



# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Riscoperta di mesoni leggeri a Belle II

Relatore

Dr. Stefano Lacaprara

Laureando

Enrico Turato

Anno Accademico 2017/2018



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
1.1	Obiettivo . . . . .	3
1.2	Metodo . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Informazioni generali</b>	<b>5</b>
2.1	Descrizione del detector Belle II . . . . .	5
2.2	Ricostruzione degli eventi . . . . .	7
2.3	Dataset . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Analisi dati</b>	<b>9</b>
3.1	Decadimenti neutri . . . . .	9
3.1.1	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	9
3.1.2	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	16
3.2	Decadimenti carichi . . . . .	18
3.2.1	$\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$ . . . . .	18
3.2.2	$\phi \rightarrow K^+K^-$ . . . . .	20
3.2.3	$K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . . . . .	23
3.3	Decadimento misto . . . . .	29
3.3.1	$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>33</b>



# Capitolo 1

## Introduzione

### 1.1 Obiettivo

Belle II è un esperimento di fisica delle particelle dedicato alla fisica dei mesoni B che analizza eventi di collisione tra elettroni e positroni che avvengono grazie all'acceleratore SuperKEKB a Tsukuba in Giappone. Durante i primi mesi del 2018 sono stati raccolti eventi di collisione con il rivelatore parzialmente attivo. Per studiare le performance dell'apparato è stato utile riscoprire mesoni leggeri in diversi canali di decadimento in modo da analizzare risoluzioni, scale di energia e capacità di identificazione delle particelle. Si è visto come a seconda del decadimento considerato, dunque a seconda delle caratteristiche dei mesoni, siano interessate componenti diverse del rivelatore. I decadimenti che sono stati considerati in questa tesi sono:

- decadimenti neutri:  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  e  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ , che interessano soprattutto i calorimetri;
- decadimenti carichi:  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\phi \rightarrow K^+K^-$  e  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , grazie ai quali è stato possibile testare la ricostruzione del tracciatore e l'identificazione delle particelle;
- decadimento misto:  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

### 1.2 Metodo

Sono stati analizzati dati di collisioni raccolti da Belle II e dati ottenuti con simulazioni che sfruttano il metodo Monte Carlo (MC), utilizzando in larga parte il linguaggio di programmazione Python e di conseguenza alcuni suoi moduli quali Pandas [9], Pyroot e Matplotlib [6], con interfaccia Jupiter [4]. Sono state studiate selezioni per identificare i decadimenti di interesse e separare il segnale dal fondo. Per questo scopo, sono state usate le simulazioni MC che contengono anche le informazioni di generazione delle diverse particelle. Sono stati studiati vari aspetti del rivelatore:

- la risoluzione energetica dei calorimetri, sfruttando i due decadimenti neutri considerati e in particolare osservando la larghezza del picco di risonanza ricostruito;
- le scale di energia dei calorimetri e del tracciatore tramite la posizione dei picchi (rispettivamente grazie ai decadimenti neutri e carichi);
- infine l'identificazione di pioni e kaoni sfruttando i decadimenti  $\phi \rightarrow K^+K^-$  e  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

