



Corso di Laurea Magistrale in Fisica

TITOLO DELLA TESI

Studio del decadimento $B \rightarrow \eta' K_L$ a Belle II

Relatore:

Dott. Antonio Passeri

Correlatore:

Dott. Giuseppe Finocchiaro

Candidato:

Simone Cuccuini

matricola: 553987

ANNO ACCADEMICO 2023/2024

Sommario

Il lavoro di tesi si svolge nell’ambito dell’esperimento Belle II ed utilizza eventi $B\bar{B}$ ottenuti dal decadimento della risonanza $\Upsilon(4S)$, prodotta in collisioni e^+e^- all’acceleratore SuperKEKB. Il mesone B decade in $\eta'K_L$ con una frazione di decadimento di 3×10^{-5} tramite un diagramma “a pinguino” che produce una coppia di quark $s\bar{s}$. Tale processo permette di studiare la violazione di CP nel sistema dei mesoni B neutri, previsto dallo SM tramite la matrice CKM , in funzione del loro tempo di decadimento. Il decadimento studiato è sensibile anche a contributi di diagrammi di ordine superiore e quindi ad eventuali effetti di nuova fisica.

La ricostruzione dell’evento è effettuata inizialmente su dataset simulati Monte Carlo di puro segnale, andando a sfruttare i vincoli cinematici che pone ogni step della catena di decadimento (calcolo della massa invariante, ricostruzione geometrica del vertice). Il mesone η' è ricostruito in due canali di decadimento: $\eta\pi^+\pi^-$ (con $\eta \rightarrow \gamma\gamma$) e $\rho^0\gamma$ (con $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$).

Il mesone K_L presente nello stato finale è rivelato solamente nei calorimetri: per identificarlo e separarlo dal fondo di fotoni e neutroni si sfruttano tutte le informazioni geometriche e di forma del deposito di energia fornite dal calorimetro elettromagnetico a cristalli di CsI e dal rivelatore di muoni e, appunto K_L , denominato KLM . Un algoritmo di analisi multivariata permette di ottimizzare l’efficienza di identificazione.

Le selezioni di qualità definite sul campione di segnale sono state poi applicate ad eventi generici $B\bar{B}$, contenenti anche il canale ricercato, e ad eventi di continuo adronico $udsc$, che costituiscono il fondo principale per l’analisi: al fine di sopprimere quest’ultimo ed enfatizzare il segnale, è stata sviluppata un’analisi multivariata con un *Boosted Decision Tree*, basata su una combinazione di variabili ottenute dalla forma dell’evento, che hanno un alto potere discriminante tra i due dataset.

La tesi fornisce una misura, sui dati simulati, della frazione di decadimento del mesone B in $\eta'K_L$ con successivo decadimento di η' in $\eta\pi^+\pi^-$, mentre l’altro canale di decadimento $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$ risulta ancora troppo oscurato dal fondo e richiede uno studio ulteriore. L’efficienza di ricostruzione del canale, come pure le efficienze di selezione dei diversi fondi della misura sono state stimate dalla simulazione stessa, ed

in uno sviluppo successivo dovranno essere ricavate da canali di controllo ricostruiti nei dati. Il risultato ottenuto per la frazione di decadimento è perfettamente compatibile con il valore utilizzato dal generatore di eventi e costituisce una validazione del metodo di analisi in vista del successivo studio in funzione del tempo.

Indice

1	Il Modello Standard della fisica delle particelle e la violazione della simmetria CP	8
1.1	Il Modello Standard	8
1.2	Mixing dei quark	10
1.3	Oscillazione dei mesoni neutri	14
2	Il rivelatore BELLE II	17
2.1	La cinematica della collisione	17
2.2	Caratteristiche del collisore SuperKEKB	20
2.3	La struttura del rivelatore Belle II	21
2.3.1	PXD	22
2.3.2	SVD	22
2.3.3	VXD	23
2.3.4	CDC	23
2.3.5	TOP	24
2.3.6	ARICH	24
2.3.7	ECL	26
2.3.8	KLM	26
2.3.9	Il sistema di Trigger	27
2.4	Software di Belle II	28
2.4.1	Simulazione degli eventi	29
2.4.2	Algoritmo di ricostruzione delle particelle	32
2.4.3	Ricostruzione degli eventi fisici	42
3	Selezione del decadimento $B \rightarrow \eta' K_L$	49
3.1	Dati utilizzati	49
3.2	Selezione dei candidati	49
3.3	Ricostruzione del mesone η'	50
3.3.1	Selezioni preliminari per $\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-$	50

3.3.2	Selezioni preliminari per $\eta' \rightarrow \rho^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)\gamma$	53
3.4	Ricostruzione del mesone K_L	54
3.5	Ricostruzione dei candidati B	55
4	Analisi del fondo per il decadimento $B^0 \rightarrow \eta' K_L$	60
4.1	Fondi per il canale $\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-$	61
4.1.1	Signal cross Feed (SxF): contaminazione dall'altro canale di segnale, $\eta' \rightarrow \rho_{\pi^+\pi^-}^0\gamma$	61
4.1.2	Peaking background: Contaminazione da $B \rightarrow \eta'(\rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-)K_S$	62
4.1.3	Peaking background: Contaminazione da $B^+ \rightarrow (\eta'(\rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-)K^+$	63
4.2	Fondi per il canale $\eta' \rightarrow \rho^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)\gamma$	65
4.2.1	Signal cross Feed (SxF): contaminazione dall'altro canale di segnale, $\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-$	65
4.2.2	Peaking background: Contaminazione da $B \rightarrow \eta'(\rightarrow \rho_{\pi^+\pi^-}^0\gamma)K_S$	66
4.2.3	Peaking background: Contaminazione da $B^+ \rightarrow \eta'(\rightarrow \rho_{\pi^+\pi^-}^0\gamma)K^+$	67
4.3	Individuazione dei segnali in un evento generico $b\bar{b}$	67
4.3.1	Analisi del dataset $b\bar{b}$ <i>mixed</i> per $B^0 \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi}K_L$	69
4.3.2	Analisi del dataset $b\bar{b}$ <i>charged</i> per $B^0 \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi}K_L$	70
4.3.3	Analisi del dataset $b\bar{b}$ <i>mixed</i> per $B^0 \rightarrow \eta'_{\rho\gamma}K_L$	71
4.3.4	Analisi del dataset $b\bar{b}$ <i>charged</i> per $B^0 \rightarrow \eta'_{\rho\gamma}K_L$	73
5	Reiezione del fondo da eventi $q\bar{q}$	74
5.1	Analisi del fondo proveniente da eventi di continuo $u\bar{d}s\bar{c}$ per il canale $\eta' \rightarrow$ $\eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-$	74
5.2	Analisi del fondo proveniente da eventi di continuo $u\bar{d}s\bar{c}$ per il canale $\eta' \rightarrow$ $\rho^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)\gamma$	76
5.3	Costruzione di un <i>Boosted Decision Tree</i> per la soppressione del fondo	78
6	Misura del rapporto di decadimento	86
6.1	Efficienze di selezione	86
6.2	Fit alle distribuzioni di ΔE	87

6.2.1	Funzioni per la procedura di fit	87
6.2.2	Procedura di fit	89
6.3	Calcolo del rapporto di decadimento	92
6.4	Possibili fonti di incertezze sistematiche	93
A	Appendice A: Approfondimento sul <i>Boosted Decision Tree</i>	97

Introduzione

La fisica delle particelle studia i costituenti fondamentali della materia e le leggi che regolano le loro interazioni. La teoria più completa che le descrive, detta “Modello Standard”, sembra funzionare molto bene per i processi che osserviamo, ma ci sono ancora molti problemi aperti che la teoria non spiega. Ad esempio solo una minima parte della materia che costituisce l’Universo sembra appartenere alle tipologie conosciute, non c’è una spiegazione per la gerarchia di massa dei fermioni né per i valori molto diversi fra loro degli accoppiamenti delle interazioni fondamentali. A livello cosmologico si osserva poi un’accelerazione dell’espansione dell’universo che nessuna delle interazioni note può al momento spiegare.

Con lo scopo di individuare nuovi segnali, la ricerca in fisica delle particelle è articolata in due macro-branchie complementari: la *frontiera dell’energia*, ovvero la fisica che si fa a LHC spingendosi, appunto, ad energie sempre superiori per cercare di produrre nuove particelle, e la *frontiera dell’intensità*, ovvero la ricerca di piccole violazioni delle previsioni del modello standard in processi rari o inconsistenze della teoria combinando numerose osservabili correlate fra loro grazie a misure di precisione in campioni di elevata statistica. La fisica del sapore (*flavour*) appartiene a questo secondo filone e cerca di evidenziare effetti rari che violino la teoria corrente, anche in diagrammi di ordine superiore, segnalando quindi la presenza di processi di “Nuova Fisica”, anche senza produrre direttamente le particelle ad essi associate.

Argomento di questa tesi è lo studio di un particolare decadimento dei mesoni B neutri (particelle composte dai quark b e d) le cui proprietà permettono di misurare con precisione dei parametri della teoria standard relativi alla violazione, sia diretta che indiretta, della simmetria discreta CP . Tali decadimenti sono prodotti in abbondanza al collisore elettrone-positrone SuperKEKB, non a caso indicato anche come B -factory, attualmente in funzione nel laboratorio KEK in Giappone. La tecnica sperimentale necessaria richiede una ricostruzione dettagliata degli eventi, che includa l’identificazione delle particelle prodotte e la discriminazione tra segnale e fondo. Il rivelatore Belle II è stato progettato proprio per soddisfare queste richieste ed il lavoro di tesi mostra come se ne possano sfrut-

tare le caratteristiche per effettuare un'analisi che evidenzi gli eventi di interesse rispetto al combinatorio.

Il segnale ricercato è il decadimento $B \rightarrow \eta' K_L$, possibile grazie a dei processi soppressi descritti dai cosiddetti diagrammi "a pinguino" (contenenti un *loop* con emissione bosonica): visto che l'analisi è ancora in una fase preliminare per la collaborazione, il canale è studiato in simulazioni Monte Carlo con una statistica riscalata ad una luminosità integrata di 50 fb^{-1} , di dimensioni ridotte rispetto alla statistica totale dell'esperimento, e in un secondo momento si convaliderà il procedimento sulla statistica complessiva per poi applicarlo sui dati realmente acquisiti dalle collisioni.

Nel Capitolo 1 verrà introdotto il contesto di fisica in cui si inserisce Belle II, dando una panoramica dei parametri teorici da cui dipende la presente analisi. Nel Capitolo 2 si descrive la struttura dell'acceleratore e del detector, insieme al software di analisi e simulazione impiegato dalla collaborazione, grazie al quale si ricostruiscono i prodotti della collisione e delle varie interazioni. In seguito, nel Capitolo 3, si descrive il processo di selezione dei candidati e di ricostruzione del decadimento attraverso due decadimenti secondari del mesone η' , $\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-$ ed $\eta' \rightarrow \rho^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)\gamma$, mentre nel Capitolo 4 si analizzano i principali processi di fondo che possono avere una topologia simile a quella del segnale per studiare la loro contaminazione: contemporaneamente si ricerca il segnale in campioni di eventi $b\bar{b}$ generici, per controllare che l'analisi enfatizzi il decadimento di interesse. Nel Capitolo 5 si studiano invece eventi di continuo $q\bar{q}$ di sapore diverso da b , per controllare quanti di questi rientrino nella finestra di segnale: con lo scopo di sopprimere tale fondo, si introduce nell'analisi un algoritmo di *Boosted Decision Tree*. Infine nel Capitolo 6 si effettua un fit sulle distribuzioni ottenute dai set di dati che passano tutte le selezioni, con lo scopo di calcolare il rapporto di decadimento del segnale studiato.

1 Il Modello Standard della fisica delle particelle e la violazione della simmetria CP

1.1 Il Modello Standard

Il Modello standard della fisica delle particelle descrive i componenti elementari della materia ordinaria e le loro interazioni attraverso una teoria di campo quantistico-relativistica: la materia è descritta da campi fermionici (spin semintero) mentre le interazioni da campi bosonici (spin intero).

Questi ultimi sono descritti da teorie di gauge, le cui proprietà sono racchiuse in gruppi di simmetria, $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$: il primo rappresenta la simmetria di carica di colore per l'interazione forte, il secondo la simmetria di isospin debole e il terzo la simmetria di ipercarica debole, entrambe per l'*interazione elettrodebole* (Teoria unificata da Weinberg e Salam delle interazioni elettromagnetica e debole, valida ad alte energie). Le due teorie tornano ad essere distinte nel limite a bassa energia, con il meccanismo di *rottura spontanea di simmetria* introdotto da Peter Higgs, a seguito del quale emergono i mediatori massivi dell'interazione debole, W^+ , W^- e Z^0 , e il propagatore dell'interazione elettromagnetica, il fotone (non massivo).

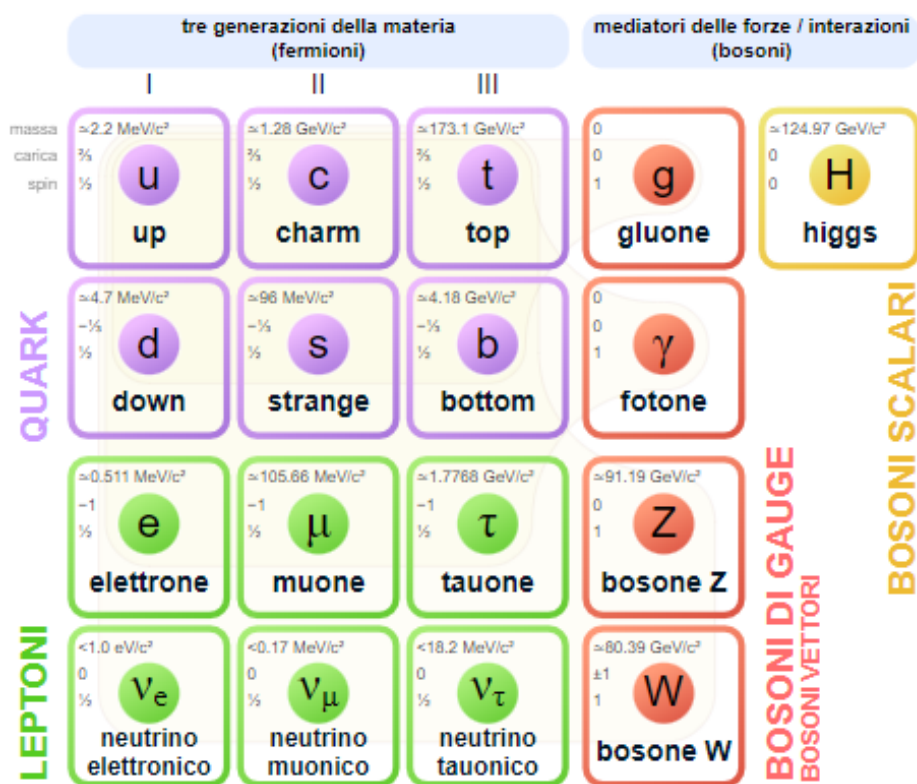
La stessa rottura spontanea della simmetria elettrodebole produce un bosone scalare massivo, il *bosone di Higgs*, il quale nell'interazione con i fermioni fornisce massa alla materia ordinaria (più l'interazione è intensa, più è massiva la particella): a seguito della sua introduzione nella teoria, si produce il *mixing dei quark*, spiegato più a fondo nella Sezione 1.2.

Le particelle elementari si distinguono tra leptoni, i quali interagiscono solo elettromagneticamente e in modo debole, e quark, i quali interagiscono anche in maniera forte. Indipendentemente dalla tipologia, le particelle sono organizzate in tre "famiglie", dette generazioni, ognuna composta da due elementi, che compongono i doppietti di isospin debole, di massa crescente. Per ognuna delle particelle del modello standard si identifica un'*antiparticella*, la quale ha stessa massa ma numeri quantici opposti.

Ogni generazione di leptone ha un numero quantico che la contraddistingue, il *sapore*, il

Nel caso dei quark, in ognuna delle generazioni vi è un quark di tipo *up*, con carica elettrica $+\frac{2}{3}e$, e uno di tipo down, con carica elettrica $-\frac{1}{3}e$; ogni quark elementare ha il proprio autostato di sapore, e l'unica interazione che non conserva questo numero quantico è l'interazione debole. [1]

Modello Standard delle Particelle Elementari



9

1.2 Mixing dei quark

Come indicato nel paragrafo 1.1, i quark sono autostati di sapore, tuttavia nel momento in cui si inserisce il bosone di Higgs nella teoria elettrodebole, si effettua un cambiamento di base, e si ottengono gli *autostati di interazione*: il cambiamento tra una base e l'altra è definito dalla matrice V_{CKM} , grazie alla relazione 1:

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} = V_{CKM} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix}, \quad (1)$$

con

$$V_{CKM} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Tale matrice è un'ampliamento della *Teoria di Cabibbo*, nella quale vengono mescolati solamente le prime due famiglie di quark, il cui parametro di mixing è l'*angolo di Cabibbo*, che è misurato dal decadimento dei mesoni K, contenenti un quark di tipo s: a seguito della parametrizzazione del rapporto di decadimento, si può isolare la dipendenza da termini di spazio delle fasi e dall'effetto delle interazioni forti, e si ottiene:

$$\sin \theta_C \approx 0.22. \quad (3)$$

Nell'Equazione 2, ogni riga rappresenta il quark di *up* della famiglia corrispondente al numero della riga, e analogamente in ogni colonna vi è il quark di tipo *down* associato, dunque si ottengono nove elementi: visto che deve essere una matrice unitaria per garantire l'equivalenza delle basi, si hanno quattro parametri liberi, di cui tre angoli reali (ottenuti da tre matrici di rotazione) e una fase complessa (la quale introduce la possibilità di una violazione della simmetria *CP*).

L'interazione debole risulta essere più intensa tra quark della stessa famiglia, per cui si può riscrivere la matrice V_{CKM} come *quasi-diagonale*, ovvero la matrice identità "perturbata"

da delle costanti che dipendono dal mixing, e nella *parametrizzazione di Wolfenstein* si scrive secondo la relazione 4, in uno sviluppo di Taylor rispetto a $\sin \theta_C = \lambda$ fino al terzo ordine:

$$V_{CKM} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho + i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{bmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4), \quad (4)$$

dove A modula l'ampiezza del mixing per elementi fuori-diagonale e ρ e η sono proporzionali rispettivamente alla parte reale e alla parte immaginaria della fase complessa. [2] Per via della condizione di unitarietà ($VV^\dagger = \mathbf{I}$), si hanno dei vincoli sui parametri della matrice: il più rilevante in fisica del mesone B è la Relazione 5:

$$V_{ud}^* V_{ub} + V_{cd}^* V_{cb} + V_{td}^* V_{tb} = 0. \quad (5)$$

Dividendo per il primo termine, e introducendo i nuovi parametri [6]:

$$\bar{\rho} + i\bar{\eta} \equiv -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}, \quad 1 - (\bar{\rho} + i\bar{\eta}) \equiv -\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}. \quad (6)$$

Si ricostruisce il *Triangolo di Unitarietà (UT)* nel piano complesso, dove la parte reale è data da $\bar{\rho}$ e la parte immaginaria da $\bar{\eta}$: i tre angoli sono dati dalle relazioni in 7¹, e di seguito si riporta in figura 2 la struttura dell'*UT*:

$$\phi_1 \equiv \arg\left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right], \quad \phi_2 \equiv \arg\left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right], \quad \phi_3 \equiv \arg\left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right]. \quad (7)$$

[3]

Gli ultimi risultati del *global fit* sui valori degli angoli danno diversi vincoli sui parametri della matrice V_{CKM} . L'angolo ϕ_1 è ottenuto dalle misure di interferenza tra le oscillazioni dei mesoni B_d e il decadimento $b \rightarrow c\bar{c}s$: l'oscillazione scaturisce dall'accoppiamento di *Flavour Changing Neutral Current (FCNC)* tra i mesoni B neutri, possibile grazie a diagrammi a box mediati da bosoni W (Figura 3).

¹In letteratura sono anche noti come $\phi_1 = \beta$, $\phi_2 = \alpha$ e $\phi_3 = \gamma$.

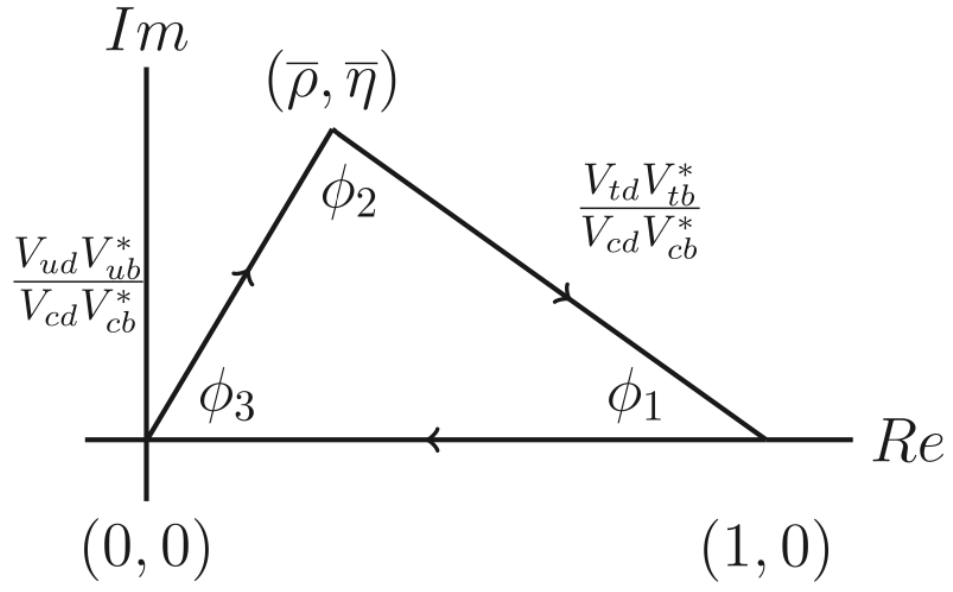


Figura 2: Triangolo di Unitarietà.

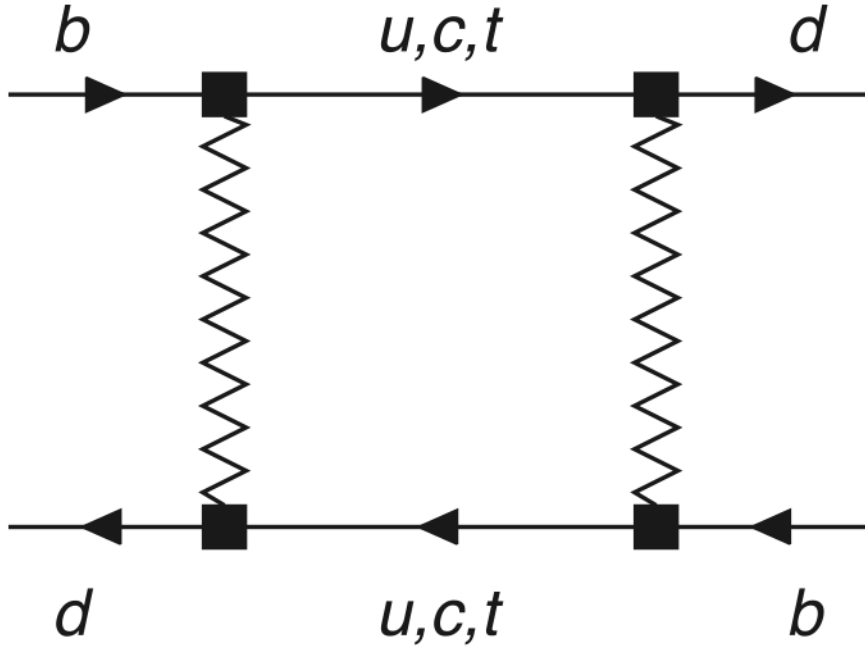


Figura 3: Diagramma a Box per l'oscillazione $b\bar{d} - \bar{b}d$.

L'angolo ϕ_2 è misurabile dall'interferenza tra il diagramma ad albero $b \rightarrow ud\bar{u}$ e il pinguino² (4) $b \rightarrow dq\bar{q}$.

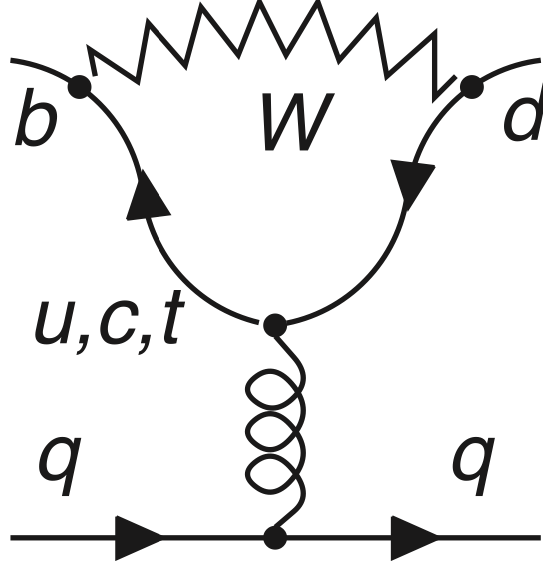


Figura 4: Diagramma a pinguino per il decadimento $b \rightarrow dq\bar{q}$, mediato da un gluone.

Infine, l'angolo ϕ_3 è misurato dall'interferenza tra diagrammi a livello albero differenti, come $B \rightarrow D^{(*)}K^{(*)}$ e $B \rightarrow D^{(*)}\pi$, con il $D^{(*)}$ che decade in diversi canali: dopo aver combinato le analisi per i tre angoli e le misura dei lati del triangolo di unitarietà, se si dovessero osservare delle inconsistenze nel fit globale, potrebbe essere dovuto a un processo di nuova fisica nei diagrammi a loop (quark superpesanti, multipletti di Higgs). Si riporta in figura 5 lo stato attuale dei fit globali al triangolo di unitarietà effettuati da due diversi gruppi di fenomenologi.

[3]

²Il diagramma a pinguino contiene un loop tra un bosone debole e un quark, la quale consente il passaggio di quark di un dato sapore a un quark di un altro sapore, ma con la stessa carica ($FCNC$), senza violare leggi del modello: la conservazione dell'energia è garantita dall'emissione di un bosone neutro (i.e. un gluone, un fotone o uno Z_0) dalla linea fermionica, il quale splitta successivamente in una coppia di quark di sapore opposto. Avendo più vertici di interazione di un diagramma ad albero, avvengono più raramente.

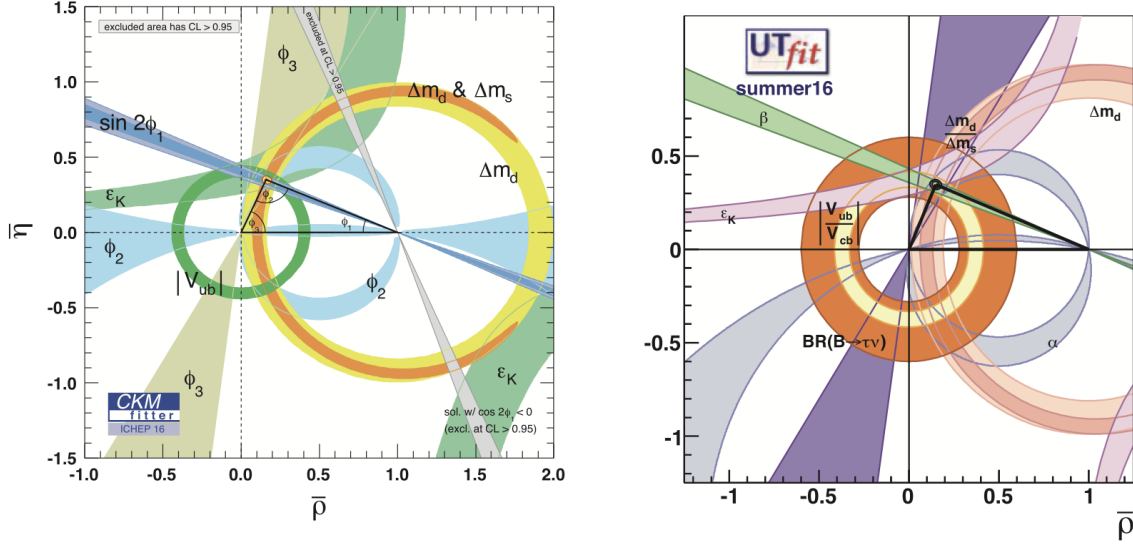


Figura 5: Vincoli attuali per il Triangolo di Unitarietà.

1.3 Oscillazione dei mesoni neutri

Come accennato nel paragrafo 1.2, il sistema dei mesoni B neutri è connotato dall'oscillazione di un mesone di un dato sapore in quello del sapore opposto: al variare del tempo, gli *autostati di sapore* $B^0 = |\bar{b}d\rangle$ e $\bar{B}^0 = |b\bar{d}\rangle$ sono sostituiti dagli *autostati di evoluzione*, ottenuti come sovrapposizione dei primi $|B_{\pm}\rangle = p|B\rangle \pm q|\bar{B}\rangle$ ($|p|, |q| \leq 1$).

I due autostati hanno due masse differenti, indicate come m_H per $|B_+\rangle$ e m_L per $|B_-\rangle$, con $m_H > m_L$ (H sta per "Heavy", L per "Light"), e anche due larghezze di decadimento diverse, Γ_H e Γ_L . L'interferenza tra l'oscillazione e il decadimento dei due autostati introduce nel modello un'asimmetria di CP dipendente dal tempo, la cui espressione è riportata nella Relazione 8:

$$a_{CP}(t) \equiv \frac{\Gamma(\bar{\mathcal{D}}; t) - \Gamma(\mathcal{D}; t)}{\Gamma(\bar{\mathcal{D}}; t) + \Gamma(\mathcal{D}; t)} = \frac{S_f \sin \Delta m_d t + A_f \cos \Delta m_d t}{\cosh \Delta \Gamma_d t / 2 + A_f^{\Delta \Gamma_d} \sinh \Delta \Gamma_d t / 2}, \quad (8)$$

con

$$S_f = \frac{2\text{Im}[\lambda_f]}{1 + |\lambda_f|^2}, \quad -A_f \equiv C_f = \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2}, \quad A_f^{\Delta \Gamma} = -\frac{2\text{Re}[\lambda_f]}{1 + |\lambda_f|^2}. \quad (9)$$

[1]

Si indicano con $\mathcal{D} : B_d(t) \rightarrow f$ e $\bar{\mathcal{D}} : \bar{B}_d(t) \rightarrow f$ i decadimenti dei due mesoni B_d in un autostato di CP comune f , con autovalore $|\eta_f| = \pm 1$, e $\Delta m_d \equiv m_H - m_L$ e $\Delta \Gamma_d \equiv \Gamma_L - \Gamma_H$: l'interferenza tra il mixing e il decadimento è descritta dal parametro:

$$\lambda_f \equiv (q/p)(\bar{\mathcal{A}}_f/\mathcal{A}_f), \quad (10)$$

dove $\mathcal{A}_f \equiv \langle f | H_{ew} | B \rangle$ e $\bar{\mathcal{A}}_f \equiv \langle f | H_{ew} | \bar{B} \rangle$ sono le ampiezze di decadimento dei due autostati del mesone B_d nello stesso autostato f .

Il canale di decadimento del mesone B analizzato in questo elaborato è $\eta' K_L$ (Figura 6), dove $\eta' = \frac{u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}}{\sqrt{3}}$ è il singoletto di sapore dei mesoni pseudoscalari leggeri ($J^{PC} = 0^{-+}$), mentre $K_L = \frac{d\bar{s} - s\bar{d}}{\sqrt{2}}$ è uno stato di sovrapposizione dei mesoni pseudoscalari $K^0 - \bar{K}^0$ ($J^{PC} = 0^{--}$), avente un'emivita molto superiore a quella dell'autostato di CP opposto, il K_S (L sta per "long", S per "short", $\tau_L = 5.10 \cdot 10^{-8} s$ e $\tau_S = 8.95 \cdot 10^{-11} s$). Tale canale appartiene alla classe di decadimenti $b \rightarrow q\bar{q}s$, mediato da un diagramma di ordine superiore (diagramma a pinguino, Figura 6): sebbene sia dominato da incertezze dovute alla teoria QCD Non Perturbativa, questo canale non risente dell'interferenza di diagrammi ad albero, e consente di ottenere una misura, seppur meno precisa, di $\sin 2\phi_1$ [4]. L'andamento temporale dell'asimmetria di CP si esprime come:

$$\mathcal{A}_{CP}(\Delta t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \eta' K_L) - \Gamma(B^0 \rightarrow \eta' K_L)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \eta' K_L) + \Gamma(B^0 \rightarrow \eta' K_L)} = S_{\eta' K_L} \sin \Delta m_d \Delta t - C_{\eta' K_L} \cos \Delta m_d \Delta t. \quad (11)$$

Le asimmetrie dirette di CP si eliminano poiché non sono realizzabili diagrammi ad albero per il processo ($C_{\eta' K_L} \approx 0$), dunque si isola l'asimmetria di CP dipendente dal tempo ($S_{\eta' K_L} = \sin 2\phi_1$). Questa tipologia di canale ha inoltre sensibilità a diagrammi di nuova fisica: nella teoria Superimmetrica Minimale (MSSM), ad esempio, si amplia il Modello Standard a nuove particelle, associando ad ognuna di esse un *superpartner*, ovvero una *superparticella* con una massa molto superiore e spin variato di $\frac{1}{2}$. Per ogni quark si quark uno *squark* e per ogni leptone uno *sleptone*, entrambi scalari, mentre i bosoni di

gauge si associano a dei fermioni di spin $\frac{1}{2}$, ogni bosone elettrodebole ad un *neutralino*, il gluone al *gluino* e il bosone di Higgs all'*higgsino*. Sfruttando l'accoppiamento tra particelle e superparticelle, si possono realizzare dei diagrammi di Feynman analoghi al diagramma a pinguino dello *SM*. [5]

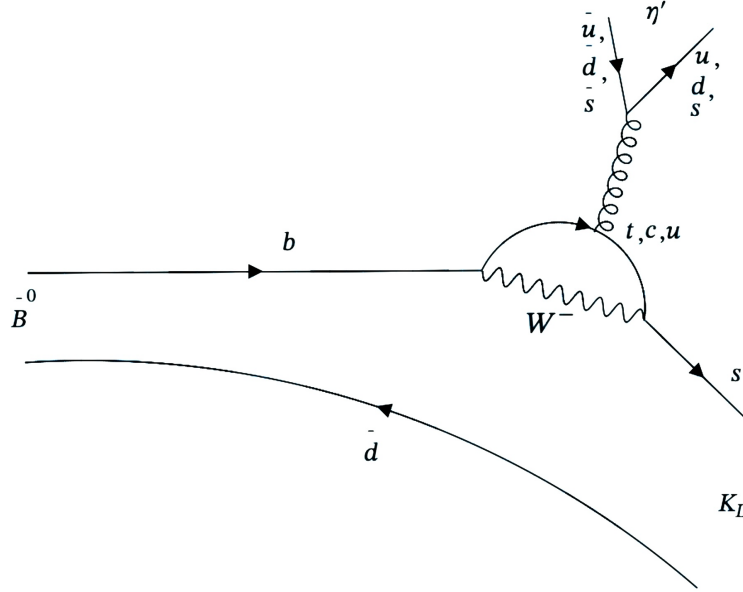


Figura 6: Decadimento di $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' K_L$ tramite un diagramma a pinguino.

