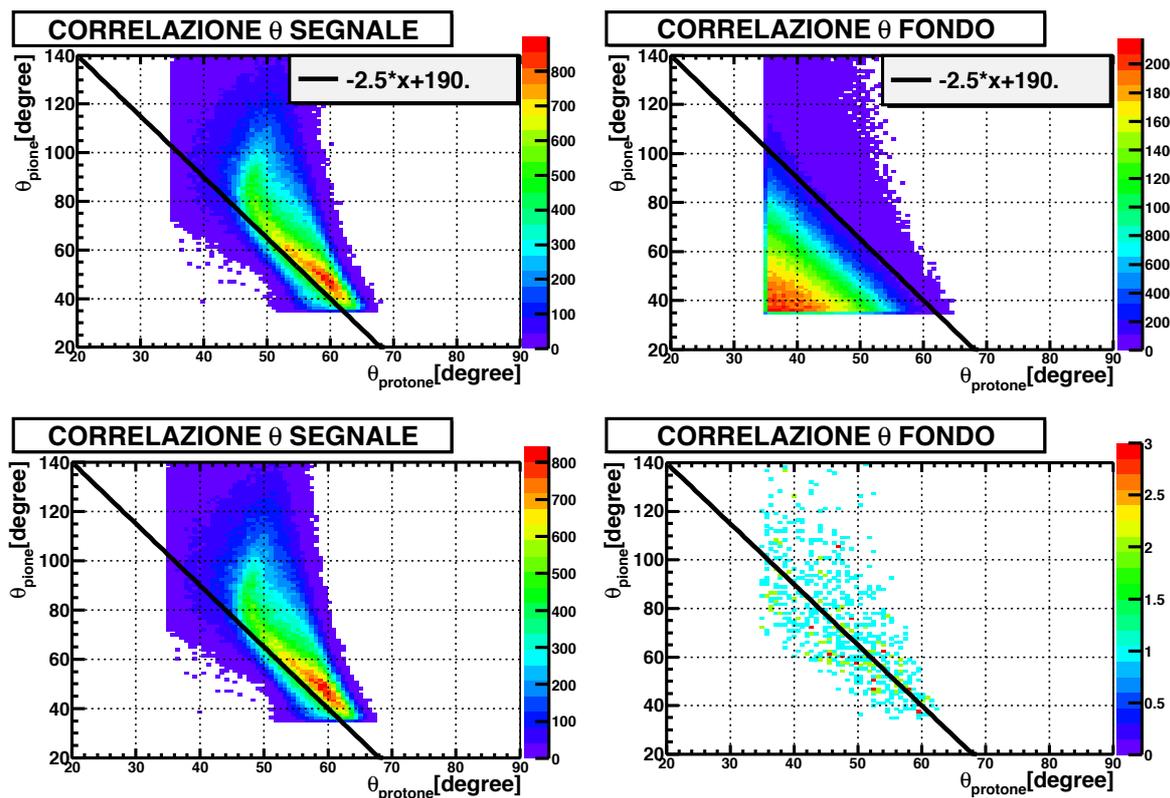


Figura A.15: Correlazione tra gli angoli θ delle due particelle della coppia rivelata: protone e π^- per il segnale (a sinistra) e per il FONDO3 (a destra). In alto sono riportate le distribuzioni senza tagli, in basso le stesse sono riportate dopo i tagli su massa invariante e massa mancante.

Ringraziamenti

Mi sembra doveroso iniziare questi ringraziamenti dalle persone che hanno reso possibile questo lavoro. Vorrei ringraziare i miei relatori, Mauro Taiuti e Misha Osipenko, per aver mostrato una disponibilità e un'attenzione particolari e per aver fatto ben più del loro dovere. In particolare, vorrei ringraziare Misha, per l'enorme disponibilità, per i numerosissimi consigli e per avermi comunicato dedizione, serietà e passione per la materia. Vorrei ringraziare Marco Battaglieri e Raffaella De Vita per avermi dato la meravigliosa occasione di toccare con mano quanto stavo studiando da mesi, permettendomi di partecipare al Collaboration Meeting di CLAS12 e per aver reso tale esperienza un momento di crescita professionale.