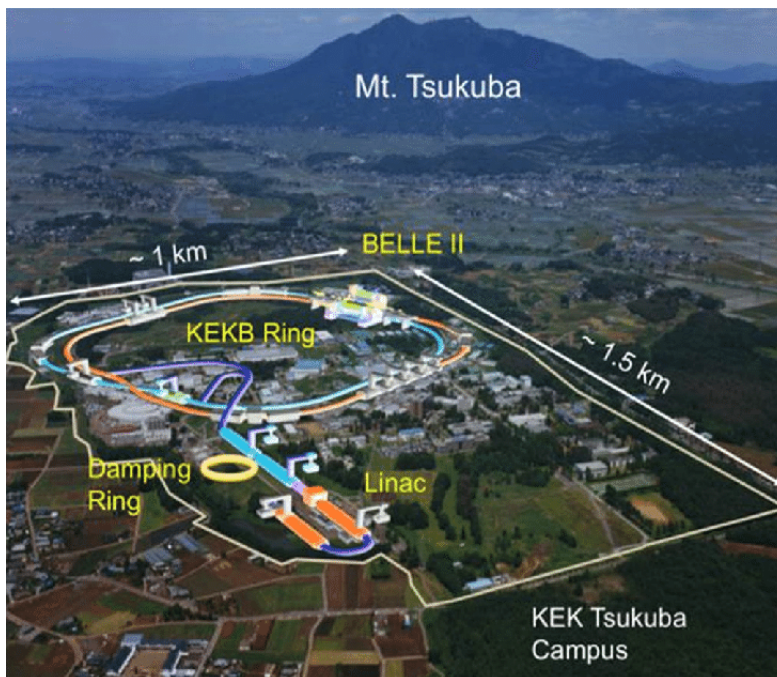
Per far emergere le quantità fisiche dai dati si sono sfruttati plot di massa invariante, fittati ogni volta con le funzioni più opportune. Delle funzioni densità di probabilità utilizzate e sul perché se ne parlerà in seguito caso per caso.