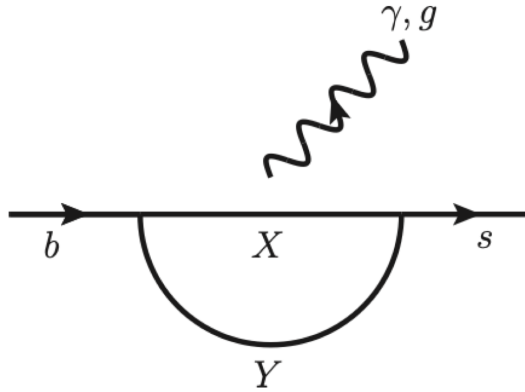


Figura 7: Schema di un diagramma ad un loop in teoria supersimmetrica minimale per il decadimento del mesone B : la coppia (X, Y) può essere costituita da uno squark di tipo down e da un neutralino o un gluino.

2 Il rivelatore BELLE II

Il rivelatore Belle II è situato presso l'acceleratore di particelle *SuperKEKB*, un collisionatore asimmetrico *elettrone-positrone* con energia nel centro di massa pari ad una delle risonanze del *bottomonio*, la $\Upsilon(4S)$, che decade in una coppia di mesoni B ed è pertanto chiamata *B-factory*. Questa macchina permette primariamente di fare misure di precisione in fisica dei quark pesanti, ma anche in fisica del leptone tau, spettroscopia adronica e ricerca diretta di segnali di nuova fisica mediata da nuovi bosoni leggeri.

2.1 La cinematica della collisione

All'interno dei due tubi a vuoto dell'acceleratore di circonferenza di circa 3 km , scorrono i fasci di elettroni e positroni in direzione opposta, con impulsi asimmetrici, $|\vec{p}_{e^-}| = 7.007\text{ GeV}/c$ e $|\vec{p}_{e^+}| = 4\text{ GeV}/c$ ³: i primi scorrono nell'*HER* (High Energy Ring), mentre i secondi nel *LER* (Low Energy Ring). Considerando un angolo di collisione di $\theta = 83\text{ mrad}$ tra i due impulsi, in un sistema destrorso con z nella direzione della bisettrice dell'angolo e verso concorde con l'impulso dell'elettrone, y con proiezione nulla dei vettori (come si vede in Figura 8), i quadrimpulsi delle particelle prima della collisione sono $\mathbf{P}_{e^-} = (E_{e^-}, |\vec{p}_{e^-}| \cdot \cos \theta/2, 0, |\vec{p}_{e^-}| \cdot \sin \theta/2) = (7.007, 7.001, 0, 0.291)\text{ GeV}$ e $\mathbf{P}_{e^+} = (E_{e^+}, -|\vec{p}_{e^+}| \cdot \cos \theta/2, 0, |\vec{p}_{e^+}| \cdot \sin \theta/2) = (4, -3.997, 0, 0.166)\text{ GeV}$, per cui il quadrimpulso risultante è $\mathbf{P}_{fin} = (11.007, 3.004, 0, 0.457)\text{ GeV}$: la massa invariante di quest'ultimo corrisponde a $M_{inv} = |\mathbf{P}_{fin}|^2 = E_{fin}^2 - |\vec{p}_{fin}|^2 = 10.579\text{ GeV} \equiv M(\Upsilon(4S))$, per cui la collisione è costruita per essere nel picco di risonanza del mesone $\Upsilon(4S)$, stato eccitato del *bottomonio* (mesone neutro senza sapore, $b\bar{b}$). [3]

A causa dell'asimmetria, lo stato finale risulta avere un *boost* in avanti, con un fattore di Lorentz pari a $\beta\gamma = \frac{|\vec{p}_{fin}|}{M_{\Upsilon(4S)}} = \frac{3.039}{10.579} = 0.287$, da cui si ottiene il cammino medio percorso dal mesone $\Upsilon(4S)$ a seguito della collisione:

$$L_{\Upsilon(4S)} = \beta\gamma \cdot c \cdot \tau_{\Upsilon(4S)} = 0.287 \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 3.20 \cdot 10^{-23}\text{ m} = 2.76 \cdot 10^{-15}\text{ m}, \quad (12)$$

³Da qui per comodità si considera $c = 1$, così massa, impulso ed energia vengono espresse nella stessa unità di misura.

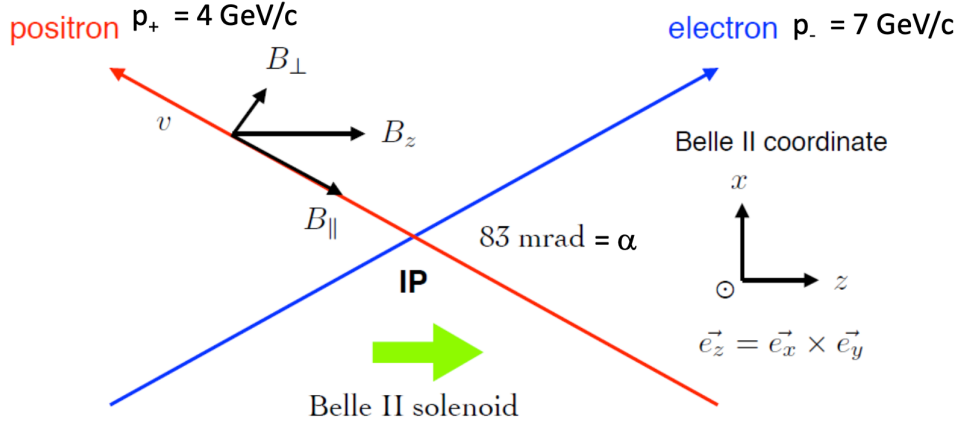


Figura 8: Punto di collisione tra elettroni e positroni.

dove $\tau_{\Upsilon(4S)}$ è il tempo di vita media del mesone, per cui decade quasi istantaneamente nel punto di produzione.

Anche se avviene in risonanza, la produzione della $\Upsilon(4S)$ non è l'evento più frequente a seguito della collisione: mentre la produzione di un evento $B\bar{B}$ con un'energia nel centro di massa a $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ ha una sezione d'urto di 1.1 nb , lo scattering Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ con $\sigma = 125 \text{ nb}$ è l'interazione favorita. Allo stesso tempo è possibile anche avere eventi di *continuo adronico*, ovvero jet di coppie quark-antiquark non *beauty* (i.e. $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$), che hanno una sezione d'urto complessiva a $\sqrt{s} = 10.580 \text{ GeV}$ pari a $\sigma = 3.7 \text{ nb}$, 3 volte superiore a $b\bar{b}$, e una volta adronizzati posso realizzare stati finali analoghi a $B\bar{B}$. Tali stati finali possono essere studiati andando a effettuare collisioni a circa 60 MeV al di sotto della risonanza, così da avere una stima del fondo del *continuo*. [6]

Si effettuano anche ricerche in fisica del leptone τ , in quanto all'energia di collisione hanno una sezione d'urto di produzione comparabile a quella dello $\Upsilon(4S)$ ($\sigma_{e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-} = 0.919 \text{ nb}$): tali studi risultano essere rilevanti per l'osservazione della violazione del sapore leptonic ($BR(\tau \rightarrow \mu\mu\mu) \leq 1.9 \cdot 10^{-8}$ al 90% del CL) e di eventi a bassa molteplicità, in quanto risulta essere più sensibile ad accoppiamenti di nuova fisica [7].

Spesso gli elettroni e i positroni possono esulare dal pacchetto in cui sono stati iniettati nel sincrotrone, ed interagire con alcune parti del tubo a vuoto (anche del gas rimasto

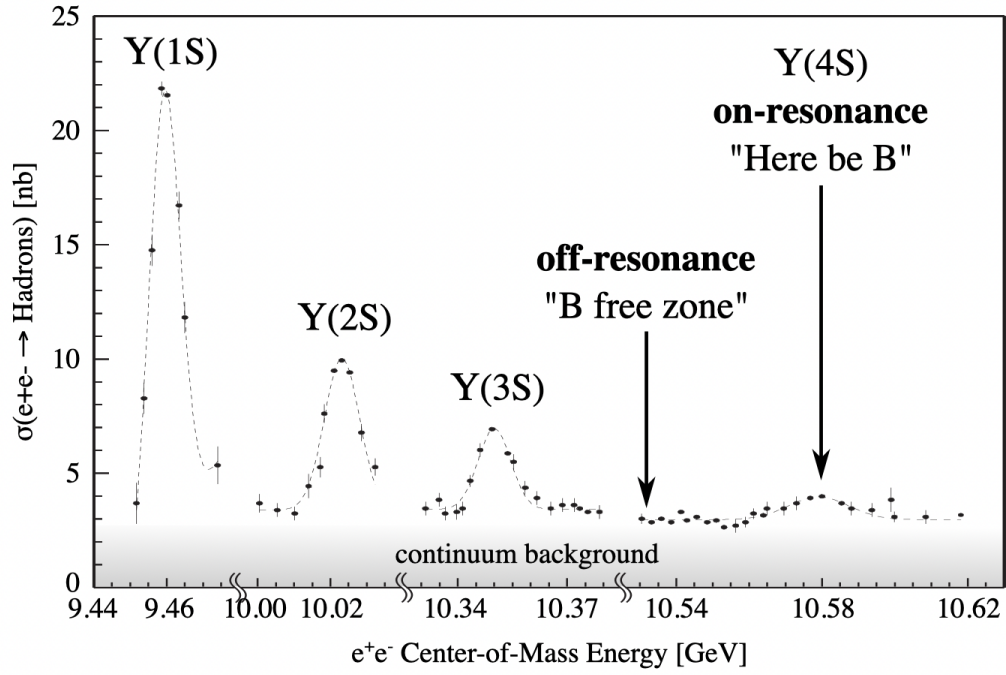


Figura 9: Sezione d'urto per la produzione di risonanze $b\bar{b}$ in base all'energia nel centro di massa.

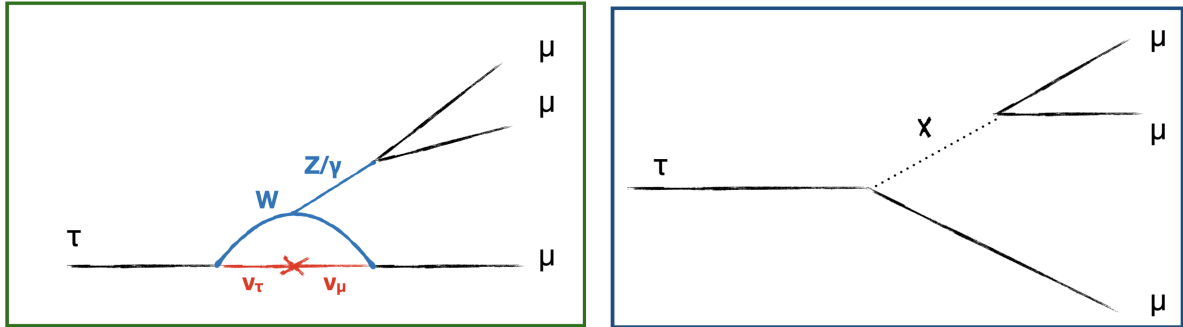


Figura 10: Diagramma di Feynman $\tau \rightarrow 3\mu$ con pinguino elettrodebole (sinistra) e mediato da un nuovo bosone (destra).

all'interno) o del rivelatore, generando interazioni spurie o producendo particelle spurie in sovrapposizione ad eventi fisica. Questo tipo di contaminazione viene genericamente indicato come "fondo macchina" ed ha varie componenti che si cerca di ridurre con diversi accorgimenti a livello dell'acceleratore e della zona di interazione (schermature, ottiche magnetiche, elettrodi di cattura delle correnti spurie). Tale fondo viene studiato in periodi di presa dati dedicati, dove le particelle sono in orbita ma non vengono fatte collidere.

Vi sono anche dei fotoni provenienti dalla *luce di sincrotrone* (emessa dagli elettroni e i positroni curvati dal campo magnetico) e dallo scattering Bhabha radiativo, che contribuiscono al deterioramento dell'apparato, a causa dell'alto livello di radiazione. Specifici monitor di radiazione permettono di avere una informazione in tempo reale della frequenza di fotoni spuri nel rivelatore ed anche di bloccare i fasci in caso di picchi di radiazione troppo intensa. Allo stesso tempo un monitor continuo delle prestazioni del rivelatore permette di intervenire su eventuali componenti danneggiate o "invecchiate" dalla radiazione. Sebbene sia un fondo secondario, vi è una probabilità che muoni provenienti dai raggi cosmici incidano nel rivelatore e si includano nella statistica: solitamente si effettua una presa dati di soli cosmici per verificare la calibrazione e l'allineamento delle varie sotto-sezioni di Belle II, con il solenoide sia spento sia acceso. [6]

2.2 Caratteristiche del collisore SuperKEKB

L'acceleratore è progettato per sostenere le alte correnti che circolano all'interno dei tubi a vuoto, di 3.6 A per i positroni e 2.6 A per gli elettroni, sia per quanto riguarda la potenza necessaria per mantenere le particelle in orbita, visto che la cavità a Radio Frequenza eroga 700 kW ad una frequenza di 508.9 MHz per un voltaggio totale nella cavità di 9.4 V per il LER e 15.0 V per l'HER, sia per la schermatura dalle radiazioni, grazie alla copertura in TiN nella zona antecedente al punto di collisione.[7] Con una luminosità istantanea massima di progetto pari a $\mathcal{L} = 8 \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, la frequenza di eventi di produzione della $\Upsilon(4S)$ è pari a:

$$f_{\Upsilon(4S)} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{B\bar{B}} \cdot \Gamma_{\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0} = 880. \quad (13)$$

Il conseguente *Branching Ratio* (BR)⁵ del decadimento in una coppia $B^0 \bar{B}^0$ ha un $\Gamma_{\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0} = 48.6\%$, mentre nella coppia $B^+ B^-$ è pari a $\Gamma_{\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-} = 49.3\%$. [3]

⁴La luminosità di un collisionatore è definita come il rapporto tra la frequenza di collisione e la sezione d'urto di interazione tra le particelle primarie, $\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma} \frac{dN}{dt}$

⁵Rapporto tra la larghezza di decadimento (Γ) in un dato canale e la larghezza di decadimento propria di una particella instabile: quest'ultima è legata al tempo di vita medio tramite la relazione $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$.

Con lo scopo di aumentare la luminosità delle collisione, rispetto alla macchina precedente KEKB, in SuperKEKB è stata utilizzata la tecnica dei *nano-beam*, ovvero le particelle sono state introdotte in dei pacchetti di dimensioni molto più ridotte, il che diminuisce la dispersione spaziale del fascio per via della repulsione all'interno del bunch, e contemporaneamente è stato aumentato l'angolo di collisione da 22 mrad a 83 mrad , il che diminuisce le interazioni tra i fasci nei due tubi a vuoto. Tale configurazione è possibile grazie ad un'ottica di fascio, ideata da Pantaleo Raimondi, basata sui sestupoli, delle lenti elettromagnetiche non lineari che foccheggiano le particelle in base alla deviazione dall'orbita di progetto, e concentrano le particelle in un punto molto ristretto dello spazio (produzione del *crab waist*): ciò diminuisce fortemente l'area di sovrapposizione dei due fasci nel punto di collisione, il che ne massimizza la luminosità⁶. Contemporaneamente, sono stati variati gli impulsi da 8 GeV a 7 GeV per gli elettroni, e da 3.5 GeV a 4 GeV , così da rimanere sulla risonanza della $\Upsilon(4S)$ limitando l'effetto Touschek, ovvero l'interazione tra particelle dello stesso fascio, che comporta la perdita di monocromaticità e la conseguente disgregazione dei pacchetti di particelle.[3]

2.3 La struttura del rivelatore Belle II

Il rivelatore Belle II è costruito nella direzione assiale dell'acceleratore intorno al punto di interazione (*Interaction Point* (IP)), con una leggera asimmetria lungo il verso di propagazione degli elettroni (definita zona *forward*, mentre la direzione opposta è definita *backward*), ed è formato da diversi sottorivelatori che permettono di raccogliere più informazioni possibile sulle particelle prodotte. Si riporta in Figura 11 la struttura interna del rivelatore.[3]

⁶La luminosità può esprimersi anche come $\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2}{A} f$, dove N_1 e N_2 sono il numero di particelle per ogni pacchetto, f è la frequenza di collisione e A è la sezione trasversale media di collisione: si osserva dunque che minimizzando l'area di sovrapposizione dei due bunch nell'*IP*, si massimizza la luminosità nel collisionatore.

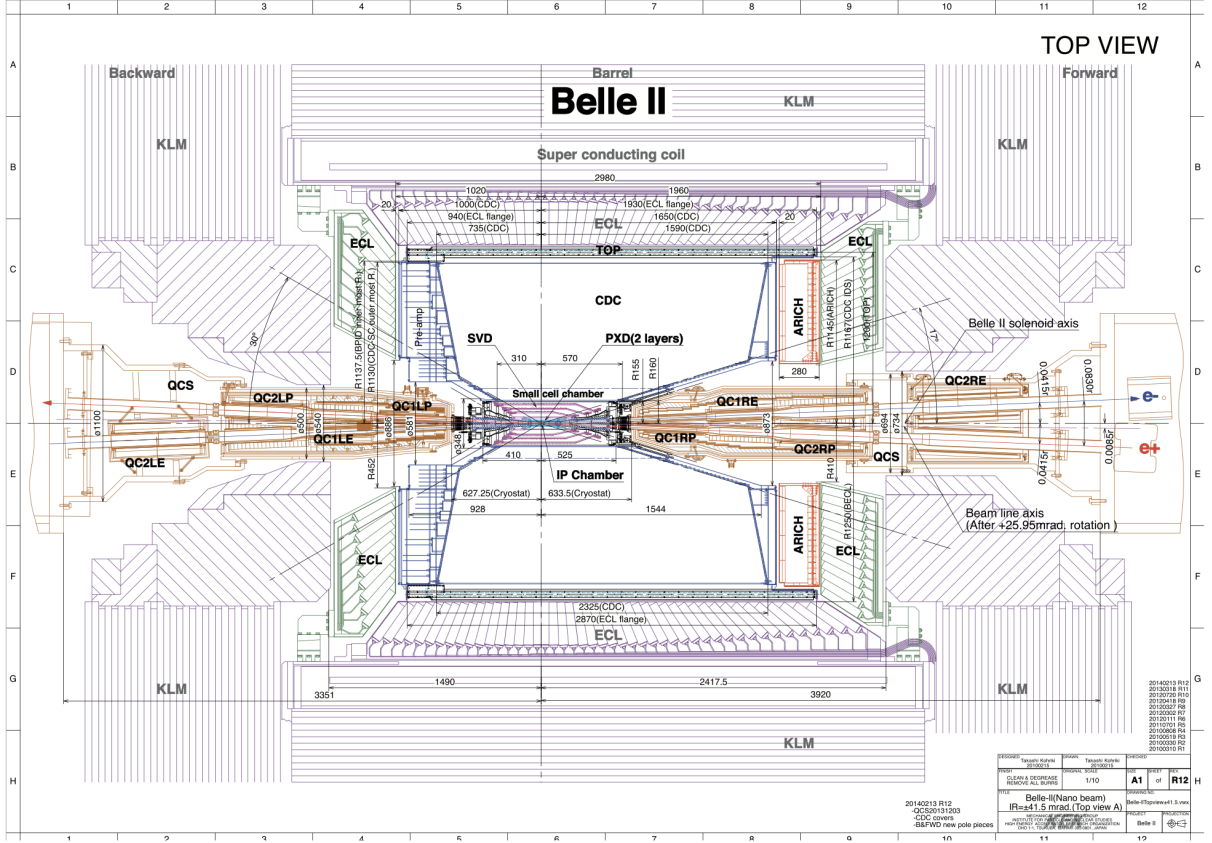


Figura 11: Sezione laterale del rivelatore Belle II.

2.3.1 PXD

Il *PiXel Detector* (PXD) è il primo strato di rivelatore su cui incidono i prodotti della collisione: è un rivelatore pixelato che misura con alta precisione la posizione delle particelle che lo attraversano e permette di ricostruire il vertice di produzione, da interazione primaria o da decadimento secondario. È formato da due cilindri, collocati a raggi di 14 mm e 22 mm , di sensori in silicio DEPFET, segmentato in circa 8 milioni di pixel di dimensione $50 \times 55\text{ }\mu\text{m}^2$ (la risoluzione spaziale risulta essere dunque $\sigma_{\Delta x} = 50\text{ }\mu\text{m}$).

2.3.2 SVD

Lo stesso scopo ha il *Silicon Vertex Detector* (SVD), il quale è posto subito dopo il PXD: è composto da quattro strati cilindrici di sensori a microstrip di silicio a doppia faccia, posti a raggi di 39 mm , 80 mm , 104 mm e 135 mm . Hanno la stessa precisione del rivelatore

precedente, ma piuttosto che misurare una posizione su un piano 2D, acquisiscono due misure 1D, una nella faccia più interna e una nella faccia più esterna.

2.3.3 VXD

Si indica con *VerteX Detector* il complesso PXD+SVD, poichè i due sistemi sono integrati molto vicini nello spazio e sono anche montati come singola unità; è conveniente avere entrambi i rivelatori poichè il PXD misura con precisione un evento con grande densità prossimo alla collisione, invece in una regione più lontana, sono più efficienti dei rivelatori a striscia, poichè acquisiscono meno dati (invece di $X \cdot Y$ pixel si hanno $X + Y$ strati).

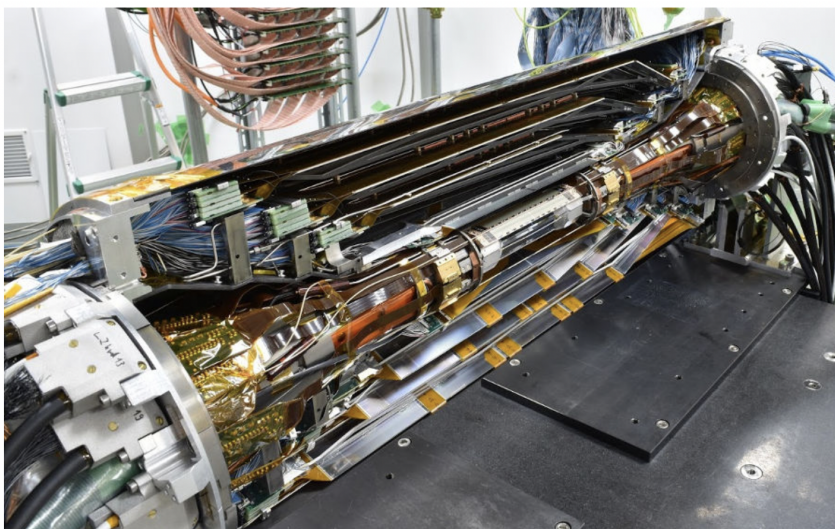


Figura 12: Complesso di rivelatori VXD.

2.3.4 CDC

Il rivelatore di traccia, ovvero *Central Drift Chamber (CDC)*, si estende fino ad un raggio di 1130 mm , e in questo volume si può ricostruire l'impulso delle particelle cariche, in base alla traiettoria che descrivono nel campo magnetico solenoidale di 1.5 T . Il rivelatore è costituito da celle di forma approssimativamente quadrata formate da una combinazione di fili metallici di campo e di segnale: vi sono in totale 14336 fili sensibili organizzati in 56 strati, disposti in direzione assiale (allineati con il campo magnetico) o "stereo"

(leggermente più inclinati), e la camera è riempita da una mistura 50:50 di $He - C_2H_6$ con velocità media di drift $3.3\text{ cm}\mu\text{s}^{-1}$ e tempo massimo di drift di 350 ns per celle di dimensione di 17 mm : l'elio è il gas che viene ionizzato dal passaggio delle particelle cariche, poichè ha una bassa elettrofilia e potenziale di ionizzazione, mentre l'etano funge da gas di "quenching", che permette di evitare scariche elettriche.

2.3.5 TOP

Il rivelatore *Time Of Propagation (TOP)* fornisce informazioni che permettono di identificare le particelle che attraversano la zona radiale di Belle II: è un rivelatore Cherenkov formato da 16 moduli di barre di quarzo lunghe 2.6 m , larghe 45 cm e spesse 2 cm , in cui particelle ionizzanti ad una velocità superluminale nel mezzo emettono fotoni ad un angolo che dipende direttamente dalla velocità della particella:

$$\theta = \arccos \frac{1}{\beta n}, \quad (14)$$

dove n è il coefficiente di rifrazione del quarzo. I fotoni Cherenkov emessi vengono confinati interamente nel quarzo per riflessione totale: l'angolo di emissione si ottiene misurando il tempo di propagazione efficace nel cristallo dal punto di emissione al piano sensibile: quest'ultimo è formato da due strati di sedici rivelatori veloci per fotoni a multi-anodo, che garantiscono una sensibilità al singolo fotone e una risoluzione temporale di 100 ps , grazie anche ad un fotomoltiplicatore a tubo (PMT) con un piano a "microcanali". Combinando l'informazione sull'impulso da CDC e l'estrapolazione della velocità nel TOP, si può inferire sulla massa della particella carica che ha attraversato il rivelatore: visto che a parità di impulso particelle più massive hanno velocità inferiore, l'angolo di emissione diminuisce, dunque il tempo di propagazione del fotone aumenta.

2.3.6 ARICH

Un principio di funzionamento analogo è quello del rivelatore *Aerogel Ring-Imaging Cherenkov*, posto nella zona *forward* del rivelatore, per via dell'asimmetria della collisione, che contribuisce all'identificazione delle particelle cariche che lo attraversano. Si impiega-

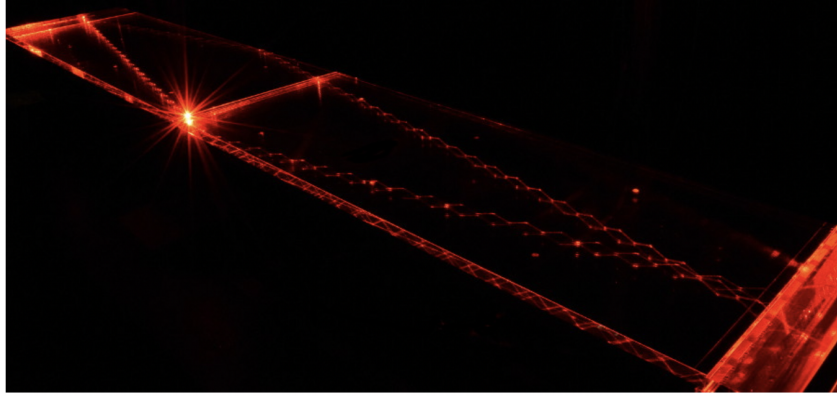


Figura 13: Riflessione della luce Cherenkov prodotta in uno dei quarzi di TOP.

no due strati di aerogel spessi 2 cm con due indici di rifrazione differenti (1.045 all'interno e 1.055 all'esterno), così da aumentare la resa di luce senza diminuire la risoluzione angolare sui fotoni: si utilizza dunque un sensore sensibile al singolo fotone e ad alta granularità, ovvero un rivelatore ibrido per fotoni a valanga (HAPD), formati da piani $73 \times 73\text{ mm}^2$ con 144 canali, e a seguito della ionizzazione, i foto-elettroni sono accelerati da una differenza di potenziale di 8 kV e sono rivelati da fotodiodi a valanga (APD).

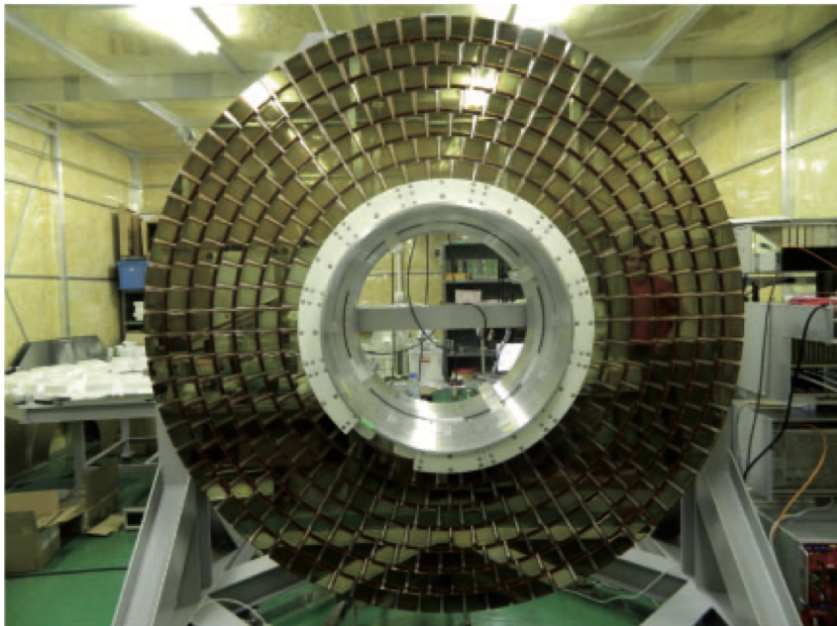


Figura 14: Struttura del rivelatore ARICH.

2.3.7 ECL

Esternamente al TOP è presente il Calorimetro Elettromagnetico (ECL), volto a misurare l'energia rilasciata da fotoni, elettroni e positroni in sciame elettromagnetici: combinando le informazioni di energia con quelle dei rivelatori precedenti, si contribuisce all'identificazione delle particelle, soprattutto nella separazione tra elettroni e muoni o pioni. È un rivelatore altamente segmentato, formato da 8736 cristalli di Ioduro di Cesio drogato Talio, CsI(Tl), un materiale scintillante, la cui emissione di fotoni è proporzionale all'energia persa dalla particella ionizzante incidente: la struttura ricopre circa il 90 % dell'angolo solido del centro di massa, ha una risoluzione energetica a 100 MeV di $\sigma_E/E = 4\%$, mentre a 8 GeV è di $\sigma_E/E = 1.6\%$, mentre la risoluzione angolare passa da 13 mrad a basse energie a 3 mrad ad alte energie. Per ovviare al pile-up dovuto all'alto rumore e al grande tempo di decadimento della scintillazione dello CsI(Tl), i foto-sensori sono stati equipaggiati con un'elettronica di lettura a *wave-form sampling*, così da distinguere i vari impulsi elettrici prodotti.

2.3.8 KLM

L'ultimo strato del rivelatore è costituito dal K_L^0 and Muon detector (KLM), sistema dedicato all'identificazione dei muoni e alla ricostruzione dei mesoni K neutri a vita media lunga. Consiste in una serie di strati di ferro spessi 4.7 cm , utili oltre che alla perdita di energia anche per il ritorno di flusso magnetico del solenoide, alternati a materiale attivo alla rivelazione: nei primi due strati della zona radiale e nella zona in avanti (dove i flussi di particelle sono più elevati), sono presenti strisce di scintillatori con fibre *wavelength-shifting*, letti da fotomoltiplicatori in Silicio, SiPM (APD operati in Geiger Mode), mentre negli strati più esterni della zona radiale si hanno delle Camere a Piani Resistivi (RPC), rivelatori a gas (62% HFC-134a, 30% Argon, 8% una miscela di isobutano e n-butano) con alto tempo morto. Nelle 3.9 lunghezze di interazione del rivelatore, i K_L^0 possono creare sciame adronici e si punta a discriminarli da altri adroni neutri, come i neutroni prodotti nello sciame elettromagnetico in ECL.

2.3.9 Il sistema di Trigger

I fasci di SuperKEKB attraversano la regione di interazione ogni 4 ns , e mantenere i risultati di ogni interazione richiederebbe un'analizzatore per i dati molto potente, oltre che ad uno spazio di memoria particolarmente elevato: per ridurre la statistica, andando ad isolare solamente gli eventi di interesse, Belle II utilizza un sistema di filtri e trigger con un sistema online di Acquisizione Dati (DAQ), Trigger di primo livello (TRG oL1) e Trigger di Alto Livello (HLT).

I dati raccolti da ogni sottodetector vengono indirizzati verso l'esterno se viene inviato un segnale di trigger dal sistema TRG per una collisione interessante, e vengono interpretati quasi in *real time* grazie ad un'elettronica specializzata molto veloce (Field programmable Gate Arrays, FPGAs): la decisione ha un ritardo fisso di $4\text{ }\mu\text{s}$, il che inserisce un tempo di buffer nel frontend dell'elettronica, inoltre L1 è progettato per sopportare una frequenza di trigger fino a 30 kHz per il massimo della luminosità di SuperKEKB.

Il sistema DAQ si assicura che tutti i segnali di trigger arrivino in modo sincrono ai sotto rivelatori, come si mostra in figura 15, e collega rapidamente i dati in uscita con il HLT.

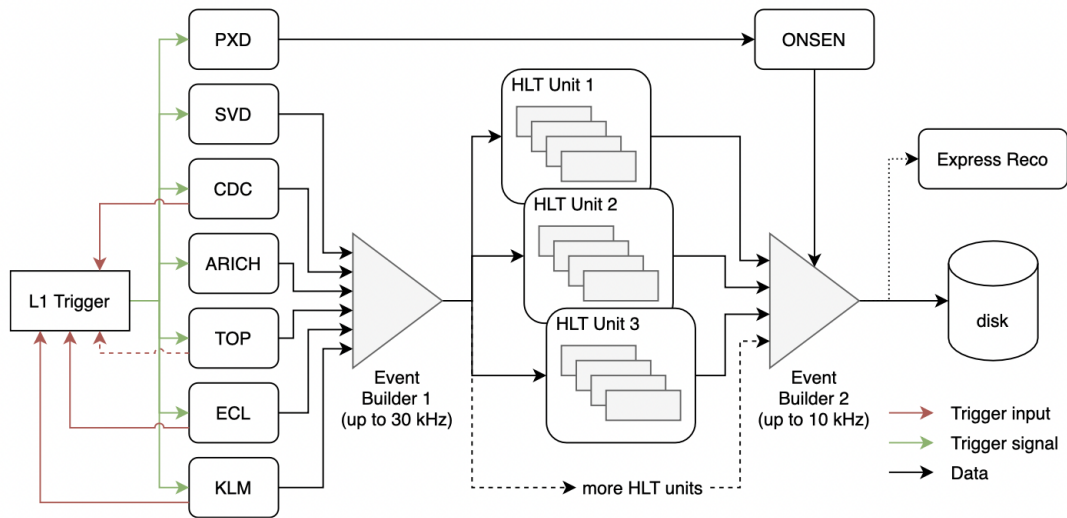


Figura 15: Schema del Sistema di Acquisizione Dati collegato ai trigger.

Infine il sistema HLT è un cluster di circa 10000 CPU che riceve i dati triggerati dei sotto-rivelatori ed effettua immediatamente la ricostruzione dell'evento completo con

il software dell'esperimento, riportato nel Paragrafo 2.4, e in base al risultato, i dati possono essere posti in memoria oppure scartati: viene qui effettuato un primo processo di *skimming*, ovvero di scrematura dei dati, e ad ogni evento si assegna una *flag* che ne contrassegna la tipologia (Bhabha, adronica, mumu, etc.), su cui si può fare analisi di calibrazione o del processo fisico.

2.4 Software di Belle II

In ogni esperimento di fisica alle alte energie è necessario avere un software che ricostruisca le particelle prodotte nel punto di collisione, andando a riconoscere ogni particella in base alle interazioni che effettua, e possa in seguito consentire l'analisi dei dati raccolti per l'individuazione del segnale: al contempo si può simulare l'evento primario e l'interazione dei vari prodotti di decadimento con le sezioni del rivelatore, il che consente di effettuare un'analisi preliminare su un segnale atteso, da convalidare in un secondo momento su eventi "veri". In questo contesto si utilizzano dei codici di programmazione che campionino randomicamente degli eventi da una distribuzione statistica per riprodurre la collisione e la propagazione delle particelle figlie, il cosiddetto *metodo Monte Carlo (MC)*, e la successiva analisi per il riconoscimento di un fenomeno fisico. In Belle II, tali studi sono effettuati dal software **basf2** il quale è in continuo sviluppo per migliorare le prestazioni di efficienza, risoluzione, inclusione del fondo e di altre caratteristiche del rivelatore.[6]



Figura 16: Logo del software di Belle II.

