

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Fisica

Tesi di Laurea

Studio di una selezione di pioni carichi nel tagger
dell’esperimento ENUBET

Relatore

Prof. Andrea Longhin

Correlatore

Dr. Fabio Pupilli

Laureando

Filip Levi Rancan

Anno Accademico 2022/2023

Indice

1	Introduzione	2
1.1	Finalità dell'esperimento ENUBET	2
2	Descrizione dell'esperimento ENUBET	4
2.1	Bersaglio di protoni	5
2.2	Linea di trasferimento	5
2.3	Tunnel di decadimento strumentato - tagger	6
2.4	Il veto per i fotoni o t_0 layer	7
3	Simulazione e ricostruzione dei decadimenti adronici dei K	9
3.1	“Event-building” per i decadimenti K_{e3}	9
3.2	Il pacchetto TMVA in ROOT e il software Geant4	12
3.3	Tagging dei pioni da decadimenti dei K	12
3.3.1	Gestione dei campioni di training e simulazione	13
3.3.2	Training per riconoscimento dei pioni	13
3.3.3	Analisi di un fascio realistico entrante nel tunnel	16
3.3.4	Curve di efficienza vs signal-to-noise	18
3.3.5	Curva di efficienza contro S/N per il K_{e3}	24
3.4	Ridefinizione del segnale escludendo i pioni neutri	24
3.4.1	Curva di efficienza vs S/N per il training senza i π^0	27
3.4.2	Accettanza geometrica	28
4	Conclusioni	29
	Bibliografia	30
	Appendice	31
.1	Barre di errore di Fig. 3.10	31

Capitolo 1

Introduzione

La possibilità di ridurre le sistematiche sulla normalizzazione dei futuri fasci di neutrino è l'oggetto di studio del progetto ENUBET. L'idea di base consiste nel monitorare singolarmente la produzione di positroni o muoni associati ai decadimenti dei neutrini, instrumentando opportunamente la zona di decadimento. Finora l'attenzione si è incentrata sulle capacità di ricostruzione di leptoni con ottimi risultati. Poca enfasi invece è stata posta sulle potenzialità nella ricostruzione di un campione di pioni carichi e neutri. L'approfondimento proposto in questo lavoro consiste nello studio delle capacità di ricostruire in un ambiente ad alta molteplicità i pioni in modo da inferire con precisione le rates di Kaoni carichi (le particelle dal cui decadimento si originano pioni/leptoni e neutrini) nella regione di decadimento. Sfruttando la conoscenza del rapporto di decadimento dei K in leptoni (ben misurato da esperimenti dedicati) si può cercare di inferire il flusso di neutrini elettronici o muonici in maniera indipendente aggiungendo un constraint significativo rispetto alla tecnica più tradizionale (tagging diretto dei leptoni). La tesi è stata svolta utilizzando il codice di simulazione GEANT4 del "tagger" di ENUBET ed si è arrivati al risultato di una selezione adatta a ottimizzare l'efficienza e la purezza del campione di pioni utilizzando degli algoritmi basati su neural networks.

1.1 Finalità dell'esperimento ENUBET

Negli ultimi anni i fasci di neutrini si sono evoluti raggiungendo elevate intensità ma le incertezze sul flusso rimangono ancora importanti (dell'ordine almeno del 5%). In particolare le misure delle sezioni d'urto di neutrini ν_e e ν_μ sono al momento attuale limitate dalla conoscenza dei flussi iniziali e tale flusso iniziale viene sommariamente determinato tramite estrapolazione da dati di adro produzione e da simulazione della beamline dei neutrini. Inoltre ENUBET sarà in grado aumentare la sensibilità a parametri di oscillazione ed in particolare alla fase δ della violazione CP. Complessivamente questa limitazione impedisce di raggiungere precisioni migliori del $O(5\%)$ nella misura della sezione d'urto assoluta. Inoltre molti dei futuri/attuali esperimenti (T2K, NOvA, DUNE, Hyper-Kamiokande) avranno bisogno di una precisa misura della sezione d'urto dei ν_e . L'insieme di queste motivazioni ha portato alla nascita del progetto ENUBET (Enhanced NeUtrino BEams from kaon Tagging) dove l'unica sorgente di ν_e è data dal decadimento K_{e3} a tre corpi semileptonico dei kaoni: $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$.

Lo scopo di ENUBET è quindi quello di ideare un fascio narrow-band di neutrini con cui si sia in grado di misurare la sezione d'urto e il sapore dei ν a un livello di precisione del $O(1\%)$ e l'energia

dei ν alla precisione del ordine del $O(10\%)$. Concretamente per arrivare allo scopo si monitorano direttamente:

- i positroni (emessi dal K_{e3} a grande angolo) nel tunnel di decadimento. Ciò ci permette di arrivare al flusso dei neutrini elettronici. Il K_{e3} ha un BR di $(5.07 \pm 0.04)\%$.
- i muoni dal decadimento $K_{\mu3}$ ovvero $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$, con un BR di $(3.352 \pm 0.033)\%$.
- i muoni dal decadimento $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, con un BR di $(63.56 \pm 0.11)\%$.

Sostanzialmente misurando il rate di leptoni si può raggiungere un elevato controllo sul rate di produzione dei neutrini che è un processo direttamente collegato. Obiettivo di questa tesi è fare un primo passo, a livello di simulazione, verso il monitoraggio dei decadimenti del K^+ in pioni. Inoltre prendere in considerazione questi decadimenti in pioni è vantaggioso dato il loro alto valore di BR, abbiamo infatti:

- $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ con una BR misurata di $(20.67 \pm 0.08)\%$.
- $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ con una BR misurata di $(1.760 \pm 0.023)\%$.
- $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ con una BR misurata di $(5.583 \pm 0.024)\%$.

Da notare che questi decadimenti non prevedono emissione di neutrini ma conoscendo il BR in questi decadimenti a 2 e 3 corpi si cerca di inferire il flusso di K^+ (e quindi di ν elettronici o muonici) in maniera indipendente.

Capitolo 2

Descrizione dell'esperimento ENUBET

ENUBET è un progetto di sviluppo per un esperimento futuro, per fasci di neutrini di nuova generazione. La prima fase di R&D sul fascio e il rivelatore è stata portata a termine con successo nell'ambito di un finanziamento dello European Research Council (2016-2022, PI A. Longhin G.A. 681647). Attualmente si è nella fase di realizzazione di una proposta scientifica per la realizzazione di un esperimento full-scale.

Come visibile dalla figura 2.1 l'esperimento è costituito da linea di trasferimento relativamente corta (20 m) seguita da un tunnel di decadimento di 40 m (in giallo). I protoni estratti vengono fatti incidere su un target di grafite (un cilindro di 60 cm di lunghezza e 6 cm di raggio) e dalla loro interazione sono generate numerose particelle instabili, tra cui principalmente kaoni e pioni, dai cui decadimenti viene prodotto il fascio di neutrini. Poco dopo il target è posizionato un foglio di tungsteno per sopprimere il fondo di e^+ che entra nel tunnel di decadimento. In particolare si vuole sopprimere la componente ad alto angolo che intercetta le pareti del tunnel. Il tunnel è inclinato rispetto al fascio di protoni di circa 15° , come mostrato in Fig. 2.1.

La linea di trasferimento ha lo scopo di: direzionare le particelle prodotte dall'interazione target

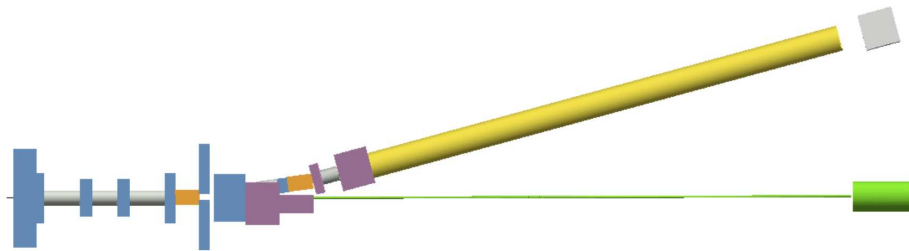


Figura 2.1: Schema di ENUBET (simulazione in Geant4).

con protoni, selezionare le particelle nel corretto intervallo di momento e di trasportare tali particelle all'inizio del tunnel di decadimento. I protoni non interagenti sono assorbiti nel proton dump, in

verde nella stessa figura. Gli adroni non decaduti vengono assorbiti, prima che possano decadere nell'hadron dump (in grigio).

In particolare i decadimenti dei kaoni carichi si prestano bene ad una analisi a livello di singola particella. I neutrini elettronici del decadimento K_{e3} rappresentano il 97% del flusso totale dei ν_e . Il rimanente 3% viene da decadimenti dei muoni. La frazione è molto bassa grazie al cammino medio dei muoni che è ben maggiore dei ≈ 40 m del tagger a queste energie. I positroni dal decadimento $Ke3$ sono emessi a grande angolo (rispetto all'asse del tunnel) e per questa ragione essi collidono con il tunnel di decadimento strumentato (tagger) prima di essere assorbiti nell'hadron-dump. Questo vale anche per i decadimenti dei K con stati finali in muone e più in generale per tutti i prodotti di decadimento dei K , anche adronici. Al contrario la maggior parte dei pioni non decaduti e dei muoni dalla reazione $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ (muoni emessi a piccolo angolo) raggiungono l'hadron-dump senza colpire le pareti del tagger, non contribuendo al rate di particelle rilevate dalle pareti strumentate.

Possiamo migliorare la precisione nel rate di produzione dei kaoni monitorando il rate di produzione dei pioni nel tunnel causato da altri modi di decadimento del K^+ : $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ($BR \approx 63\%$) e $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ($BR \approx 21\%$). Il primo canale è già stato ampiamente studiato in precedenza mentre i decadimenti in stati finali con pioni saranno trattati in questo lavoro. La misura del rate dei K nel tagger in modalità di decadimento con pioni va poi corretta per il rapporto tra questi decadimenti e quello del K_{e3} , che sono ben misurati dagli esperimenti sui K (p.e. NA62), per inferire il flusso dei neutrini elettronici.

2.1 Bersaglio di protoni

I pioni e i kaoni vengono prodotti dall'interazione dei protoni estratti col target. A seconda dello spessore e della natura del materiale utilizzato può cambiare la produzione del numero e dello spettro delle particelle che arriva al tunnel di decadimento. Studi dedicati [1] hanno mostrato che la produzione ottimale di K^+ si ottiene con un momento dei protoni primari di 400 GeV/c e che, per avere uno spettro di neutrini nella regione di interesse con una buona statistica, conviene selezionare con la linea di trasferimento kaoni di circa 8.5 GeV. L'ordine di grandezza del libero cammino medio nel sistema L del laboratorio è dell'ordine delle decine di metri:

$$L = \gamma\beta c\tau \approx 50 \text{ m} \quad (2.1)$$

con τ tempo di vita media di ≈ 12.4 ns, $\gamma = E_K/m_K$ e $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$. Quindi ci aspettiamo che i decadimenti dei K^+ si realizzino per la maggior parte nel tagger.

2.2 Linea di trasferimento

Come si vede in figura 2.1, la linea di trasferimento è posizionata dopo il target e prima del tagger. Essa ha l'obiettivo di focalizzare le particelle di 8.5 GeV/c prodotte nella collisione col target, selezionare tali particelle in momento e trasportarle all'ingresso del tagger.

In asse con il fascio primario di protoni è posizionato un proton-dump che ferma i protoni primari che non hanno interagito col target. Un altro dump è posizionato al termine del tunnel, si tratta del hadron dump (tali assorbitori sono creati con dei blocchi di ferro, grafite e cemento con

un design ottimizzato).

Riportiamo in Fig. 2.2 la distribuzione, dei momenti dei K^+ all’entrata e all’uscita del tagger, ottenuti da $\approx 4 \times 10^6$ protons-on-target (POT) simulati. Come si vede all’entrata del tagger è presente una componente a basso momento che non si vede all’uscita essendo costituita da particelle focalizzate male che sbattono nel tagger. Nel design della linea di trasferimento si è cercato di ridurre questa componente al minimo con un accurato studio dei materiali, dei campi magnetici e degli assorbitori. La riduzione nel “momentum-bite” a circa 8.5 GeV è invece legata ai decadimenti nel tagger. Si noti la scala logaritmica.

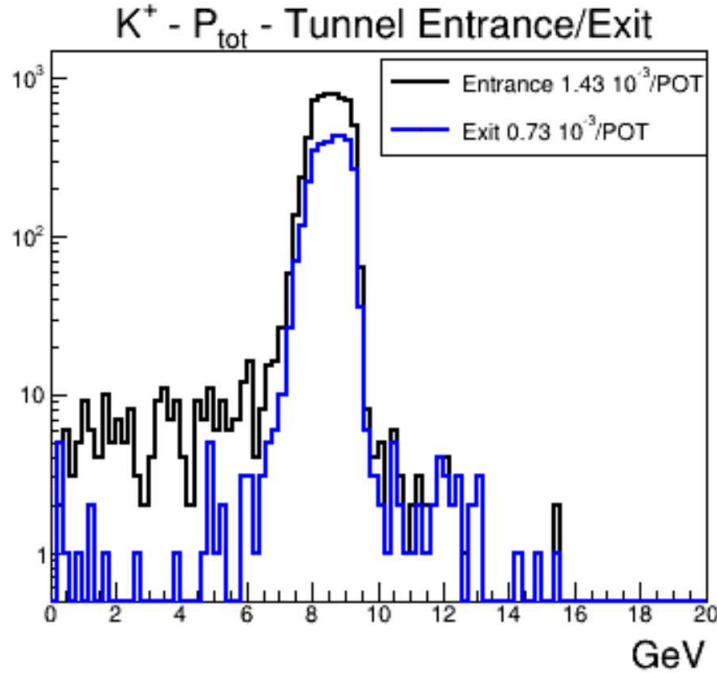


Figura 2.2: Distribuzione dei momenti per il K^+ ottenuti dalla simulazione all’entrata e all’uscita del tagger.