## Capitolo 2

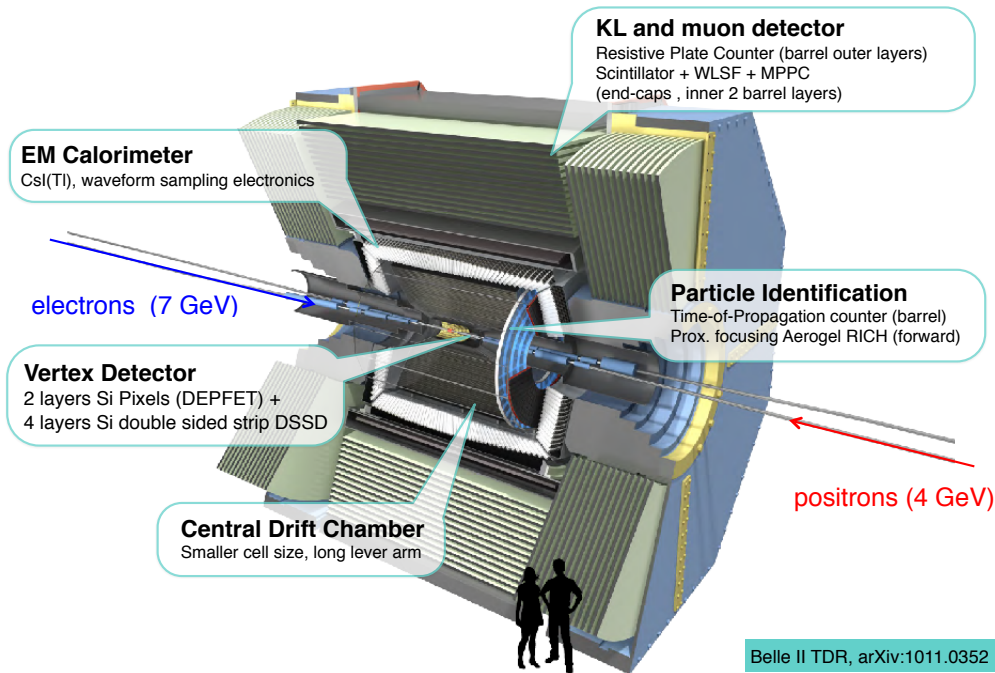
# Informazioni generali

### 2.1 Descrizione del detector Belle II



Il detector Belle II è un rivelatore che sarà utilizzato per la prossima generazione di esperimenti sui mesoni B a KEK [1]. L'organizzazione di ricerca per acceleratori ad alta energia, conosciuta come KEK, è un'organizzazione giapponese il cui scopo è quello di stabilire il più grande laboratorio di fisica delle particelle in Giappone, situato a Tsukuba. Il termine "KEK" è usato anche per riferirsi al laboratorio stesso, che impiega circa 695 dipendenti. La sua funzione principale è quella di fornire gli acceleratori di particelle e altre infrastrutture necessarie per la fisica ad alta energia, la scienza dei materiali e così via. Numerosi esperimenti sono stati costruiti a KEK dalle collaborazioni interne e internazionali che ne hanno fatto uso. Si osservi che KEK ha ospitato KEKB e Belle, che sono rispettivamente l'acceleratore e l'esperimento che, insieme a BaBar (a SLAC-US) ha studiato la fisica dei mesoni B e che ha portato al nobel di Kobayashi insieme a Maskawa. In quanto B-Factory di nuova generazione [2], si propone di ricercare nuova fisica in ambito dei sapori a luminosità elevate e di misurare con maggiore precisione alcuni parametri del Modello Standard nell'ambito della fisica del sapore. Il rivelatore raccoglie i dati derivati da collisioni tra elettroni e positroni originate dall'acceleratore SuperKEKB. Quest'ultimo riutilizza molte componenti da KEKB. SuperKEKB fa collidere elettroni a 7 GeV con positroni a 4 GeV (in confronto a KEKB, a 8 GeV e 3,5 GeV rispettivamente). L'acceleratore SuperKEKB è stato realizzato per ottenere collisioni la cui energia nel centro di massa si assesta nella regione di risonanza della particella  $\Upsilon(4s)$  che è appena sopra la soglia per la produzione di coppie

di mesoni B senza la presenza di particelle aggiuntive. SuperKEKB è inoltre costruito in modo tale da produrre fasci ad energie asimmetriche in modo tale da garantire un boost del sistema del centro di massa. Come con KEKB, SuperKEKB è costituito da due anelli di stoccaggio: uno per il fascio di elettroni ad alta energia (l'anello ad alta energia, HER) e uno per il fascio di positroni di energia inferiore (l'anello di bassa energia, LER). L'acceleratore ha una circonferenza di 3 km con quattro sezioni rettilinee e sale sperimentali. L'esperimento Belle II è situato al singolo punto di interazione a Tsukuba.



Belle II è costituito da vari sotto-rivelatori inseriti dentro un magnete che produce un campo magnetico di intensità pari a 1.5 T (tranne KLM che si trova al di fuori) che verranno di seguito presentate in funzione della distanza dal punto di interazione, dalla più interna alla più esterna.

Il nuovo vertex detector è composto da due dispositivi, il silicon Pixel Detector (PXD) e il Silicon Vertex Detector (SVD). Il primo e il secondo layer di raggi  $r = 14$  mm e  $r = 22$  mm (rispetto al punto di interazione) sfruttano sensori a pixel. I quattro rimanenti layer di raggi 38 mm, 80 mm, 115 mm, and 140 mm sono costituiti da dei double-sided silicon strip sensors. Questo rivelatore serve soprattutto a ricostruire con precisione i vertici secondari prodotti dal decadimento dei B e altre particelle. Rispetto al suo predecessore la beam pipe e i primi due layers sono più vicini al punto di interazione, mentre i layers più esterni si estendono a raggi maggiori.

Vi è poi una Central Drift Chamber (CDC) che consiste in un dispositivo di tracking. Essa fornisce una misura della posizione delle tracce cariche in N layer (strati) e quindi, grazie alla presenza del campo magnetico, la misura del momento. Rispetto al suo predecessore si estende maggiormente verso l'esterno (un raggio di 1130 mm rispetto ad uno di 880 mm) grazie alla presenza di un dispositivo per la PID (Particle identification), in più fornisce informazioni sulla PID tramite  $\frac{dE}{dx}$ .