2.4.1 Simulazione degli eventi

Generazione degli eventi di fisica

In questa sezione si simula l'evento fisico alla base della collisione, ovvero date le caratteristiche cinematiche dell'elettrone e del positrone nella regione di interazione si generano delle particelle che variano in base al modello teorico impiegato (SM, SUSY, etc.): si possono realizzare dei set di dati focalizzati sul decadimento studiato, i "MC di segnale", da comparare con simulazioni che includono tutti i processi consentiti nel modello standard, "MC generici", sia decadimenti della $\Upsilon(4S)$, sia eventi del continuo adronico e scattering Bhabha. Eventi che sono segnali per certe analisi sono viceversa fondi per altre, e vanno inclusi nello studio con specifici campioni simulati.

Vi sono diversi generatori di eventi impiegabili per la simulazione della collisione, come **EvtGen**, il quale modella i decadimenti dei mesoni B e D in stati finali esclusivi, **PYTHIA 8.2**, per decadimenti inclusivi e per il continuo di quark leggeri, mentre processi di QED sono simulati da **BABAYAGA.NLO** ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$) e da **AAFH** ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$).

Le energie degli elettroni e dei positroni sono fissate rispettivamente a $E_{HER} = 7.004 GeV$ e $E_{LER} = 4.002 GeV$, con una dispersione gaussiana con larghezza $\sigma_{HER} = 5.13 MeV$ e $\sigma = 2.375 MeV$: la posizione di default per il vertice è il centro del rivelatore in $(0, 0, 0)$, e i due fasci collidono con due angoli rispetto l'asse z di $\theta_{HER} = 0.0415 mrad$ e $\theta_{LER} = -0.0415 mrad$, e l'apertura dei fasci è modulata da tre distribuzioni normali, $(\sigma_x = 7.75 \mu m, \sigma_y = 0.059 \mu m, \sigma_z = 6 mm)$ per gli elettroni e $(\sigma_x = 10.2 \mu m, \sigma_y = 0.059 \mu m, \sigma_z = 5 mm)$ per i positroni.

Vi è anche un programma esterno a **basf2** che si occupa del trasporto delle particelle nell'acceleratore, **SAD**, e ogni volta che vi è una deviazione dalla traiettoria imposta, si riproduce uno degli eventi di fondo, indicati nel paragrafo 2.1: ogni simulazione dura $1 \mu s$ e si inviano i dati al software di simulazione **Geant4** (2.4.1), e si riportano in Tabella 2.4.1.

Si può aggiungere fondo anche agli eventi simulati, e il numero medio di eventi aggiunti è:

$$\bar{N} = sR\Delta t, \quad (15)$$

Tabella 1: Frequenza di alcune sorgenti di fondo.

Tipo	Sorgente	Frequenza [MHz]
Bhabha radiativo	HER	1320
Bhabha radiativo	LER	1294
Bhabha radiativo (ampio angolo)	HER	40
Bhabha radiativo (ampio angolo)	LER	85
Diffusione Touschek	HER	31
Diffusione Touschek	LER	83
Interazioni fascio-gas	HER	1
Interazioni fascio-gas	LER	156
Eventi QED con due fotoni	-	206

dove s è un fattore di scala, R è la frequenza dell'evento e Δt la finestra temporale dove si aggiunge il fondo: il numero di eventi aggiunti al set simulato segue una distribuzione di Poisson con valore medio $\bar{N}$, si considerano diverse finestre temporali per l'acquisizione degli eventi, e le statistiche medie sono riportate in Tabelle 2.4.1:

Tabella 2: Numero di eventi per fondo del fascio rispetto ad un evento $B\bar{B}$.

Componente	Fondo	$B\bar{B}_{generico}$
PXD	10000	23
SVD	284	108
CDC	654	810
TOP	150	205
ARICH	191	188
ECL	3740	510
BKLM	484	33
FKLM	142	34

Nel metodo del *background overlay*, si può anche inserire del fondo non simulato, proveniente da dati sperimentali e misurato da un trigger casuale, quindi si accosta la ricostruzione completa del canale ad una hit riprodotta all'interno del rivelatore.

Simulazione del rivelatore

A seguito della generazione dei quadrivettori per l'evento, si studia l'interazione delle particelle con le varie sezioni del rivelatore, tramite ionizzazione, scintillazione, bremsstra-

hlung, produzione di coppie, radiazione Cherenkov e così via: il simulatore che ricrea la struttura di Belle II e le possibili interazioni dei prodotti di collisione con esso è **Geant4**. L'energia depositata nei sottorivelatori virtuali anche dalle particelle secondarie, prodotte dai decadimenti o per interazioni successive, è convertita da un software a parte in un segnale fruibile per la ricostruzione, trattata nel paragrafo 2.4.2.

Per non complicare eccessivamente la ricostruzione MC, Geant4 utilizza un rivelatore idealizzato, trascurando alcune zone hardware difficilmente simulabili con precisione, quindi si possono ottenere delle discrepanze tra il set di dati ottenuto dalla simulazione e dall'evento reale: una delle principali fonti di discrepanza è la modellazione del campo magnetico presente nel rivelatore, poiché vi sono diversi sottosistemi che contribuiscono alla perturbazione del campo solenoidale uniforme, come gli otto quadrupoli superconduttivi intorno alla regione di interazione, necessari per collimare elettroni e positroni prima della collisione, o altri magneti superconduttivi utilizzati per correzione o compensazione. Si riporta in figura 17 una simulazione delle disomogeneità del campo magnetico di Belle II.

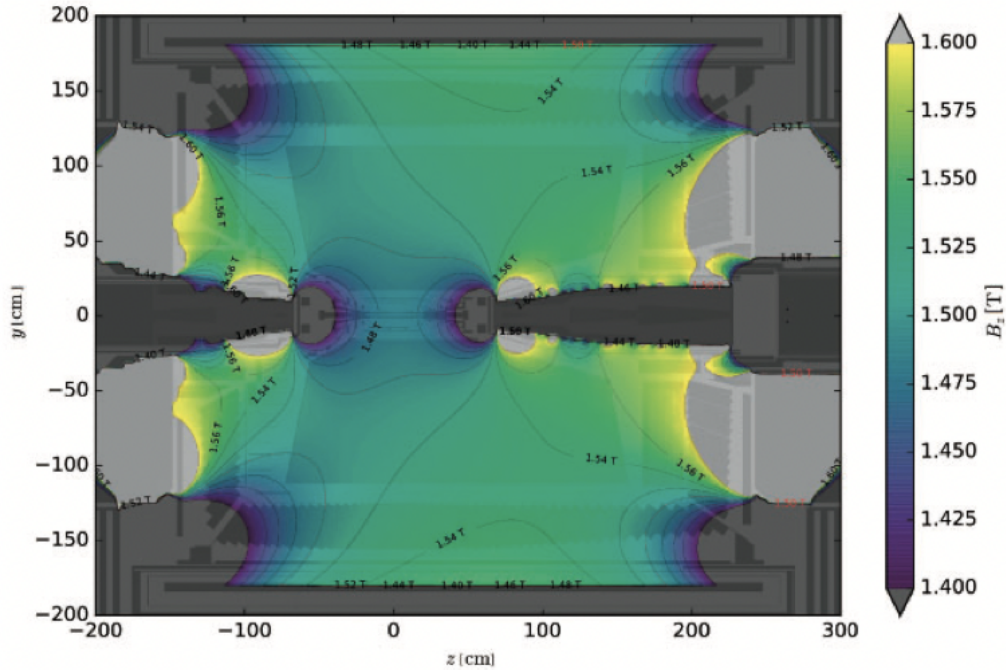


Figura 17: Componente z di una mappa 3D del campo magnetico utilizzato da basf2 nella versione di release 00-07-00.

2.4.2 Algoritmo di ricostruzione delle particelle

Tutte le informazioni raccolte dalla collisione (simulata o reale) devono essere processate per poter riconoscere la tipologia dell'evento, associando alla forma del segnale il comportamento di una data particella: sebbene sia impossibile ricostruire tutti i prodotti di un canale, si ricerca l'identificazione di uno sciame coerente rispetto ad un'accensione casuale di uno degli strati del rivelatore, oppure di un evento da interazione parassita.

L'algoritmo di ricostruzione è lo stesso per il set di dati Monte Carlo e per i dati reali, così da non avere effetti sistematici a priori e da poter effettuare un'associazione uno a uno tra simulazione ed esperimento. La conoscenza della verità Monte Carlo crea un vantaggio nella ricostruzione, poiché il segnale è noto, ma l'analisi deve poi essere replicabile per i dati rivelati, senza conoscere la natura dei singoli eventi. Affinché l'evento possa essere ricostruito correttamente, sono necessarie delle misurazioni di calibrazione, le quali vengono effettuate regolarmente durante la presa dati: si ottengono dei coefficienti di correzione al segnale che aggiustano le deviazioni dalle caratteristiche di progetto del rivelatore.[6]

Clustering

In ogni sottorivelatore si raggruppano i segnali vicini in "cluster" che possono corrispondere alla rivelazione di particelle diverse. La forma del cluster dipende, oltre che all'energia e all'angolo di incisione del primario, anche dal modo in cui questo interagisce.

Tracking

A seguito dell'associazione di diversi segnali (hit) in diversi rivelatori, si può procedere a ricostruire la traccia delle particelle cariche: si utilizzano degli algoritmi di riconoscimento del pattern dai cluster ricostruiti in VXD e CDC, i quali ricreano la traccia andando ad associare dei segnali che rispettano dei criteri geometrici. Si effettua poi un fit per calcolare la miglior stima per le variabili cinematiche che definiscono la traiettoria, così da ottenere la posizione e l'impulso della regione di interazione, oppure la ricostruzione di un vertice di decadimento raggruppando due o più tracce: i parametri impiegati dal fit sono 5:

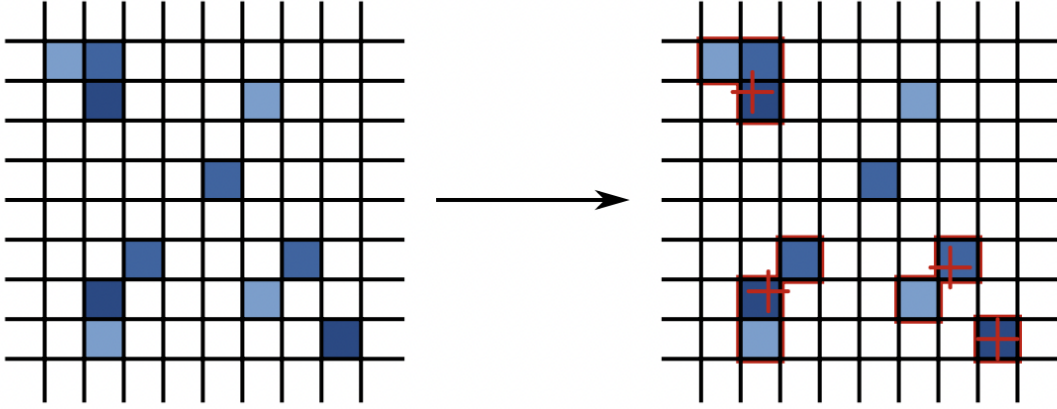


Figura 18: Processo di clustering all'interno del rivelatore PXD: diverse hit contigue vengono accorpate, e si calcola il baricentro in base all'energia depositata in ogni pixel, così da ricostruire la traiettoria della particella incidente.

1. d_0 : distanza con segno tra il *perigeo*, ovvero il punto più vicino all'origine del piano $r - \phi$, e l'origine del piano trasverso: il segno dipende dalla direzione del momento angolare della traccia al perigeo rispetto al capo magnetico;
2. z_0 : distanza longitudinale con segno del perigeo rispetto all'origine;
3. ϕ_0 : angolo tra l'impulso trasverso al perigeo e l'asse x;
4. $\tanh \lambda$: tangente dell'angolo tra l'impulso al perigeo e il piano trasverso;
5. ω : curvatura della traccia, il segno dipende dalla carica della particella.

Sebbene delle particelle cariche in moto in un campo magnetico descrivano delle eliche, le particelle attraversano diversi strati del rivelatore, il che comporta una progressiva perdita di energia e di idealità nella traiettoria percorsa, quindi il processo di fit diventa più complesso; per effettuare il fit è necessario avere un'ipotesi sulla massa della particella, la quale può essere corretta in step successivi (l'ipotesi di default è la massa del pione). Si possono effettuare anche degli studi di calibrazione del rivelatore, includendo nell'analisi anche i muoni cosmici, e si utilizzano dei programmi analoghi ai precedenti, che misurano l'allineamento delle sezioni sia in presenza sia in assenza del campo magnetico.

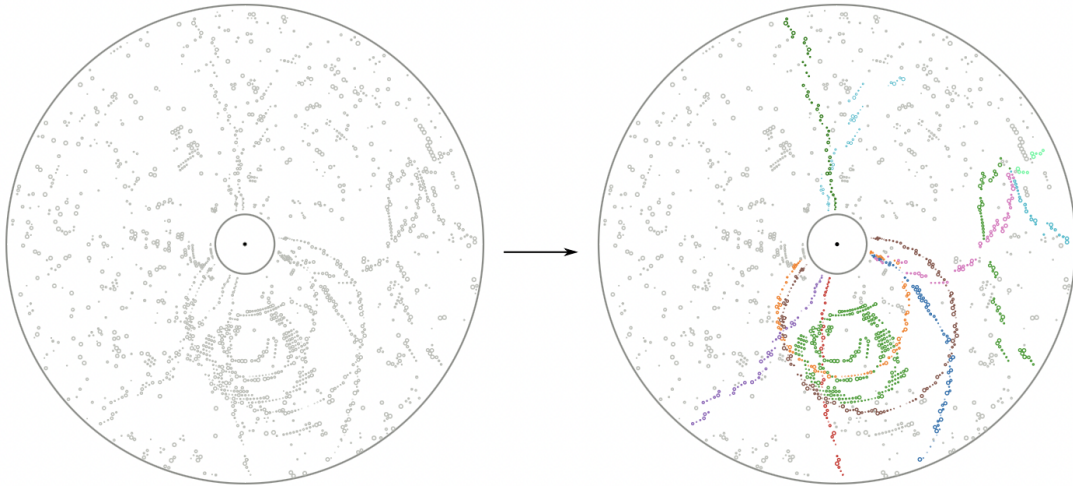


Figura 19: Riconoscimento dei pattern di traccia all'interno della CDC: dalla curvatura si estrapola l'impulso, e con informazioni incrociate da VXD si ricostruisce il punto di produzione.

Ricostruzione nel Calorimetro

La misura dell'energia e della posizione della deposizione delle particelle è effettuata nel calorimetro elettromagnetico, dove si possono ricostruire particelle cariche grazie all'associazione con le tracce in CDC: inoltre un fattore discriminante è la forma dello sciame prodotto dall'interazione della particella col rivelatore, poiché è un indice della natura del primario (adronica o elettromagnetica). Nella ricostruzione del cluster si pongono delle soglie di energia depositata: il riconoscimento iniziale dello sciame è dato da un insieme di cristalli che raccolgono un'energia di 0.5 MeV , circa il doppio dell'energia attesa dal rumore elettronico, ma per avere una maggiore reiezione del fondo dal fascio si pone una soglia variabile in base all'angolo polare, che va da 1.28 MeV nella zona radiale a 2.5 MeV negli endcap. Il seme di un cluster si individua in un cristallo che ha un'energia di almeno 10 MeV ed è un massimo locale rispetto ai primi vicini (quadrato 3×3 intorno ad esso): in seguito si aggiungono anche i secondi vicini (quadrato 5×5) e in caso di sovrapposizione di due cluster, si divide l'energia in base al rapporto tra l'energia di ogni cluster e la somma delle energie di tutti i cristalli dei cluster sovrapposti. Il centroide del cluster si calcola tramite una media pesata dell'energia depositata nei cristalli coinvolti:

$$\vec{x} = \frac{\sum_i E_i \vec{x}_i}{\sum_i E_i}, \quad (16)$$

dove E_i è l'energia dell' i -esimo cristallo e $\vec{x}_i$ è il centro geometrico dell' i -esimo cristallo. Per rendere la ricostruzione efficace in un ambiente ad alto fondo, nelle ultime release del simulatore sono state variate le tecniche di ricostruzione del cluster: il seme rimane sempre il cristallo con almeno 10 MeV , ma in questo caso si vanno ad aggiungere tutti i vicini con un'energia di almeno 0.5 MeV , e tale processo si itera se l'energia aggiunta è di almeno 1.5 MeV : se due sciame contengono lo stesso cristallo, questi sono uniti e in fase di ricostruzione si associa un peso ad ogni cristallo ad uno dei due cluster:

$$w_i = \frac{E_i e^{-C d_i}}{\sum_k E_k e^{-C d_k}}, \quad (17)$$

dove $C = 0.7$ è una costante MC, d_i è la distanza tra l' i -esimo cristallo e il centroide del cristallo, e al denominatore si somma su tutti i cristalli k nel cluster. Il centroide del cluster è calcolato con dei pesi logaritmici:

$$\vec{x} = \frac{\sum_i w'_i \vec{x}_i}{\sum_i w'_i}, \quad (18)$$

dove $w'_i = 4.0 + \log w_i \cdot E_i / E_{all}$ e E_{all} è la somma di tutti i cristalli con peso $w_i > 0$. Solo i cristalli con $w'_i > 0$ sono inclusi nel calcolo del centroide, e la procedura è iterata finché la posizione di $\vec{x}$ non è stabile entro 1 mm : l'energia del cluster è ricostruita sommando gli n cristalli con le energie pesate più alte fino a un massimo di 21 primi vicini, $E = \sum_n w_i E_i$.

Identificazione delle particelle cariche

Le informazioni raccolte dai rivelatori Cherenkov sono le preponderanti nell'identificazione delle particelle cariche, sfruttando la forma della distribuzione dei fotoni Cherenkov sia nello spazio sia nel tempo: nel *TOP* si utilizza il numero di fotoni raccolti dei PMT, insieme al tempo di arrivo e la posizione di impatto nel cristallo, mentre in *ARICH* si confronta la distribuzione spaziale di fotoni sul foto-detector con la densità di probabilità attesa per un'ipotesi di particella dati i parametri della traccia estrapolata. [8]

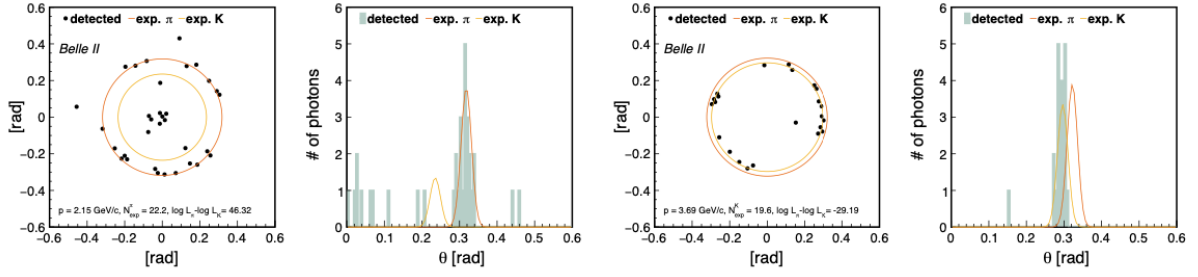


Figura 20: Anello Cherenkov di un pione di momento $2.15 \text{ GeV}/c$ (sinistra) e di un kaone di momento $3.69 \text{ GeV}/c$ (destra): si riporta la figura dell'anello e la distribuzione dell'angolo Cherenkov, insieme alle figure attese per le ipotesi di massa.

Per identificare le particelle si possono anche sfruttare misurazioni di ionizzazione specifica (dE/dx , Figura 21) ottenuta dalla formula di Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_e r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right), \quad (19)$$

dove N_e è la densità elettronica per unità di volume del mezzo attraversato, m_e ed r_e sono rispettivamente la massa e il raggio classico dell'elettrone, z carica della particella ionizzante normalizzata alla carica dell'elettrone, β e γ velocità e fattore di Lorentz della stessa, I potenziale di ionizzazione del bersaglio e $\delta(\gamma)$ correzione di densità al limite di alti γ .

In SVD si misura la perdita specifica di energia nel tratto attraversato dalla particella, dato da $s = \frac{d}{\cos \phi}$, con d lunghezza del sensore e ϕ angolo tra la traccia e la normale al rivelatore: la media della misurazione dei vari sensori assume la forma di una distribuzione di Landau, di cui si va a ridurre la coda ad alte energie tramite la *troncazione*, ovvero si eliminano le due misurazioni di energia più alte prima di effettuare la media. Nel caso della CDC, le informazioni sulla perdita di energia sono ottenuti dalla singola cella, andando ad integrare i segnali nell'elettronica di lettura che superano una data soglia: si possono applicare correzioni alla misurazione in base all'angolo polare, alla forma e alla posizione della cella, oppure che dipendono dalle caratteristiche termochimiche del gas nella cella (temperatura, pressione, composizione della miscela etc.). Si assume che la distribuzione

di energia nel sotto-detector sono gaussiane, e la media per ogni evento viene nuovamente troncata, scartando le misurazioni al di sotto del 5 % e al di sopra del 25 %.

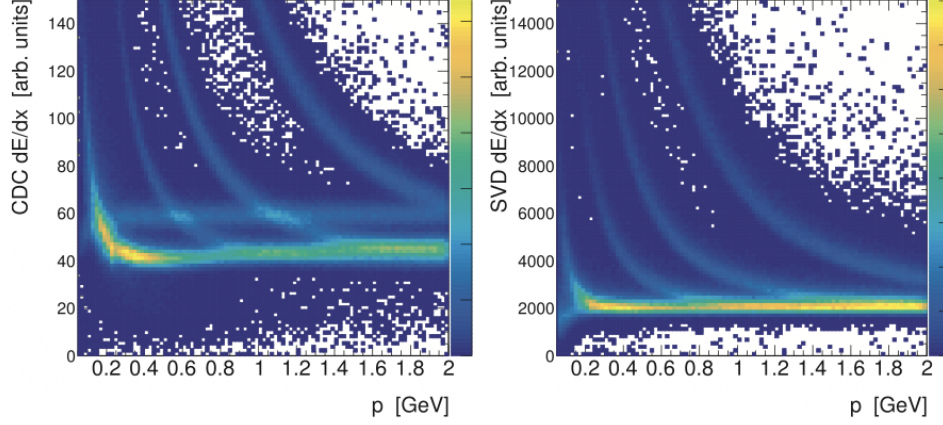


Figura 21: Media di dE/dx troncata in funzione del momento per la CDC (sinistra) e SVD (sinistra): si osservano diverse bande di energia per le specie di particelle al di sotto di 1 GeV .

Da ECL si ottiene principalmente la discriminazione di elettroni (e positroni) grazie allo studio del rapporto tra l'energia e l'impulso di un cluster associato ad una traccia, osservabile in Figura 22:

Nel KLM si utilizza la distanza percorsa da una particella carica nel rivelatore, tenendo conto della perdita di energia e dello scattering della stessa: si va ad estrapolare dall'ultimo strato acceso della CDC la traiettoria attesa della particella nel KLM, e le hit registrate sono associate alla traccia se rientrano entro 3.5σ dalla posizione attesa, dove σ è la somma in quadratura delle incertezze della posizione della hit e dell'estrapolazione. Si va dunque a costruire la funzione di verosimiglianza (*likelihood*)⁷ di ogni sistema sfruttando l'ipotesi di una data particella carica a vita lunga (elettrone, muone, pione, kaone, protone e deuterone)[8]:

$$\mathcal{L}_\alpha^d = \mathcal{L}^d(x|\alpha), \quad (20)$$

⁷Funzione statistica che descrive la distribuzione di probabilità che un evento sia stato generato da un determinato tipo di particella può avere in input delle ipotesi sulla struttura dell'evento dipendenti alla particella considerata

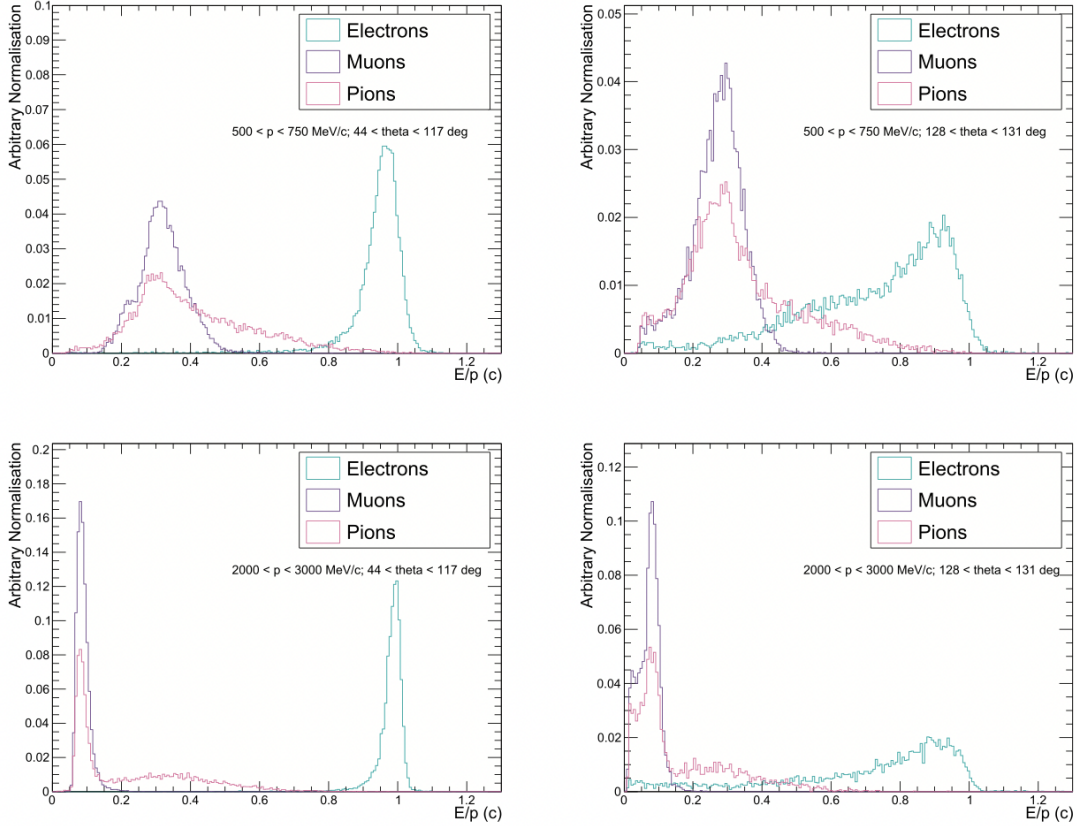


Figura 22: Distribuzioni di E/p per due regioni del momento, $500 \text{ MeV} < p < 750 \text{ MeV}$ (alto) e $2 \text{ GeV} < p < 3 \text{ GeV}$ (basso), e dell'angolo polare, $44^\circ < \theta < 117^\circ$ (sinistra) e $128^\circ < \theta < 131^\circ$: è una variabile particolarmente discriminante per gli elettroni (picco marcato ad 1).

dove d scorre sui rivelatori, α è una delle sei ipotesi per la particella carica ($e \mu \pi K p d$) e x è il set di osservabili studiate per un dato evento. Da qui si va a costruire la funzione di probabilità di identificazione di una particella come il rapporto tra la distribuzione di *likelihood* per un'ipotesi di particella e la somma di tutte le *likelihood*:

$$P_\alpha^d = \frac{\mathcal{L}_\alpha^d}{\sum_\beta \mathcal{L}_\beta^d}. \quad (21)$$

In casi particolari, risulta essere più interessante calcolare una probabilità *binaria*, ovvero andando a confrontare solamente due ipotesi di particella che risultano essere competitivi per lo stesso evento: per facilità computazionale, si trattano i logaritmi delle funzioni di verisimiglianza, i quali vengono sommati su tutti i rivelatori per ciascuna delle

due ipotesi, e in seguito si calcola la differenza tra due "log likelihood" di due particelle che definisce un valore per l'identificazione della particella (PID):

$$\mathcal{L}(\alpha : \beta) = \frac{1}{1 + e^{\ln \mathcal{L}_\alpha - \ln \mathcal{L}_\beta}} = \frac{\prod_{det} \mathcal{L}(\alpha)}{\prod_{det} \mathcal{L}_\alpha + \prod_{det} \mathcal{L}_\beta}, \quad (22)$$

dove α e β sono due tipologie di particelle e la produttoria è effettuata sui rivelatori attivi per la rivelazione della particella. Se il valore di $\mathcal{L}(\alpha : \beta)$ è maggiore di 0.5, la traccia rappresenta di più l'ipotesi di particella α piuttosto che β , viceversa se è minore di 0.5.

Si può andare ad ottimizzare il calcolo della likelihood grazie a dei *pesi di calibrazione* $w_{\alpha,d}$, i quali modulano per ognuno dei sotto-detector la potenza discriminante per ognuna delle ipotesi di particella α :

$$= \sum_d w_{\alpha,d} \log \mathcal{L}_\alpha^d. \quad (23)$$

La verosimiglianza pesata è caratterizzata da una matrice 6x6, e i pesi sono calcolati da una procedura di reti neurali che minimizza la funzione di perdita di *entropia incrociata*. É possibile anche implementare un meccanismo di analisi multivariata per il calcolo della *likelihood*, inserendo in input i 36 logaritmi di distribuzione di verosimiglianza, il modulo dell'impulso insieme al coseno dell'angolo polare e all'angolo azimutale, e la carica elettrica: ciò permette di rendere il calcolo della verosimiglianza più accurato e più flessibile al variare dello spazio delle fasi rispetto all'utilizzo dei pesi, a patto che le particelle dello stato finale abbiano lo stesso spettro di impulso e due popolazioni di carica comparabili.

Identificazione delle particelle neutre

L'identificazione di questa tipologia di particelle proviene quasi interamente dall'ECL, specificatamente dalla forma del cluster che producono: gli sciami elettromagnetici prodotti da fotoni incidenti sono simmetrici cilindricamente e l'energia dispersa nel piano ortogonale all'asse centrale diminuisce in modo esponenziale, quindi il segnale è concentrato nel

centroide del cluster. Al contrario, gli adroni, carichi e neutri, producono cluster asimmetrici, e possono avere più di un'interazione, che può risultare in un alto numero di falsi fotoni se non si associano ad una traccia. É importante per l'esperimento l'identificazione dei mesoni K_L^0 , grazie alle informazioni da ECL e KLM, i quali forniscono rispettivamente 0.8 e 3.9 lunghezze di interazione adronica (λ_0): la classificazione delle particelle viene effettuata separatamente per i due sotto-rivelatori, utilizzando metodi multivariati come gli *stochastically gradient-boosted decision tree (BDT)*, i quali combinano i vari segnali associati ad una particella e iterano la selezione fino a che non arrivano alla decisione più probabile per il cluster[3]. Le variabili più discriminanti per il KLM sono la distanza rispetto alla traccia più vicina (cluster neutri non sono associati a traccia), il tempo del cluster (cluster dal fondo del fascio non sono correlati temporalmente con il momento della collisione primaria) e il numero di segnali negli strati più interni (cluster adronici tendono ad avere raggi superiori ai cluster elettromagnetici): nel caso dell'ECL invece, oltre alla distanza dalla traccia più vicina, si utilizza, tra le altre, l'energia nei 9 cristalli centrali del cluster divisa per l'energia nei 21 cristalli, ovvero il quadrato 5x5 privato degli angoli (E9E21, per cluster adronici è una distribuzione ampia, per cluster elettromagnetici è piccata in 1) e l'energia depositata in un cluster (i K_L^0 depositano poca energia, tipicamente $< 50 MeV$ per cluster). Con lo scopo di stimare l'efficienza di rivelazione dei mesoni K_L si possono utilizzare dei canali di controllo, i quali devono avere una segnatura molto marcata: uno di questi è $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma_{ISR}$, dove prima della collisione uno dei due leptoni emette un fotone ad alta energia, $E_\gamma(ISR) = 5.24 GeV$ (*radiazione di stato iniziale*), il che abbassa l'energia del centro di massa fino alla produzione *on-shell* del mesone $\phi(1020)$, il quale decade poi in una coppia $K_S K_L$ nel 34 % [9]. Il K_S è ricostruito poi da una coppia di pioni carichi, su si richiedono condizioni minimali per l'identificazione, dunque si ricerca un segnale nella direzione di rinculo dello stato finale. Dal KLM si richiede che il cluster abbia almeno uno strato acceso prima del decimo, e che sia distante di almeno 10 cm dalla traccia estrapolata più vicina, e se più di un cluster soddisfa tale condizione, si seleziona quello con l'angolo di apertura inferiore rispetto al momento mancante.

Effettuando un fit alla distribuzione del segnale, sottraendo il fondo atteso nella fine-

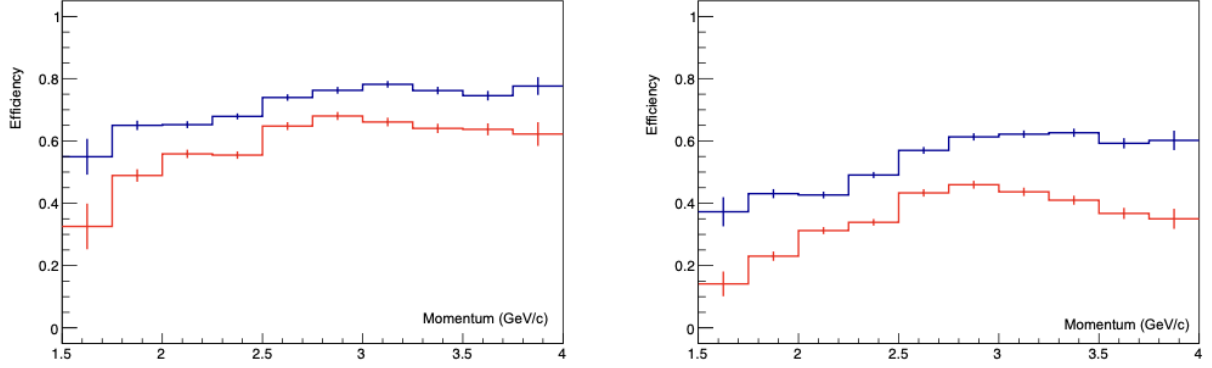


Figura 23: Efficienza di rivelazione del K_L nel KLM rispetto al momento mancante richiedendo che il cluster abbia almeno uno strato (sinistra) e almeno due strati (destra) per dati (rosso) e Monte Carlo (blu).

stra di segnale si ottiene un'efficienza pari a $\epsilon_{KLM} = 0.629 \pm 0.004$ (incertezza puramente statistica).

Nel caso di ECL, si effettuano richieste sull'apertura del cluster rispetto al momento mancante, il cui angolo deve essere inferiore a 150 mrad , e un'energia del cluster di almeno 500 MeV .

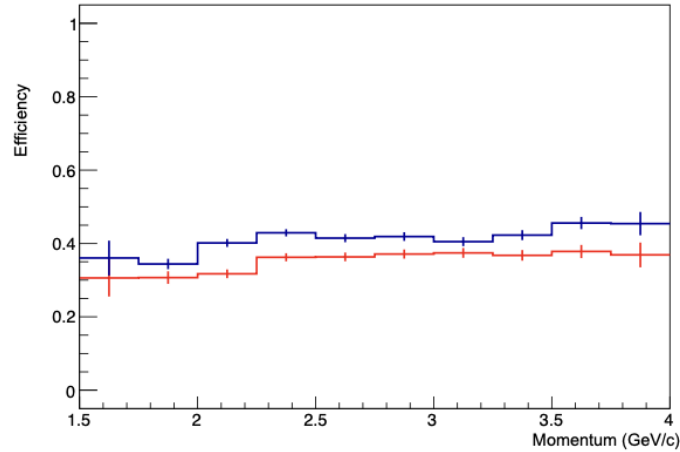


Figura 24: Efficienza di rivelazione del K_L nell'ECL rispetto al momento mancante per dati (rosso) e Monte Carlo (blu).