Grazie ad Andrea Bersani, Andrea Celentano, Cristina e a tutte le persone meravigliose del laboratorio L102. Grazie al mio correlatore Fabrizio Parodi per la disponibilità e per le numerose consulenze informatiche. Grazie a Elena Santopinto e ad Andrea Vassalli per avermi seguita nella parte teorica e per le preziose chiacchierate che sono state molto istruttive.

Vorrei ringraziare la mia famiglia per il supporto e l'affetto che mi hanno sostenuta anche nei momenti più faticosi. Un grazie speciale a Paola, che ha avuto davvero molta pazienza e comprensione. Grazie a Cristian per l'amore e il supporto incondizionato che non mi ha mai fatto mancare.

Grazie ai miei fidati compagni di avventure, Francesca e Dario, senza i quali non avrei mai finito questo percorso. Grazie alle mie amiche di sempre, Simona, Stefania, Ona con cui sono cresciuta e che sono state sempre presenti nei momenti di difficoltà. Grazie alle mie coinquiline, vecchie e nuove, Zai, Nada, Martina: come avrei fatto senza le nostre cene dopo le giornate stressanti? Grazie a Danilo, che nonostante la lontananza fisica, ha continuato a starmi vicino dalla Nuova Zelanda. Vorrei ringraziare anche i miei fantastici compagni di corso, che sono diventati per me in questi anni una seconda famiglia e sono riusciti a rendere la nostra "piccionaia" una seconda casa: Marina, Sara, Franceschina, Matteo, Federico, Giorgio, Bongio, Martina, Papi, Piccolo Fra, Niccoló, Grande Fra, Teo,

Andrea, Paolo, Angelica, Emmanuela, Carlo, Filippo, Francesco, Giulio, Chiara, Francesca e tutti gli altri. Un grazie davvero speciale ad Alessandra, che ha condiviso con me questo periodo molto intenso della nostra vita, con un'attenzione e con una sensibilità nei miei confronti che difficilmente ho trovato altrove.

Bibliografia

- [1] *Hughes E.B. et al. Phys.Rev. B139 458 (1965).*
- [2] *A. O. Bazarko et al., Z. Phys. C. 65-189 (1995).*
- [3] *H.L.Lai et al., Phys Rev. D, 55-1280 (1997).*
- [4] *J. Ashman et al., Phys. Rev. D, 206-346 (1988).*
- [5] *The European Muon Collaboration, Nucl. Phys. B, 328 (1989).*
- [6] *B. Lampe, E. Reya, Spin Physics and Polarized Structure Function, Phys. Rep. 332:1-163 (2000).*
- [7] *B.Borayson, U.G.Meissner, Chiral Expansion of Baryon Masses and σ -Terms, Ann.Phys. 254:192-232 (1997).*
- [8] *J.Gasser, H. Leutwyler, M.E.Sainio, Sigma-term update, Phys. Lett. B. 253:252,259 (1997).*
- [9] *T.B.Humensky Probing The Standard Model and Nucleon Structure via Parity Violating Electron Scattering (2003).*
- [10] *G0 Collaboration Phys.Rev.Lett. 092001 95 (2005).*
- [11] *R.Hasty Science 290 2117 (2000).*
- [12] *F.E.Maas Phys.Rev.Lett. 152001 94 (2005).*
- [13] *K.A.Aniol Phys.Rev.Lett. 022003 96 (2006).*
- [14] *D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, 4th edition (2000).*
- [15] *T.H.Bauer et al. Rev. Mod. Phys. 50 261 (1978).*
- [16] *S.I.Dolinsky et al. Phys. Rep. C202 99 (1991).*

- [17] *CLAS12 Technical Design Report* (2008).
- [18] *S.Procureur, Tracking in the central region of the CLAS12 detector, CLAS note* (2007).
- [19] *M. Ungaro* <https://gemc.jlab.org/gemc> .
- [20] *Phys.Rev. C75, 045203* (2007).
- [21] *E.Santopinto, A. Vassalli, Private Communication* (2010).
- [22] *Michael Tiefenback* (2011).
- [23] *M.Osipenko, Private Communication* (2012).
- [24] *P. Corvisiero, Private Communication* (2005).