A proposito della PID vi è poi un TOP (time-of-propagation) detector, costruito con barre di quarzo. Il TOP consiste in un particolare tipo di rivelatore Cherenkov nel quale le informazioni a due dimensioni fornite dal consueto anello vengono invece fornite dalla posizione di impatto e dal tempo di arrivo del fotone Cherenkov. Nella regione finale del detector vi è quello che viene definito "proximity-focusing Aerogel Ring-Imaging Cherenkov detector" (ARICH), il quale è stato inserito per separare kaoni da pioni e per discriminare pioni, muoni ed elettroni di momento maggiore a 0.5 GeV/c.

Si giunge così al calorimetro elettromagnetico che viene utilizzato per rivelare i raggi gamma così come per separare gli elettroni dagli adroni, in particolare dai pioni. Composto da un insieme di cristalli di CsI(Tl).

Infine la parte più esterna del detector Belle II, chiamata KLM (esterna al magnete), è adibita a rivelare kaoni e muoni, che sono particelle che si spingono fino oltre il detector.

Si osservi che la presa dati all'acceleratore è stata suddivisa in due fasi principali: nella prima fase di presa dati riguardante collisioni, chiamata fase 2 a causa del fatto che con fase 1 si è soliti indicare la fase nella quale è avvenuto il commissionamento dell'acceleratore nel 2016, cominciata a febbraio 2018 e terminata a luglio 2018, non era presente il detector di silicio interno.

## 2.2 Ricostruzione degli eventi

Si è lavorato su oggetti originati dal programma di ricostruzione che parte dai dati (di collisioni o simulati) forniti dai singoli rivelatori e ricostruisce oggetti più complessi (come ad esempio cluster nei calorimetri oppure tracce nel tracciatore), che poi sono combinate tra di loro per risalire alle catene di decadimento che poi sono state analizzate. In conclusione, le particelle ricostruite utilizzate (che possono essere neutre o cariche) sono state fornite dalla ricostruzione con associati i relativi quadrimomenti, oltre che ad informazioni specifiche quali ad esempio la forma dei cluster e il numero di hits sfruttati nella CDC.

## 2.3 Dataset

Vengono ora introdotti i dataset relativi agli eventi generati tramite il metodo Monte Carlo. Il processo di generazione si è sviluppato nel modo seguente. Per prima cosa sono stati generati eventi tramite una simulazione dei processi fisici reali. Le particelle prodotte da questa interazione sono state poi immesse in una simulazione dettagliata del rivelatore Belle II (che risulterà essere dunque, molto realistico e completo ma pur sempre un detector ideale) tenendo conto delle varie caratteristiche delle componenti e delle possibili interazioni con il materiale. La risposta dei rivelatori simulata e' usata dal programma di ricostruzione esattamente come per i dati di collisioni. I dati da analizzare vengono classificati in base alla provenienza e ad essi è associata una differente sigla. Nel corso del documento ci si riferirà più volte ad essi sfruttando tali sigle; per questo motivo è bene introdurre:

- MC: si fa riferimento ai dati generati dalle simulazioni Monte Carlo che contengono le informazioni di generazione (si tratta di simulazioni che sono per la maggior parte riguardanti processi esclusivi). Queste informazioni di generazione dicono con certezza, ad esempio, l'esatta natura di ogni candidato ricostruito e dunque se si tratta di effettivo segnale o di fondo;
- DC: letteralmente "Data Challenge", ovvero dati generati da simulazioni che però non contengono le informazioni di generazione. Contengono, però, le combinazioni di tutti i processi che ci si aspettano dalle collisioni con le corrette proporzioni. Questo poiché lo scopo e' quello di avere un campione più vicino possibile a quello che si avrà dalle collisioni classificate come "fase 3" per dimostrare di essere in grado di fare tutte le analisi. In questo caso il rivelatore simulato è completo del VTX. Si osservi, inoltre, che per quanto riguarda gli eventi in questo tipo di dataset, si è guardata solo una frazione di essi, nei quali è stata richiesta la ricostruzione di una risonanza leggera (tra cui quelle studiate in questa tesi) e contemporaneamente un  $K_s^0$ . Questo perchè servono per analizzare decadimenti del tipo  $B^0 \rightarrow \eta' K_s^0$  e simili. Quindi vi è una richiesta implicita sulla presenza di entrambe le particelle, che invece non è presente nei dati di collisione e nel dataset MC.