In Fig. 2.3 vengono visualizzate le rates di tutte le particelle all’entrata del tagger normalizzate al numero di POT per un fascio di protoni di 400 GeV/c. Ci aspettiamo un rate di π^+ di $2.32 \times 10^{-3}/\text{POT}$ e una rate di K^+ di $0.21 \times 10^{-3}/\text{POT}$.

2.3 Tunnel di decadimento strumentato - tagger

Il tunnel di decadimento strumentato (o tagger nel seguito) è costituito da un calorimetro a campionamento (ferro-scintillatore) e un sistema per la reiezione dei fotoni (veto dei fotoni nel seguito). Lo scopo principale è la particle-identification, in particolare la separazione di positroni e muoni dagli adroni. La risoluzione energetica per i positroni è di $\sigma_E \simeq 18\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ nel range di interesse di ENUBET ($\sim 1 - 5$ GeV). L’elemento di base del calorimetro è il Lateral Compact Module (LCM), che consiste di cinque lastre di acciaio di dimensione $3 \times 3 \times 1.5$ cm³ intervallate con cinque scintillatori plastici dalla dimensione $3 \times 3 \times 0.7$ cm³. In questo schema la luce viene raccolta dallo scintillatore tramite delle fibre a spostamento di lunghezza d’onda (WLS,

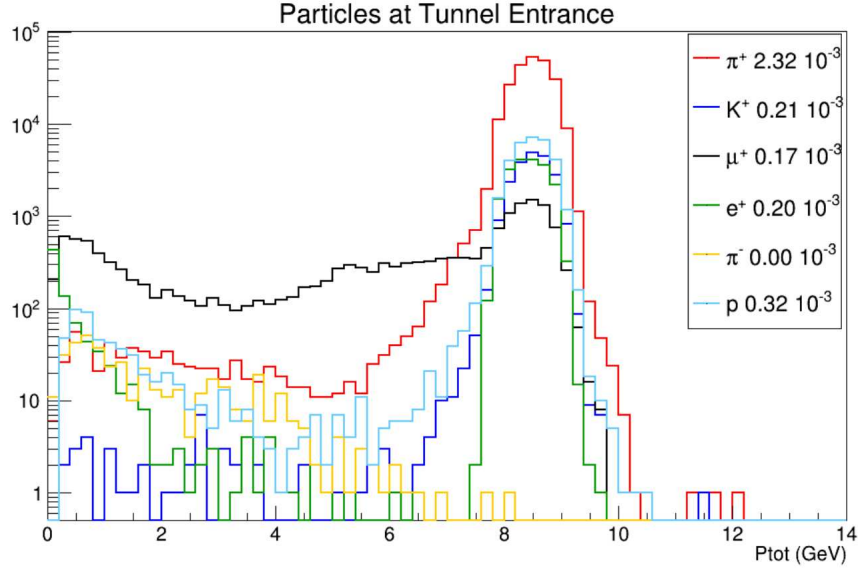


Figura 2.3: Rate di particelle all’entrata del tunnel normalizzata al numero di protons-on-target (POT).

WaveLength Shifting fibers) che sono incollate in opportune scanalature nello scintillatore. La luce viene trasportata fino a dei fotosensori detti Silicon Photo-Multipliers (SiPM) con delle fibre con lunghezza di circa 30 cm. I SiPM sono inoltre protetti da uno spessore di 30 cm di polietilene borato (5%) che attenua il flusso di neutroni di un fattore circa 20. Questa protezione dal flusso di neutroni originati dalle interazioni adroniche dei prodotti di reazione dei kaoni permette un tempo di vita per questi rivelatori appropriato rispetto alla scala dei tempi dell’esperimento. Radialmente il rivelatore si sviluppa per 9 cm ovvero con tre moduli LCM. Questi rivelatori sono stati oggetto di molteplici esposizioni ai fasci del CERN tra il 2017 e il 2019 per validare il design. Più recentemente (Ottobre 2022 e Agosto 2023) è stato sviluppato un rivelatore (“dimostratore” con 1200 canali e 3.5 t di massa) che costituisce una validazione di questa tecnologia di rivelazione su una scala non troppo lontana dall’utilizzo finale nell’esperimento.

In uno degli articoli su questi test ([1]) i moduli di lettura LCM erano disposti in 7 piani ciascuno dei quali è composto da 12 LCM in disposizione $3 \cdot 4$. La profondità di questi 7 piani di calorimetro risulta essere di $3.15\lambda_0$ e $30.1X_0$, con λ_0 e X_0 lunghezze di interazione di radiazione nel mezzo rispettivamente per sciame adronico ed elettromagnetico. Quindi questo spessore trasversale è sufficiente a contenere interamente lo sciame elettromagnetico. In Fig. 2.4 vi è uno schema del modulo LCM.

2.4 Il veto per i fotoni o t_0 layer

È inoltre presente un detector (detto anche t_0 -layer) per identificare i fotoni distinguendoli da e^+ ed e^- e fornire un timing molto preciso. Il t_0 -layer è composto da un doppietto di scintillatori plastici ($3 \times 3 \times 0.7 \text{ cm}^3$) montati sotto i LCMs (ovvero internamente alle lastre di acciaio, tra i 97 e i 100 cm). Un doppietto di t_0 -layers dista dal successivo 7 cm, in modo che i positroni dal decadimento K_{e3} attraversino in media cinque doppietti. Tali positroni incidono infatti sulle pareti con un angolo di $\approx 100 \text{ mrad}$ nelle condizioni di lavoro dell’esperimento come riportato in [1].

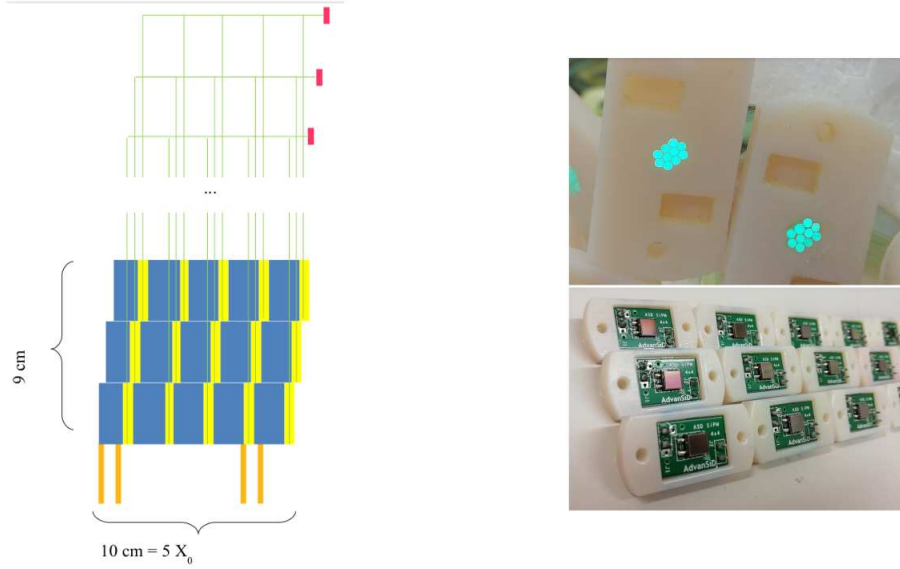


Figura 2.4: A sinistra: modulo LCM del tagger. In blu ci sono gli assorbitori, in giallo gli scintillatori plastici, in verde le fibre WLS, in rosso v'è la scheda elettronica dotata dei SiPM (fotomoltiplicatori) e in arancione i doppietti di scintillatore plastico del t_0 -layer. A destra: i fasci di 10 fibre WLS corrispondenti ad un LCM e le schedine con in SiPM montati che vanno affacciati alle fibre.

Come anticipato è possibile tramite il t_0 -layer distinguere i positroni da K_{e3} dai γ prodotti principalmente nei decadimenti $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ($BR \approx 98\%$). I fotoni infatti tipicamente rilasciano un segnale compatibile con nessuna Minimum Ionizing Particle (mip) o con due mip, se il fotone converte in una coppia e^+e^- . Il positrone al contrario rilascia un segnale di singola mip. In [1] si mostra come il t_0 -layer riesca a selezionare il segnale di una mip con una efficienza del 87% e a rigettare il background (ovvero nessuna o più di una mip) con efficienza del 89%.

Esponendo il t_0 -layer a particelle cariche si è arrivati a stimare in 25 (foto-elettroni, p.e. da photo-electrons) il segnale rilasciato mediamente da una mip. Nel lavoro citato si è fatto uso della reazioni di scambio carica dei pioni ($\pi^- + X \rightarrow \pi^0 + Y \rightarrow \gamma\gamma + Y$) per produrre un campione arricchito in fotoni con conversioni in coppie e^+e^- . In questo modo si è ottenuto un campione sia di singole che di doppie mip che doppie mip nel prototipo del t_0 -layer. Tramite un'analisi statistica riportata in [1] si arriva ai risultati di selezione/reiezione precedentemente riportati.

Capitolo 3

Simulazione e ricostruzione dei decadimenti adronici dei K

Grazie ad una simulazione completa in GEANT4 sviluppata dalla collaborazione è possibile riprodurre interamente l'esperimento: dagli elementi della linea di trasferimento, il tagger e il detector di neutrini; avendo controllo su tutti i parametri del setup. Tale simulazione include la propagazione e gli eventuali decadimenti randomizzati di tutte le particelle all'ingresso del tunnel fino all'hadron-dump. La simulazione si rivela particolarmente utile per accedere alle informazioni sui decadimenti delle particelle e sulla loro storia (individuazione dei genitori nelle catene di decadimento). Ad esempio dalla posizione di un decadimento K_{e3} e dai momenti delle particelle secondarie possiamo ad esempio inferire la traiettoria del neutrino emesso.

In particolare la simulazione permette di riprodurre i detector descritti nel tagger, ovvero il calorimetro e i detector per il veto dei fotoni. La risposta di ogni detector è data a livello di deposizione di energia: per velocizzare i tempi non si simula il processo di scintillazione e la propagazione dei fotoni ottici attraverso le fibre WLS. Questo non ha particolari conseguenze.

3.1 “Event-building” per i decadimenti K_{e3}

Per il nostro obiettivo di monitorare i decadimenti di K^+ in pioni è necessario ricostruire tali eventi tramite un algoritmo detto di “event-building”. Questo è un algoritmo che associa spazialmente e temporalmente (clustering) i depositi energetici nei vari LCM al fine di associare i depositi energetici collegati ad una interazione di un positrone da decadimento K_{e3} nel tagger. Per questo lavoro useremo l'event-builder già sviluppato dalla collaborazione per il K_{e3} che descriviamo qui di seguito. Questa scelta non è ovviamente ottimale ma lo sviluppo di un algoritmo di event-building specifico e ottimizzato per i pioni è piuttosto complesso ed esula dagli scopi di questo studio. Cercheremo quindi di estrarre all'interno degli eventi prodotti dall'event builder per i positroni da K_{e3} il campione derivante dai decadimenti dei K in stati finali con pioni. Come anticipato l'obiettivo di questa “ricostruzione dell'evento” è di correlare nello spazio e nel tempo i depositi di energia registrati nel tagger da uno stesso decadimento. Questo non è un compito banale a causa dell'ambiente “caotico” in cui si lavora dovuto all'alta flusso di particelle del fascio e delle particelle

secondarie dai vari decadimenti/interazioni. L’algoritmo di event-building per il decadimento K_{e3} segue i seguenti passi:

- si preselezionano eventi candidati di e^+ da K_{e3} solo se hanno rilasciato un’energia in un LCM dello strato più interno del calorimetro superiore a 28 MeV. Infatti l’energia rilasciata da una minimum-ionizing-particle (come i μ) nelle cinque lastre di scintillatore (pari a 3.5 cm di spessore) ha come valore più probabile ≈ 6.5 MeV (quindi ben inferiore a 28 MeV). Inoltre gli e^+ sono ben meno penetranti dei μ e rilasciano gran parte della loro energia in un solo LCM, dato il suo spessore corrispondente a $\approx 4.3X_0$, con X_0 lunghezza di radiazione.
- questo rilascio di energia superiore a 28 MeV viene preso come “seme” per la ricostruzione dell’evento. Ovvero ogni qual volta si registra un rilascio superiore a 28 MeV si innesca l’event-building.
- i segnali provenienti dai LCM e dal t_0 -layer vengono aggregati con opportuni tagli in posizione e con una tolleranza temporale, una volta tenuto conto dei tempi di propagazione, pari a 1 ns.

La selezione dei positroni e la loro separazione dal background viene eseguita sfruttando la segmentazione del calorimetro nelle direzioni: longitudinali, trasverse e radiali. Inoltre sfruttiamo i depositi energetici nei t_0 -layer come un’ulteriore variabile per la classificazione, allo scopo di sopprimere il fondo dovuto ai γ e alla loro eventuale conversione in coppie. In particolare ricordiamo che:

- lo sciame elettromagnetico è longitudinalmente e trasversalmente meno esteso dello sciame adronico.
- muoni e adroni non interagenti spesso vengono scartati in quanto, essendo mip, rilasciano ben meno energia di 28 MeV nel primo LCMs in cui impattano. Quindi essi sono già soppressi in fase di event-building.
- tali muoni e adroni, essendo poco interagenti, vengono anche scartati per via della topologia “rettilinea” del rilascio di segnale nel calorimetro. Si veda ad esempio lo schema di Fig. 3.1 dove si confronta qualitativamente la topologia di rilascio di energia delle varie particelle nel calorimetro elettromagnetico.



Figura 3.1: Topologia di rilascio del segnale nei LCMs del calorimetro per varie tipologie di particella.