L'efficienza di rivelazione per ECL risulta essere $\epsilon_{ECL} = 0.355 \pm 0.004$. Si può pensare anche di combinare le informazioni ottenute dai due sottosistemi, rilassando leggermente le selezioni sul cluster associato alla direzione di rinculo: si può ad esempio richiedere

un'energia di 250 MeV nel cluster ECL e uno strato acceso in KLM, i quali producono la distribuzione di efficienza in Figura 25:

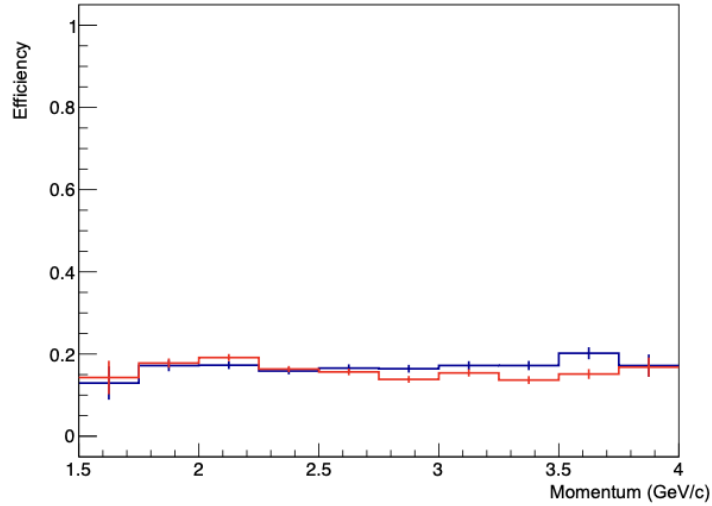


Figura 25: Efficienza di rivelazione del K_L da entrambi i calorimetri rispetto al momento mancante per dati (rosso) e Monte Carlo (blu).

2.4.3 Ricostruzione degli eventi fisici

Il software di analisi si occupa di analizzare i set di dati disponibili per ottenere una misurazione efficiente e riproducibile delle grandezze fisiche d'interesse. Una delle parti più raffinate è l'algoritmo di *vertex-fitting*, la procedura grazie a cui si determina la posizione dei vertici di decadimento o di interazione delle particelle ricostruite: dopo aver individuato l'andamento della traccia ed effettuato un fit al vertice, estrae la posizione e ricalcola l'impulso e la massa invariante delle particelle uscenti. Si possono avere diverse implementazioni per l'individuazione del vertice, come **KFitter**, il quale ricostruisce una catena di decadimento sapendo i vincoli cinematici della stessa, oppure **TreeFitter**, dove si parametrizza tutto l'albero di decadimento e si effettua il fit per tutta la catena, utile per quando nello stato finale sono presenti particelle neutre o mal ricostruite.

Per essere sensibile ad effetti di violazione di CP , la risoluzione sul vertice deve essere abbastanza fine da risolvere l'oscillazione dei mesoni B neutri, la cui distanza tra i vertici di decadimento è definita come:

$$\Delta t \equiv t_{rec} - t_{tag} = \Delta l / \beta \gamma c, \quad (24)$$

dove t_{rec} è il tempo di decadimento del mesone B completamente ricostruito, t_{tag} è il tempo del mesone di cui si individua il sapore (i.e. *flavour tagging*) e Δl è la distanza tra i due vertici nella direzione del boost della $\Upsilon(4S)$. Si costringe il fit di vertice ad una zona ellissoidale intorno alla direzione del boost, dove è più probabile che il B decada, limitando così il contributo di tracce provenienti da vertici secondari: con una risoluzione di $53 \mu m$ e grazie al nuovo hardware (migliorie nel PXD) e agli algoritmi di ricostruzione, si ottiene una risoluzione temporale di $0.77 ps$, necessaria per misure di precisione.

Le particelle a vita media corta che decadono vicino al punto di interazione non possono essere rivelate direttamente, bensì sono ricostruite grazie ai quadri-momenti delle particelle figlie, implementando delle selezioni su alcune variabili particolarmente discriminanti. Per ridurre il fondo che proviene dal combinatorio si possono richiedere delle selezioni sulla **massa invariante** delle particelle intermedie della catena di decadimenti, la cui risoluzione si può ottenere studiando decadimenti in due muoni ben ricostruiti provenienti dalla regione di interazione ($\approx 0.2\%$ per il charmonio e $\lesssim 0.3\%$ per il bottomonio). Analogamente, nel momento in cui si effettua un fit al vertice di ricostruzione, può essere utile conoscere il vertice di produzione, come anche imporre dei vincoli sulla ricostruzione lungo la direzione del boost. Si possono anche ricreare delle variabili che sfruttano dei constraint cinematici sul processo fisico iniziale, ovvero la produzione di una $\Upsilon(4S)$ e il seguente decadimento in due mesoni B neutri: un mesone ben ricostruito deve avere massa uguale alla massa nominale, e la discrepanza è studiata dalla *Massa beam-energy-constrained*:

$$M_{bc} = \sqrt{E_{beam}^{*2} - p_B^{*2}}, \quad (25)$$

dove $E_{beam}^* = \sqrt{s}/2$ è l'energia di ogni fascio (e di ognuno dei quark nella coppia $b\bar{b}$) e p_B^* è l'impulso del B , entrambi nel sistema di riferimento del centro di massa, mentre l'energia dell'evento deve corrispondere all'energia totale disponibile, e tale differenza è descritta da:

$$\Delta E = E_B^* - E_{beam}^*, \quad (26)$$

dove E_B^* è l'energia ricostruita del mesone B e del sistema e^+e^- : tale variabile misura dunque l'energia persa nella ricostruzione, e deve essere nulla in eventi senza particelle "invisibili" nello stato finale (ad es. neutrini), mentre valori molto diversi da zero indicano eventi non riconducibili a $b\bar{b}$.

Convenzionalmente si distinguono all'interno di ciascun evento le particelle provenienti dal mesone di segnale, da tutte le altre che vengono denominate *Rest Of Event (ROE)*. Diversi algoritmi di selezione utilizzano e confrontano variabili calcolate separatamente per il mesone di segnale ed il *ROE*

La fonte principale di fondo combinatoriale nelle analisi della fisica del B provengono da eventi del continuo adronico, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s, c)$, dove particelle nello stato finale imitano casualmente la cinematica del segnale ricercato: anche in questo caso si costruiscono delle osservabili che hanno distribuzioni molto diverse per eventi di segnale ed eventi di fondo [3]:

- **Direzione del mesone B :** Si può calcolare l'angolo θ_B ricostruito del candidato B nel sistema di riferimento della $\Upsilon(4S)$ rispetto all'asse del fascio, in quanto la risonanza è un mesone vettore (spin-1) e decadendo in due mesoni pseudoscalari B si produce una distribuzione angolare proporzionale a $\sin^2 \theta_B$, mentre negli eventi $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, i fermioni di spin-1/2 producono dei jet adronici con distribuzione angolare proporzionale a $1 + \cos^2 \theta_B$;
- **Thrust:** Si definisce l'asse di thrust $\vec{T}$ il vettore unitario rispetto a cui la proiezione totale degli impulsi di un insieme di particelle è massima: per discriminare tra il mesone B ed eventi di continuo si può utilizzare lo scalare di thrust, definito come $T = \frac{\sum_{i=1}^N |\vec{T} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_{i=1}^N |\vec{p}_i|}$, oppure l'angolo di thrust (angolo tra l'asse di thrust e il momento del candidato B), in quanto i mesoni B sono prodotti quasi in quiete nel sistema della $\Upsilon(4S)$, quindi hanno una distribuzione in $|\cos \theta_{TB}|$ uniforme, d'altro canto

l'ampio spazio delle fasi per eventi del continuo, rende le particelle del continuo molto collimate verso alti valori di $|\cos \theta_{TB}|$;

- **Momenti di Fox-Wolfram:** Per un insieme di N particelle con impulso p_i , il momento di Fox-Wolfram di ordine l -esimo H_l è definito come $H_l = \sum_{i,j}^N |p_i||p_j|P_l(\cos \theta_{i,j})$, dove $\theta_{i,j}$ sono gli angoli tra gli impulsi p_i e p_j e P_l è il polinomio di Legendre l -esimo: andando a studiare il valore normalizzato $R_l = H_l/H_0$, si può discriminare tra eventi con topologie differenti. La collaborazione Belle ha sviluppato i *Momenti di Fox-Wolfram modificati*, H_l^{so} e H_l^{00} , calcolati rispettivamente sugli angoli tra i candidati B di segnale (s) rispetto alle particelle del *Resto dell'Evento* (o), e sugli angoli tra particelle del ROE rispetto a sé stesse;
- **CLEO cones:** Si sommano i valori assoluti degli impulsi di tutte le particelle all'interno di coni concentrici intorno all'asse di *thrust* ad intervalli di 10° , per un totale di 9.
- **Massa mancante ed energia trasversa:** La massa mancante quadra è definita come $M_{miss}^2 = (E_{\Upsilon(4S)} - \sum_{n=1}^{N_t} E_n)^2 - \sum_{n=1}^{N_t} |p_n|^2$, dove $E_{\Upsilon(4S)}$ è l'energia della $\Upsilon(4S)$ E_n e p_n sono l'energia e il momento delle N_t particelle ricostruite. L'energia trasversa è a somma scalare dei momenti trasversi di ogni particella, $\sum_{n=1}^{N_t} |(P_T)|$;
- **Separazione tra i vertici:** Visto che i mesoni B neutri hanno una vita media considerevolmente maggiore rispetto a mesoni più leggeri, possono viaggiare di più nel rivelatore grazie anche al boost della $\Upsilon(4S)$ e la quantità $\Delta z = z_{B_{sig}} - z_{B_{tag}}$ (distanza nella direzione dei fasci fra la posizione ricostruita del vertice di decadimento del mesone B di segnale e quella del vertice ricostruito per il mesone B di tag) ha una distribuzione più ampia per $B\bar{B}$ rispetto al continuo;
- **Flavour Tagging:** L'algoritmo di riconoscimento del sapore distingue i mesoni B e $\bar{B}$ associando al mesone taggato un numero quantico di flavour $q = \pm 1$, insieme al fattore di qualità del flavour-tagging, r , che varia tra zero per sapore indistinguibile fino ad uno per sapore assegnato con certezza. Per eventi di segnale, q ha

generalmente il valore opposto a quello assegnato al mesone B ricostruito, mentre si ha una distribuzione randomica per eventi di continuo. L'algoritmo si occupa anche dell'assegnazione di un sapore alle particelle provenienti dai decadimenti a catena, basandosi su grandezze cinematiche ricostruite nel rivelatore.

Un complesso algoritmo, denominato Full Event Interpretation (FEI), ricostruisce completamente la catena di decadimento di un mesone B di segnale, il che permette di dare dei vincoli sulla cinematica e per il sapore sul resto delle particelle, associate al secondo B in decadimenti con molta energia mancante (che comprendono neutrini o K_L^0) o molto rari.

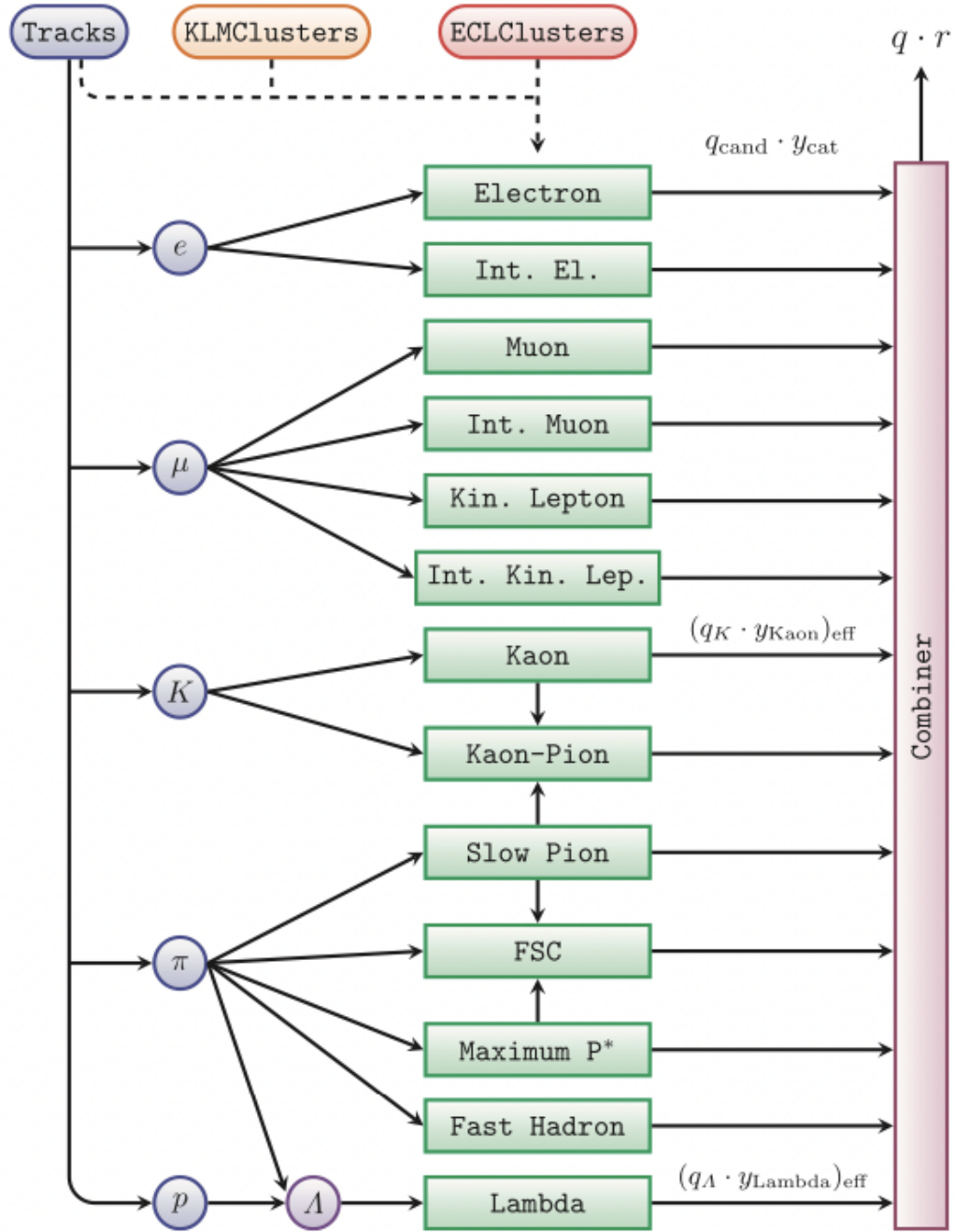


Figura 26: Schema del flavour tagger: sfruttano cinque ipotesi di traccia (e , μ , π , K , p) e diverse ipotesi di categoria, ottenute grazie alle informazioni dei cluster ECL e KLM. q_{cand} indica la carica del candidato e y_{cand} indica la distribuzione di probabilità del candidato: nel combinatore si correlano tutte le entrate e si ricostruisce il valore di $q \cdot r$ per l'evento B .

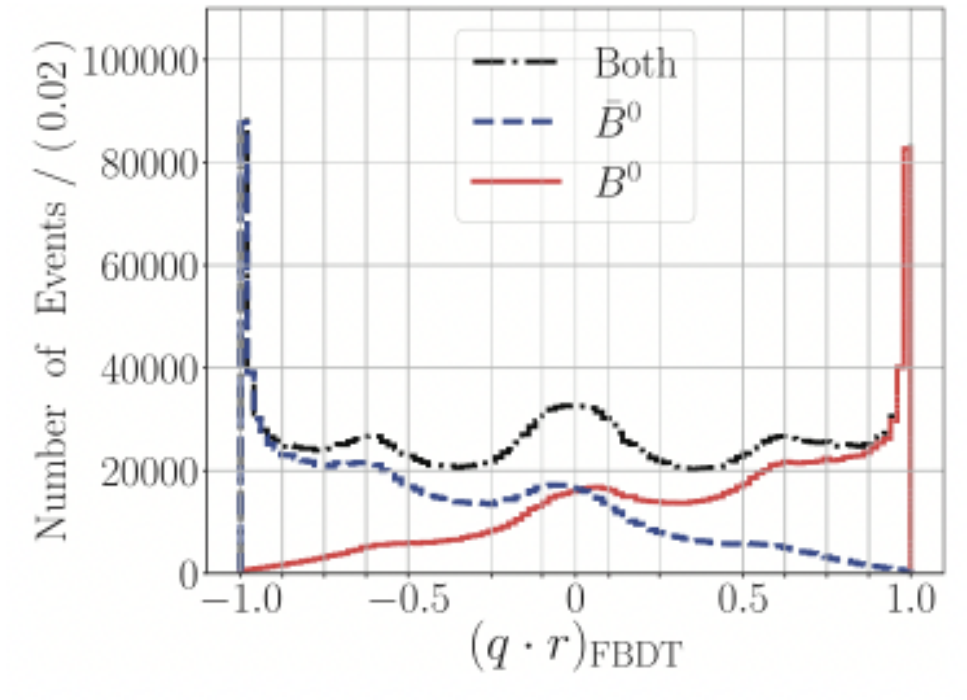


Figura 27: Distribuzione di $q \cdot r$ ottenuta da un algoritmo di Boosted Decision Tree per il sapore dei mesoni B .

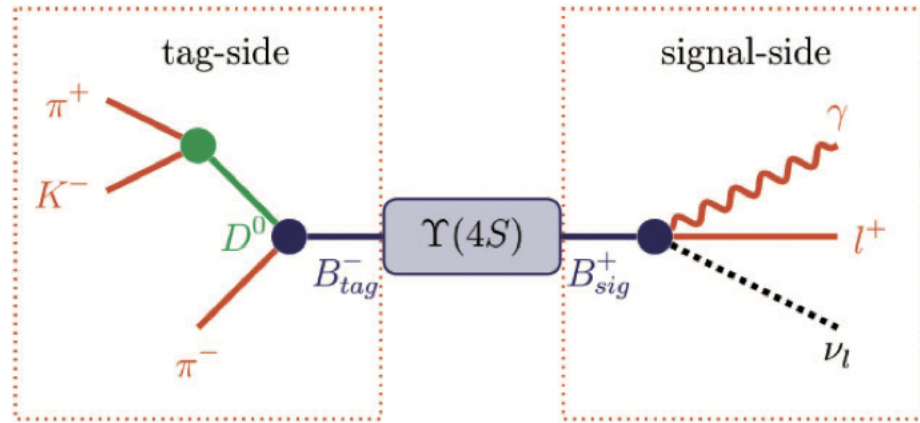


Figura 28: Schema di una possibile Full Event Interpretation di un evento $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$.

3 Selezione del decadimento $B \rightarrow \eta' K_L$

3.1 Dati utilizzati

I set di dati utilizzati per la ricostruzione dell'evento di segnale, e dei vari fondi, consistono in simulazioni Monte Carlo di segnale, ognuno contenente solamente un processo studiato: ognuno di questi è ottenuto grazie a dei programmi che posso costringere la collisione e^+e^- alla produzione di particelle specifiche che decadranno negli stati finali di interesse. Nel caso presente, il dataset di segnale contiene solamente la produzione di una risonanza $\Upsilon(4S)$ che decade conseguentemente nella copia $B^0\bar{B}^0$ e uno dei due mesoni decade in $\eta' K_L$: infine l' η' decade in un dataset in $\eta\pi^+\pi^-$, con il sottodecadimento $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, e nell'altro in $\rho^0\gamma$, con il sottodecadimento $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Sono stati utilizzati solamente dati simulati, in quanto l'analisi del decadimento $B \rightarrow \eta' K_L$ è ancora in una fase di studio preliminare, per Belle II: questa analisi risulta essere necessaria per comprendere a fondo la cinematica del processo e le modalità per enfatizzare il segnale rispetto al fondo, prima di avere l'accesso ai dati reali.

3.2 Selezione dei candidati

Anche se i campioni simulati contengono per costruzione il decadimento di interesse in ogni evento, la possibilità di combinare i candidati η' e K_L erroneamente, o di identificare le particelle nel modo sbagliato, comporta la necessità di applicare diverse selezioni di qualità sulle particelle dello stato finale. Tali selezioni possono sfruttare la cinematica dell'evento, ovvero il budget energetico per ogni sotto-decadimento, oppure essere basata sulla natura della particella finale, utilizzando delle grandezze che hanno un grande potere identificativo delle particelle figlie.

3.3 Ricostruzione del mesone η'

Il mesone η' è ricostruito attraverso due dei suoi canali di decadimento più abbondanti: $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ e $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$, aventi BR rispettivamente di $(42.5 \pm 0.5)\%$ e di $(29.5 \pm 0.4)\%$: essendo due risonanze instabili, anche l' η e la ρ^0 decadono quasi istantaneamente nel punto di produzione, e per la presente analisi sono stati studiati i canali $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ($BR = (39.36 \pm 0.18)\%$) e $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ($BR \approx 100\%$), per cui la frazione di decadimento complessiva è $BR_{\eta\pi\pi} = (16.73 \pm 0.22)\%$ per il primo canale e $BR_{\rho\gamma} = (29.5 \pm 0.4)\%$ per il secondo [10]. Vi è anche un secondo decadimento del mesone η in $\pi^+\pi^-\pi^0$, con un rapporto di decadimento paragonabile a quello in due fotoni ($(23.02 \pm 0.25)\%$), tuttavia non è stato analizzato in questa sede per via dell'alto fondo che tale canale presenta (si ha difficoltà nell'individuare il vertice combinato tra i due pioni carichi e i due fotoni dal decadimento del pione neutro, da combinare poi con le altre particelle per arrivare al mesone B).

3.3.1 Selezioni preliminari per $\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-$

Tale decadimento ha una segnatura data da due particelle di carica opposta, i pioni, e due fotoni che producono sciami elettromagnetici molto collimati. Le relative distribuzioni in impulso ed energia di queste particelle sono mostrate nelle figure 29-31.

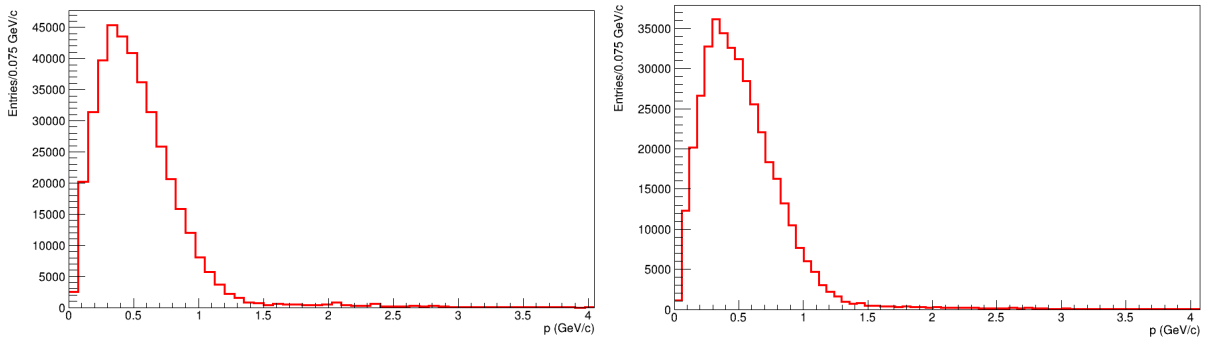


Figura 29: Distribuzioni di impulso dei pioni provenienti dal mesone η' : non si osserva un bias rilevante sulla ricostruzione della variabile cinematica di pioni carichi positivamente (sinistra) e negativamente (destra).

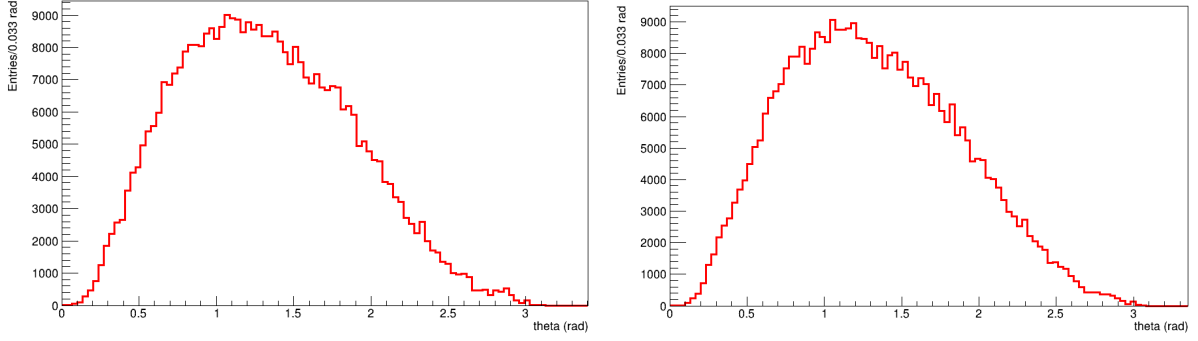


Figura 30: Distribuzioni di angolo azimutale dei pioni provenienti dal mesone η' : anche in questo caso il rivelatore sembra non avere una asimmetria di misurazione in base alla carica.

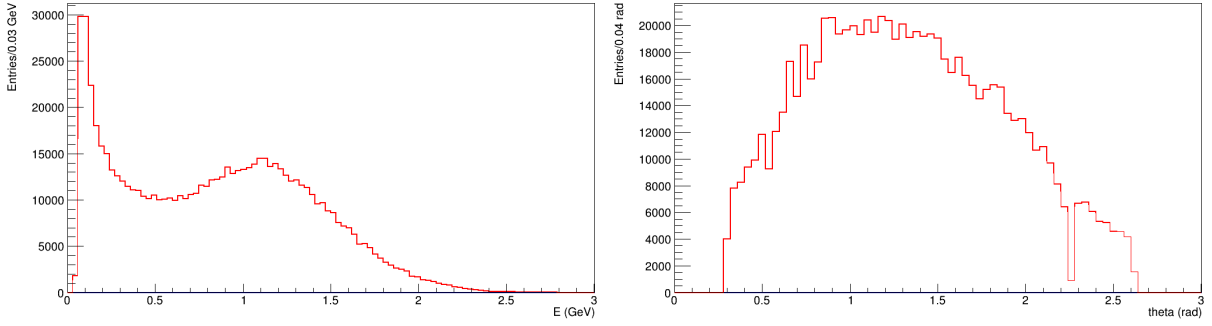


Figura 31: Distribuzioni somma di energia (sinistra) e angolo azimutale (destra) dei fotoni provenienti dal mesone η : l'energia risulta avere due picchi, uno vicino allo 0 e il secondo ad energia di circa 1 GeV , questo poiché nell'emissione *back-to-back* dei fotoni nel decadimento, uno dei due combinerà in modo additivo il proprio impulso con il boost del laboratorio, e l'altro in modo sottrattivo. La distribuzione angolare risulta essere compatibile con quella delle altre particelle dello stato finale.

La ricostruzione primaria è una selezione minimale sui fotoni di decadimento dell' η , sfruttando la topologia tipica di un cluster elettromagnetico neutro ad alte energie, ovvero che:

- si sviluppi in un tempo breve, concorde con quello predetto dai fit alla forma dell'onda in ECL;
- rilasci la maggior parte dell'energia in una zona piccola dello spazio, cioè si richiede che il rapporto $E1/E9$ tra l'energia depositata in un cristallo, $E1$, e quella in un quadrato di 3×3 cristalli centrato su di esso, $E9$, sia superiore a 0.4;

- il rapporto $E9/E21$ fra le energie depositate nel quadrato 3×3 cristalli ed in quello 5×5 cristalli (escludendo nel secondo caso i i cristalli agli angoli del quadrato), centrati nel punto con rilascio maggiore, sia superiore a 0.9;
- sia sincrono con le collisioni elettrone-positrone, e la differenza tra il tempo di rivelazione del cluster e il *bunch crossing* sia inferiore, in modulo a 600 ns , così da evitare nell'elevata statistica la sovrapposizione tra eventi vicini nel tempo.

Si richiede inoltre che i fotoni producano cluster di almeno 2 cristalli nel ECL ed un'energia compresa tra i 60 MeV e i 6 GeV . Si combinano quindi due fotoni per produrre un candidato η , e si richiede che la massa invariante sia fra i 500 MeV e i 600 MeV . Si ricercano poi due tracce di carica opposta formate da almeno 20 segnali nella camera a deriva, e provenienti da una zona circostante al punto di interazione ($|\mathbf{dz}| < 2 \text{ cm}$ distanza fra estrapolazione della traccia ed il punto di interazione medio nell'asse longitudinale e $\mathbf{dr} < 0.5 \text{ cm}$ distanza nel piano trasverso). Si effettua infine un fit di vertice tra il candidato η e i due pioni per formare η' , imponendo il valore nominale della massa dell' η richiedendo una massa invariante tra 0.9 GeV e 1.1 GeV per il candidato η' . [11] Le distribuzioni di massa sono mostrate in figura 32.

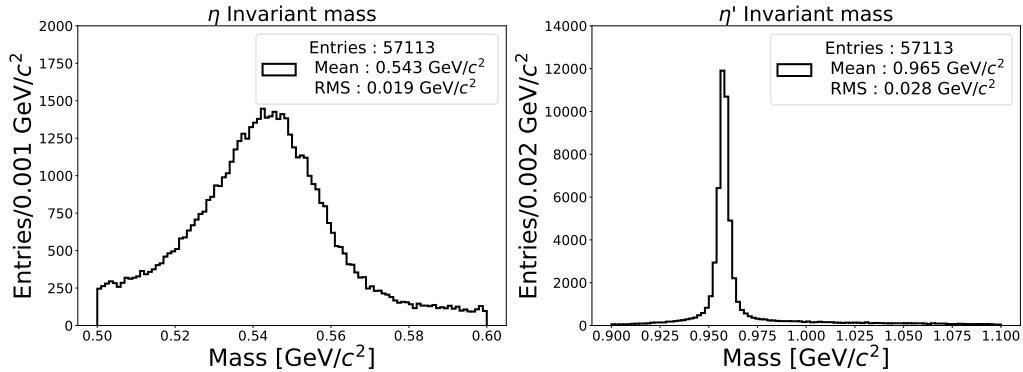


Figura 32: Distribuzione di Massa invariante per i mesoni η (sinistra) ed η' (destra) ricostruite con le selezioni preliminari.

3.3.2 Selezioni preliminari per $\eta' \rightarrow \rho^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)\gamma$

Per questo canale la segnatura è data da due pioni di carica opposta, ma da un solo fotone altamente energetico. Le distribuzioni di impulso ed angolo relative sono mostrate nelle figg. 33-35.

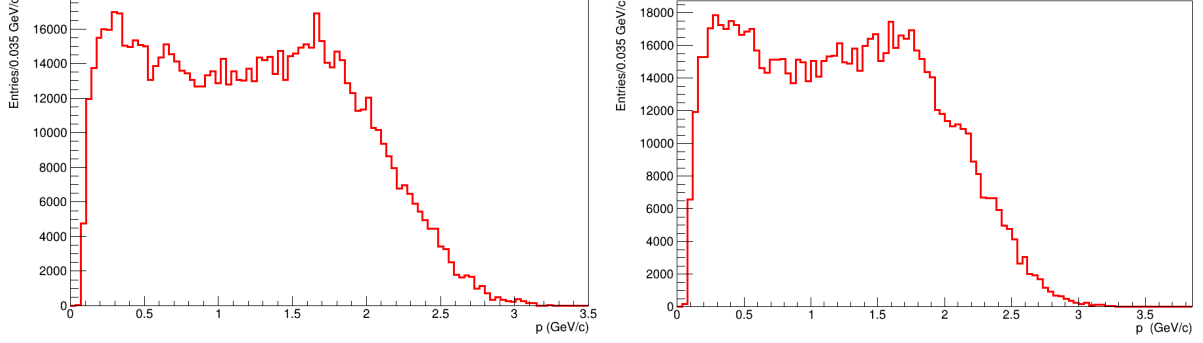


Figura 33: Distribuzioni di impulso dei pioni provenienti dal mesone ρ^0 : anche in questo caso non vi sono differenze sostanziali tra i pioni positivi (sinistra) e negativi (destra).

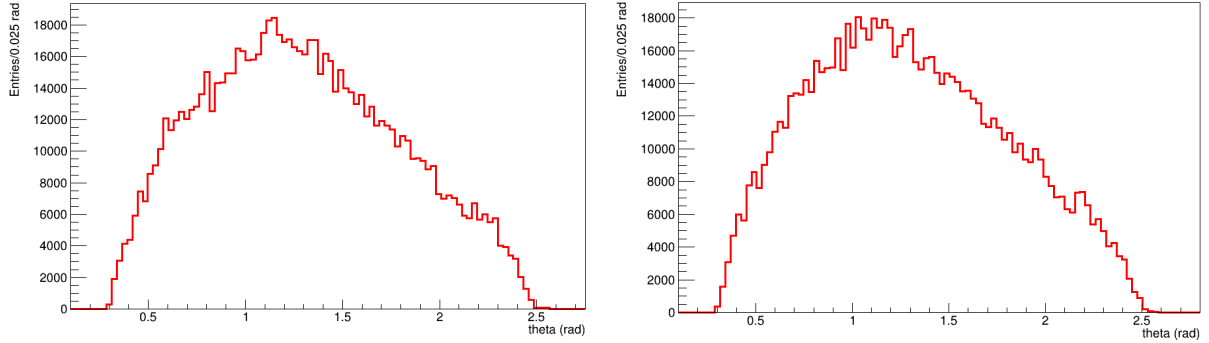


Figura 34: Distribuzioni di angolo azimutale dei pioni provenienti dal mesone ρ^0 : i due pioni vengono emessi nello spazio con due distribuzioni analoghe.

La ricostruzione iniziale dei pioni è analoga al caso precedente, si aggiunge solamente la richiesta che la verosimiglianza (*likelihood*) dell'ipotesi che la particella sia un pione, costruita combinando osservabili misurate in diverse sezioni del rivelatore (vedi la descrizione dedicate al paragrafo 2.4.2) sia maggiore di 0.1: con tali candidati si calcola la massa invariante della ρ^0 , la quale deve essere compresa tra 0.47 GeV e 1.07 GeV (è una risonanza di larghezza 149 MeV). Si ricostruisce quindi il candidato η' combinando un candidato ρ^0 con un fotone selezionato con le stesse richieste applicate ai fotoni di decadimento dell' η

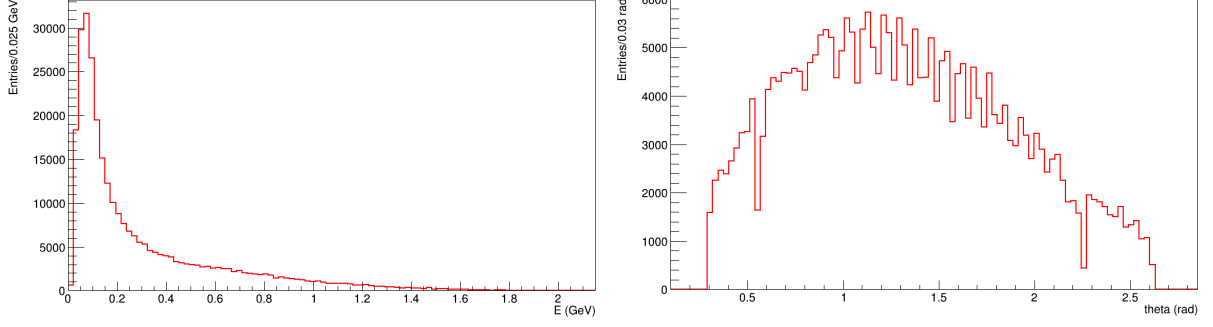


Figura 35: Distribuzioni di energia (sinistra) e di angolo azimutale (destra) del fotone proveniente dal mesone η' : il picco per energie prossime allo zero è dovuto al fatto che nel decadimento, una grande fetta del budget energetico è vincolato dalla massa della ρ^0 . La distribuzione angolare risulta essere compatibile con quella delle altre particelle dello stato finale.

nel canale precedente, e si richiede una massa tra 0.85 GeV e 1.1 GeV : la posizione spaziale di entrambe le masse è ricostruita con un fit di vertice senza vincoli[11]. Le distribuzioni di massa sono mostrate in figura 36.