L’insieme delle informazioni precedenti ha portato alla scelta di un set di 19 variabili che descrivono il rilascio di energia nel calorimetro e che vengono utilizzate per la classificazione con una rete neurale (NN di seguito). Tra le varie opzioni implementate nel toolkit TMVA di ROOT [2] abbiamo scelto l’algoritmo multilayer-perceptron.

In Fig. 3.2 si vedono le distribuzioni delle 19 variabili usate come input per l’algoritmo di classificazione multivariata. La loro definizione è nella caption. Gli istogrammi sono di tipo “stacked” e mostrano infatti la distribuzione della grandezza per le varie particelle che entrano nel tunnel. Tali distribuzioni si riferiscono agli eventi ricostruiti dall’event-builder. L’istogramma numero 16, “NN classifier” rappresenta la distribuzione del valore di output del classificatore e può assumere valori

nell'intervallo $[0, 1]$, questa variabile può essere ottenuta solo dopo aver eseguito il “training” della NN con campioni separati di segnale e di fondo (approfondiremo l'argomento nella sezione relativa alla selezione dei pioni).

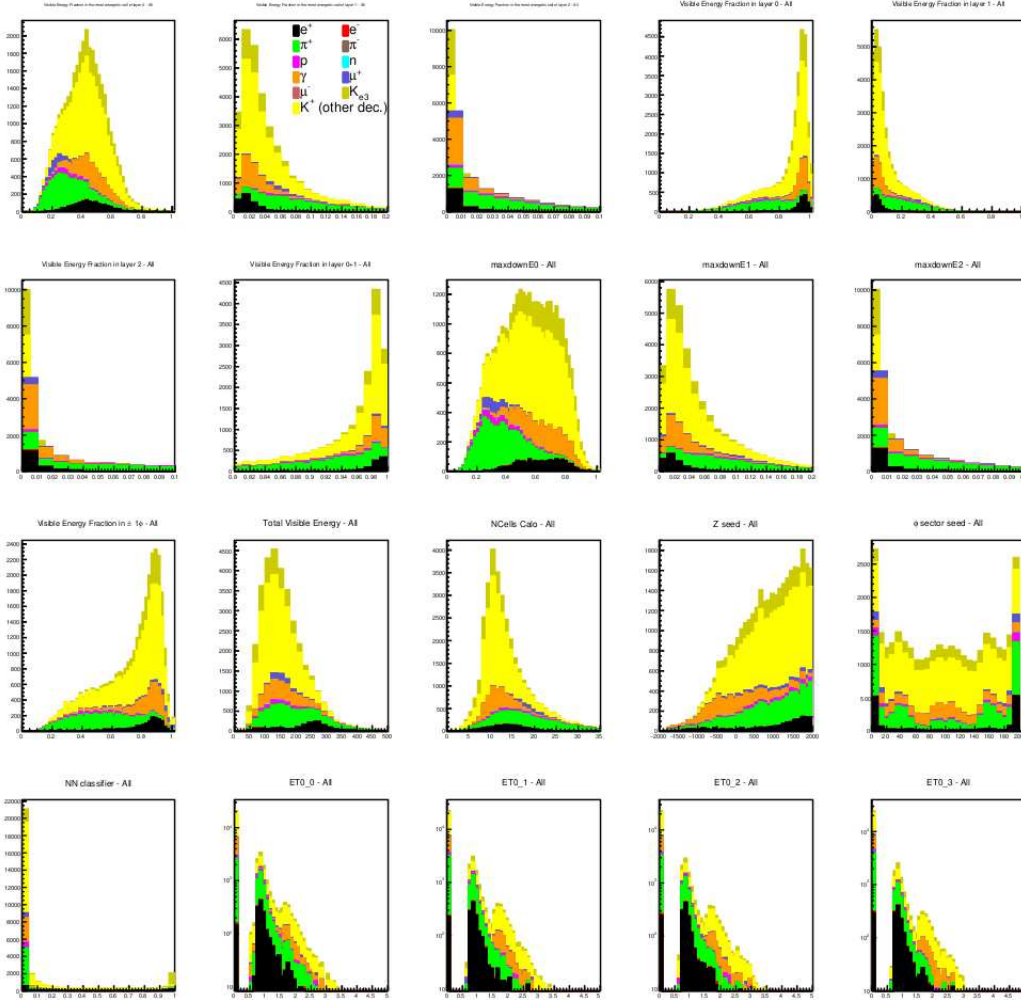


Figura 3.2: Distribuzione delle 19 variabili per la classificazione multivariata, per eventi ricostruiti dall'event-builder. Il segnale di K_{e3} è rappresentato in giallo-oro. Da sinistra a destra e dall'alto verso il basso: (1) frazione dell'energia visibile totale del LCM con la maggiore deposizione di energia nel primo strato calorimetrico; (2) come (1), ma nel secondo strato; (3) come (1) ma nel terzo strato; (4) frazione di energia depositata nel primo strato; (5) frazione di energia nel secondo strato; (6) frazione di energia nel terzo strato; (7) frazione di energia nel primo e nel secondo strato; (8) frazione di energia rilasciato nel LCM con la maggiore deposizione di energia e nel LCM immediatamente a valle, nel primo strato del calorimetro; (9) come (8) ma nel secondo strato; (10) come (8) ma nel terzo strato; (11) frazione di energia degli LCM nello stesso settore trasversale del “seme”; (12) energia visibile totale; (13) numero totale di LCM raggruppati nell'evento; (14) coordinata longitudinale del “seme”; (15) Settore ϕ del “seme” dove ϕ è l'angolo azimutale. Il plot (16) mostra la distribuzione del classificatore della NN. Gli ultimi quattro plot (17, 18, 19, 20) sono le nuove variabili incluse nella rete neurale per descrivere i depositi energetici nei quattro t_0 -layer a monte del seme, sono presentati in scala logaritmica.

3.2 Il pacchetto TMVA in ROOT e il software Geant4

E' stato usato l'articolo [2] come riferimento per lo studio e utilizzo della classificazione multivariata. In particolare il metodo di training usato è stato MLP, ovvero multilayer perceptron. L'elemento di base del metodo è il perceptrone che riceve in ingresso una serie di input x_i e pesi w_i . Questi input vengono combinati in somma pesata $\sum_i w_i x_i$ e se questa somma supera un valore limite la risposta del multilayer perceptron sarà 1, mentre sarà 0 altrimenti. Viene detta multilayer perché i perceptroni sono organizzati in strati successivi e ogni strato manda input allo strato successivo (e non all'indietro).

L'intero esperimento viene simulato con vari software, in particolare il tagger (di interesse per la tesi) viene simulato tramite Geant4. Si tratta di una piattaforma per la simulazione delle particelle attraverso la materia tramite metodi Monte Carlo. La documentazione di riferimento è all'articolo [3].

Il codice per l'analisi dati presentata nel seguito della tesi è stato realizzato ROOT un software orientato agli oggetti sviluppato dal CERN, il riferimento è l'articolo [4].

3.3 Tagging dei pioni da decadimenti dei K

Il passo successivo è quello di ricostruire un campione di pioni carichi e neutri da decadimenti dei K . Il nostro background in questo caso è principalmente composto dai pioni mal focalizzati provenienti da interazioni di protoni col target o da interazioni secondarie nei collimatori nella linea di trasferimento e dai fotoni prodotti in queste interazioni. Il segnale dei pioni prodotti da decadimenti adronici del K^+ si compone dei seguenti contributi:

- $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, con un branching ratio di circa il 21%;
- $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^0$, con un branching ratio di circa 5.5%;
- $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$, con un branching ratio di circa 1.8%.

Per poter selezionare tali pioni da decadimento di K^+ è necessario produrre gli opportuni campioni di training da fornire alla rete neurale per la classificazione. Abbiamo quindi selezionato un campione di training di segnale contenente solamente pioni (π^+, π^-, π^0) provenienti da K^+ e quello di fondo contenente tutte le altre particelle escludendo i pioni dal decadimento di K^+ .

Per creare i campioni di training della NN abbiamo dovuto modificare la parte del codice di Geant4 che si occupa di fare il tracking delle particelle per step ("SteppingAction"). Ad ogni step si controlla il tipo di particella prodotta e si eliminano le particelle che non vogliamo siano presenti nel nostro campione escludendole dalla successiva propagazione ("kill"). Per il campione di fondo procediamo come di seguito. Se la particella che decade è un K^+ o un K^- e le particelle secondarie sono uno dei tre pioni possibili ($\pi^+ \pi^- \pi^0$) o un γ da π^0 (a sua volta generato da K^+) allora eseguiamo il kill della particella e automaticamente delle particelle secondarie che avrebbero generato.

Per il campione di segnale escludiamo tutte le particelle che non siano i tre pioni possibili o γ da K^+ eseguendo un kill. Si tratta della condizione complementare a quella usata per la creazione del file di fondo.

3.3.1 Gestione dei campioni di training e simulazione

I files di input della simulazione del tagger consistono del campione di particelle che entra nel tagger. Questo campione viene, per motivi tecnici, prodotto da una simulazione indipendente che si occupa di simulare la linea di trasferimento (G4beamline). Le interazioni dei protoni sul bersaglio sono a loro volta simulate dal pacchetto FLUKA. Il risultato della simulazione consiste di 10^9 POT simulati. L'output è salvato in 100000 files differenti ciascuno originato da 10^6 POT. La produzione di campioni per il training della rete-neurale viene eseguito a partire da un sottocampione di 0.25×10^9 POT. Tale sottocampione è comunque sufficiente per il training. Si preferisce sempre fare in modo di non usare lo stesso campione statistico per il training e la successiva analisi.

La simulazione dei campioni di training e la simulazione del fascio con la sua composizione attesa si basa sugli stessi files di input nel tagger. Oltre a usare campioni statisticamente indipendenti vi è un'ulteriore rimedio per prevenire bias legati alle correlazioni. I decadimenti delle particelle instabili nel tagger vengono infatti randomizzati ad ogni esecuzione del programma. La simulazione è estremamente intensiva e richiederebbe su un solo computer una quantità di tempo eccessiva. Per questo è necessario sfruttare la parallelizzazione accessibile presso il centro di calcolo di Lione (ccali). È possibile eseguire la simulazione su centinaia di files parallelamente gestendo la sottomissione dei jobs con opportuni script di shell (unix). Descrivo di seguito brevemente questi scripts che ho opportunamente modificato per adattarli al caso in studio:

- `create-G4TL-file-lists-NN.sh`: prende in input il numero di files e gli raggruppa in liste da n -elementi con n dato dall'utente.
- `mac-files-NN.sh`: prende in input la cartella dove sono salvati le liste di files prodotti dallo script `create-G4TL-file-lists-NN.sh` e per ognuno di questi produce un file di input di GEANT4 ("mac-file") che verrà dato in input all'eseguibile della simulazione. Ad esempio lanciando lo script con l'opzione `--kpi` vengono prodotti i mac-files necessari per lanciare la simulazione con lo scopo di produrre i campioni di training per il tagging dei pioni. In particolare in questo script si vanno artificialmente a modificare i branching ratios (BR) dei decadimenti del K^+ secondo le quali si costruirà il fascio di segnale (composto solo da pioni come visto di sopra).
In particolare i BR dei modi di decadimento 1, 2, 5 del K^+ sono impostati rispettivamente a 0.74%, 0.20%, 0.06%, da notare che le BR sommano a 1. Gli altri BR sono impostati a 0. In questo modo aumentiamo l'efficienza computazionale forzando GEANT4 a far decadere i K esclusivamente nei modi che ci interessano, rispettando però le loro rispettive probabilità. I modi di decadimento 1, 2, 5 del K^+ sono, nell'ordine: $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ (mode 1), $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ (mode 2) e $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$ (mode 5). Tali percentuali sono state scelte in modo che riflettano le BR misurate dei modi di decadimenti dei K^+ in pioni.
- `submit-production.sh`: si occupa di sottomettere al cluster di macchine presso il centro di calcolo di Lione job di simulazione per ciascuna delle liste precedentemente create.

3.3.2 Training per riconoscimento dei pioni

Al termine delle procedure descritte nel paragrafo precedente si ottengono gli output della simulazione per il segnale e per il background. A questo punto questi due files di output vengono processati dall'event-builder descritto al paragrafo 3.1. Per ottenere una separazione ottimale di

segnale e fondo si è utilizzato il tool-kit TMVA di ROOT. Questo software offre la possibilità di testare diversi algoritmi di classificazione multivariata. Più precisamente si fa uso di campioni di training di cui è nota per costruzione la natura (segnale o fondo) per determinare una funzione che sia in grado di compiere una decisione a livello di classificazione, ovvero che sia in grado di “decidere“ se si tratta di un evento di decadimento di K^+ in pioni. Si parla quindi di “apprendimento supervisionato“.

Per ora si è scelto come buon metodo per la classificazione il multilayer perceptron per le migliori prestazioni viste in fase di tagging delle particelle. In appendice è presente ad esempio la distribuzione del classificatore ottenuto con un altro metodo di training, basato sui Boosted-decision trees, in Fig. 2.

Nelle figure 3.3 e 3.4 sono presenti i 19 istogrammi di variabili fornite in ingresso a TMVA. In blu è presente il segnale (ovvero depositi energetici dovuti a pioni da K) in rosso il fondo (ovvero tutto il resto). È interessante notare come le distribuzioni di segnale e background differiscano per media, moda e deviazione standard; saranno queste differenze di “forma” ad essere sfruttate in fase di training per distinguere il segnale dal background. Più concretamente quando alla rete neurale “allenata“ verrà fornito un evento in ingresso (di identità ignota alla NN ma noto a noi, essendo una simulazione) allora la NN fornirà un estimatore dell’evento compreso nell’intervallo $[0, 1]$, più è vicino a 1 tale valore del classificatore più l’evento è compatibile col segnale, ovvero si tratta di un evento di decadimento di K^+ in pioni.