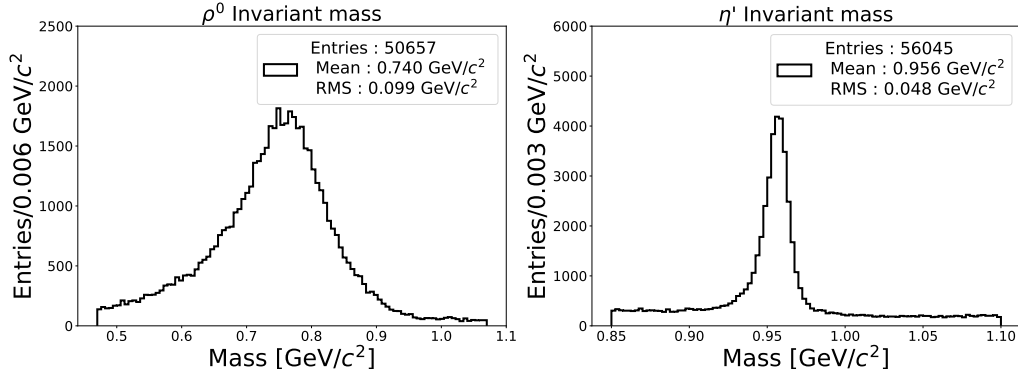


Figura 36: Distribuzione di Massa invariante per i mesoni ρ^0 (sinistra) ed η' (destra) ricostruite con le selezioni preliminari.

3.4 Ricostruzione del mesone K_L

I candidati K_L sono ricostruiti a partire da un cluster neutro, ovvero non associato a tracce, all'interno di ECL o del KLM, richiedendo almeno 200 MeV di energia per il cluster ECL, mentre un numero di strati attivati compreso tra 1 e 10 e che lo strato più interno acceso sia inferiore al decimo per il cluster KLM. In seguito i candidati K_L vengono suddivisi

in tre sotto-categorie: le particelle identificate nel solo KLM, le particelle individuate nel solo ECL e quelle in entrambi i rivelatori. L'associazione tra cluster neutri nei due sotto-detector sarà richiesta con una selezione sull'angolo di apertura tra la traiettoria stimata di una particella neutra che deposita energia nel calorimetro elettromagnetico e analogamente nel KLM (grazie alla granularità dei rivelatori si individuano i versori che definiscono la propagazione della particella). [11]

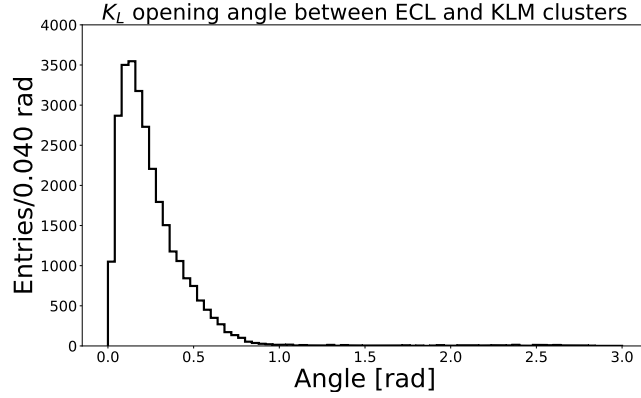


Figura 37: Distribuzione dell'angolo di apertura tra due cluster neutri in ECL e KLM da un candidato mesone K_L .

3.5 Ricostruzione dei candidati B

I candidati η' e K_L ricostruiti nelle fasi precedenti vengono ora combinate richiedendo che il valore assoluto della variabile ΔE (Equazione 26) sia inferiore a 250 MeV : i candidati B vengono inoltre ordinati per ogni evento in base al valore di $|\Delta E|$ in ordine crescente, e per l'analisi successiva si seleziona solamente il candidato con il valore più basso (denominato *best candidate*). Nell'analisi successiva si restringe la finestra di segnale della variabile tra i -20 MeV e gli 80 MeV , usuale in studi con particelle non completamente ricostruite nello stato finale.

In seguito vengono applicate delle selezioni "di qualità" per limitare la mis-identificazione delle particelle del resto dell'evento presenti nella rootpla di segnale. Nel caso del canale in $\eta\pi^+\pi^-$, si richiede che l'energia di ciascuno dei due fotoni nello stato finale sia superiore a 150 MeV , in modo da limitare l'associazione di fotoni soffici: la loro massa invariante

viene inoltre costretta in un intervallo più stretto intorno alla risonanza, tra i 505 MeV e i 580 MeV . Successivamente si riduce anche l'intervallo di massa invariante per il candidato η' in un intervallo tra i 945 MeV e i 970 MeV . [11]

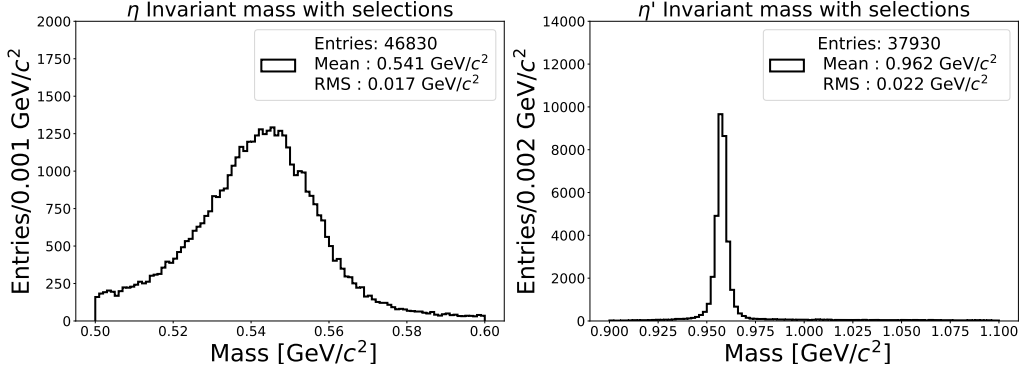


Figura 38: Distribuzione di Massa invariante per i mesoni η (sinistra) ed η' (destra) ricostruite a seguito delle selezioni di qualità.

Nel caso di $\rho^0\gamma$, viene invece ridotta la finestra di massa della risonanza ρ^0 tra i 0.510 GeV e 1 GeV , così da eliminare il fondo proveniente dal K_S (viene anch'esso ricostruito da due pioni carichi ad una massa di 498 MeV), e l'energia minima del fotone viene alzata a 250 MeV : a seguito della combinazione anche la massa dell' η' viene ridotta ad un intervallo tra i 0.92 GeV e 1 GeV . [11]

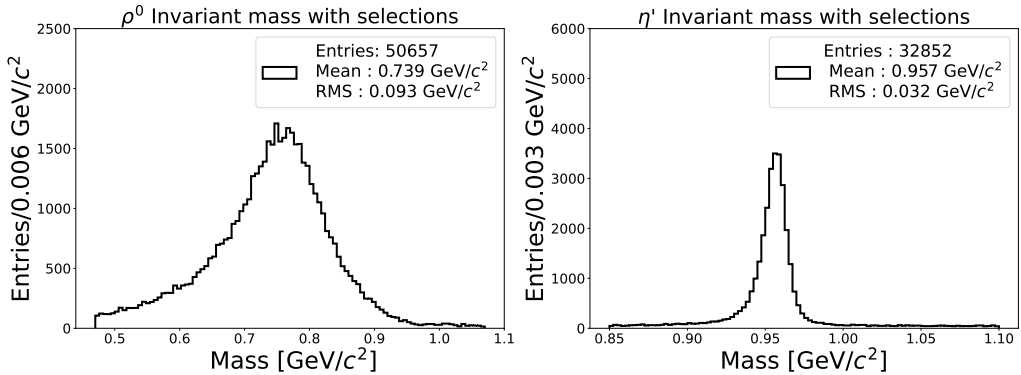


Figura 39: Distribuzione di Massa invariante per i mesoni ρ^0 (sinistra) ed η' (destra) ricostruite a seguito delle selezioni di qualità.

Per quanto riguarda il mesone K_L , i candidati vengono suddivisi in tre sottoinsiemi:

1. Per i candidati osservati nel solo ECL: si alza l'energia minima del cluster a 500 MeV , si richiede che il rapporto $E1/E9$ (definito al paragrafo 3.3.1, riportato in figura 40) sia inferiore a 0.7 e che la dispersione laterale del cluster⁸40 sia superiore a 0.5, e che abbia una distanza dalla traccia più vicina di almeno 30 cm ;

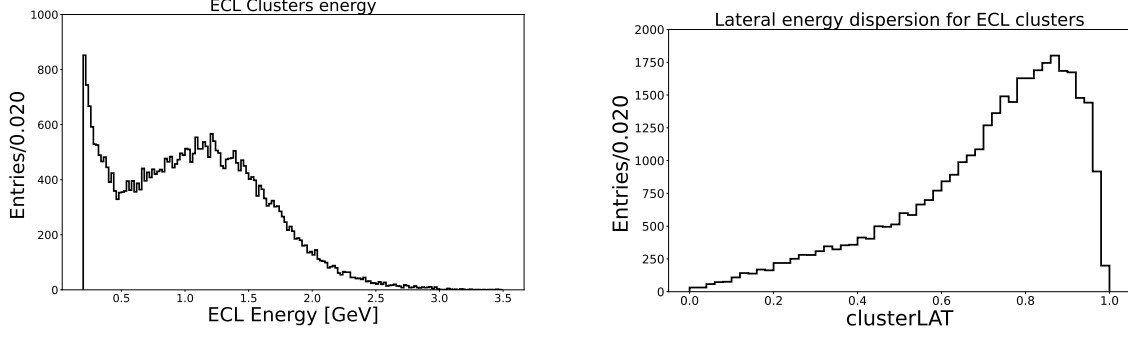


Figura 40: Distribuzione dell'energia rivelata nei cluster (sinistra) e della dispersione laterale dell'energia (destra) rivelata da ECL.

2. Per i candidati osservati nel solo KLM: si effettua una selezione più stringente sul numero di strati accesi e lo strato più interno attivato (figura 41), che devono essere rispettivamente superiore a due e inferiore a due, e contemporaneamente si richiede che il cluster disti dalle tracce più vicine di almeno 10 cm . Si richiede inoltre che la variabile di identificazione della particella come K_L , ottenuta da un classificatore di analisi multivariata (figura 42), sia superiore a 0.05;
3. Per i candidati combinati da entrambi i rivelatori: si selezionano solamente i candidati con un angolo di apertura tra i due cluster inferiore a 0.4 rad . Contemporaneamente si richiede che $E1/E9$ sia inferiore a 0.8 e la dispersione laterale dello sciame superiore a 0.4. Si mantiene la richiesta sulla variabile K1ID, mentre si richiede che i cluster siano separati dalle tracce di almeno 20 cm nell'ECL e di 5 cm

⁸La dispersione laterale del cluster in ECL è definita come $S = \frac{\sum_{i=2}^n w_i E_i r_i^2}{(w_0 E_0 + w_1 E_1) r_0^2 + \sum_{i=2}^n w_i E_i r_i^2}$, dove $E_i = (E_0, E_1, \dots)$ è l'insieme delle energie dei cristalli coinvolti nel cluster ordinate in modo decrescente, w_i è il peso di ogni cristallo, r_i è la distanza tra il cristallo e il baricentro del cluster e $r_0 \approx 5 \text{ cm}$ è la distanza media tra due cristalli. Valori molto bassi di questa variabile indicano sciame concentrati in pochi cristalli vicini al baricentro, dunque sciame elettromagnetici, mentre mesoni neutri come il K_L hanno distribuzioni piccate a valori prossimi a 1 [6]

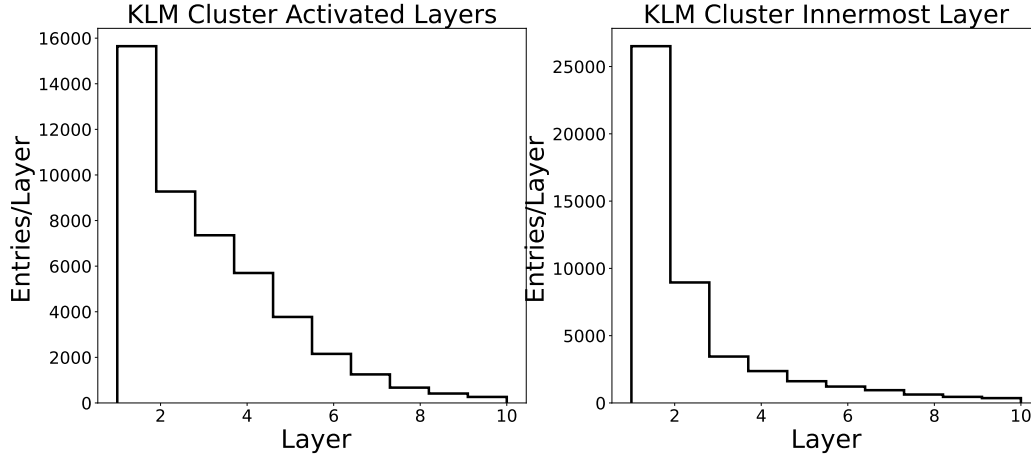


Figura 41: Distribuzione del numero di strati accesi in un cluster KLM (sinistra) e lo strato attivato più interno (destra).

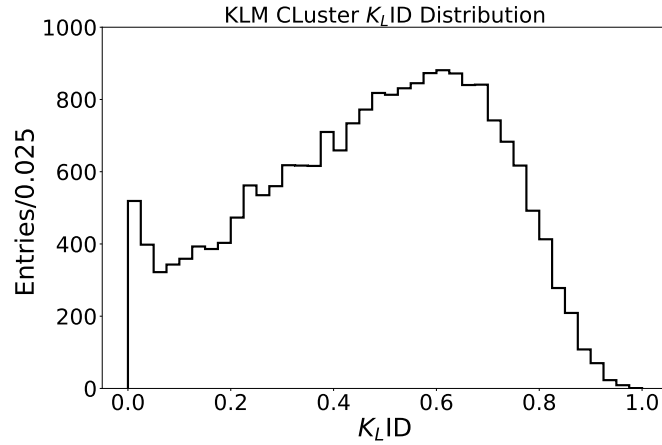


Figura 42: Distribuzione della probabilità di identificazione di un K_L in un cluster KLM.

nel KLM. Le richieste per questa tipologia sono una combinazione delle selezioni sui candidati osservati in un solo rivelatore, ma vengono mantenute più lasche grazie alla corrispondenza angolare.

Le precedenti selezioni vengono combinate per ricostruire la variabile ΔE , mostrata in figura 43, sulla quale verrà effettuata in seguito l'analisi fisica.

Si riportano di seguito nelle figure 44 e 45 le distribuzioni di ΔE ottenute per i tre sotto-candidati K_L :

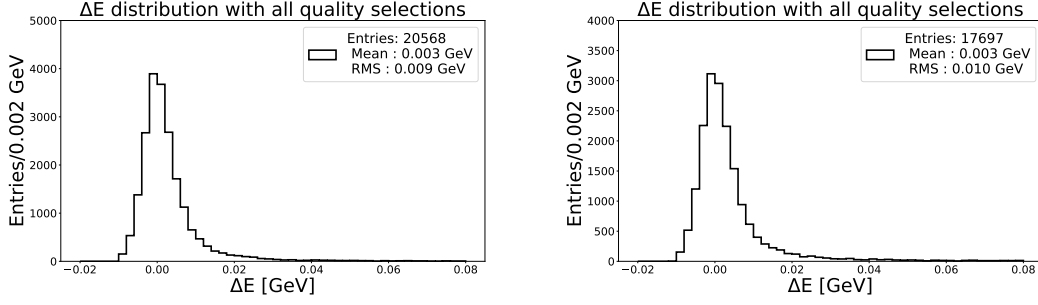


Figura 43: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-$ (sinistra) e per il canale $\eta' \rightarrow \rho_{\pi^+\pi^-}^0\gamma$ (destra).

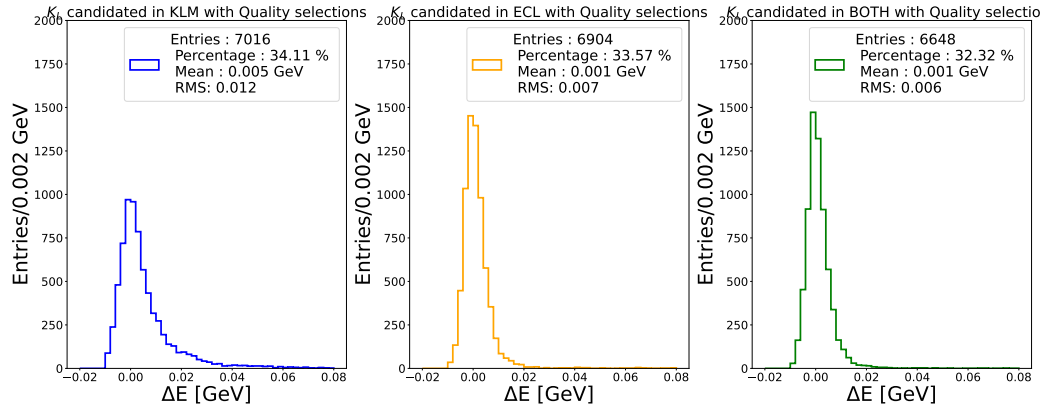


Figura 44: Distribuzioni di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-$ in KLM (1), ECL (2) e da entrambi (3): non si osservano differenze sostanziali, né nella forma né nella statistica, tra le tre tipologie di candidati K_L .

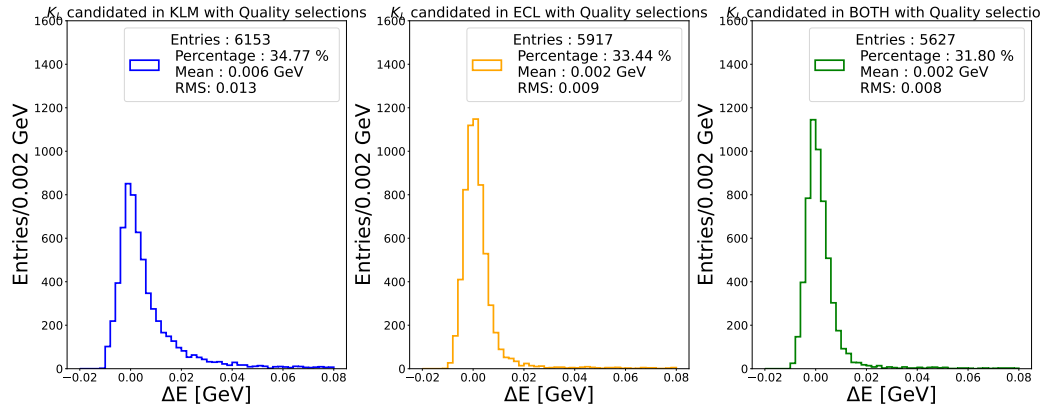


Figura 45: Distribuzioni di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $\eta' \rightarrow \rho_{\pi^+\pi^-}^0\gamma$ in KLM (1), ECL (2) e da entrambi (3): anche per questo canale le tre distribuzioni risultano essere compatibili tra loro.

4 Analisi del fondo per il decadimento $B^0 \rightarrow \eta' K_L$

Dopo avere individuato le selezioni che permettono di evidenziare il segnale del decadimento di interesse, è indispensabile verificare quali altri processi fisici, indicati genericamente come processi di fondo, possono superare le stesse selezioni rendendo il segnale meno evidente, se non addirittura oscurandolo. Le selezioni di qualità indicate nel capitolo precedente sono mirate ad aumentare la reiezione del fondo mantenendo alta l'efficienza del segnale. Il fondo può essere composto da specifici decadimenti con topologia simile al segnale, che in alcuni casi possono anche produrre un picco indistinguibile nella distribuzione di ΔE (fondo *peaking*), oppure da eventi prodotti in grande abbondanza (specialmente il continuo adronico descritto al par. 2.1) che casualmente possono superare le selezioni in presenza di errori di ricostruzione (come le associazioni casuali tra particelle del combinatorio) o a causa della sovrapposizione di fondi macchina all'evento fisico. Cominciamo a studiare i fondi del primo tipo, ovvero decadimenti che abbiano una topologia simile a quella del canale di segnale.

Si riportano in Tabella 3 la grandezza dei set di dati utilizzati, insieme alla luminosità integrata che permetterebbe di avere lo stesso numero di eventi statistica tale per ogni canale di decadimento:

Tabella 3: Statistica dei set di dati utilizzati.

Canale	Numero di eventi	Luminosità equivalente $\mathcal{L}(ab^{-1})$
$\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma} \pi^+ \pi^-$	100000	17.54
$\eta' \rightarrow \rho_{\pi\pi} \gamma$	100000	10.00
$B \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi} K_S(\pi^+ \pi^-)$	182500	46.30
$B \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi} K_S(\pi^0 \pi^0)$	182500	104.17
$B \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K_S(\pi^+ \pi^-)$	182500	26.32
$B \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K_S(\pi^0 \pi^0)$	182500	60.24
$B^+ \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi} K^+$	180000	13.93
$B^+ \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K^+$	180000	7.95

4.1 Fondi per il canale $\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma} \pi^+ \pi^-$

4.1.1 Signal cross Feed (SxF): contaminazione dall'altro canale di segnale,

$$\eta' \rightarrow \rho_{\pi^+\pi^-}^0 \gamma$$

In primis è stata studiata la contaminazione dal secondo canale di segnale, in modo da comprendere quanto le due analisi si influenzino a vicenda: si riporta in Figura 46 la statistica che rientra nella finestra di segnale per ΔE a seguito delle selezioni:

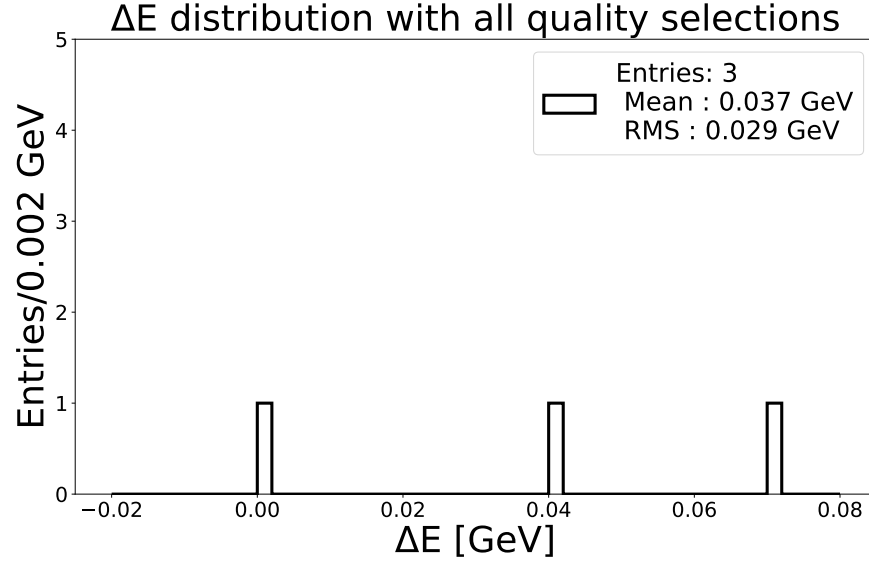


Figura 46: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $\eta' \rightarrow \rho_{\pi^+\pi^-}^0 \gamma$ ricostruito come $\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma} \pi^+ \pi^-$.

La motivazione per cui questa analisi elimina la quasi totalità degli eventi è il fatto che per ricostruire un η sono necessari due fotoni, mentre nel secondo dataset è presente solamente un fotone nell'emisfero di segnale, dunque risulta improbabile combinare due fotoni sulla risonanza: inoltre i due pioni ben ricostruiti hanno una massa invariante corrispondente alla massa della ρ^0 quindi nel momento in cui sono combinati all' η , la risultante sarà tale da porsi a masse superiori a quella della risonanza η' .

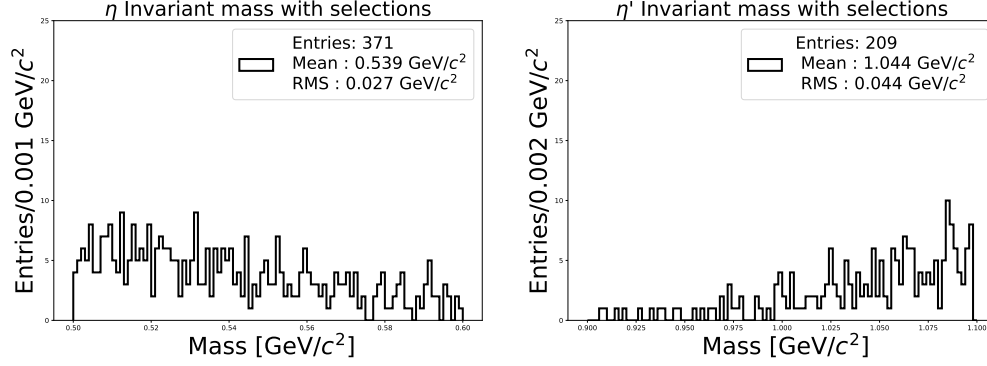


Figura 47: Distribuzione di massa invariante per η (sinistra) e η' (destra) per il SxF.

4.1.2 Peaking background: Contaminazione da $B \rightarrow \eta'(\rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-)K_S$

Si controlla anche la contaminazione dal decadimento con l'autostato di CP opposto, in quanto il K_S ha una massa sostanzialmente uguale a quella del K_L e può decadere in due stati finali che possono disturbare il canale di segnale ($K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$) oppure emularlo ($K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$): l'analisi è eseguita su due dataset di segnale da 182500 eventi, ognuno contenente uno dei due decadimenti del K_S , e si riportano in Figura 48 i risultati a seguito delle selezioni. Come si vede entrambi i decadimenti producono un picco in ΔE indistinguibile dal nostro segnale e sarà quindi necessario ridurne il contributo il più possibile e stimarne accuratamente la parte residua in modo da sottrarla alla quantità di segnale misurata.

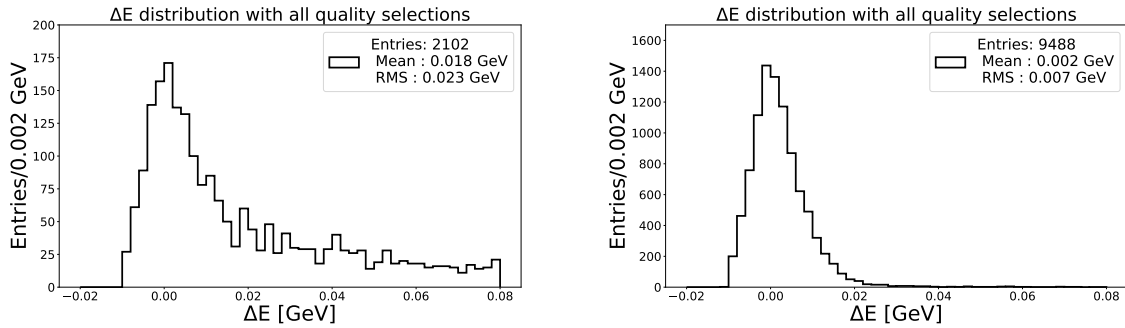


Figura 48: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $B \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi}K_S(\rightarrow \pi^+\pi^-)$ ricostruito come $B \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi}K_L$. (sinistra) e per il canale $B \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi}K_S(\rightarrow \pi^0\pi^0)$ ricostruito come $B \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi}K_L$ (destra).

Il canale in pioni neutri dimostra essere più inquinante rispetto al canale in pioni carichi, in quanto vi è una forte richiesta sull'isolamento dalle tracce per i cluster di candidato K_L , e inoltre i due pioni neutri decadono quasi immediatamente in quattro fotoni, generando 4 sciame elettromagnetici ravvicinati (a causa del boost) che possono essere mal ricostruiti e confusi con uno sciame adronico in ECL: infatti la maggior parte degli eventi da $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ proviene dall'ECL, dove i fotoni dello stato finale interagiscono e sono rivelati, come si vede in figura 49.

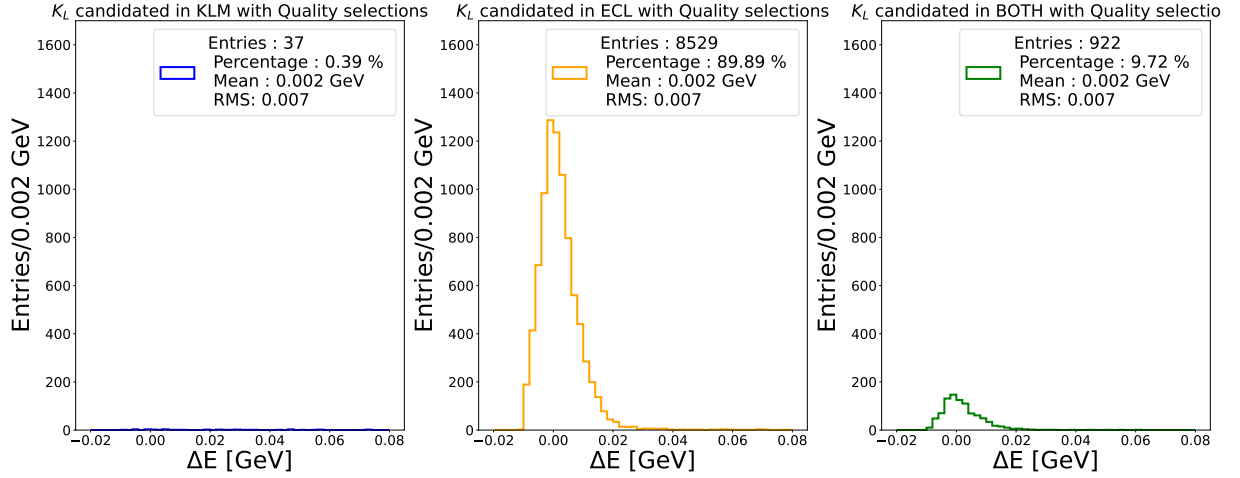


Figura 49: Distribuzioni di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $B \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi} K_S (\rightarrow \pi^0 \pi^0)$ ricostruito come $B \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi} K_L$ in KLM (1), ECL (2) e da entrambi (3): la maggior parte della statistica del fondo proviene dal calorimetro elettromagnetico.

4.1.3 Peaking background: Contaminazione da $B^+ \rightarrow (\eta' (\rightarrow \eta_{\gamma\gamma} \pi^+ \pi^-) K^+$

Da ultimo è stato anche controllato l'analogo carico del canale di segnale, quindi a partire da un mesone B carico si ha nello stato finale, oltre al solito η' , un mesone K^+ : la necessità di questa analisi è dovuta al fatto che il decadimento $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$ ha la stessa BR del canale in neutri, e consente inoltre di validare l'isolamento da tracce per i candidati K_L . Si applicano le stesse selezioni del canale di segnale su un dataset da 180000 eventi, e il risultato è riportato in Figura 50:

La maggior parte dei candidati che sopravvivono alla selezione proviene dal KLM, in quanto i mesoni K^+ sono adroni a vita lunga che possono raggiungere gli strati più esterni

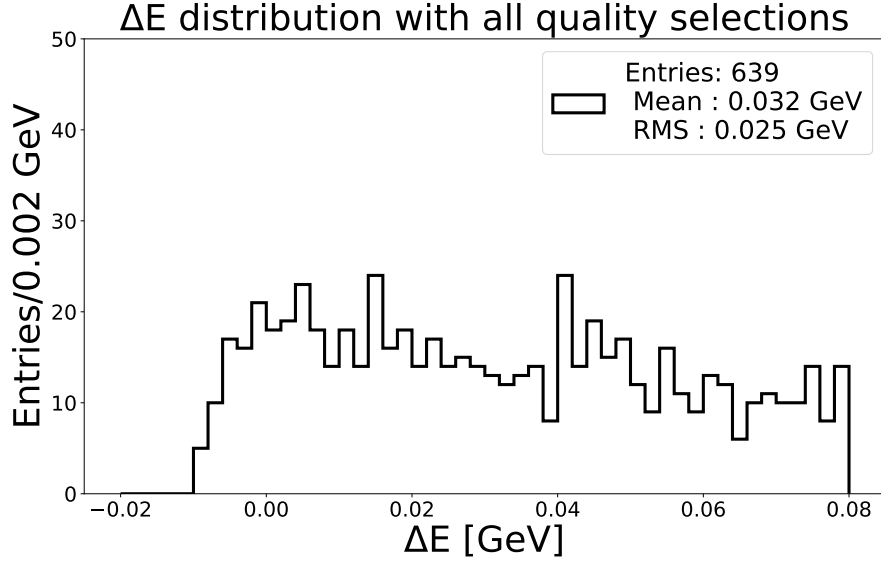


Figura 50: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $B^+ \rightarrow (\eta'(\rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-)K^+$ ricostruito come $B^0 \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi}K_L$.

del detector prima di interagire.

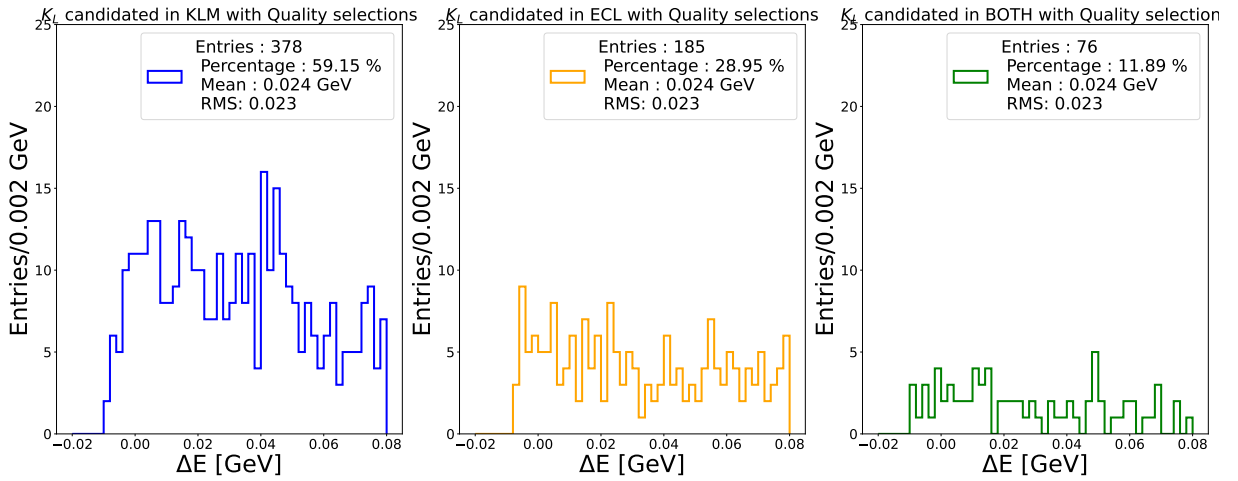


Figura 51: Distribuzioni di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $B^+ \rightarrow (\eta'(\rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-)K^+$ ricostruito come $B \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi}K_L$ in KLM (1), ECL (2) e da entrambi (3): la maggior parte della statistica del fondo proviene dal KLM.