Commentiamo brevemente di seguito alcuni dei più interessanti istogrammi delle figure 3.3 e 3.4:

- nella distribuzione relativa a $T_{maxfracE0}$ in posizione (riga, colonna)=(1, 1), il segnale e il fondo hanno distribuzioni abbastanza distinte. Tale variabile non è altro che il rapporto tra l’energia depositata sul LCM del primo layer con maggiore deposizione di energia e l’energia totale a livello ricostruito. In particolare vediamo come il fondo tenda mediamente a rilasciare una frazione di energia minore nel primo layer, cosa può essere in parte spiegata ricordando che il fondo comprende numerosi muoni da $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ (BR 73%) che, come sappiamo, sono molto penetranti.
- la variabile T_{EneT0} rappresenta i depositi energetici negli scintillatori del t_0 -layer, che avremo modo di approfondire di seguito. Qui ci limitiamo ad osservare che questi grafici sono in posizione (riga, colonna)=(4, 1), (4, 2), (4, 3) di Fig.3.3 e che il bin con rilascio nullo di energia è notevolmente popolato per il segnale. Questo comportamento è legato alle particelle neutre che lo compongono e in particolar modo ai γ da π^0 . Notiamo inoltre che il fondo tende a popolare maggiormente i bin con rilascio di energia non nullo, difatti questo background include numerose particelle cariche mentre il segnale può contare solo sui $\pi^+ \pi^-$ tra le particelle cariche.

Ottenuta la risposta del classificatore per un evento nell’intervallo $[0, 1]$, viene scelto un valore oltre al quale l’evento è considerato come segnale, ovvero un decadimento di K in pioni. Chiamiamo questo valore limite il “taglio” del classificatore. Al variare del taglio cambia l’efficienza e la purezza del campione finale. Nel grafico di Fig. 3.5 mostriamo la frazione con cui il background è rigettato in funzione dell’efficienza del segnale (“ROC curve”). Per ora questa curva fa riferimento ai campioni di segnale/fondo usati in fase di training e non ancora alla simulazione del fascio in

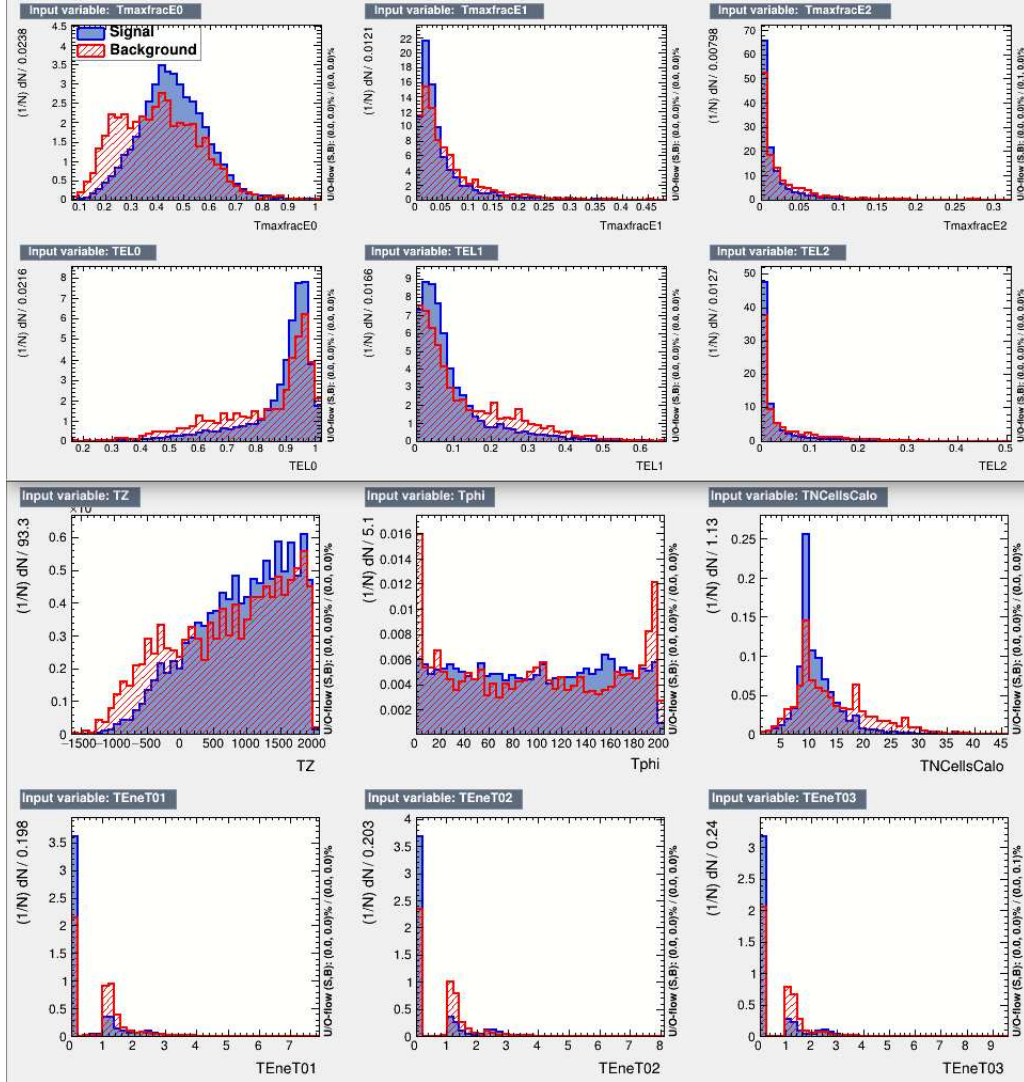


Figura 3.3: Distribuzione delle variabili usate in fase di training, in blu è rappresentato il segnale (di pioni da K) in rosso il fondo. Le variabili di cui vediamo la distribuzione sono già state definite in Fig. 3.2 (hanno lo stesso nome).

condizioni realistiche così come risulta dalla simulazione della linea di trasferimento (“fascio vero” nel seguito).

Il training restituisce un file di pesi in grado di descrivere la risposta della neural network in termini di classificatore a ciascun set di valori delle variabili in input di un dato evento.

Passiamo ora alla creazione di un fascio realistico proveniente dalla linea di trasferimento a partire dai protoni sul bersaglio. Si è usata la statistica disponibile, ovvero 1 GPOT. La simulazione per la costruzione di questo campione viene eseguita in parallelo su 100 jobs. I risultati della simulazione vengono, come per i campioni di training, sottoposti all’event-builder descritto per la ricostruzione degli eventi.

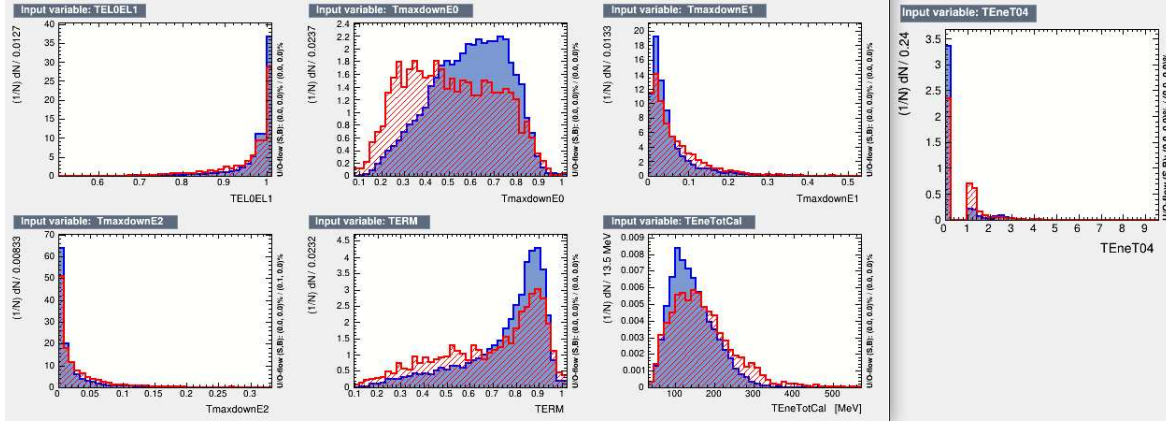


Figura 3.4: Distribuzione delle variabili usate in fase di training, in blu è rappresentato il segnale (di pioni) in rosso il fondo. Le variabili di cui vediamo la distribuzione sono già state definite in Fig. 3.2 (hanno lo stesso nome).

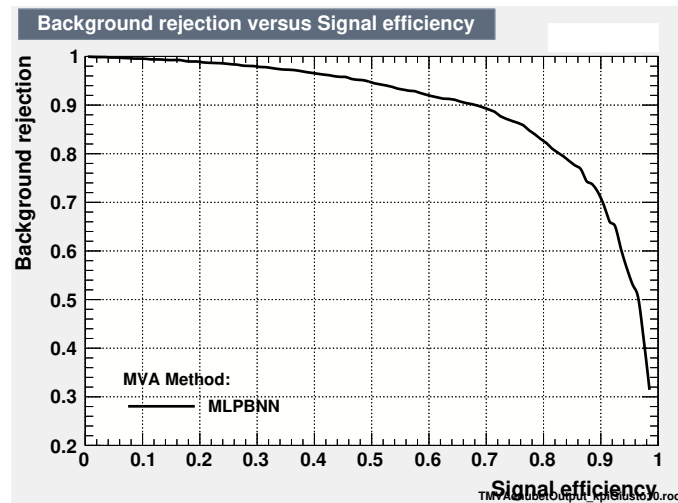


Figura 3.5: ROC curve ottenuta in fase di training. Al variare del taglio del classificatore posso ottenere il grafico di reiezione del background in funzione della efficienza del segnale.

3.3.3 Analisi di un fascio realistico entrante nel tunnel

I files di ingresso al programma di analisi dati sono il fascio “vero” dopo l’event-builder e il file di pesi proveniente dal training. L’analisi dati si occupa anzitutto di determinare per ciascun evento ricostruito dall’event-builder, a partire dai depositi di energia nel calorimetro ad esso associati, le variabili precedentemente definite e già usate per il training della NN. A titolo di esempio viene mostrata in Fig. 3.6 la distribuzione dell’energia rilasciata nel primo layer per tutti gli eventi ricostruiti.

Oltre alla costruzione delle variabili scelte per la discriminazione, l’analisi dati “valuta” gli eventi in questione sulla base del file di pesi, fornendo per ogni evento un estimatore compreso in $[0, 1]$. Trattandosi di una simulazione del fascio “vero”, si conosce esattamente la natura degli eventi ricostruiti e pesati dall’analisi dati e si può sfruttare la cosa per vedere quanto sia efficiente la

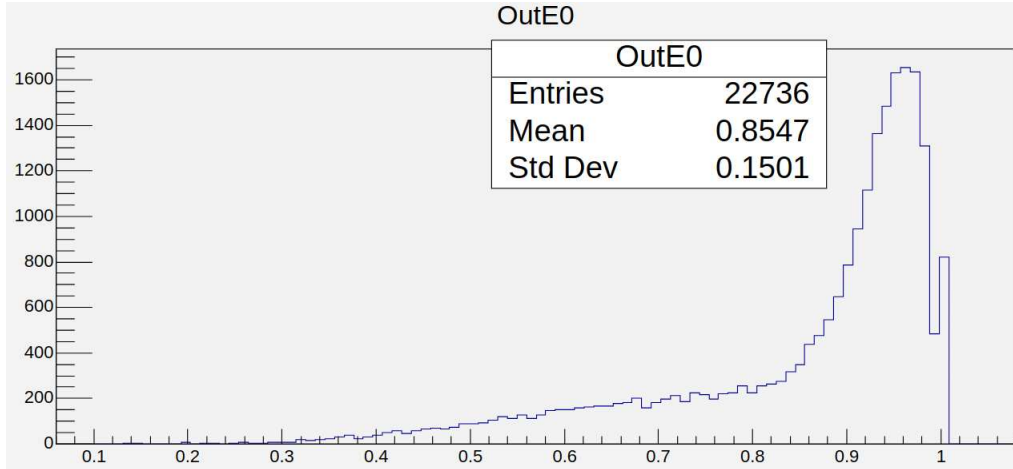


Figura 3.6: Distribuzione della variabile di energia visibile nel primo layer per tutti gli eventi ricostruiti con l’event-builder descritto del fascio vero.

classificazione.

Sfruttando la variabile `DecMode`, che indica se e in che modalità sono decaduti i K^+ del fascio, e la codifica PDG delle particelle si ottengono le distribuzioni presentate in:

- Fig. 3.8 per le variabili associate ai depositi energetici, senza alcun taglio sul classificatore (riportato nell’istogramma in basso a destra). Da notare che in colore giallo-chiaro, giallo-oro e verde sono rappresentati i decadimenti $K^+ \rightarrow X\pi$. In legenda sono presentati gli altri contributi;
- Fig. 3.9 per i depositi energetici sui quattro t_0 -layer più a monte.

In Fig. 3.11 è presente la distribuzione del classificatore per questo training. Si nota una scarsa reiezione del del fondo anche per alti valori del taglio, cosa che avremo modo di approfondire al paragrafo 3.3.4 successivo. Qua ci limitiamo a spiegare i motivi di questa scarsa reiezione del fondo. Sappiamo che i principali prodotti dei decadimenti $K^+ \rightarrow X\pi$ sono:

- i π^0 che hanno una vita media di vari ordini di grandezza inferiore ai π^+ e infatti decadono immediatamente in una coppia di fotoni. La vita media dei π^0 è dell’ordine dei $O(10^{-17})s$ mentre quella dei π carichi è dell’ordine di $O(10^{-8})$.
- i π carichi hanno una vita media dello stesso ordine di grandezza dei K^+ e possono decadere in neutrini e μ carichi, che hanno vita media di alcuni ordini di grandezza superiori $O(10^{-6})s$.

Mostriamo che esiste un importante fondo competitivo per molte di queste particelle:

- Oltre ai γ di fondo vi sono numerose altre sorgenti di fotoni nel fascio. Possiamo vedere gli istogrammi di deposito di energia nei 4 t_0 -layer a monte del seme per il fascio realistico, tali istogrammi sono presenti in Fig. 3.9 in scala logaritmica in questo caso. Notiamo che il bin con un rilascio di energia nullo è dominato dai γ (verde-acqua) del beam e dai decadimenti dei K^+ in pioni neutri (in particolare dal modo $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ che ha infatti un’elevata BR $\approx 21\%$ in giallo oro), mentre c’è un contributo residuo dei K_{e3} . Questo contributo residuo da K_{e3} al bin di deposizione nulla di energia è dovuto alle particelle neutre da K_{e3} . Infatti da

ogni decadimento di questo tipo emerge un π^0 che può decadere in una coppia di γ oppure i positroni da K_{e3} possono fare bremsstrahlung una volta entrati nel t_0 -layer, producendo luce γ . Quindi per i fotoni da $K^+ \rightarrow X\pi$ c'è questo un importante fondo competitivo.

- i μ carichi sono anche prodotti dal frequente decadimento $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ (BR= 63.56 ± 0.11)%.
- i pioni carichi da $K^+ \rightarrow X\pi$ hanno il solo fondo competitivo costituito dai μ^+ o μ^- già presenti nel fascio, quindi sfruttare il deposito caratteristico di queste particelle è un buon modo di selezionare gli eventi $K^+ \rightarrow X\pi$. Sfortunatamente questi π carichi possono decadere in μ carichi che, come visto, si possono confondere. Anche se i π^+ riuscissero a colpire il target sappiamo che il loro deposito energetico è inizialmente penetrante e solo in una secondo momento possono eventualmente sciamare in modo adronico. Come visto al paragrafo sull'event-building questo tipo di deposito energetico non è ben ricostruito.

Il fatto che i γ e μ^+ dall'evento $K^+ \rightarrow X\pi$ abbiamo un fondo competitivo importante fa sì che i campioni di segnale e fondo non abbiano delle distribuzioni molto diverse tra di loro, come visibile alle Fig. 3.3 e 3.4. Quindi a livello di deposito energetico con le variabili fin qui usate non è "facile" eseguire la distinzione.

Se dal segnale rimuovessimo i π^0 e quindi numerosi γ da loro prodotti le distribuzioni delle variabili per il segnale e fondo diventerebbero già più diverse. Riportiamo ad esempio la Fig. 3.7 di alcune di queste variabili, in blu per il segnale in rosso per il fondo.

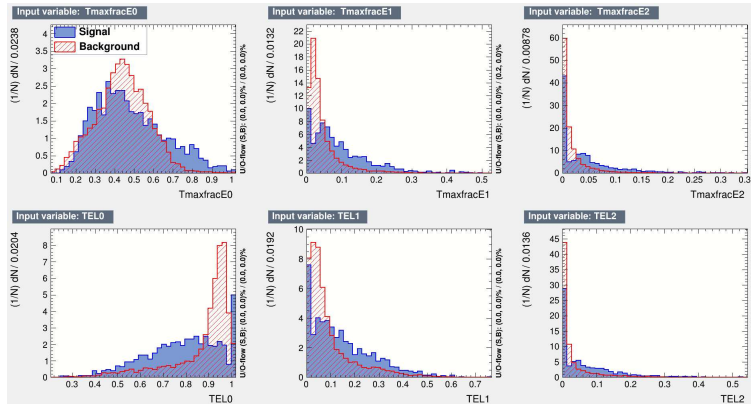


Figura 3.7: Distribuzioni di alcune delle variabili per il training senza π^0 , rimandiamo la loro definizione agli istogrammi fatti per il K_{e3} .

Se prendiamo ad esempio l'istogramma (4) 'TEL0', ovvero la frazione di deposito di energia nel primo strato, vediamo che il segnale in blu tende a rilasciare meno energia nel primo strato. Ciò è naturale dato che il segnale di π carichi tende ad essere più penetrante. Sembrerebbe quindi naturale prendere un segnale di soli pioni carichi ma come discusso al paragrafo 3.3.5 non si riesce arrivare ad una efficienza soddisfacente.

3.3.4 Curve di efficienza vs signal-to-noise

In questo paragrafo cerchiamo un criterio oggettivo per decidere il valore del classificatore. Definiamo l'efficienza come la frazione di eventi di decadimento del K^+ in pioni (segnale) che vengono ricostruiti dall'event-builder e che superino un dato taglio sul classificatore della NN ("riconosciu-

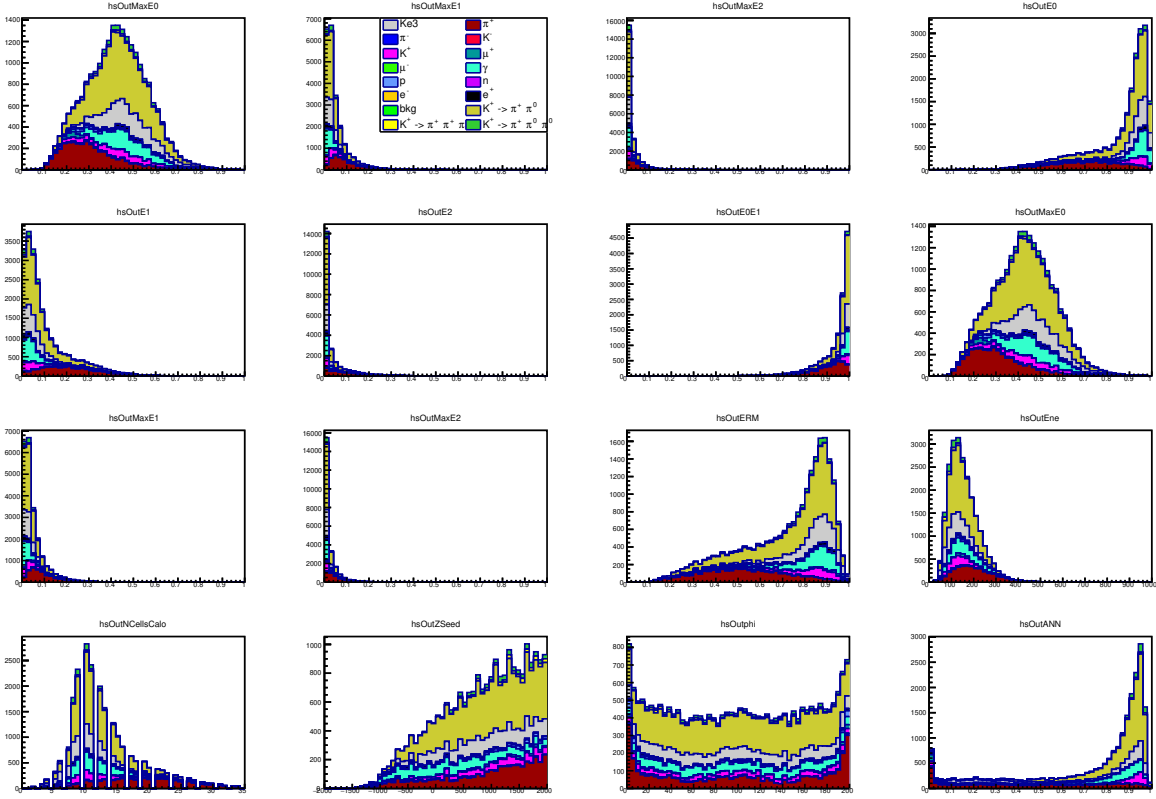


Figura 3.8: Distribuzioni della variabili già usate anche per i K_{e3} prima del taglio, rimandiamo la loro definizione agli istogrammi fatti per il K_{e3} , da notare la legenda aggiornata coi colori che includono i decadimenti di K^+ in pioni.

ti”):

$$\text{efficienza} = \frac{\#\text{eventi}(K^+ \rightarrow n\pi(\text{ricostruiti E riconosciuti}))}{\#\text{eventi}(K^+ \rightarrow n\pi)} \quad (3.1)$$

Definiamo invece il rapporto segnale rumore S/N come il numero di eventi di $K^+ \rightarrow X\pi$ ricostruiti (dall’event-builder) e riconosciuti (dalla NN) rapportato al numero di eventi che non siano $K^+ \rightarrow X\pi$ sempre ricostruiti e riconosciuti. Con la notazione appena usata $K^+ \rightarrow X\pi$ si intendono tutti i tre eventi di decadimento dei K^+ in pioni, ovvero: $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$ e $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Abbiamo quindi bisogno di determinare il numero totale di decadimenti dei K^+ in pioni che avvengono nel tagger. Questa informazione non è presente negli output di produzione dell’event-builder, in quanto questo programma raccoglie informazione solo sugli eventi ricostruiti. È possibile ricavare tale numero totale di $K^+ \rightarrow X\pi$ a partire dall’output grezzo della simulazione che contiene le informazioni a livello “true”:

- si cercano nell’output della simulazione GEANT4 gli eventi in cui un K^+ decade in pioni secondo uno dei tre modi di decadimento in considerazione.

```
kpi=t->Draw("", "PDG==321&&(DecMode==2 | DecMode==3 | DecMode==6) ")
```

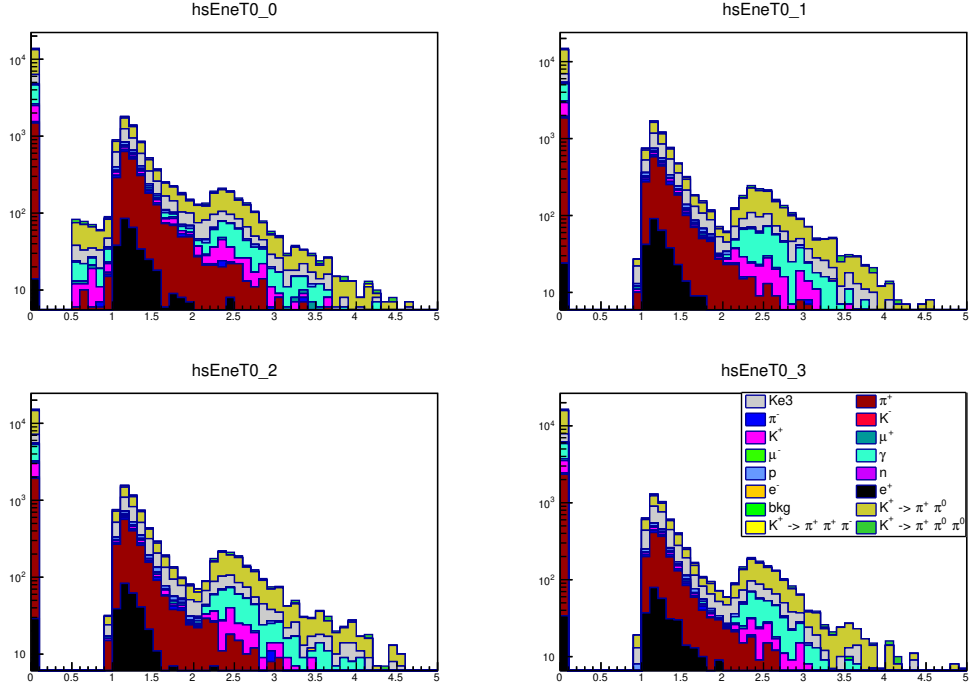


Figura 3.9: Distribuzioni dei depositi energetici sui quattro t_0 -layer più a monte.

dove la variabile `kpi` contiene tale numero. Osserviamo che la condizione (espressa secondo la sintassi del pacchetto ROOT e applicata alle variabili definite nella simulazione del tagger) impone che la particella madre sia un K^+ (PDG=321) e il modo di decadimento deve essere del tipo $K^+ \rightarrow X\pi$ (DecMode).

- Similmente cerco il numero degli eventi nel tunnel che invece non siano decadimenti di K^+ in pioni.

```
kother=t->Draw("", "PDG==321&&DecMode>0&&DecMode!=2&&DecMode!=3
&&DecMode!=6")
```

Si noti che in questo caso richiediamo che i modi di decadimento (`decMode`) siano diversi da quelli $K^+ \rightarrow X\pi$. Notiamo che i numeri `kpi` e `kother` sono indipendenti dal taglio scelto e dipendono solamente dal fascio in input al tunnel.

Dopo aver ricostruito tutti gli eventi del fascio (proveniente dalla linea di trasferimento) per costruire la curva abbiamo ancora bisogno del numero di eventi $K^+ \rightarrow X\pi$ che vengono ricostruiti e soprattutto riconosciuti come segnale dalla rete neurale. Chiaramente questo numero di eventi dipende dal taglio che si sceglie sul classificatore per distinguere il segnale dal fondo. La seguente procedura è stata seguita:

- il classificatore viene campionato in 200 passi con uno step da 0.05;
- si determina il numero di eventi ricostruiti dall'event-builder per i quali il classificatore è

superiore al valore preso in considerazione (ovvero quelli compatibili col segnale dei pioni) e si verifica quanti sono effettivamente eventi di decadimento di K^+ in pioni (sig) e quanti siano invece dovuti al fondo (bkf).

- ora l'efficienza per definizione è il rapporto sig/kpi mentre $S/N = sig/bkf$

A questo punto possiamo realizzare il grafico dell'efficienza contro il rapporto segnale rumore in funzione del taglio, riportato in Fig. 3.10. In appendice, alla Fig. 1, vi sono ulteriori grafici di purezza efficienza e S/N.