Viene riportato infine in Figura 52 il confronto fra il segnale ed i 4 canali descritti avendo riscalato il loro contributo ad una luminosità nominale di 50 fb^{-1} , scelta poiché consente di riportare gli eventi ad una statistica verosimile per uno studio preliminare:

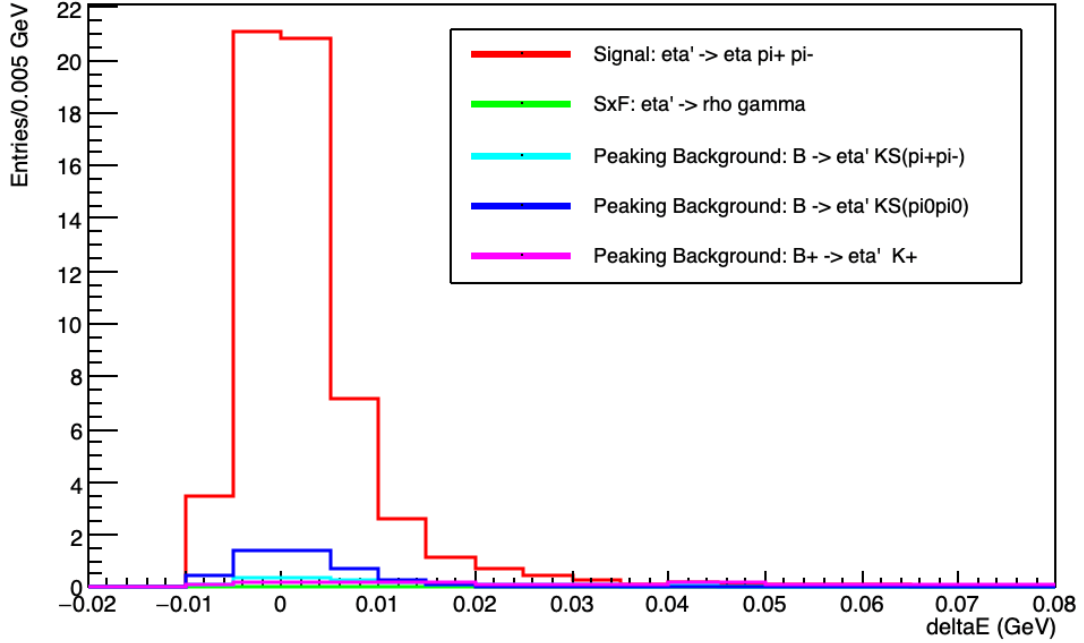


Figura 52: Distribuzioni di ΔE a seguito della moltiplicazione dei fattori di scala per il segnale $\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma} \pi^+ \pi^-$.

Come si vede le selezioni utilizzate permettono di contenere tutti i decadimenti di fondo entro una contaminazione di $(13.5 \pm 0.2)\%$, che andrà poi sottratta dalla misura del segnale.

4.2 Fondi per il canale $\eta' \rightarrow \rho^0(\rightarrow \pi^+ \pi^-) \gamma$

4.2.1 Signal cross Feed (SxF): contaminazione dall'altro canale di segnale,

$$\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma} \pi^+ \pi^-$$

Anche per questo canale si studia la statistica che rientra nel finestra segnale finale proveniente dal decadimento complementare del mesone η' in figura 53.

Sebbene la forma della distribuzione in ΔE non abbia picchi, si nota che in questo caso la contaminazione è molto maggiore rispetto a quella in Figura 46: ciò è dovuto al fatto che si associa con molta probabilità uno dei due fotoni in cui decade il mesone η alla massa invariante ricostruita di due pioni di carica opposta per ricreare la ρ^0 , per andare

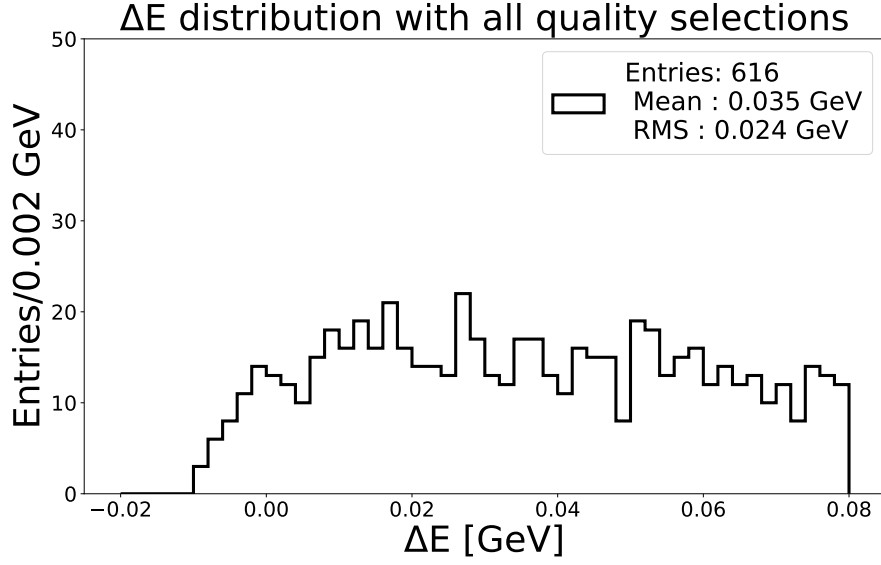


Figura 53: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-$ ricostruito come $\eta' \rightarrow \rho_{\pi^+\pi^-}^0\gamma$.

poi a ottenere la risonanza η' . La statistica risulta in ogni caso trascurabile rispetto agli eventi ricostruiti per il segnale.

4.2.2 Peaking background: Contaminazione da $B \rightarrow \eta'(\rightarrow \rho_{\pi^+\pi^-}^0\gamma)K_S$

A partire da un dataset analogo a quello indicato nella Sezione 4.1.2, si studia la contaminazione dal decadimento del mesone B con autostato di CP opposto:

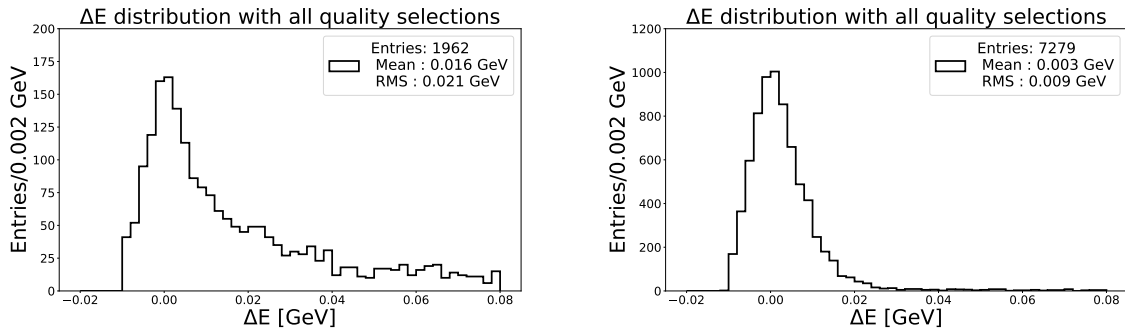


Figura 54: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $B \rightarrow \eta'_{\rho\gamma}K_S(\rightarrow \pi^+\pi^-)$ ricostruito come $B \rightarrow \eta'_{\rho\gamma}K_L$ (sinistra) e per il canale $B \rightarrow \eta'_{\rho\gamma}K_S(\rightarrow \pi^0\pi^0)$ ricostruito come $B \rightarrow \eta'_{\rho\gamma}K_L$ (destra).

Anche in questo caso si osserva una maggiore reiezione per il canale con i pioni carichi rispetto ai neutri, ed ha anche una distribuzione con una coda piatta ad alti ΔE : si osserva, inoltre, che la maggior parte della contaminazione da $K_S(\pi^0\pi^0)$ proviene da ECL.

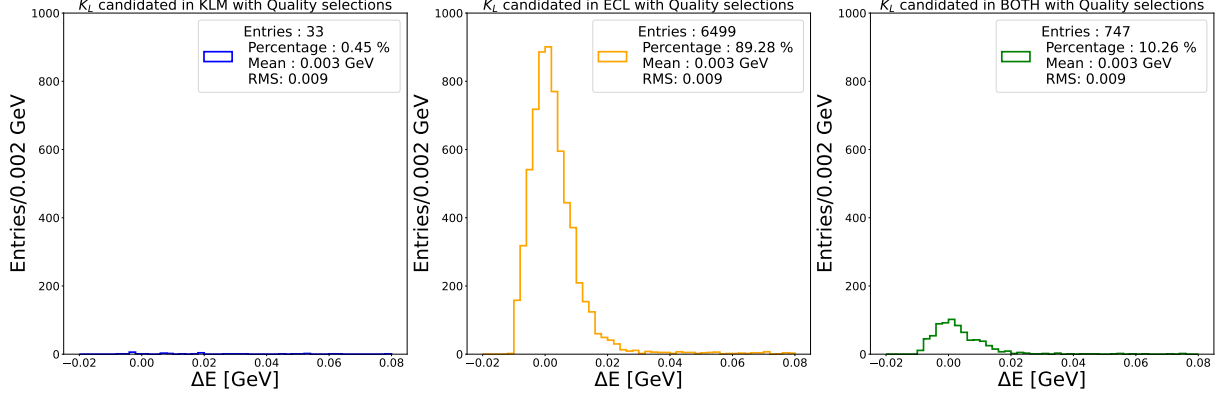


Figura 55: Distribuzioni di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $B \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K_S(\rightarrow \pi^0\pi^0)$ ricostruito come $B \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K_L$ in KLM (1), ECL (2) e da entrambi (3): la maggior parte della statistica del fondo proviene dal calorimetro elettromagnetico.

4.2.3 Peaking background: Contaminazione da $B^+ \rightarrow \eta'(\rightarrow \rho^0_{\pi^+\pi^-}\gamma)K^+$

Per concludere, si misura il contributo dell'analogo carico del nostro segnale che supera le selezioni e rientra nella finestra di segnale:

Si osserva nuovamente che la distribuzione non ha una componente piccata, e che la maggior parte degli eventi viene ricostruita nel KLM:

Di seguito in Figura 58 è presente il confronto dei 5 canali relativi al mesone ρ^0 : anche qui si riscalda ad una luminosità nominale di 50 fb^{-1} :

In questo caso le contaminazioni sono leggermente superiori rispetto al canale $\eta\pi\pi$, ma sempre contenute entro il $(14.6 \pm 0.2)\%$.

4.3 Individuazione dei segnali in un evento generico $b\bar{b}$

In seguito è stato studiato un dataset di segnale contenente eventi da una collisione generica $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ sulla risonanza $\Upsilon(4S)$, mantenendo in proporzione naturale le Branching Ratio di ognuno dei canali di decadimento accessibili per i mesoni B : si analizza sia il caso

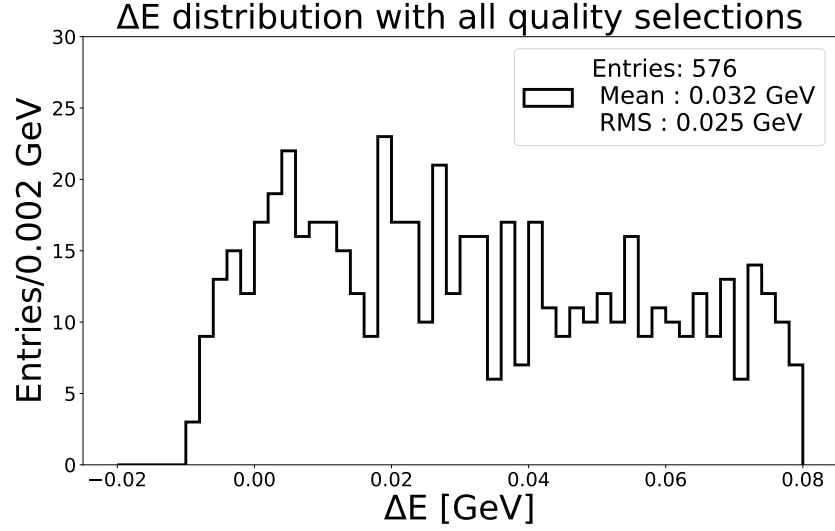


Figura 56: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $B^+ \rightarrow (\eta'(\rightarrow \rho_{\pi^+\pi^-}^0 \gamma) K^+)$ ricostruito come $B^0 \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K_L$.

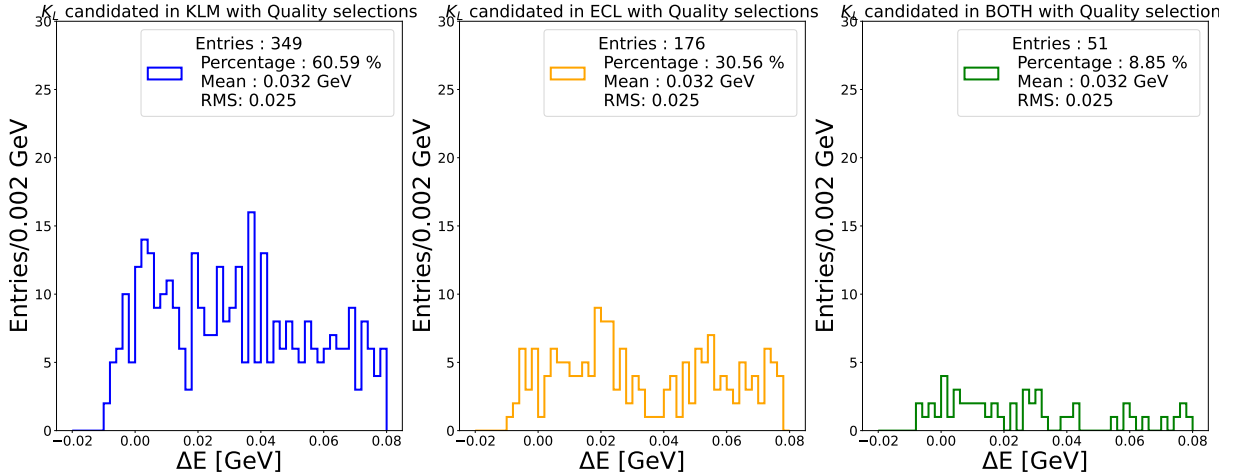


Figura 57: Distribuzioni di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il canale $B^+ \rightarrow (\eta'(\rightarrow \rho_{\pi^+\pi^-}^0 \gamma) K^+)$ ricostruito come $B \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K_L$ in KLM (1), ECL (2) e da entrambi (3): la maggior parte della statistica del fondo proviene dal KLM.

denominato *mixed*, ovvero con due mesoni B neutri (ovvero che possono oscillare), sia il *charged*, con due mesoni carichi. I dataset provengono da una simulazione MonteCarlo *run dependent*, ovvero si considera la percentuale di fondo per una particolare presa dati (in questo caso si fa riferimento alla presa dati del febbraio 2022). Il campione utilizzato è stato di $77fb^{-1}$ per il *mixed* a $57fb^{-1}$ per il *charged* (vedi tabella 4).

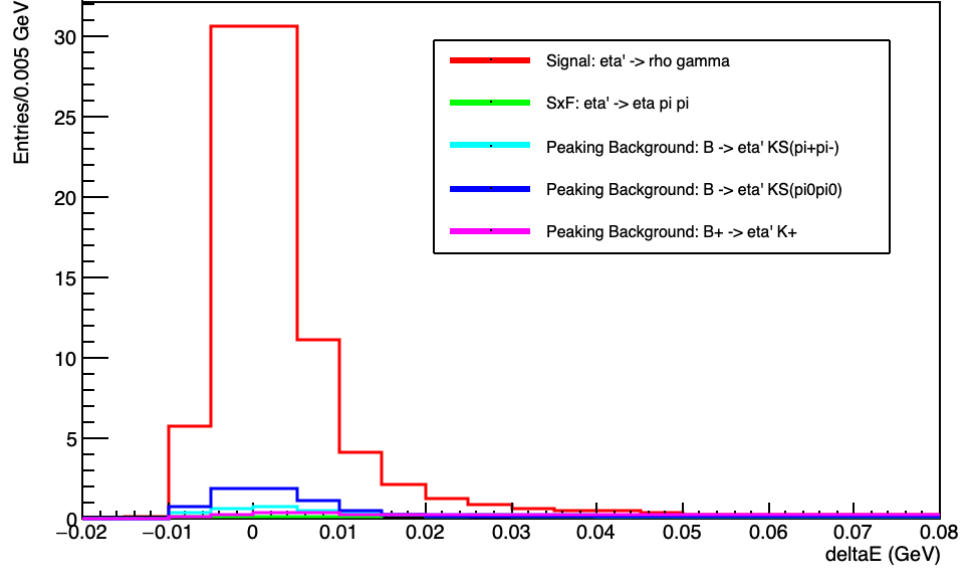


Figura 58: Distribuzioni di ΔE a seguito della moltiplicazione dei fattori di scala per il segnale $\eta' \rightarrow \rho_{\pi^+\pi^-}\gamma$.

4.3.1 Analisi del dataset $b\bar{b}$ *mixed* per $B^0 \rightarrow \eta'_{\pi\pi} K_L$

L'analisi di questo dataset consente di verificare che le selezioni giudicate "di qualità" nei capitoli precedenti siano sufficienti ad enfatizzare il segnale, anche rispetto a tutti gli altri processi prodotti in eventi $b\bar{b}$. L'individuazione delle risonanze η ed η' avviene all'interno di insieme di eventi molto più vario, e i loro picchi si individuano al di sopra del piedistallo costituito dal combinatorio.

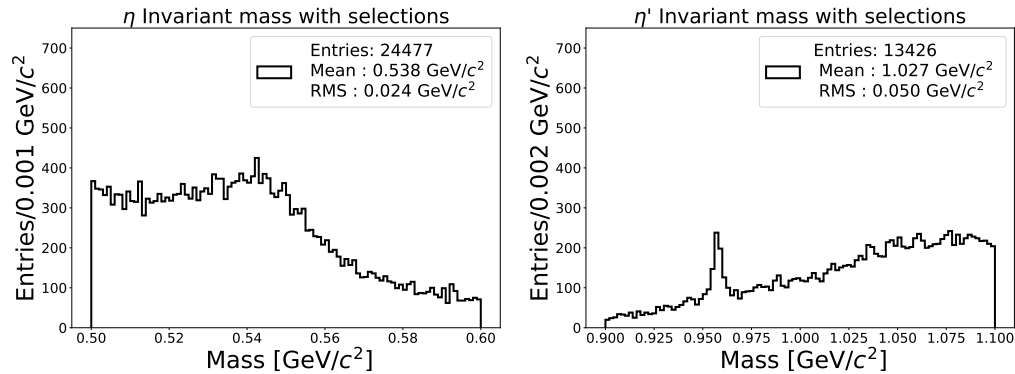


Figura 59: Distribuzione di Massa invariante ricostruita per i mesoni η (sinistra) ed η' (destra) ricostruite a seguito delle selezioni di qualità per il campione *mixed*. Il picco dell' η' è molto più stretto grazie al vincolo sulla massa dell' η imposto nel fit.

Si riporta successivamente in fig. 60 la distribuzione di ΔE ottenuta dalla ricostruzione del B :

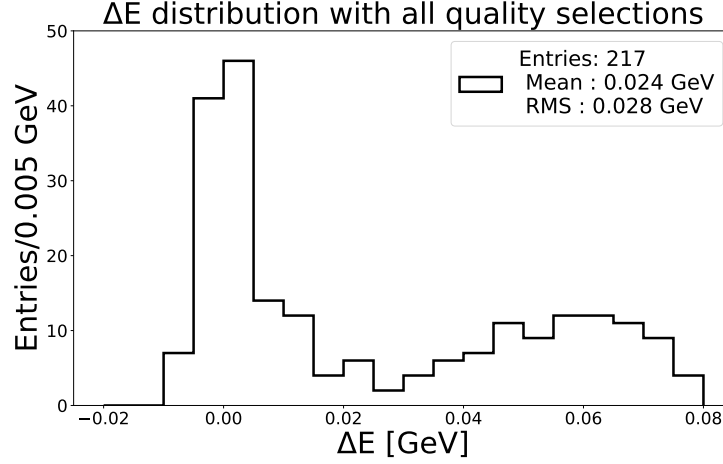


Figura 60: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il campione $b\bar{b}$ *mixed* ricostruito come $B^0 \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi} K_L$.

Si trova nuovamente il picco in 0 aspettato, al quale contribuiscono anche eventi di Peaking background, ma come si evince dal paragrafo precedente, questi saranno in minima parte. Il leggero incremento del numero di eventi per valori di ΔE superiori a 40 MeV può essere dovuto al fatto che, all'aumentare dell'apertura dello spazio delle fasi, rientrano nella finestra di segnale eventi con risonanze a masse leggermente superiori a quelle del canale studiato (ad esempio un K^* invece di un K^0 , oppure un mesone ϕ al posto di η').

4.3.2 Analisi del dataset $b\bar{b}$ *charged* per $B^0 \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi} K_L$

Contemporaneamente è stato analizzato il dataset contenente solamente eventi provenienti da mesoni B carichi, in modo da osservare la compatibilità con quanto osservato nel paragrafo 4.1.3.

Si possono notare due lievi risonanze in corrispondenza delle masse di η ed η' , tuttavia la statistica risulta abbastanza ridotta. A seguito delle selezioni per la ricostruzione di ΔE si ottiene la distribuzione in figura 62.

Si osserva nuovamente una distribuzione con una statistica molto bassa e una forma compatibile entro gli errori con uno spettro piatto (pedistallo della distribuzione).

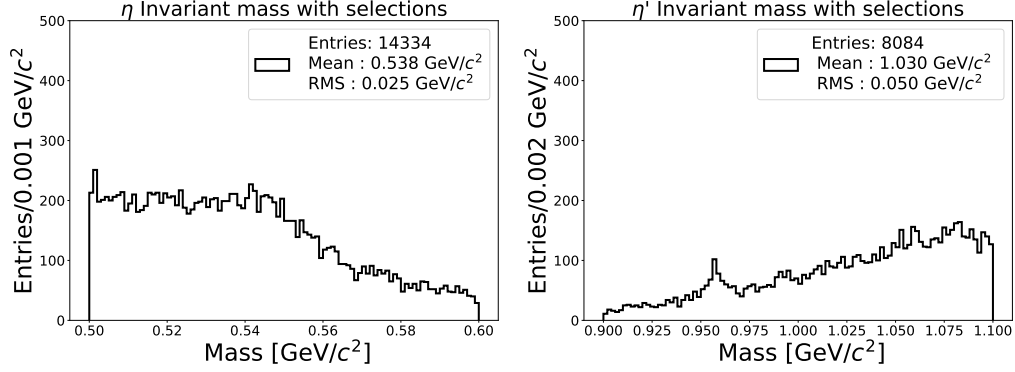


Figura 61: Distribuzione di Massa invariante per i mesoni η (sinistra) ed η' (destra) ricostruite a seguito delle selezioni di qualità per il campione *charged*.

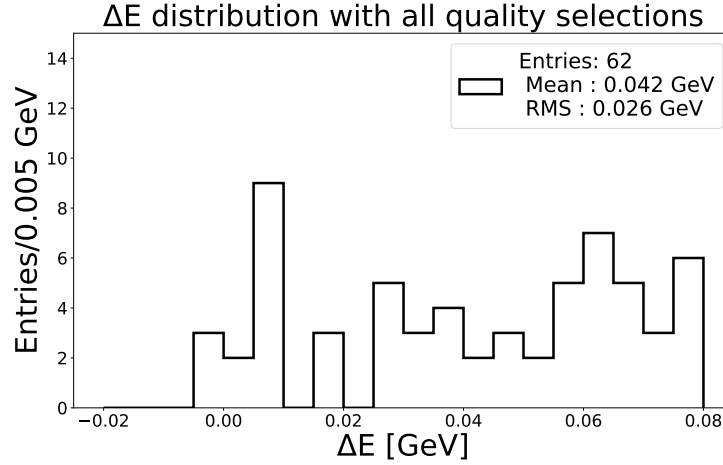


Figura 62: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il generico $b\bar{b}$ *charged* ricostruito come $B^0 \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi} K_L$.

4.3.3 Analisi del dataset $b\bar{b}$ *mixed* per $B^0 \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K_L$

Si effettua un analogo studio per il secondo canale di segnale.

In fig. 63 si riportano le distribuzioni di massa per ρ^0 ed η' . Innanzitutto si osserva che il numero di eventi che superano le selezioni è molto maggiore rispetto al canale precedente, probabilmente per il fatto che il mesone ρ^0 ha una larghezza di risonanza molto maggiore dell' η e per il fatto che si impiegano meno particelle per ricostruire lo stato finale: si nota che il picco del mesone η' è impercettibile, il che rende l'analisi molto più difficile.

Infatti, ricostruendo poi il mesone B e la distribuzione ΔE (Figura 64), non si osserva

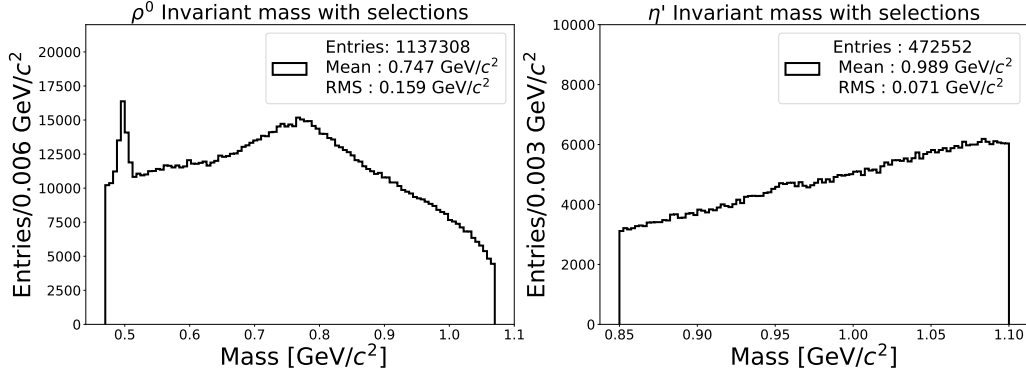


Figura 63: Distribuzione di Massa invariante per i mesoni ρ^0 (sinistra) ed η' (destra) ricostruite a seguito delle selezioni di qualità per il campione *mixed*. Nel primo grafico vi è un picco a circa 0.5 GeV, corrispondente alla massa del mesone $K_S(\pi^+\pi^-)$, e il secondo picco, più largo, alla massa della ρ^0 .

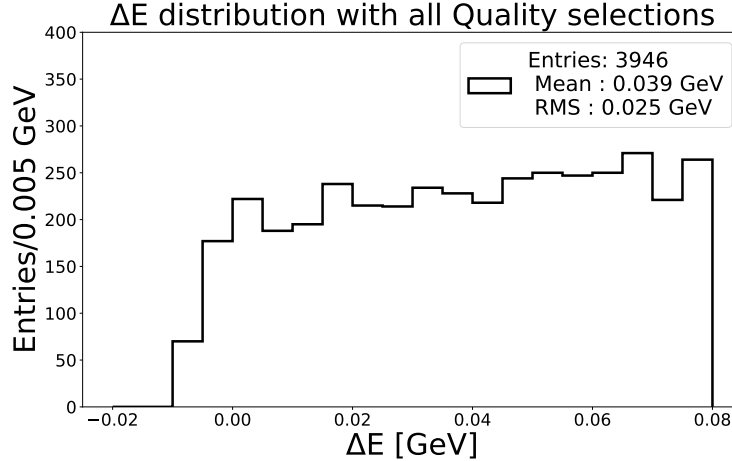


Figura 64: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il generico $b\bar{b}$ *mixed* ricostruito come $B^0 \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K_L$.

un picco in corrispondenza di 0 GeV e la coda a destra sembra essere stabile allo stesso valore che assume in punti inferiori di ΔE . Il segnale cercato è quindi interamente oscurato dai fondi, e le selezioni di qualità utilizzate non sono chiaramente sufficienti ad evidenziarlo. Per questo canale servirà quindi uno studio di selezioni più raffinate che però esula dallo scopo di questa tesi. Nel seguito verranno riportati per completezza alcuni altri controlli su questo canale, ma non verrà incluso nella fase finale di estrazione del segnale.

4.3.4 Analisi del dataset $b\bar{b}$ *charged* per $B^0 \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K_L$

Per quanto riguarda gli eventi provenienti dai mesoni B carichi, si studia nuovamente l'efficienza di ricostruzione dei mesoni ρ^0 ed η' .

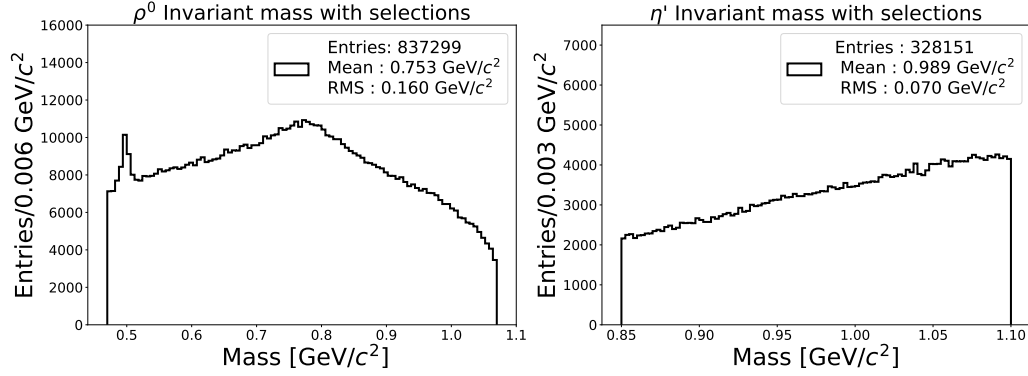


Figura 65: Distribuzione di Massa invariante per i mesoni ρ^0 (sinistra) ed η' (destra) ricostruite a seguito delle selezioni di qualità per il campione *charged*. Si osservano nuovamente due picchi, ad un valore di massa inferiore per il K_S e ad uno superiore per la ρ^0 .

Le distribuzioni di massa sono pressoché simili a quelle del caso precedente: si osserva che la distribuzione di ΔE in figura 66 ha un profilo analogo al campione *mixed*, ovvero non si osservano picchi, cosa in questo caso attesa.

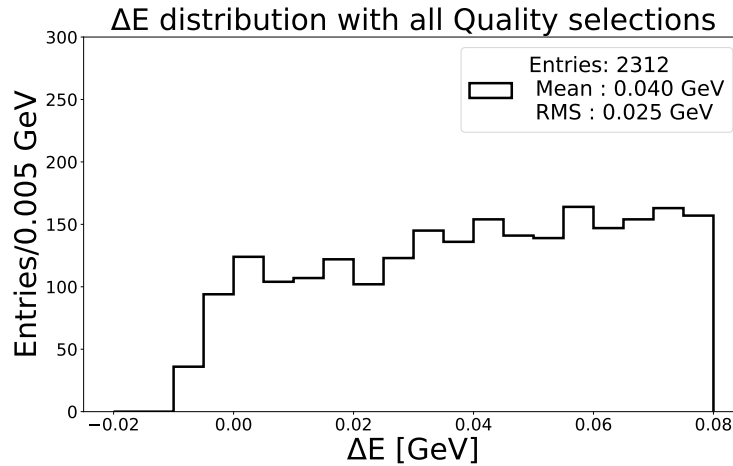


Figura 66: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il campione $b\bar{b}$ *charged* ricostruito come $B^0 \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K_L$.

5 Reiezione del fondo da eventi $q\bar{q}$

Gli eventi del cosiddetto "continuo", ovvero le coppie quark-antiquark nei sapori più leggeri del b , sono prodotti a SuperKEKB con sezione d'urto tripla di quella della $Y(4S)$, in particolare: 1.61 nb per $u\bar{u}$, 0.40 nb per $d\bar{d}$, 0.38 nb per $s\bar{s}$ e 1.30 nb per $c\bar{c}$. Essi hanno alta probabilità di emulare il segnale di nostri interesse sia per la loro elevata statistica sia perché contengono in grandi quantità i mesoni leggeri K , η , ρ ed η' che danno la segnatura del nostro segnale. È dunque essenziale studiarli ed escogitare una tecnica per abbattere il loro contributo.

5.1 Analisi del fondo proveniente da eventi di continuo $udsc$ per il canale $\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-$

Si utilizza una simulazione dedicata per ciascun sapore della coppia $q\bar{q}$ prodotta, sempre con fondo macchina e condizioni del run misurate nel febbraio 2022 (come fatto per la simulazione $b - \bar{b}$). Le luminosità di produzione sono indicate in tabella 4

Tabella 4: Luminosità di produzione di eventi di generico e continuo.

Canale	Luminosità di produzione (fb^{-1})
$b\bar{b} \text{ mixed}$	77.1
$b\bar{b} \text{ charged}$	57.5
$u\bar{u}$	61.7
$d\bar{d}$	54.4
$s\bar{s}$	86.2
$c\bar{c}$	56.4

In seguito si ricercano eventi che emulino il segnale di interesse attraverso le variabili precedentemente analizzate.

In figura 67 sono mostrate le distribuzioni di massa invariante ricostruire per η ed η' : i picchi di massa sono ben evidenti, anche se con un significativo livello di combinatorio.

Si effettua dunque l'analisi con le selezioni "di qualità" precedentemente indicate, e si riportano le distribuzioni di ΔE ottenute in figura 68.

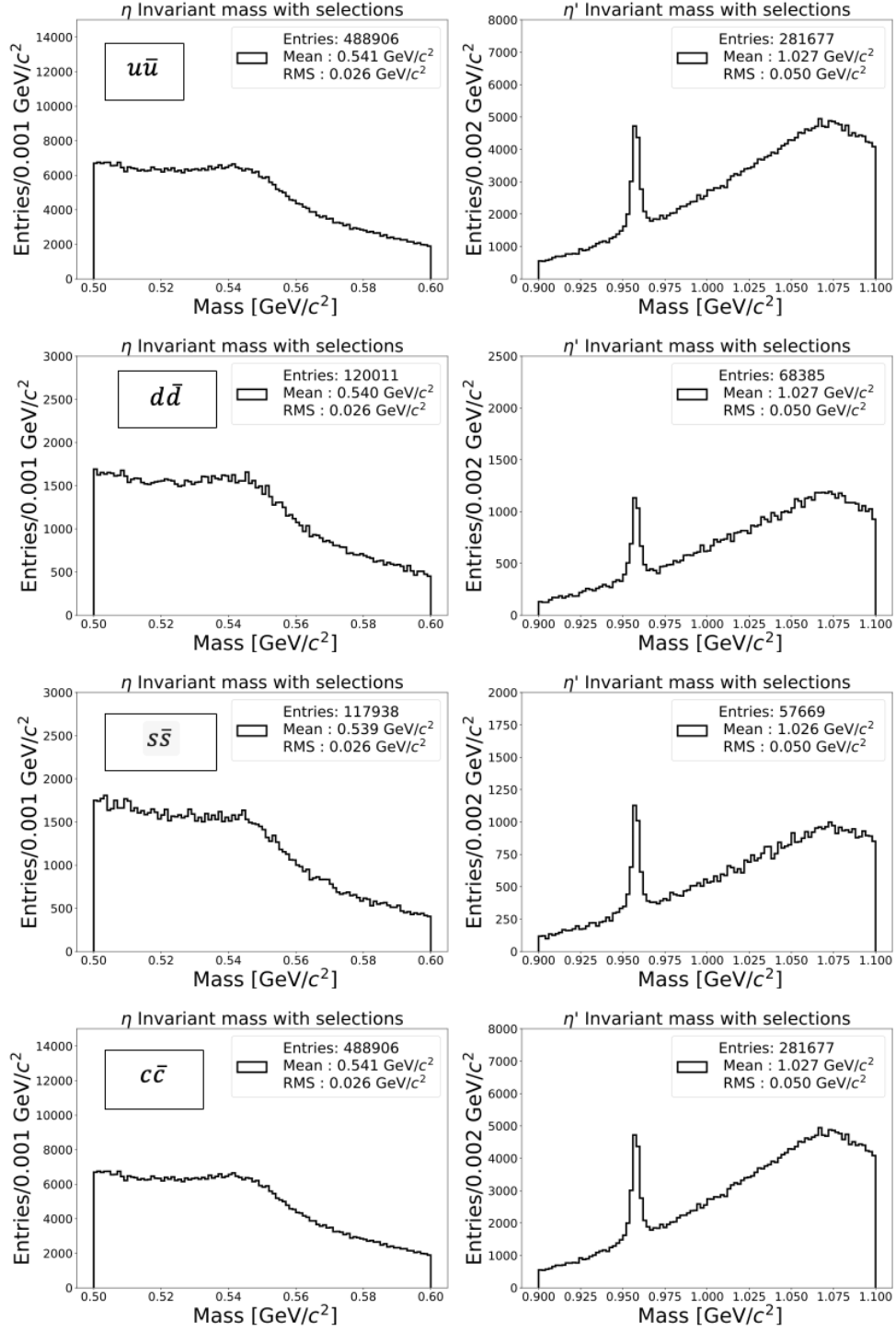


Figura 67: Distribuzione di Massa invariante per i mesoni η (sinistra) ed η' (destra) ricostruite a seguito delle selezioni di qualità per $udsc$ ricostruito come $B^0 \rightarrow \eta'_{\pi\pi} K_L$.