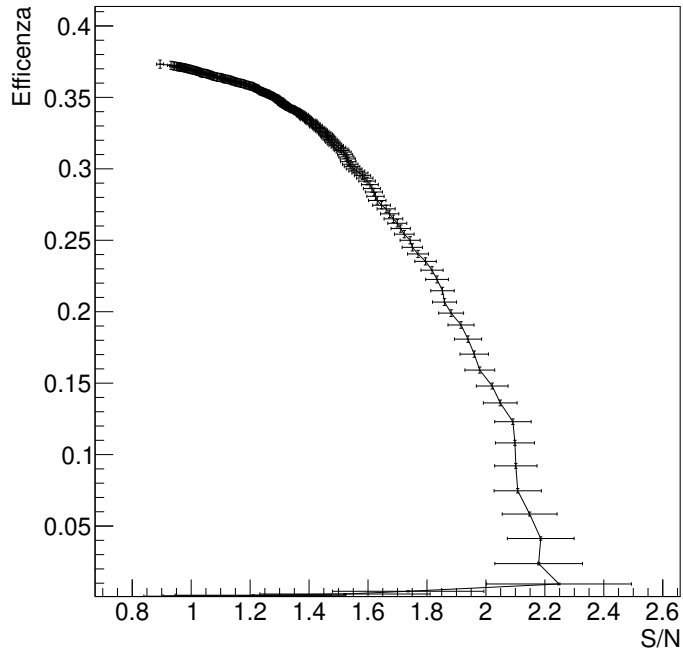


Figura 3.10: Grafico della efficienza contro il rapporto del segnale rumore al variare del taglio scelto.

In Fig. 3.11 riportiamo la distribuzione del classificatore per questo training.

A partire dal grafico efficienza-S/N 3.10 possiamo valutare la capacità del codice nella ricostruzione degli eventi di decadimento in pioni. Infatti al valore del taglio pari a 0 non scarto nessun evento e di conseguenza in corrispondenza di questo taglio ho massima efficienza; mi trovo quindi nel punto più a sinistra del grafico 3.10. In corrispondenza di questo punto ho una efficienza del $(37.3 \pm 0.3)\%$, quindi degli eventi di decadimento del K^+ in pioni nel tunnel sono in grado di ricostruirne e riconoscerne con la NN solamente tale proporzione:

- una prima ragione è sicuramente dovuta all'accettazione geometrica del rivelatore. In altre parole alcuni pioni o loro prodotti di decadimento per questioni di cinematica seguono traiettorie che non intercettano la strumentazione. In particolare il decadimento prominente in pioni $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ ($BR \approx 21\%$), essendo un decadimento a due corpi, tende ad emettere i prodotti molto in "asse" (deviano poco rispetto la traiettoria del K^+ origine, quindi so-

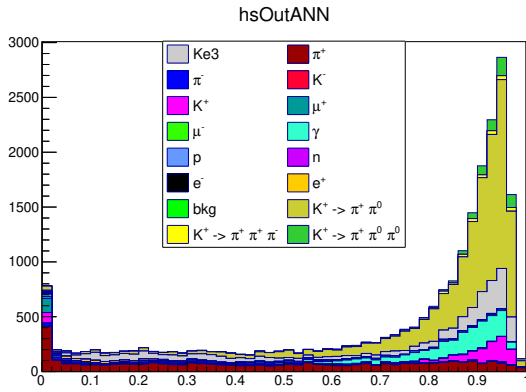


Figura 3.11: Distribuzione del classificatore dopo aver analizzato il fascio completo a partire dai pesi del training della NN.

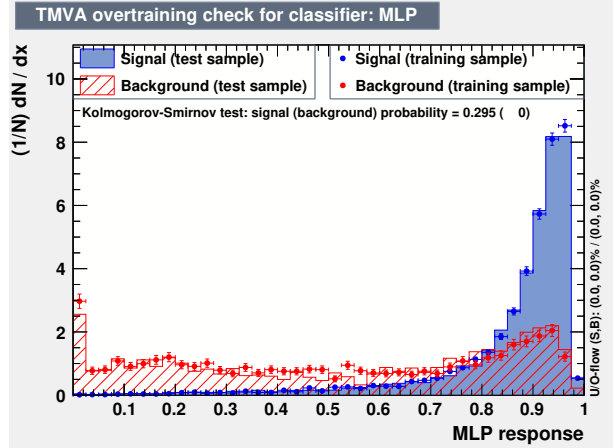


Figura 3.12: Distribuzione del classificatore per eventi della NN per i fasci puri di segnale (in rosso) e background (in blu). Notiamo che la distribuzione della risposta per il fondo in rosso è molto distribuita, segno di una scarsa reiezione del background.

no quasi paralleli all'asse del tunnel). Una discussione estesa sull'accettanza è presentata al paragrafo 3.4.2, qui riportiamo che essa può essere stimata come circa pari a 74%.

- una seconda ragione risiede nell'abilità di ricostruzione degli eventi di $K^+ \rightarrow X\pi$. Infatti per ricostruire tali eventi si è fatto uso dello stesso event-builder usato per i positroni da K_{e3} ma a questo approccio ci sono dei limiti. Ad esempio è possibile che un pione non sciami immediatamente al contatto col calorimetro (a differenza di un e^+ da K_{e3}) ma inizi a produrre lo sciame (e dunque rilasci molta energia localizzata) solo ben all'interno del calorimetro. Supponendo che ciò avvenga avremmo un seme molto "dentro" al calorimetro ma allo stesso tempo verranno letti i depositi energetici solo nei 9 t_0 -layer a monte del seme e ciò non è ottimale per la ricostruzione dell'evento. Infatti per una corretta ricostruzione sarebbe necessario leggere dei t_0 -layer ben più a monte del seme, essendo questo molto più a valle della effettiva penetrazione del pione. Per le stesse ragioni non è utile leggere i segnali dai t_0 -layer in corrispondenza del seme. In sostanza la decisione su quali t_0 -layer "leggere" dipende dalla posizione in cui avviene il seme e l'angolo di incidenza del pione sul calorimetro. Oltretutto i decadimenti dei K^+ in pioni sono sia a due che a tre corpi, quindi l'angolo di impatto del pione col calorimetro è sensibilmente variabile, si tratta quindi di una situazione molto complessa da gestire.
- teniamo in oltre in considerazione che l'event-builder usato è quello per il decadimento K_{e3} quindi particolarmente sensibile ai γ mentre è meno sensibile, come visto prima, verso i pioni che penetrano nel calorimetro sciamando in ritardo o non sciamando (simile ai muoni). Infatti il seme per la ricostruzione dell'evento è un notevole e localizzato deposito energetico in 1 o 2 LCM, cosa che non accade per quei pioni che sono "penetranti" (simile ai muoni). Aggiungiamo inoltre che i pioni carichi decadono al $\approx 99.9\%$ in muoni che sono difficili da ricostruire per quanto visto.

Il risultato di tutto ciò è una certa difficoltà nella distinzione tra *sgn* e *bkg*, come si può osservare

nell'istogramma di risposta del classificatore già presentato in Fig. 3.11, in cui si vede che anche a valori elevati di taglio la presenza del fondo di: K_{e3} (grigio), γ (verde-acqua), K^+ da fascio non decaduti che impattano il calorimetro (fucsia) e in misura minore di π^+ (difficile da ricostruire per quanto detto). Tutto questo fondo ad alti tagli (eccezione fatta per i π^+) è accomunato dal fatto di produrre γ che, per quanto visto, sono un fondo competitivo coi γ di segnale da $K^+ \rightarrow X\pi$.

A questo punto usiamo come criterio oggettivo per la decisione del valore del taglio per il segnale, il valore tale per cui il prodotto tra efficienza e S/N è massimo. Il valore del taglio scelto è dunque di 0.48 in corrispondenza del quale l'efficienza è di $(34.9 \pm 0.3)\%$ mentre il rapporto $S/N = (1.29 \pm 0.02)$. L'efficienza al valore di taglio scelto si riduce dal massimo di $\approx 2\%$, un valore tutto sommato non male considerato che tale efficienza tiene conto sia dell'accettazione geometrica che l'abilità di ricostruzione degli eventi $K^+ \rightarrow X\pi$. Il valore invece di $S/N \approx 1.3$ al taglio scelto non è ottimale ed è dovuto essenzialmente ad difficoltà di distinzione tra segnale di $K^+ \rightarrow X\pi$ e fondo, in gran parte dovuta al discorso fatto sopra sui γ da fondo competitivo ed ineliminabile.

Gli eventi che sopravvivono a questo taglio di 0.48 sono rappresentati al grafico 3.13.

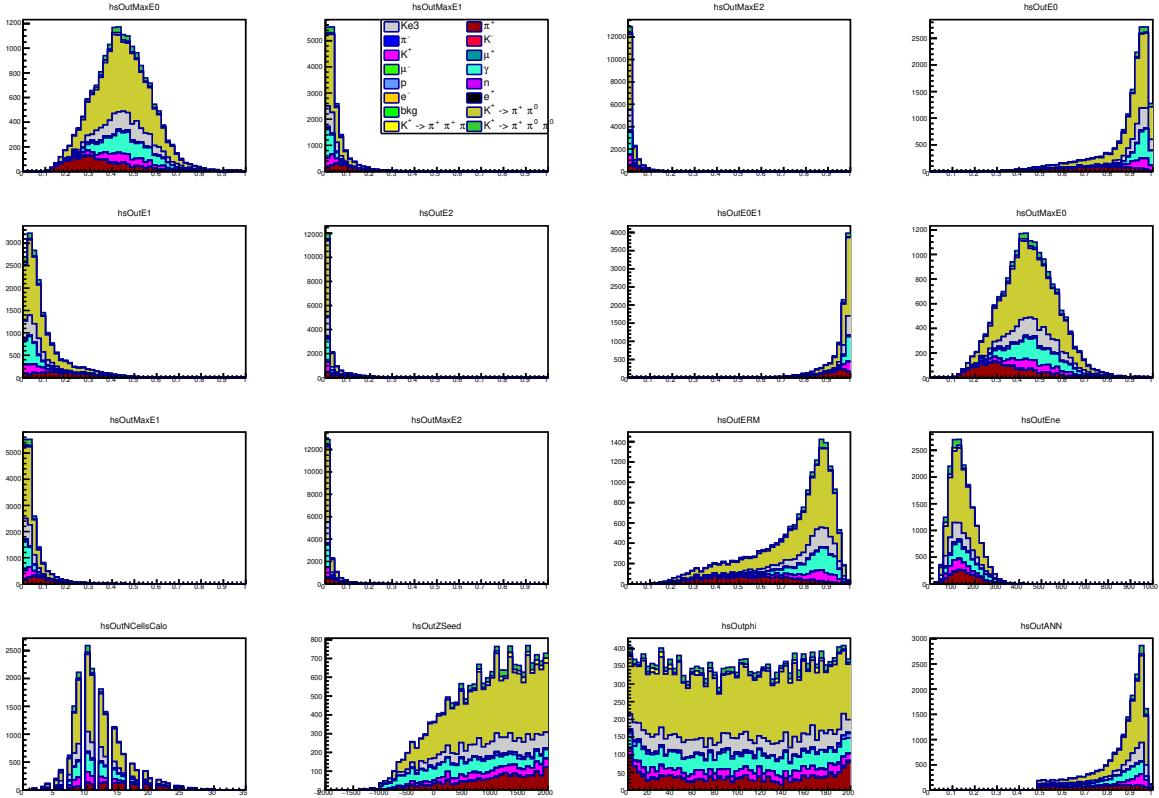


Figura 3.13: Distribuzione delle variabili per eventi che sopravvivono al classificatore. Si riesce a selezionare gli eventi di interesse col rapporto di segnale rumore di 1.3.

3.3.5 Curva di efficienza contro S/N per il K_{e3}

Riassumo qua di seguito alcuni risultati sulla ricostruzione del decadimento K_{e3} , giusto per avere un parametro di confronto per la classificazione dei decadimenti $K^+ \rightarrow X\pi$. In Fig. 3.14 è riportato il grafico di efficienza del rivelatore contro segnale/rumore (S/N) per eventi che “passano” il veto dei fotoni 2.4 (ovvero sono presumibilmente e^+ da K_{e3}). Per variare la grandezza S/N è sufficiente variare il taglio del classificatore, ad esempio con un taglio prossimo a 1 si massimizza la purezza del segnale a scapito della efficienza del rivelatore (scarto molti eventi corretti, ovvero e^+ da K_{e3}). Si è scelto il taglio a (0.815) in modo che il prodotto tra efficienza ($\approx 24\%$) e S/N (≈ 1.6) fosse massimo.

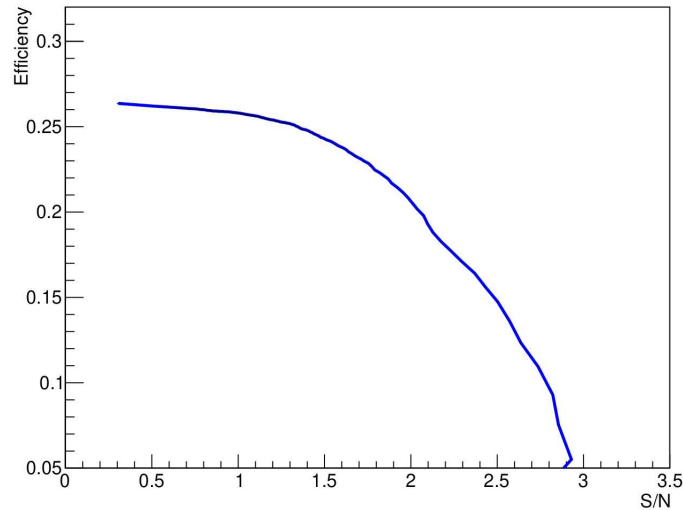


Figura 3.14: Efficienza vs S/N. In particolare l'efficienza include anche l'accettazione geometrica.