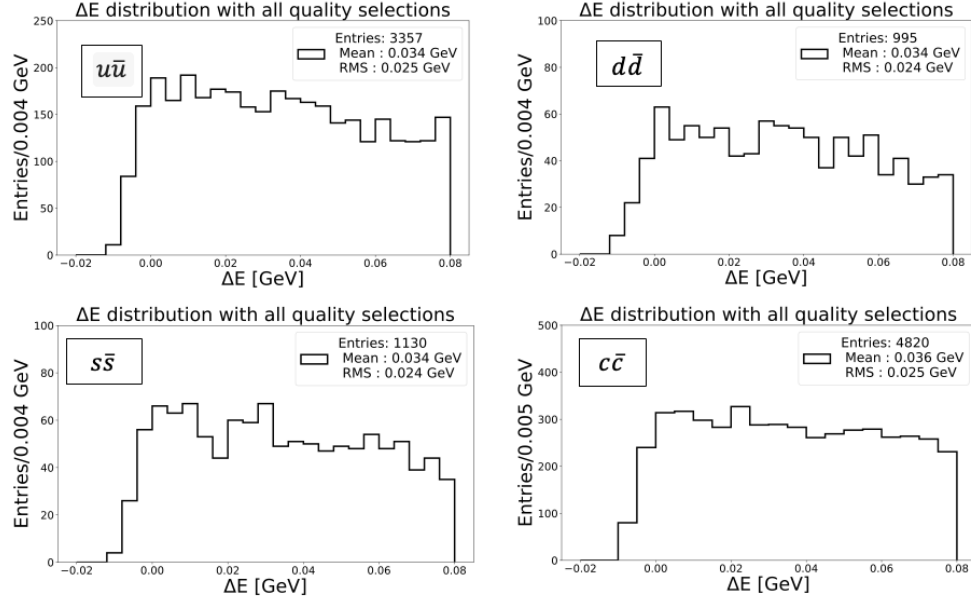


Figura 68: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il continuo $udsc$ ricostruito come $B^0 \rightarrow \eta'_{\eta\pi\pi} K_L$.

Le quattro distribuzioni dei continui per la variabile ΔE hanno una forma nettamente diversa da quella del segnale, in quanto hanno una coda a destra molto più corposa e non mostrano una componente di picco in zero. Sebbene le statistiche di ognuno dei canali di generico e continuo siano state prodotte a luminosità diverse (differenze di circa $10 - 15 \text{ fb}^{-1}$ per ognuno), si osserva che la statistica di continuo che supera le selezioni è ancora nettamente superiore al numero di eventi di segnale selezionati con i tagli attuali, ovvero l'analisi non è in grado di isolare il segnale dal fondo, per cui bisogna adottare una strategia che permetta di rigettare una grande porzione dei continui.

5.2 Analisi del fondo proveniente da eventi di continuo $udsc$ per il canale $\eta' \rightarrow \rho^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)\gamma$

Anche nel caso di decadimento dell' η' in $\rho^0\gamma$ c'è una forte contaminazione da eventi del continuo.

Le distribuzioni di massa della ρ^0 e dell' η' ricostruite per eventi $q\bar{q}$ sono mostrate in fig 69. Per tutti e quattro i sapori si individua un indizio della risonanza ρ^0 , mentre il

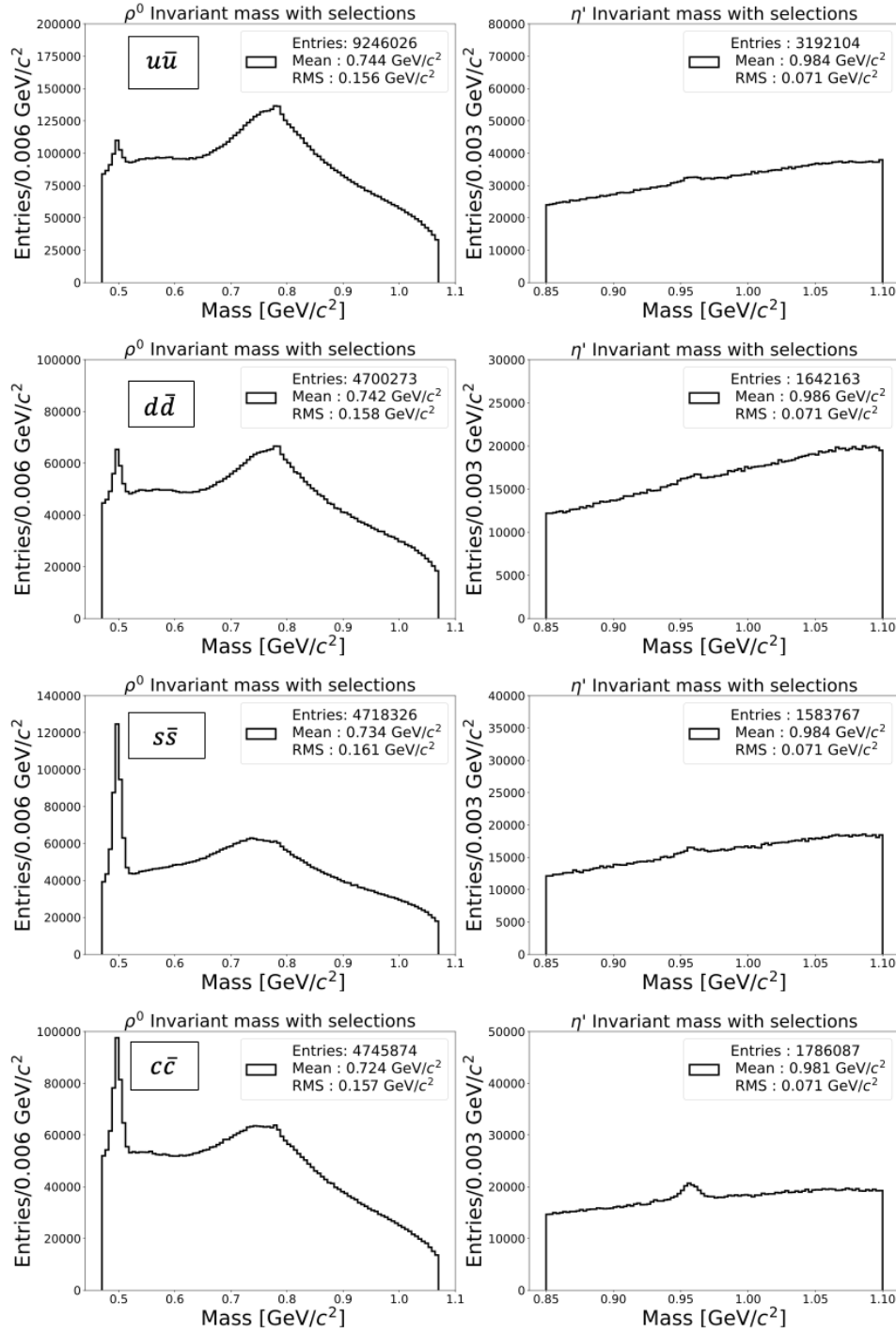


Figura 69: Distribuzione di Massa invariante per i mesoni ρ^0 (sinistra) ed η' (destra) ricostruite a seguito delle selezioni di qualità per il continuo $udsc$ ricostruito come $B^0 \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K_L$. Il picco visibile attorno ai 0.5 GeV/c^2 corrisponde ai decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

mesone η' ha una massa ricostruita pressoché continua, tranne nel caso del quark c , dove si individua un leggero picco.

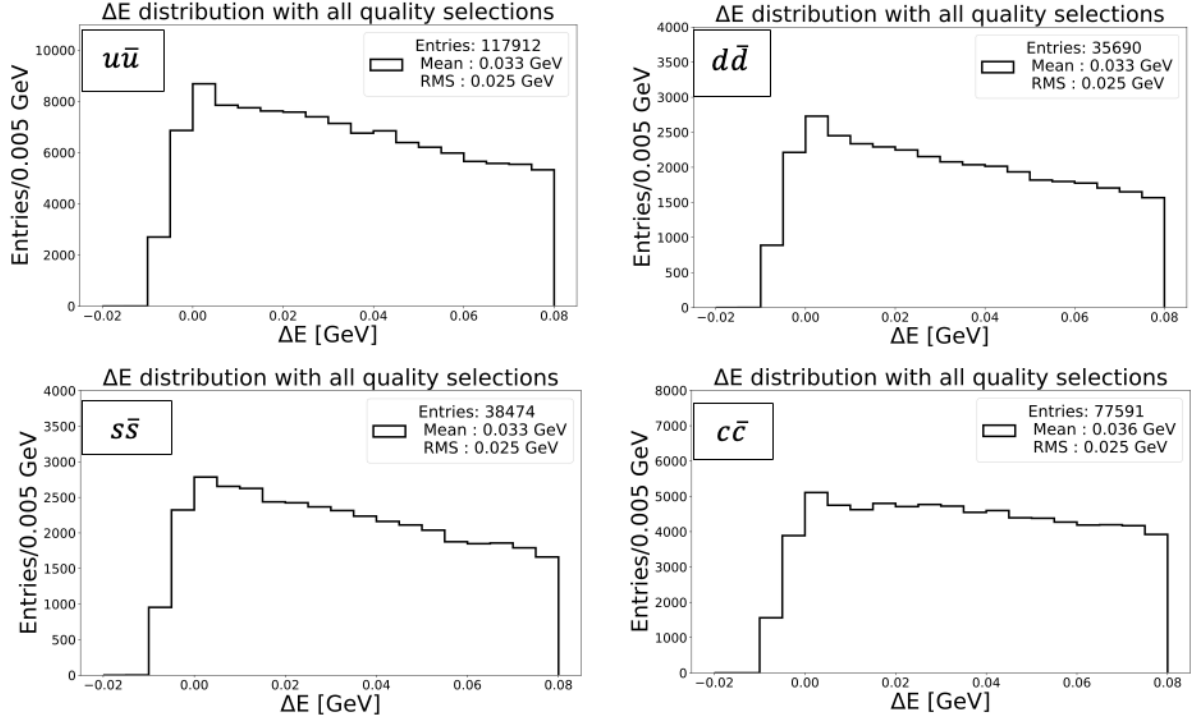


Figura 70: Distribuzione di ΔE a seguito delle selezioni di qualità per il continuo $udsc$ ricostruito come $B^0 \rightarrow \eta'_{\rho\gamma} K_L$.

Le distribuzioni di ΔE in figura 70 mostrano in tutti e quattro i casi un massimo vicino a 0 GeV e una coda a destra lentamente decrescente. Come già osservato nel paragrafo 4.3.3 in questo canale i fondi sono predominanti con le selezioni fin qui utilizzate e viene accantonata nella presente analisi e rimandata a studi più accurati.

5.3 Costruzione di un *Boosted Decision Tree* per la soppressione del fondo

Le selezioni di qualità fin qui utilizzate risultano essere efficaci per limitare la contaminazione da eventi che abbiano circa la stessa statistica e lo stesso spazio delle fasi del canale di segnale: nel caso di fondi da jet adronici è necessario sfruttare la topologia dell'even-

to, in quanto i quark b tenderanno ad avere una distribuzione sferica per via del basso boost di Lorentz, in netta contrapposizione con l'alta direzionalità che hanno eventi di produzione di coppie di quark più leggeri, i quali concentrano la maggior parte delle particelle, e quindi dell'energia, lungo l'asse della direzione di volo dei due quark. Allo scopo di distinguere topologie di eventi così diverse risultano molto utili alcune delle variabili indicate nel Paragrafo 2.4.3, come R_2 , il secondo momento di Fox-Wolfram normalizzato a quello di ordine zero, i momenti di Fox-Wolfram modificati, e i valori dell'asse di thrust del candidato B (`thrustBm`) e quello del Rest Of Event (`thrustOm`). In fig. 71 sono messe a confronto le distribuzioni di R_2 per eventi $b\bar{b}$ ed eventi del continuo.

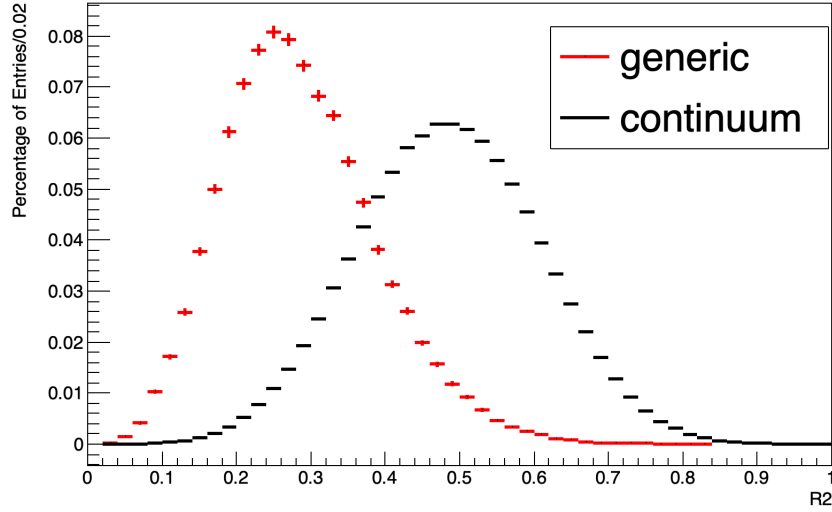


Figura 71: Distribuzione di R_2 per la somma normalizzata del campione (*mixed+charged*) in rosso e dei canali di continuo (*udsc*) in nero.

Invece di applicare tagli netti su un insieme di grandezze per la discriminazione del fondo, si può costruire un algoritmo di *Boosted Decision Tree*, grazie al quale si possono combinare diverse variabili in una rete di decisioni iterate con lo scopo di catalogare con alta accuratezza un dataset di eventi tenendo conto automaticamente delle correlazioni fra le variabili utilizzate. Per realizzare questa analisi è stato utilizzato *TMVA*, il tool di Analisi MultiVariata di *root*, grazie al quale si può costruire l'albero decisionale e confrontarlo con altre tecniche di discriminazione del fondo [12]. Il setup dell'algoritmo della BDT prevede che vengano inseriti quattro dataset, di cui due di segnale e due di

fondo, con la stessa statistica, in modo da non influenzare il risultato: l'algoritmo viene prima "allenato" su una coppia segnale-fondo (denominata di *training*) e in un secondo momento l'algoritmo viene testato sulla seconda coppia (definita di *test*) per la validazione. Il processo restituisce una distribuzione di BDT (*BDT Score*) sulla quale si definisce un taglio da applicare poi evento per evento nell'analisi di fisica: i dataset sono stati costruiti in modo da essere gli uni indipendenti dagli altri, e inoltre nella produzione della rootpla di *training* e di *test* sono stati combinati i vari canali di continuo e di generico $b\bar{b}$ in modo da rispettare i rapporti di sezione d'urto. La logica decisionale del *BDT* consiste nel caratterizzare un evento in base ad una serie di richieste in cascata, con una struttura "ad albero", che viene potenziata (boosted) grazie al confronto fra i numerosi alberi possibili con le variabili a disposizione. Ad ogni nodo si individua la variabile più discriminante e si determina un valore di massima separazione tra segnale e fondo.

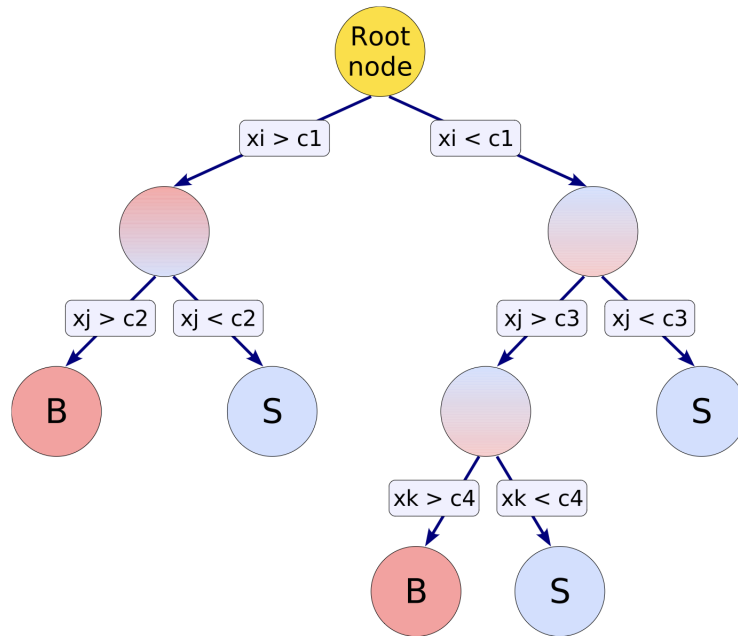


Figura 72: Schema della struttura di un albero decisionale: partendo dal primo nodo, per ogni evento si ricerca la variabile più discriminante e si osserva se il valore assunto dall'evento per quest'ultima è maggiore o minore di una soglia. L'evento dunque rientra in uno dei due sottoinsiemi mutualmente esclusivi e si può iterare tale processo fino alla classificazione come evento di segnale (S) o di fondo (B).

Ad ogni iterazione del *BDT*, si costruisce fino a un massimo di 700 alberi (*NTrees*). La profondità massima di ogni albero, ovvero il numero massimo di nodi possibili attraverso cui viene selezionato ogni evento (*MaxDepth*), è di 3. Come già indicato si individua la variabile con il maggior potere discriminante per ogni nodo, e si individua il valore ottimale di taglio discretizzando la variabile in un numero limitato di valori possibili. Per conciliare l'elevato tempo computazionale con una sufficiente sensibilità ai valori di ciascuna variabile, si è impostato a 10 il numero di punti di discretizzazione (e quindi il numero di possibili valori di taglio, *nCuts*). Per mantenere alta la rilevanza statistica, si richiede anche che la frazione di eventi che finisce in ciascuno dei nodi finali (le cosiddette "foglie" dell'albero) sia almeno il 7.5% degli eventi di input (*MinNodeSize*), altrimenti la foglia viene eliminata in quanto non significativa. Il processo viene definito *Boosted* poiché ogni classificazione viene potenziata grazie alle iterazioni precedenti, in quanto vengono presi in considerazione le informazioni ottenute sulle osservabili e sulle selezioni possibili, soprattutto quelle che provengono da eventi mis-identificati. Nell'algoritmo sono state inserite 21 variabili:

- Momenti Fox-Wolfram: R_2 , R_2 modificato, calcolato per emisfero di segnale, R_{so2} , e per rest of event, R_{oo2} ;
- CLEO Cones: tutti e nove i coni;
- Thrust: Thrust del B candidato, thrust del ROE, coseno dell'angolo tra l'asse di thrust del B e dell'asse di thrust del ROE e coseno dell'angolo tra l'asse di thrust del B e l'asse z ;
- Particelle nell'evento: numero di fotoni nel ROE, di adroni neutri nel ROE, di K_L da ECL e di K_L da KLM;
- Numero di tracce dell'evento: eventi contenenti mesoni B generano eventi con più particelle nello stato finale, dunque (in media) con più tracce.

Si riporta in figura 73 l'output dell'algoritmo di *BDT*:

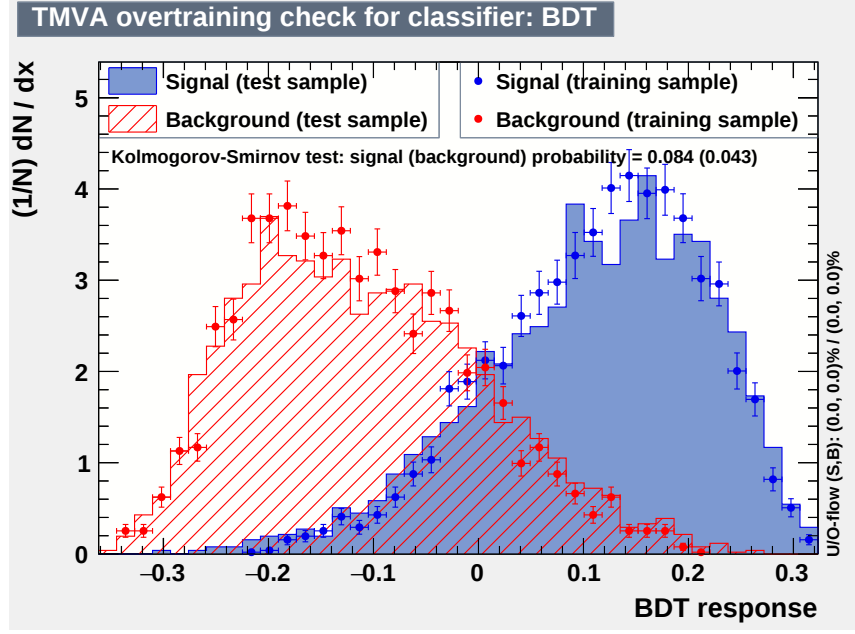


Figura 73: Risultato dell'algoritmo di BDT per eventi $b\bar{b}$ rispetto al continuo.

Il test di Kolmogorov-Smirnov è un test statistico per verificare che un dato insieme di dati provenga dalla stessa popolazione di una distribuzione, e il risultato è un analogo del livello di significatività statistica(α): assumendo un *Confidence Level* (CL) del 99%, il test è superato e l'analisi validata se $\alpha > 1\%$ ($CL = 1 - \alpha$). L'esito positivo del test assicura che le distribuzioni di *training* siano compatibili con quelle di *test*, e verifica che non avvenga l'*overtraining*⁹.

L'utilizzo di una BDT permette di poter massimizzare contemporaneamente l'efficienza del segnale e la reiezione del fondo: ciò è possibile perché, invece di andare ad effettuare un taglio lineare su ognuna delle variabili considerate, si studia la combinazione ottimale di selezioni per ogni evento, catalogandolo con accuratezza.

Per comprendere quale taglio applicare alla variabile uscente dal BDT si studiano due *figure di merito*: la *purezza*, ovvero il rapporto tra il segnale e la somma tra segnale e fondo ($purty = \frac{S}{S+B}$), e la *significanza statistica*, i.e. il segnale diviso per la radice quadrata della somma tra segnale e fondo ($significance = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$), in figura 75.

Si è cercato di selezionare il taglio restando in un intorno del massimo della significanza

⁹Termine che indica la tendenza dell'algoritmo ad adattarsi a fluttuazioni statistiche del campione di *training* in uso.

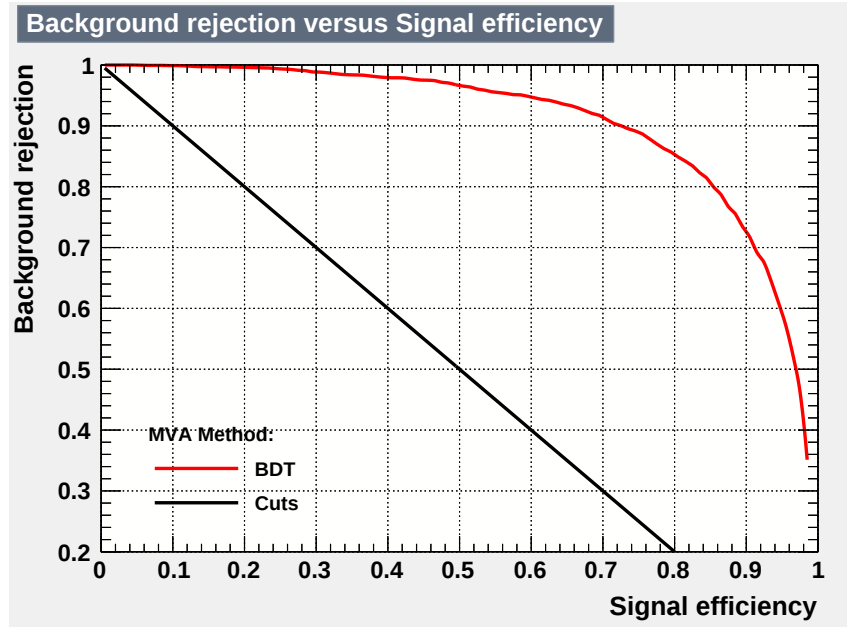


Figura 74: Andamento della reiezione del fondo rispetto all'efficienza del segnale andando ad applicare solo tagli lineari (*Cuts*) o con il taglio con l'Analisi MultiVariata (*BDT*): mentre per la curva nera si ha il vincolo per cui la somma delle due variabili debba essere sempre 1, per la *BDT* si ha un'alta probabilità di reiezione del continuo pur mantenendo la maggior parte del segnale.

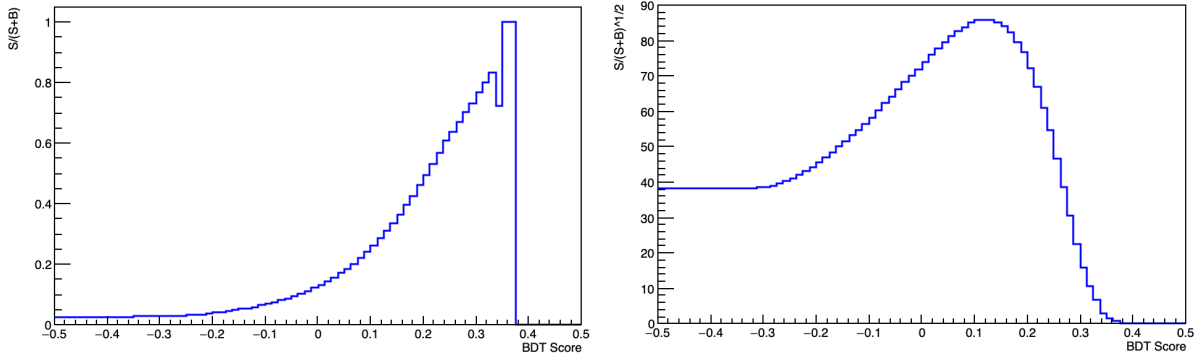


Figura 75: Distribuzioni della purezza (sinistra) e della significanza (destra) al variare dell'output del *BDT*: la prima oltre 0.35 raggiunge un plateau, per cui si avrà solo segnale oltre tale valore, mentre la seconda raggiunge un massimo per *BDT score* = 0.12.

e al contempo mantenendo una purezza di circa il 50%. Il valore di taglio finale sulla variabile *BDT score* è pari a 0.18 e le distribuzioni di ΔE ottenute con questa selezione sono riportate da figura 76 a figura 79.

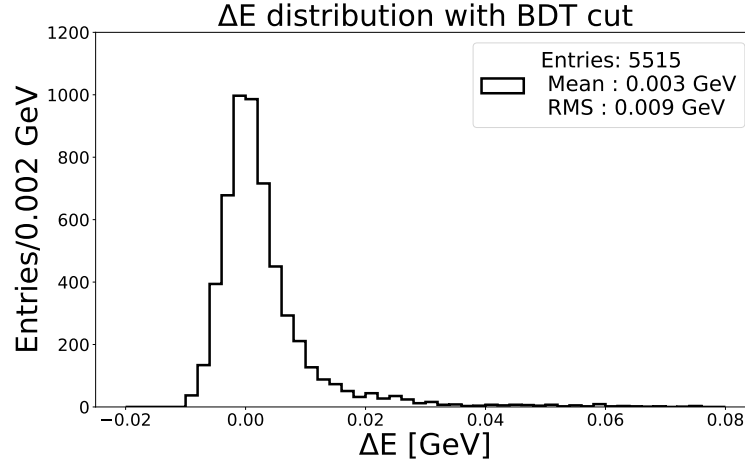


Figura 76: Distribuzione di ΔE a seguito del taglio sul BDT Score per il canale di segnale $\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-$: l'andamento risulta analogo a quello prima della selezione.

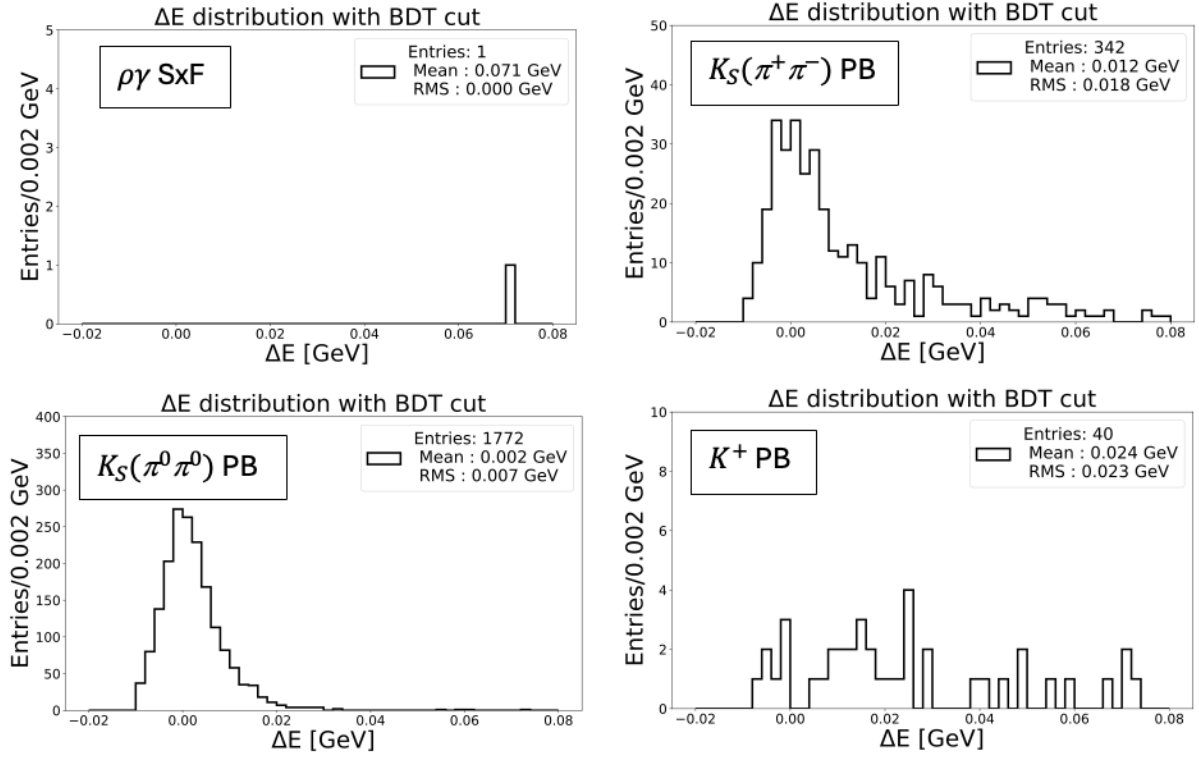


Figura 77: Distribuzione di ΔE a seguito del taglio sul BDT Score per i canali di fondo ricostruiti come $\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-$: si nota una diminuzione generale degli eventi per tutte le popolazioni, sia nel caso di Signal Cross Feed (SxF) sia di Peaking Background (PB).

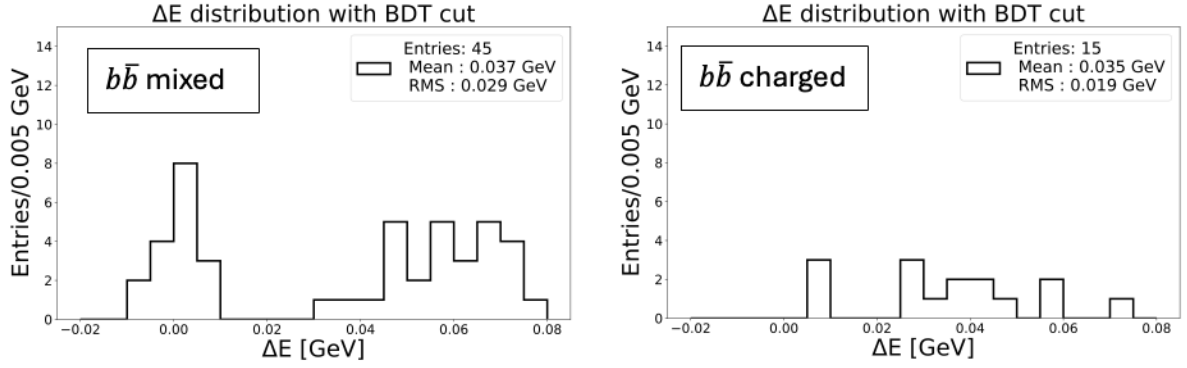


Figura 78: Distribuzione di ΔE a seguito del taglio sul BDT Score per il campione $b\bar{b}$ ricostruito come $B^0 \rightarrow \eta'_{\pi\pi} K_L$: il campione *mixed* presenta ancora il picco in 0, ed ha una sostanziale diminuzione della coda a destra. Il campione *charged* risulta uniformemente diminuito.

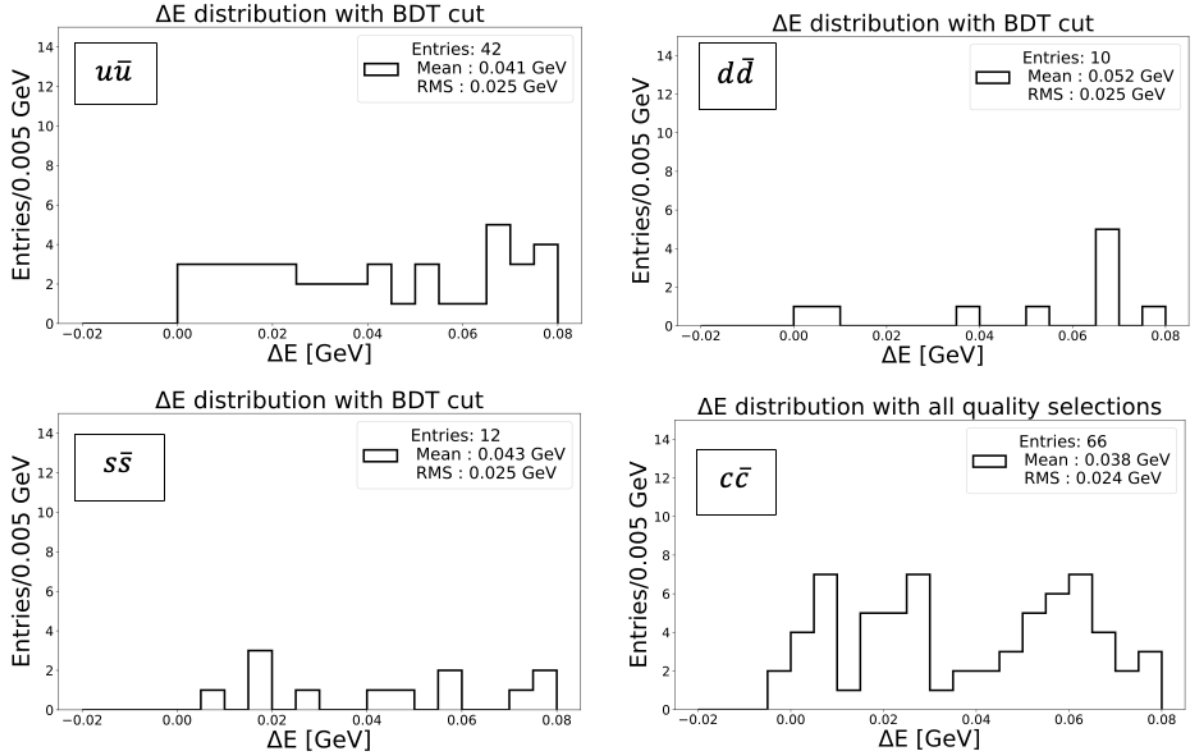


Figura 79: Distribuzione di ΔE a seguito del taglio sul BDT Score per il continuo $udsc$ ricostruito come $B^0 \rightarrow \eta'_{\pi\pi} K_L$: in tutti e quattro i casi si nota una drastica riduzione degli eventi che superano l'ultima selezione.