3.4 Ridefinizione del segnale escludendo i pioni neutri

Dal discorso appena concluso sul fondo dei γ come fondo competitivo ed ineliminabile, è nata l'idea di cercare di ricostruire il segnale composto da eventi di decadimento dei K^+ in pioni usando un fascio di segnale unicamente costituito da π carichi senza i π^0 che, come visto, danno origine ad numerosi fotoni durante il loro percorso nel tunnel. Ricordiamo brevemente che i pioni carichi decadono al $\approx 99\%$ in muoni e hanno una vita media dello stesso ordine di grandezza dei K^+ , ovvero $O(10)$ ns: ci aspettiamo quindi che i pioni carichi possano impattare le pareti del tunnel così come possano decadere in muoni.

Per creare il fascio di segnale senza π^0 modifichiamo lo SteppingAction in modo simile a quanto già fatto al paragrafo sul tagging dei pioni 3.3. In particolare togliamo dal segnale, oltre ai π^0 , anche i muoni da pione carico; questo perché anche mettendoli, l'event-builder di K_{e3} per come è costruito non sarebbe in grado di riconoscere tali eventi. Potremmo allora pensare di usare un event-builder per muoni ma ciò non sarebbe utile. Riportiamo infatti l'esempio della distribuzione della variabile della posizione z di impatto lungo il calorimetro dei muoni da K^+ , per tutti gli eventi ricostruiti da un diverso event-builder messo a punto dalla Collaborazione: l'event-builder

per muoni. La distribuzione è in Fig.3.15 e da tale figura riconosciamo che solo una minima parte dell'istogramma è in giallo, parte riferita agli altri decadimenti del K^+ tra cui il decadimento in pioni (che a noi interessa). Quindi anche usando l'event-builder per muoni, il numero di eventi ricostruiti di $K^+ \rightarrow X\pi$ è minimo. Concludiamo che aggiungere al segnale anche i muoni da K^+ e usare l'event-builder-muonico per riconoscere decadimenti in muoni da π carichi sarebbe poco utile. Di contro nel fascio di fondo per il training della NN saranno presenti tutte le particelle che non siano π carichi.

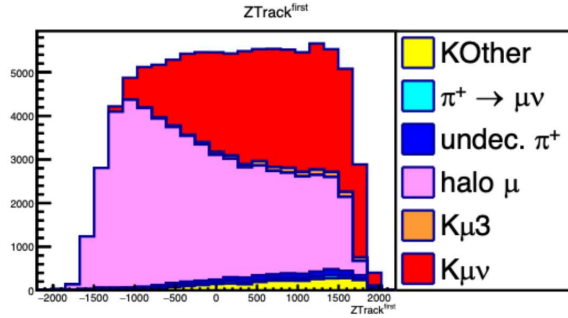


Figura 3.15: Distribuzione della posizione z di impatto lungo il calorimetro dei muoni da K^+ , per tutti gli eventi ricostruiti dall'event-builder per muoni.

Nelle distribuzioni in Fig. 3.16 vengono mostrati i risultati del training per alcune variabili, come di consueto il segnale è in blu mentre il fondo in rosso. In particolare i tre istogrammi di sotto (TEneT01, TEneT02, TEneT03) sono le distribuzioni dei depositi energetici dei 3 t_0 -layer più a monte. Rispetto ai corrispondenti TEneT01, TEneT02, TEneT03 ottenuti col training che include i π^0 queste tre distribuzioni hanno meno conteggi sullo zero: quindi meno eventi hanno deposito nullo di energia negli scintillatori t_0 -layer. Questo è facilmente interpretabile ricordando che ora nel segnale non vi sono i π^0 e quindi nemmeno i γ dal loro decadimento. Mancando questi due tipi di particelle neutre diminuisce il numero di conteggi a rilascio nullo di energia (particelle neutre non depositano energia negli scintillatori). Ripetiamo brevemente un'analisi simile a quella fatta sopra. Anzitutto mostriamo al grafico 3.17 la distribuzione del classificatore per il fascio completo, usando i pesi di questo training (senza π^0 e loro γ).

Il fatto che in scala lineare la distribuzione crolli completamente per valori del taglio superiori a 0 indica una bassa efficienza nella ricostruzione degli eventi $K^+ \rightarrow X\pi$, cosa che approfondiremo poi nella curva di efficienza contro S/N . Per questa ragione la distribuzione più significativa è quella in scala logaritmica visibile nel grafico a destra 3.18. Sempre dal grafico notiamo che ad alti valori del taglio il fondo preminente è costituito in modo diverso dal fondo preminente che si aveva considerando anche i π^0 : anziché avere come fondo $\{K_{e3}, \gamma, K^+, \pi^+\}$ ora il fondo è costituito da $\{p, K_{e3}, \text{pioni carichi già presenti nel fascio}\}$. Questo fondo preminente ad alti valori del taglio cambia perché nel segnale non sono più inclusi i γ da K^+ quindi non sono più in competizione col segnale i processi che producono γ , quali ad esempio $\{K_{e3}, \gamma, K^+, \pi^+\}$.

La ragione per cui l'efficienza di selezione è piccola è legata alla difficoltà di ricostruire eventi $K^+ \rightarrow X\pi$ a partire solo da segnali di pioni carichi. Questo per due motivi:

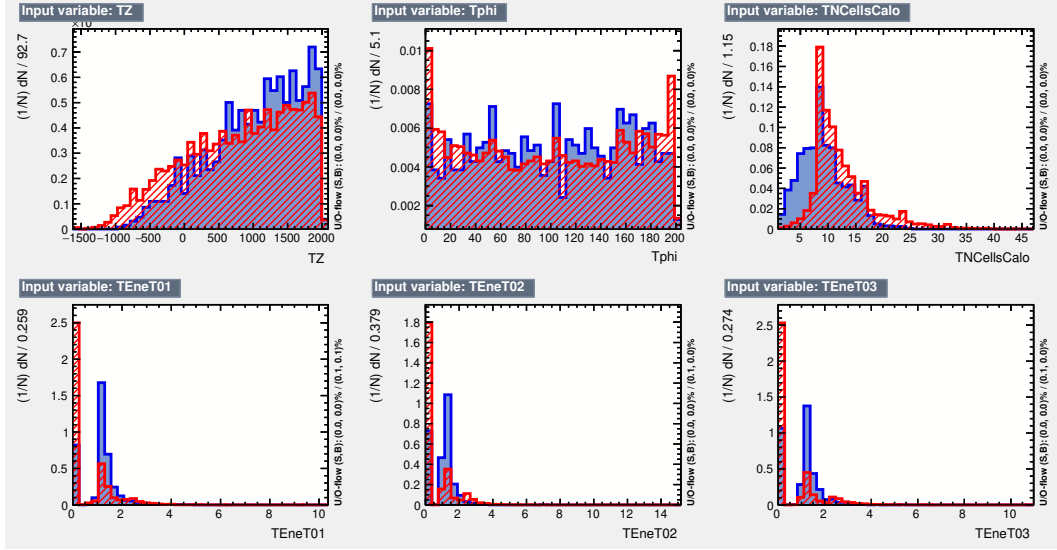


Figura 3.16: Distribuzioni di alcune variabili per il segnale (blu) e fondo (rosso). In particolare i tre istogrammi di sotto sono le distribuzioni dei depositi energetici dei 3 t_0 -layer a monte del seme.

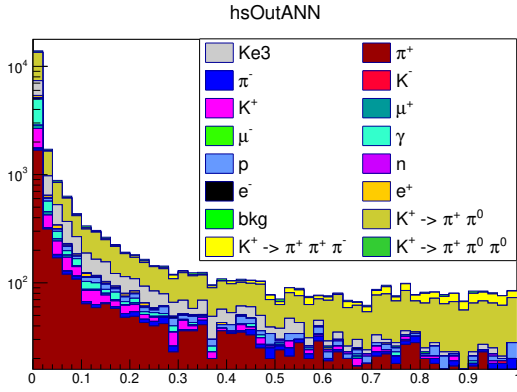


Figura 3.17: Distribuzione del classificatore in scala logaritmica per il fascio completo, usando i pesi del training che esclude dal segnale i π^0 e i γ da loro generati.

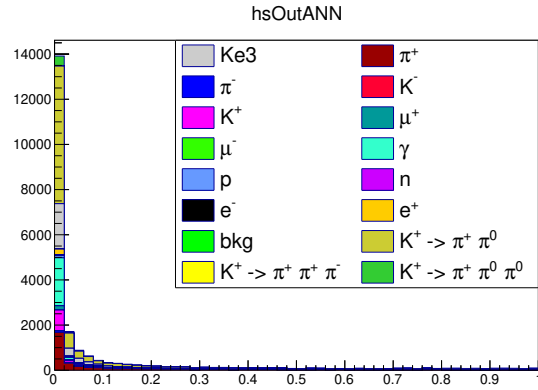


Figura 3.18: Distribuzione del classificatore in scala lineare per il fascio completo, usando i pesi del training che esclude dal segnale i π^0 e i γ da loro generati.

- Con una tecnica simile a quella usata per la stima dell'accettanza geometrica possiamo ricavare per il decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (in soli pioni carichi) l'accettanza geometrica è solo del $\approx 47\%$. L'efficienza per gli altri decadimenti, che includono anche il π^0 è maggiore, infatti l'accettanza complessiva per decadimenti in pioni è di $\approx 70\%$.
- l'event-builder per K_{e3} , usato in queste analisi, è ottimizzato per la ricostruzione di sciame elettromagnetici e non di sciame adronici o pioni mip-like.

3.4.1 Curva di efficienza vs S/N per il training senza π^0

Come fatto prima costruiamo la curva di efficienza contro S/N per questo fascio di segnale sprovvisto di π^0 , tale curva è rappresentata al grafico 3.19. A taglio pari a zero, quindi in corrispondenza

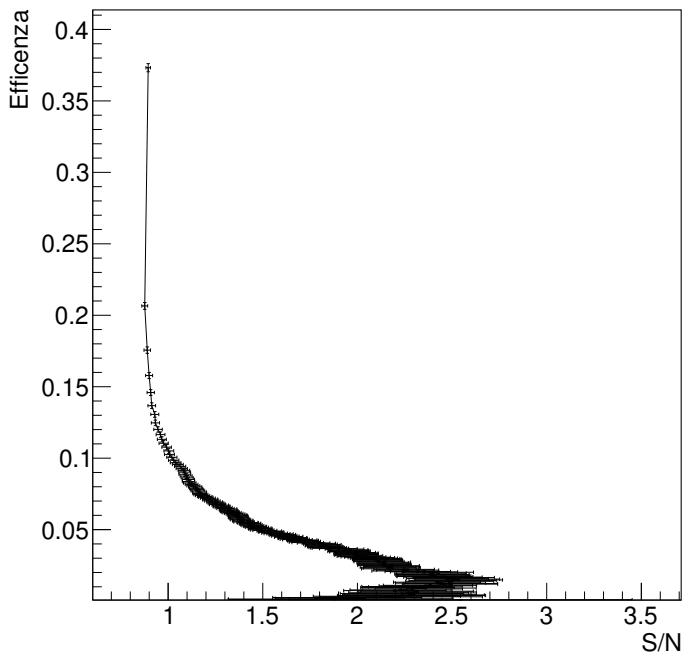


Figura 3.19: Curva di efficienza contro S/N per questo fascio di segnale sprovvisto di π^0 e dei γ da esso generati.

del punto più in alto, si parte dalla massima efficienza pari a $(37.3 \pm 0.3)\%$, ovviamente la stessa ottenuta nella precedente curva. Dopo il punto più in alto la curva cade repentinamente, segno di una efficienza che crolla per tagli anche solo del ordine del 0.05. Questo significa a quasi tutti gli eventi analizzati dalla NN viene attribuito un estimatore pari a 0 (background-like), come visibile dalla distribuzione del classificatore di Fig. 3.18. Successivamente la curva arresta la propria discesa stabilizzandosi ad un valore di efficienza intorno al 5%, questo per buona parte dei valori dei tagli. Il massimo valore raggiunto dal rapporto segnale-rumore è pari ad 2.1 ± 0.2 , effettivamente un valore superiore a quello ottenuto considerando i π^0 come segnale. Infatti in questo caso i γ non fanno parte in alcun modo del campione di segnale e dunque non vale il discorso sul fondo competitivo di fotoni fatto precedentemente.

Per la curva ottenuta non è possibile determinare il taglio massimizzando il prodotto dell'efficienza per il rapporto S/N , questo porterebbe alla selezione del punto più in alto ovvero al taglio al valore 0. In corrispondenza del taglio a 0.72 si ha il massimo rapporto di S/N pari a 2.1 ± 0.2 . Dopo questo taglio le variabili sono in figura 3.20.

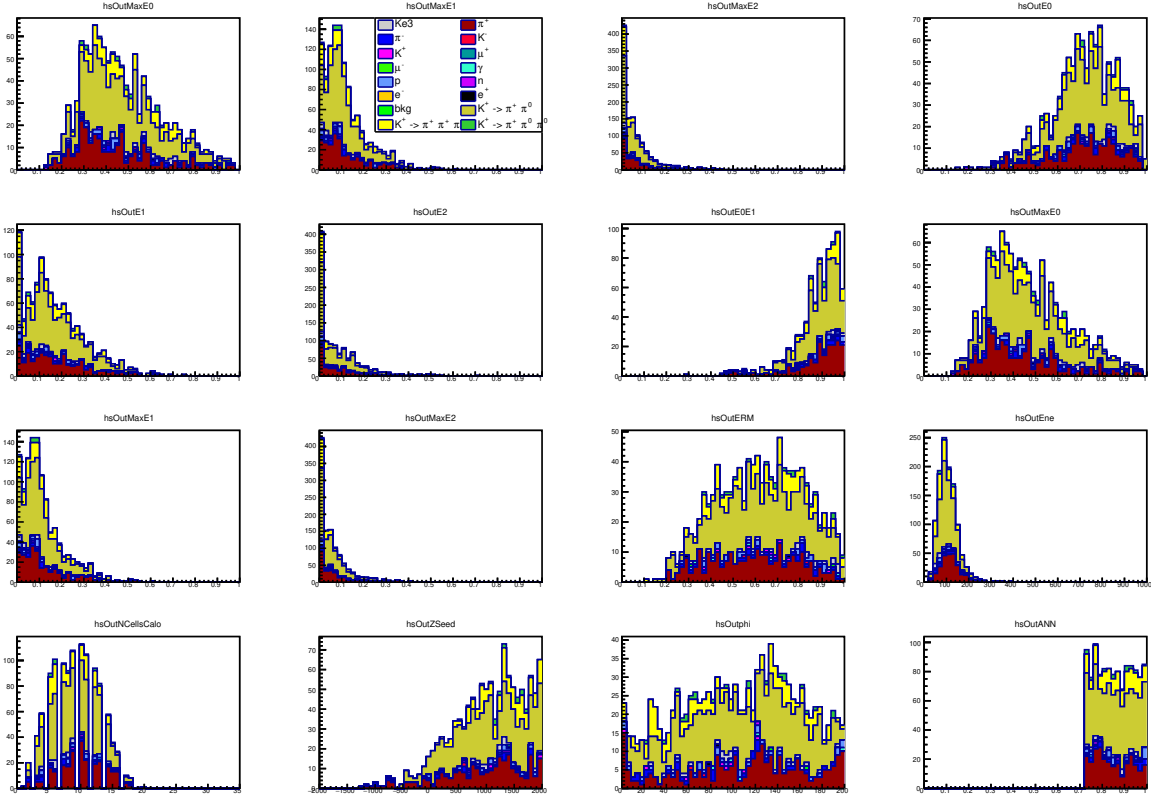


Figura 3.20: Distribuzioni delle variabili di deposito energetico dopo aver selezionato eventi con un valore del classificatore superiore a 0.72. In legenda sono evidenziati i codici di colore corrispondenti ai diversi processi.

3.4.2 Accettanza geometrica

Come visto precedentemente possiamo risalire al numero di decadimenti di K^+ in pioni analizzando l'output della simulazione col comando:

```
kpi=t->Draw("", "PDG==321&&(DecMode==2 || DecMode==3 || DecMode==6)
&&SvtzX[0]<20000");
```

Per ottenere l'accettanza geometrica del tagger abbiamo ancora bisogno del numero di decadimenti di K^+ in pioni i cui decadimenti impattino sul tagger. Calcolato questo dato arriviamo a dire che su 28764 eventi di decadimento in pioni solo 21475 sono eventi che rilasciano energia sul tagger. L'accettanza geometrica è quindi del $\approx 74\%$ usando tutta la statistica del fascio.

Assumendo corretta l'assunzione dell'accettanza geometrica del 74% per gli eventi del tipo $K^+ \rightarrow X\pi$ possiamo stimare le capacità di ricostruzione degli stessi eventi da parte dell'event-builder. Sappiamo infatti che l'efficienza massima di selezione (al taglio 0) è di $(37 \pm 0.3)\%$ da cui possiamo ricavare che il rapporto tra il numero di eventi di $K^+ \rightarrow X\pi$ riconosciuti fratto il numero di eventi $K^+ \rightarrow X\pi$ che colpiscono il tagger è di $\frac{37\%}{74\%} \approx 50\%$. Quindi l'event-builder non ricostruisce il 50% degli eventi che colpiscono il tagger.

Capitolo 4

Conclusioni

Sfruttare per il training della rete neurale un fascio di segnale che non includa i π^0 non permette di arrivare ad una soddisfacente selezione del campione di $K^+ \rightarrow X\pi$, come discusso al paragrafo 3.4.

Invece la migliore selezione per ottimizzare l'efficienza e la purezza del campione di pioni è stata trovata utilizzando π^0 e γ da loro generati come parte del segnale. Questo comportamento deriva dal fatto che la ricostruzione iniziale tramite l'event-builder è stata ottimizzata per la ricostruzione dei depositi elettromagnetici prodotti dai decadimenti K_{e3} . Il criterio per la scelta del taglio sul classificatore della NN è la massimizzazione del prodotto tra efficienza e rapporto S/N , in funzione del taglio. Il valore del taglio a cui si arriva è di 0.48 e come visibile al grafico 3.10 in corrispondenza a questo valore del taglio l'efficienza è del $(34.9 \pm 3)\%$ mentre il rapporto S/N è di 1.29 ± 0.2 . Sempre dal grafico 3.10 possiamo concludere che è possibile arrivare ad una selezione con rapporto $S/N \approx 2$ a scapito di una riduzione dell'efficienza al valore $\approx 15\%$.

Possiamo inoltre stimare l'accettanza geometrica del rivelatore a $\approx 74\%$ per eventi $K^+ \rightarrow X\pi$. Questo ci permette di concludere che la nostra selezione dei decadimenti dei pioni da K , al netto dell'accettanza geometrica e del taglio sul classificatore della NN, è di circa il 50%.

Questo lavoro costituisce il primo passo verso l'utilizzo del campione dei decadimenti adronici dei K per migliorare le potenzialità dei fasci di neutrino monitorati nel ridurre le incertezze sul flusso di neutrini, sia del ν_μ che del ν_e . Nonostante le performance preliminari che abbiamo ottenuto non siano altrettanto buone come quelle che si ottengono ricostruendo dei campioni di leptoni (positroni o muoni), siamo confidenti che vi sia un buon margine di miglioramento per esempio adattando l'event builder per selezionare i pioni in modo più mirato. Questo potrebbe essere una direzione di sviluppo del presente studio.

Bibliografia

- [1] F Acerbi et al. «Design and performance of the ENUBET monitored neutrino beam». In: *arXiv preprint arXiv:2308.09402* (2023).
- [2] Andreas Hoecker et al. «TMVA-toolkit for multivariate data analysis». In: *arXiv preprint physics/0703039* (2007).
- [3] S. Agostinelli et al. «Geant4—a simulation toolkit». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), pp. 250–303. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [4] Ilka Antcheva et al. «ROOT—A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization». In: *Computer Physics Communications* 180.12 (2009), pp. 2499–2512.

Appendice

.1 Barre di errore di Fig. 3.10

Le incertezze sui punti di Fig. 3.10 sono determinate come segue:

- l'incertezza sull'efficienza è determinata come $\sigma_{eff} = \sqrt{\frac{eff \cdot (1-eff)}{\#kpi}}$ con $\#kpi$ il numero di eventi di decadimento $K^+ \rightarrow X\pi$ che avvengono nel tunnel, poco prima ricavato.
- le incertezze sul segnale e sul rumore di fondo sono determinate rispettivamente come $\sigma_{sig} = \sqrt{sig}$ e $\sigma_{bkg} = \sqrt{bkg}$, dove sig e bkg è rispettivamente il numero di eventi di segnale e di fondo ricavati come scritto sopra. Si arriva quindi all'espressione per l'incertezza del rapporto S/N
$$\sigma_{S/N} = S/N \sqrt{\left(\frac{\sigma_{sig}}{sig}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{bkg}}{bkg}\right)^2}.$$

Quindi per valori del taglio prossimi a 1 il numero di eventi di sgn e bkg diminuisce di molto e quindi l'incertezza $\sigma_{S/N}$ associata a S/N esplode. Lo si può vedere dal grafico guardando i punti più in basso (ovvero a efficienza minore dovuta ad un alto valore del taglio); in corrispondenza di questi punti le fluttuazioni statistiche diventano importanti essendo il numero di eventi di sgn e bkg molto piccoli. Dal grafico possiamo notare che in generale le grandezze dell'efficienza e S/N sono anticorrelate, all'aumentare dell'una diminuisce l'altra. Solamente nella parte bassa della curva, per alti valori del taglio, il S/N diminuisce al diminuire dell'efficienza, graficamente è come se la curva tornasse indietro. La causa di questo anomalo comportamento sono le fluttuazioni statistiche di questi punti (che come detto vengono costruiti a partire da bassi valori di sgn e bkg) sia per via della forma della distribuzione del classificatore che riportiamo in Fig. 3.11, infatti c'è un "crollo" della istogramma per estimatori prossimi a 1: quindi sono pochi gli eventi ad essere classificati come eventi perfetti di segnale con estimatore molto vicino a $= 1$.

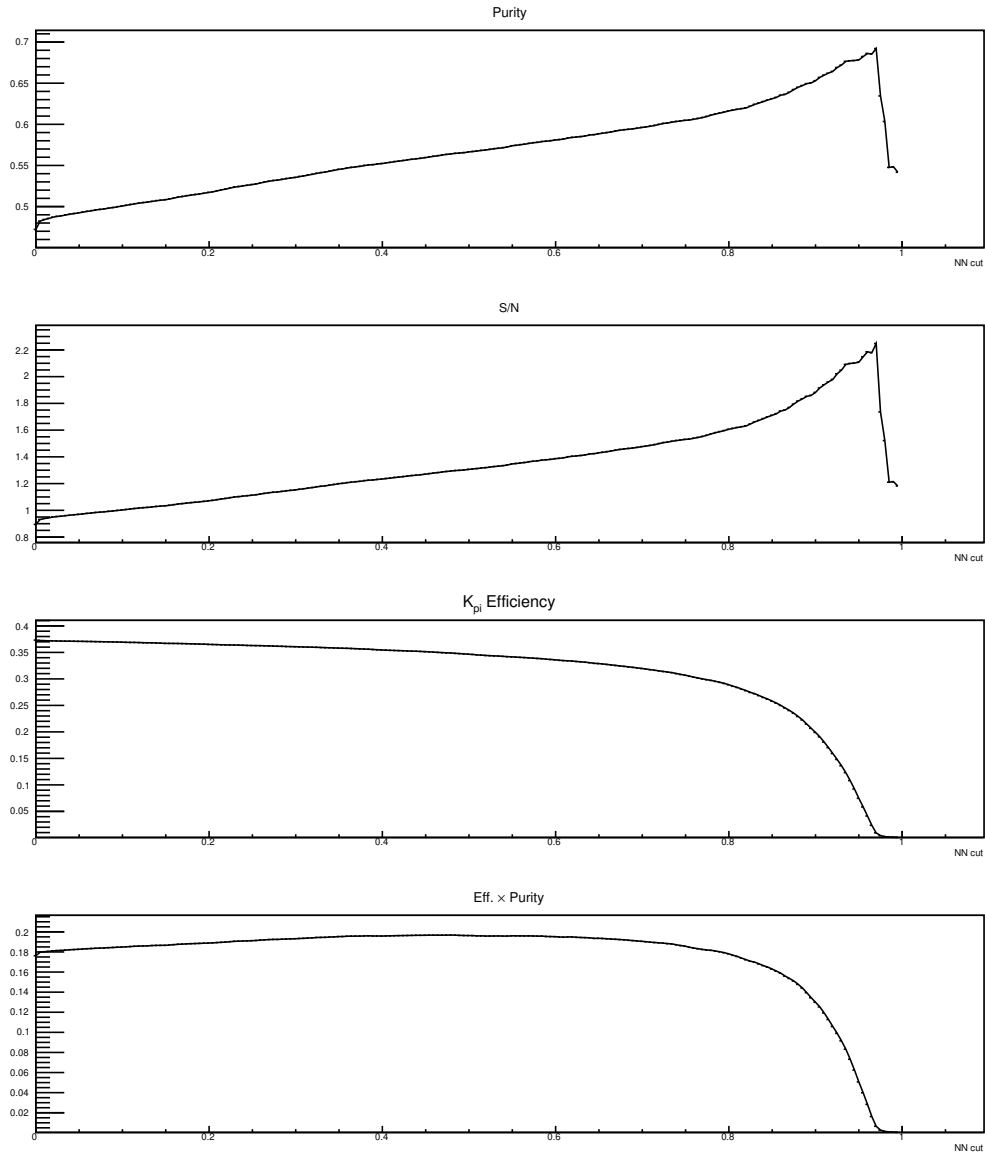


Figura 1: In ordine dall'alto vi sono i grafici al variare del taglio da 0 a 1 a passi di 0.05 di: purezza, S/N, efficienza e efficienza per puretà. Tali grandezze sono già state definite al paragrafo 3.3.4, l'unica a non essere già stata definita è la purezza; essa è il rapporto $\frac{sig}{sig+bkq}$, dove *sig* e *bkq* sono il numero di eventi di segnale e fondo ricostruiti e riconosciuti dalla NN ad determinato valore del taglio.

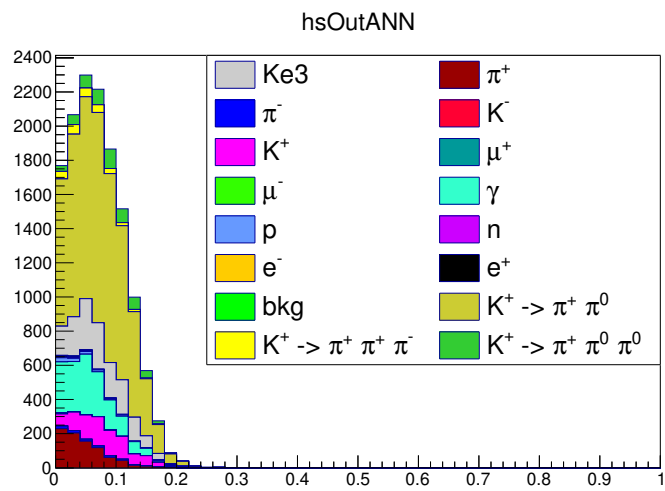


Figura 2: Distribuzione del classificatore ottenuta col training tramite BDT, per i campioni di segnale e fondo con i π^0 .