6 Misura del rapporto di decadimento

6.1 Efficienze di selezione

Vengono riportate nelle tabelle 5 e 6 le efficienze di selezione degli eventi a seguito di ogni gruppo di selezioni effettuate nell'analisi per ciascun campione studiato: le incertezze riportate sono puramente statistiche. Ad ogni passo della selezione, l'efficienza è definita come il numero di eventi che la superano e quelli di input. L'efficienza complessiva, in riga *Result*, è il rapporto tra gli eventi che superano tutte le selezioni e quelli iniziali.

Tabella 5: Efficienza di selezione degli eventi di MonteCarlo di segnale.

cut	$\eta'_{\eta\pi\pi}$ (%)	$\eta'_{\rho\gamma}$ (%)	$\eta'_{\eta\pi\pi} K_S(\pi^+\pi^-)$ (%)	$\eta'_{\eta\pi\pi} K_S(\pi^0\pi^0)$ (%)	$\eta'_{\eta\pi\pi} K^+$ (%)
preliminary	64.9 ± 0.2	4.57 ± 0.07	53.4 ± 0.1	62.3 ± 0.1	52.1 ± 0.01
Window	88.0 ± 0.1	18.05 ± 0.57	67.6 ± 0.1	88.6 ± 0.1	74.9 ± 0.1
γ	82.0 ± 0.2	45.0 ± 1.7	81.5 ± 0.2	81.0 ± 0.1	81.6 ± 0.1
η and π	81.0 ± 0.2	56.3 ± 2.6	80.0 ± 0.2	80.0 ± 0.1	81.0 ± 0.2
η'	87.8 ± 0.2	3.8 ± 1.3	83.8 ± 0.2	85.7 ± 0.1	84.3 ± 0.2
Quality	61.0 ± 0.3	38 ± 17	5.8 ± 0.1	17.0 ± 0.2	1.63 ± 0.06
BDT	26.8 ± 0.3	33 ± 27	16.3 ± 0.8	18.7 ± 0.4	6.3 ± 1.0
Result	5.52 ± 0.07	0.001 ± 0.001	0.19 ± 0.01	0.97 ± 0.02	0.022 ± 0.004

Tabella 6: Efficienza di selezione degli eventi di MonteCarlo run Dependent (generico e continuo).

cut	$b\bar{b}_{mixed}(\%)$	$b\bar{b}_{charged}(\%)$	$u\bar{u}(\%)$	$d\bar{d}(\%)$	$s\bar{s}(\%)$	$c\bar{c}(\%)$
preliminary	3.137 ± 0.003	2.986 ± 0.003	3.780 ± 0.002	4.173 ± 0.004	3.198 ± 0.003	5.615 ± 0.003
Window	3.50 ± 0.02	2.95 ± 0.02	24.50 ± 0.02	24.78 ± 0.05	22.07 ± 0.04	20.69 ± 0.02
γ	60.07 ± 0.24	57.95 ± 0.31	53.33 ± 0.05	53.32 ± 0.11	52.58 ± 0.11	58.53 ± 0.05
η and π	54.85 ± 0.32	56.40 ± 0.41	57.61 ± 0.07	56.98 ± 0.14	48.90 ± 0.15	56.17 ± 0.07
η'	10.44 ± 0.26	9.18 ± 0.32	10.51 ± 0.06	10.31 ± 0.12	11.38 ± 0.13	13.48 ± 0.06
Quality	15.48 ± 0.97	8.4 ± 1.0	11.34 ± 0.18	14.11 ± 0.41	17.22 ± 0.47	12.82 ± 0.17
BDT	20.7 ± 2.8	24.2 ± 5.4	1.25 ± 0.19	1.01 ± 0.32	1.06 ± 0.30	1.37 ± 0.17
Result (10^{-5})	12.1 ± 1.8	5.4 ± 1.4	4.24 ± 0.66	4.6 ± 1.5	3.8 ± 1.1	9.0 ± 1.1

Si vede come le selezioni utilizzate abbiano enfatizzato il segnale, il quale ha un'efficienza di circa il 5%, mentre tutti i canali di fondo risultano essere inferiori all'1%: inoltre

si nota quanto impatto abbia avuto la selezione sul *BDT* per la reiezione del continuo, visto che gli eventi *udsc* hanno efficienze intorno a 1%, mentre l'efficienza è del 20% per il campione *mixed* e del 24% per il *charged*. Viceversa, non vengono riportate le efficienze per il canale con la ρ^0 poiché, come abbiamo visto, le selezioni non hanno enfatizzato la topologia del segnale nemmeno nel campione *$b\bar{b}$ mixed*.

Si procede dunque con l'analisi dell'evento eseguendo un fit alla distribuzione finale della variabile ΔE : da questo si potrà estrarre il valore del rapporto di decadimento del canale $B \rightarrow \eta' K_L$ con $\eta' \rightarrow \eta_{\gamma\gamma} \pi^+ \pi^-$ da Monte Carlo, il che consente di validare il metodo di selezione e di interpretazione del processo, per una successiva analisi su dati "veri" acquisiti nell'esperimento.

6.2 Fit alle distribuzioni di ΔE

In fig.80 è mostrata la somma di tutte le distribuzioni ΔE ottenute dai campioni simulati di eventi *$b\bar{b}$ (mixed e charged)* e di eventi del continuo *udsc*, ciascuno riscalato ad una luminosità nominale di 50 fb^{-1} : tale valore è circa un decimo della luminosità totale acquisita all'acceleratore, ma risulta essere adatta per uno studio preliminare, come il presente. Ogni punto ha un errore statistico pari alla somma degli errori delle componenti pesati per i rispettivi fattori di scala. Tale distribuzione riproduce quella che si otterrà dai dati per un campione di analoga dimensione. Sebbene la statistica del segnale sia una minima parte della statistica complessiva, è comunque possibile osservare un chiaro picco in prossimità dello zero, che permette di tentare un conteggio degli eventi di segnale e di fondo con una tecnica di fit.

6.2.1 Funzioni per la procedura di fit

Si utilizza una combinazione lineare di due funzioni per la modulazione della distribuzione finale. Per il segnale è stata scelta una funzione *Crystal Ball (CB)*, una combinazione tra una gaussiana (centrata nel picco della distribuzione) e una coda esponenziale a destra, la quale descrive gli eventi in cui si ricostruisce un'energia inferiore a quella nominale per la

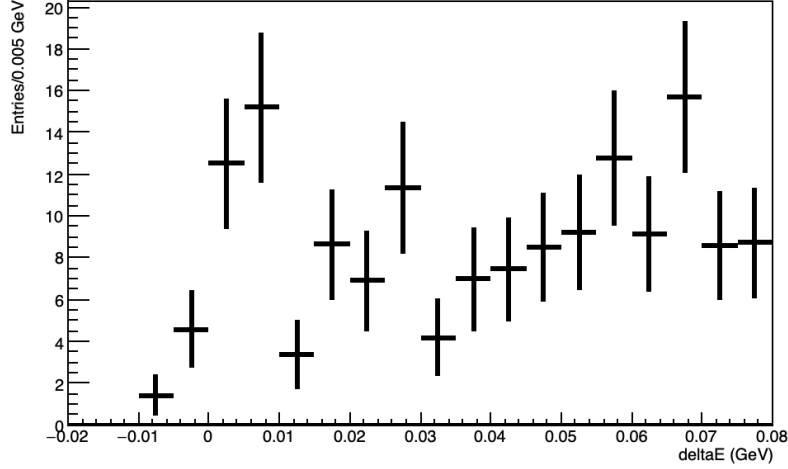


Figura 80: Distribuzione di ΔE corrispondente ad una luminosità integrata di $50 fb^{-1}$, ottenuto dalla combinazione dei campioni simulati *mixed*, *charged* e $q\bar{q}$.

collisione [13]: tale decadimento contiene una particella nello stato finale, il K_L , la quale non è completamente ricostruita, dunque la cinematica dell'evento non è propriamente chiusa. Si riporta di seguito la forma analitica della funzione CB :

$$f_{CB}(m; m_0, \sigma, \alpha, n) = \begin{cases} \exp(-\frac{1}{2} \cdot [\frac{m-m_0}{\sigma}]) & \text{se } \frac{m-m_0}{\sigma} \leq -\alpha; \\ A \cdot (B + \frac{m-m_0}{\sigma})^{-n} & \text{se } \frac{m-m_0}{\sigma} > -\alpha; \end{cases}$$

dove m è l'osservabile fittata (ΔE), m_0 è il valor medio della gaussiana, σ è la deviazione standard, $-\alpha$ è il punto di raccordo tra la gaussiana e la coda esponenziale e n è un parametro che modula quest'ultima, insieme ad $A = (\frac{n}{|\alpha|})^n \cdot \exp(-\frac{\alpha^2}{2})$ e $B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$.

Il fondo combinatorio si adatta invece ad una funzione *Argus inversa*, la quale ha un cut-off a bassi valori di ΔE , e poi aumenta all'aumentare dello spazio delle fasi, senza presentare una componente di picco nella finestra di segnale[13]: le particelle provenienti dal continuo $udsc$, infatti, non hanno le stesse distribuzioni per le variabili cinematiche del canale studiato, in quanto hanno un boost relativistico superiore, quindi hanno in media energie maggiori. La forma della curva è riportata in Equazione 27:

$$Argus(m; m_{co}, c, p) = (m_{shift} - m) \cdot [1 - (\frac{m_{shift} - m}{m_{shift} - m_{co}})^2] \cdot \exp[c \cdot (1 - (\frac{m_{shift} - m}{m_{shift} - m_{co}})^2)], \quad (27)$$

dove m_{co} è il cut-off, c e p due parametri di forma della funzione, e m_0^{shift} è il punto rispetto a cui è stata ribaltata la funzione (è stato posto arbitrariamente a 1000, non rientra nella procedura di fit).

Nella combinazione lineare delle due funzioni, i coefficienti sono le abbondanze di segnale e fondo stimate dal fit:

$$f_{fit} = N_{sig} \cdot f_{CB} + N_{bkg} \cdot Argus. \quad (28)$$

In totale quindi la funzione di fit contiene 9 parametri da determinare (4 per la CB e 3 per la $Argus$, e i 2 pesi relativi).

6.2.2 Procedura di fit

Vista la bassa statistica e il numero ridotto di gradi di libertà, il fit è stato effettuato in due fasi. In primis, è stato studiato come la distribuzione del Monte Carlo di segnale (Figura 26) si adatta alla funzione Crystal Ball, riportato in figura . Come indicato in tabella 3 il campione di segnale simulato corrisponde ad una luminosità integrata di 17.5 ab^{-1} : la distribuzione in fig.81 è scalata a 50 fb^{-1} ed ha quindi errori statistici molto piccoli sui singoli punti.

Si riportano in Tabella 6.2.2 i parametri uscenti dal fit:

Tabella 7: Fit con la CB al MC di segnale.

α	-0.97 ± 0.34
m_0	$(0.0002 \pm 0.0012) \text{ GeV}$
n	3.50 ± 0.85
σ	$(0.0038 \pm 0.009) \text{ GeV}$
χ^2	51.7
ndf	16

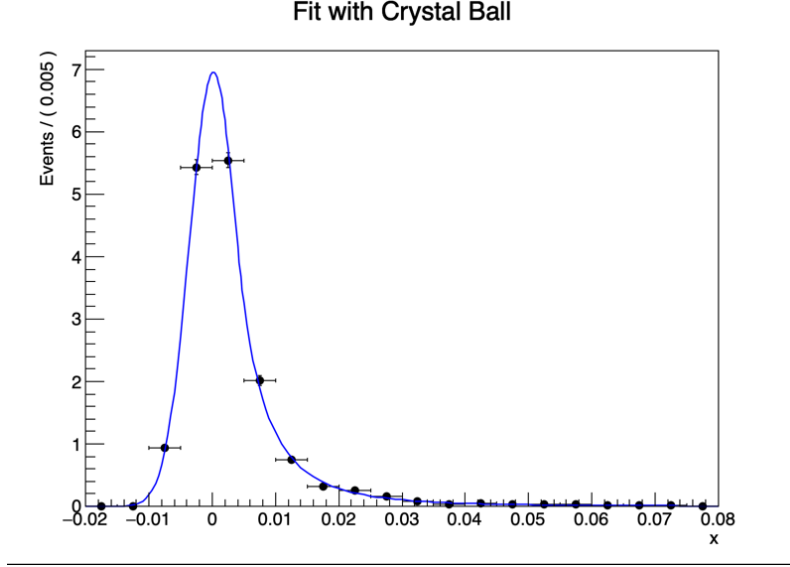


Figura 81: Fit alla distribuzione di ΔE per il canale $B \rightarrow \eta'(\rightarrow \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-)K_L$ da Monte Carlo

Si osserva che il valor medio della gaussiana coincide pressoché con lo zero, come ci si aspetta per la distribuzione di ΔE ricostruita correttamente. Non deve stupire che il valore del χ^2/ndf non sia buono, in quanto come detto sopra gli errori sui singoli punti sono molto piccoli. Inoltre questo fit non estrae ancora un risultato ma è solo un modo per predeterminare i valori dei parametri della CB più adatti ad eseguire il fit alla distribuzione finale di ΔE .

Per quanto riguarda il fondo, si vanno a sondare i parametri relativi alla funzione *Argus* effettuando un fit alla somma dei quattro canali di continuo mostrata in fig. 82, sempre riscalati a 50 fb^{-1} . In questo caso gli errori sono grandi a causa della scarsa statistica utilizzata fino ad ora. Il fit con la funzione Argus riproduce in maniera accettabile la distribuzione.:

Nella tabella 8 sono riportati i parametri della distribuzione stimati dal fit:

Il cut-off della distribuzione m_{co} è ad un valore di ΔE negativo, e da quel punto cresce in maniera monotona.

I parametri ottenuti da questi due fit preliminari sono poi stati inseriti come parametri di partenza del fit combinato alla distribuzione di ΔE complessiva, facendoli variare al massimo entro una deviazione standard stimata e lasciando invece liberi i pesi relativi della

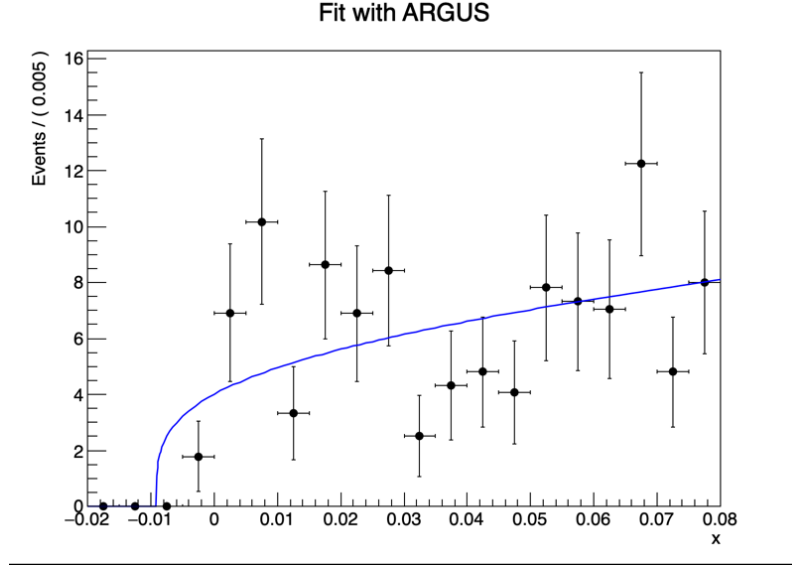


Figura 82: Fit alla distribuzione di ΔE per la somma dei canali di continuo adronico.

Tabella 8: Fit con la *Argus* al continuo adronico.

c	$(5.0 \pm 1.3) \cdot 10^2$
m_{co}	$(-0.00921 \pm 0.00004) \text{ GeV}$
p	0.27 ± 0.12
χ^2	31.7
ndf	17

CB e della *Argus*, ossia le abbondanze di segnale e di fondo. È importante notare che le distribuzioni dei campioni *mixed* e *charged* non sono state utilizzate per determinare i valori di partenza dei parametri delle due funzioni, ma il loro contributo alla distribuzione di ΔE finale può comunque essere tenuto in conto dalla variazione permessa dei parametri e dai pesi relativi delle due funzioni. Il fit combinato è mostrato in Figura 83.

Si osserva un leggero aumento del valor medio della Crystal Ball, probabilmente dovuto alla cinematica leggermente diversa delle altre componenti *peaking* con uno spazio delle fasi leggermente diverso: tutti gli altri valori risultano essere compatibili con quelli precedentemente calcolati, nei limiti dell'incertezza. La qualità del fit non è soddisfacente, ma visti gli errori statistici il risultato permette comunque di validare il metodo di analisi estraendo il numero di eventi di segnale.

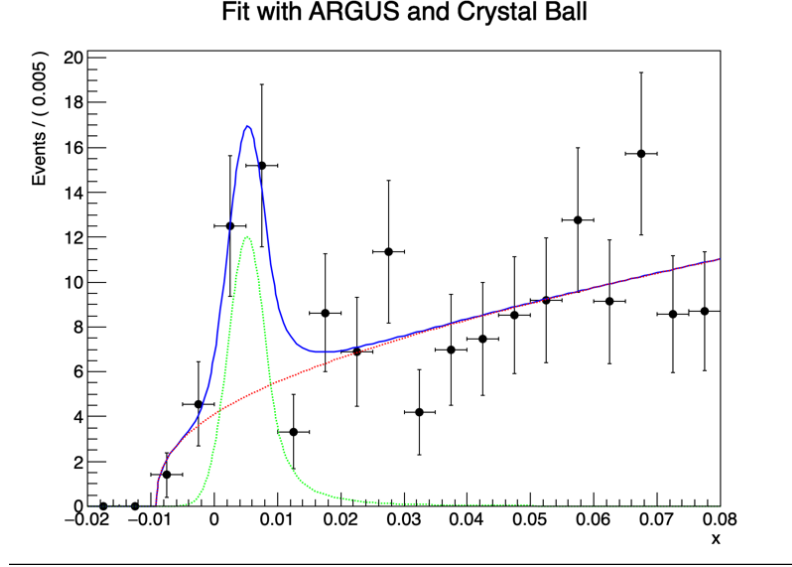


Figura 83: Fit alla distribuzione di ΔE simulata per una luminosità integrata di 50 fb^{-1} . In verde vi è la componente di *CB* (segnale), in rosso la *Argus* (fondo) e in blu la distribuzione somma.

6.3 Calcolo del rapporto di decadimento

Per stimare il BR complessivo della catena di decadimento $B \rightarrow \eta'(\rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-)K_L$ utilizziamo la seguente formula:

$$BR_{exp} = \frac{N_{sig} - N_{bkg}^{peak}}{\epsilon_{sig} * N_{tot}} = \frac{20 - 1.367}{0.0552 \cdot 5180000} = (6.5 \pm 2.3) \times 10^{-6}, \quad (29)$$

dove ϵ_{sig} è l'efficienza di ricostruzione del segnale a valle di tutte le selezioni (Tabella 5) e N_{tot} è il numero di mesoni B prodotti al picco della $\Upsilon(4S)$ ad una luminosità di 50 fb^{-1} e N_{bkg}^{peak} è la somma tra gli integrali delle curve delle distribuzioni risultanti dall'analisi dei canali che producono fondo *peaking* dopo averle riscalate alla luminosità di 50 fb^{-1} : l'incertezza è stimata propagando l'incertezza poissoniana del numero di conteggi che rientrano nella finestra di segnale per ognuno dei canali, e si ottiene $N_{bkg}^{peak} = 1.367 \pm 0.037$. L'errore ottenuto è puramente statistico e tiene conto non solo dell'errore del fit, ma anche di quello sull'efficienza di selezione.

Tabella 9: Fit combinato alla somma tra generico e continuo.

c	$(6.3 \pm 1.8) \cdot 10^2$
m_{co}	$(-0.00917 \pm 0.00006) \text{ GeV}$
p	0.39 ± 0.16
m_0	$(0.0052 \pm 0.0010) \text{ GeV}$
σ	$(0.0030 \pm 0.0010) \text{ GeV}$
α	-1.31 ± 0.43
n	2.7 ± 1.2
N_{sig}	20 ± 6
N_{bkg}	135 ± 12
χ^2	185
ndf	11

Il valore del BR così stimato è in accordo con quello noto da misure precedenti e ricavabile dalla media globale (*World Average*) nel *PDG* [10], pari a:

$$BR_{WA} = (5.52 \pm 0.34) \times 10^{-6}. \quad (30)$$

6.4 Possibili fonti di incertezze sistematiche

Come indicato in precedenza, le incertezze riportate per le grandezze stimate sono unicamente di natura statistica, dunque non tengono conto di alcune sistematicità che possono influire sui risultati ottenuti. Una prima fonte di incertezza sistematica può essere la modalità in cui sono stati graficati gli istogrammi (larghezza del *bin*, scelta della finestra di segnale etc.) e la conseguente scelta delle funzioni per eseguire il fit alle distribuzioni finali di ΔE .

Una sistematicità di impatto superiore proviene dalla capacità della simulazione Monte Carlo di riprodurre correttamente tutte le variabili degli eventi, come anche l'effetto delle selezioni sulle osservabili applicate sul dataset: ciò si traduce in un'ulteriore incertezza sulla stima dell'efficienza di selezione, in quanto ogni taglio può influire diversamente sui dati simulati e sui dati veri, e tale errore si propaga anche alla stima finale del rapporto di decadimento.

Infine, un'incertezza sistematica può essere dovuta alla scelta della procedura di *BDT*,

ovvero alla tecnica decisionale, alle variabili discriminanti e soprattutto al valore del *BDT Score* rispetto a cui si esegue il taglio: tale incertezza può essere stimata andando a variare leggermente la soglia per la selezione e osservare la variazione dell'effetto sul numero di eventi per ogni canale studiato.

Conclusione

La strategia di selezione degli eventi ha potuto evidenziare il canale di segnale $B \rightarrow \eta'(\rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-)K_L$ sia rispetto ai vari canali di fondo analizzati, sia all'interno del campione di eventi $b\bar{b}$ generico. Il secondo sotto-decadimento contenente il mesone ρ^0 va analizzato più approfonditamente, inserendo selezioni più stringenti sulla cinematica o che siano mirate ad eliminare processi con topologia simile che rientrano nella finestra di segnale.

Per abbattere il fondo proveniente dagli eventi del cosiddetto "continuo", ovvero $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$), è stata implementata un'analisi multivariata che utilizza la tecnica del *BDT*, sfruttando la diversa topologia di questi eventi rispetto agli eventi $b\bar{b}$. Sono state infine studiate le efficienze di selezione di tutti i campioni utilizzati.

Infine, con un fit alla distribuzione di ΔE comprensiva di tutti i contributi, per la quale si parametrizza il segnale con una funzione *Crystal Ball* ed il fondo con una funzione *Argus* inversa, si ottiene un conteggio del numero degli eventi di segnale selezionati e, correggendo per l'efficienza, si ottiene il valore del rapporto di decadimento di $B \rightarrow \eta'(\rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-)K_L$:

$$BR = (6.5 \pm 2.3) \times 10^{-6}, \quad (31)$$

compatibile entro l'errore statistico con il valore noto dalle misure precedenti e tabulato nel *PDG*.

Questo risultato costituisce una prima validazione del metodo di analisi, essenziale per poter procedere successivamente a studiare campioni di eventi con statistiche superiori, così da ridurre ulteriormente l'effetto dell'incertezza statistica, e soprattutto studiare le incertezze sistematiche attraverso campioni di controllo ed il loro confronto con i dati reali.

Riferimenti bibliografici

- [1] Donald H. Perkins - *Introduction to High Energy Physics, 4th edition* - 2000.
- [2] Robert Cahn, Gerson Goldhaber - *The experimental foundations of particle physics, 2nd Edition* - 2009.
- [3] The Belle II Collaboration - *The Belle II Physics Book*, 2019.
- [4] The Belle II Collaboration - *arXiv:2402.03713 [hep-ex]* - 03/2024.
- [5] The Belle II Collaboration - *arXiv:2106.15228v2 [hep-ph]* - 11/2021.
- [6] The Belle II Collaboration - <https://software.belle2.org/development/sphinx/onlinebook/.TheBelleIICollaboration> – *arXiv : 2405.07386[hep-ex]* – 05/2024
- [7] The Belle II collaboration - *arXiv:1809.01958 [physics.acc-ph]* - 09/2018
- [8] The Belle II Collaboration - *Performance of charged hadron identification with early Belle II data* - 06/2024.
- [9] The Belle II Collaboration - *Study of K_L^0 reconstruction efficiency at Belle II using the ISR reaction $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma_{ISR}$* - 07/2024.
- [10] S. Navas et al. (Particle Data Group)- *Phys. Rev. D* 110, 030001 - 2024.
- [11] The Belle II Collaboration - *Measurement of time dependent CP asymmetry in $B \rightarrow \eta'K$ decays using Belle II data* - 2023.
- [12] K. Albertsson et al., *TMVA 4 Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT (Users Guide)* - 05/2020.
- [13] ROOT Reference Guide - <https://root.cern.ch/doc/master/index.html>.

A Appendice A: Approfondimento sul *Boosted Decision Tree*

Vengono riportate in figura 84 le distribuzioni delle variabili utilizzate nel *BDT* e la forma che assumono per eventi di continuo e di generico:

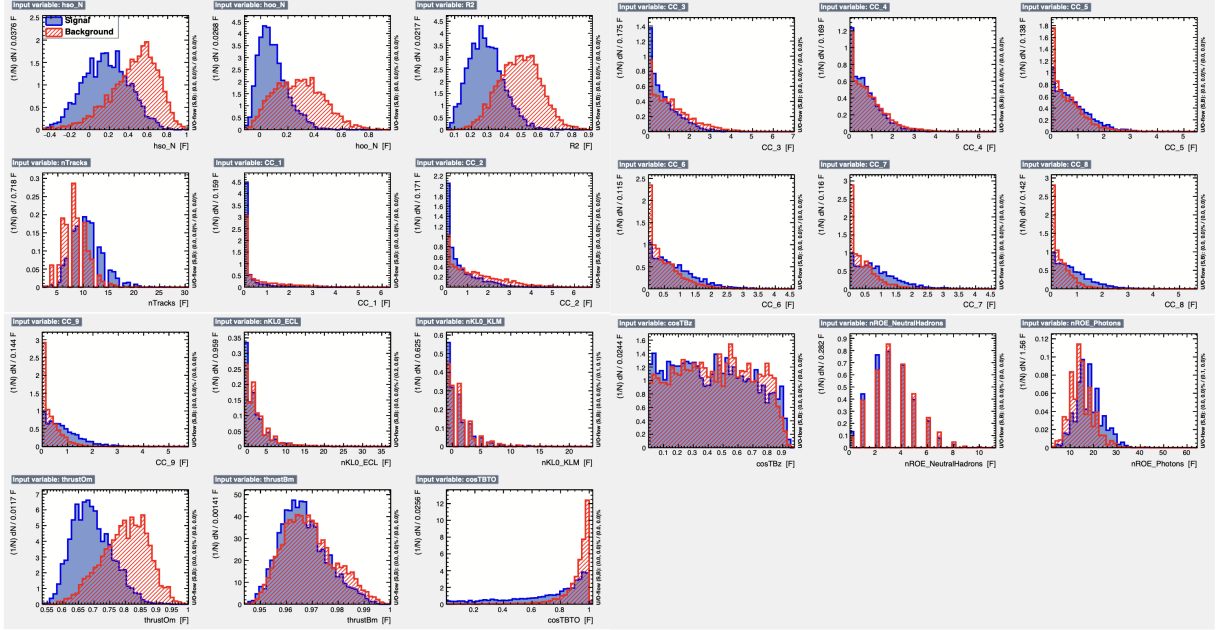


Figura 84: Distribuzioni delle variabili del *BDT* per generico (blu) e continuo (rosso).

Può essere interessante nello studio anche comprendere quanto le variabili incluse nello studio abbiano un impatto sull'analisi, e quanto siano correlate tra loro: si mostra successivamente la tabella con le variabili ordinate in ordine decrescente di importanza e le matrici di correlazione per segnale e fondo.

Tabella 10: Importanza delle variabili nel *BDT*.

R2	$6.513 \cdot 10^{-2}$
cosTBz	$6.203 \cdot 10^{-2}$
thrustBm	$5.514 \cdot 10^{-2}$
CC_2	$5.485 \cdot 10^{-2}$
thrustOm	$5.346 \cdot 10^{-2}$
nTracks	$5.276 \cdot 10^{-2}$
CC_3	$5.128 \cdot 10^{-2}$
nROE-NeutralHadrons	$5.044 \cdot 10^{-2}$
CC_6	$4.892 \cdot 10^{-2}$
CC_5	$4.725 \cdot 10^{-2}$
CC_4	$4.556 \cdot 10^{-2}$
cosTBTO	$4.535 \cdot 10^{-2}$
CC_7	$4.513 \cdot 10^{-2}$
hoo2	$4.389 \cdot 10^{-2}$
nROE-Photons	$4.334 \cdot 10^{-2}$
hso2	$4.284 \cdot 10^{-2}$
CC_9	$4.144 \cdot 10^{-2}$
CC_8	$4.069 \cdot 10^{-2}$
CC_1	$4.016 \cdot 10^{-2}$
nKL0-KLM	$3.965 \cdot 10^{-2}$
nKL0-ECL	$3.071 \cdot 10^{-2}$

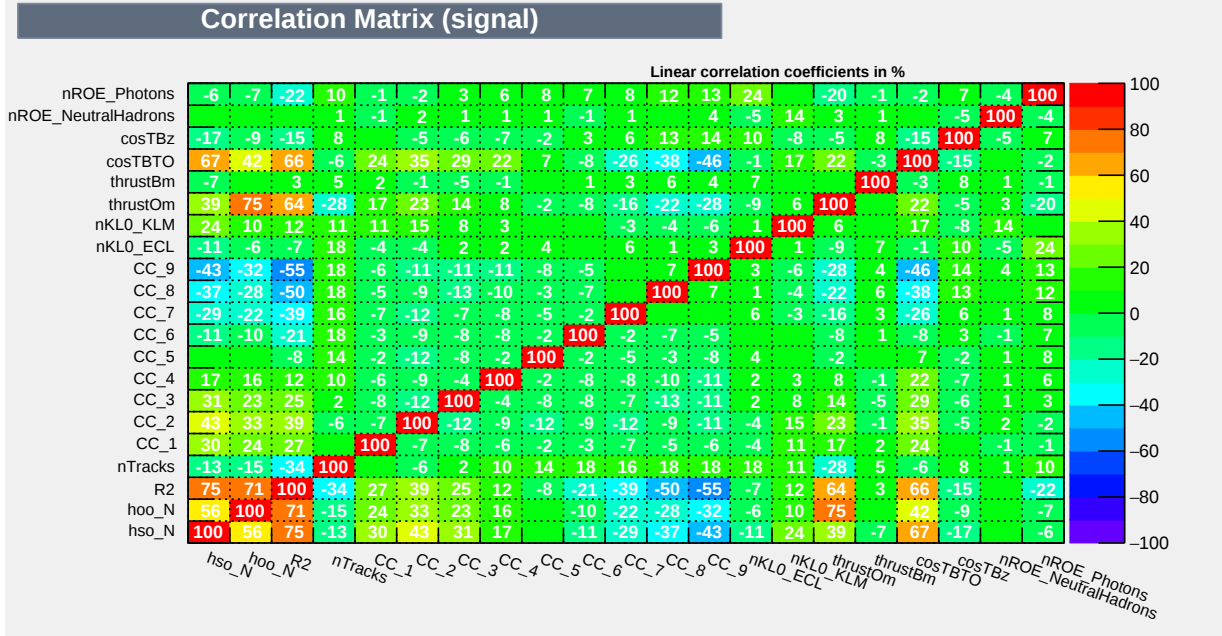


Figura 85: Matrice di correlazione per le variabili impiegate nel *BDT* per il generico.

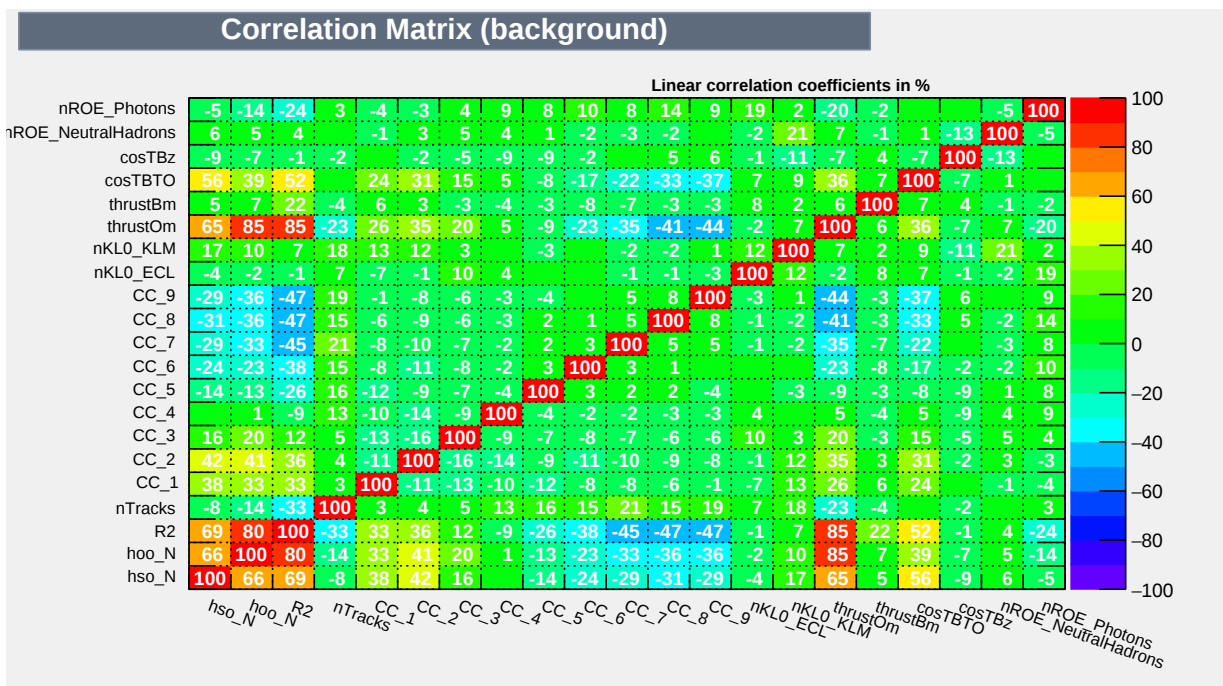


Figura 86: Matrice di correlazione per le variabili impiegate nel BDT per il continuo.