I dataset MC possono essere poi suddivisi in due sottocategorie dette MC Inclusivi e MC Esclusivi. Come si può ben capire nei MC Esclusivi sono stati simulati solo quegli eventi di interesse che

quindi seguono distribuzioni ben precise. In genere, però, sono generati anche dati che seguono altre distribuzioni (MC Inclusivi). I processi esclusivi utilizzati sono:

- $B^0 \rightarrow \eta' K_s^0 (\rightarrow \pi^+ \pi^-)$ ;
- $\eta' \rightarrow \eta (\rightarrow \gamma \gamma) \pi^+ \pi^-$ ;
- $\eta' \rightarrow \eta (\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) \pi^+ \pi^-$ ;
- $\eta' \rightarrow \rho (\rightarrow \pi^+ \pi^-) \gamma$ .

Mentre i processi inclusivi riguardano tutti quei processi del tipo  $e^+ e^- \rightarrow c \bar{c}$ . Vi sono poi i dataset relativi alle collisioni effettive che vengono solitamente indicati con "Data":

- DATA: dati di collisioni reali raccolti nella fase 2 con il rivelatore senza VTX e che contengono l'informazione fisica.

Per un'analisi dati efficiente e il più possibile mirata è necessaria la presenza di tutte e tre queste tipologie di dataset. Solitamente si parte dal MC e si iniziano a studiare delle selezioni plausibili. Queste ultime vengono poi applicate al DC per vedere se riescono a far emergere il picco di risonanza senza avere a disposizione l'informazione sul segnale e sul fondo in maniera esplicita. Dopo aver eseguito le necessarie attività di ottimizzazione e dopo aver studiato a sufficienza il segnale che ci si aspetta di vedere, si possono applicare tali selezioni ai dati fisici dai quali si cercherà di far emergere la risonanza della particella cercata.

Per concludere quanto già detto prima in merito alla differenza tra i dataset dal punto di vista degli eventi, si osservi che i valori di yield trovati nei dataset DC e nei dati di collisioni non sono confrontabili, come verrebbe da fare avendo a disposizione i valori di luminosità, in quanto appartengono a campioni diversi. Prendendo per esempio il caso del mesone  $\eta$ : nel dataset DC oltre ad essere richiesta la presenza del mesone  $\eta$  si ha la presenza anche di un  $K_s^0$ , ed il numero di eventi risulta molto diverso rispetto al caso in cui fosse richiesta la presenza solo del  $\eta$ .

# Capitolo 3

## Analisi dati

### 3.1 Decadimenti neutri

#### 3.1.1 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Il primo decadimento considerato è quello che a partire da un pione neutro conduce a due fotoni. Si è dunque scelto di iniziare a studiare la calibrazione dei calorimetri.

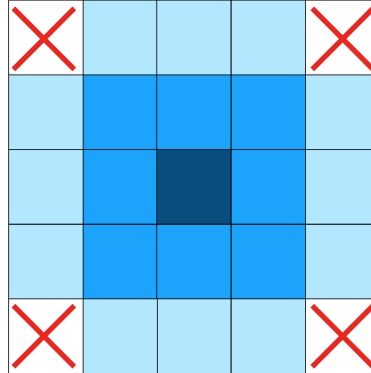
Il pione è una particella della famiglia dei mesoni (detta anche mesone  $\pi$ ) che può presentarsi secondo tre stati elettrici:  $\pi^\pm$  (carichi) di massa  $139.57018(35)\text{MeV}/c^2$  e  $\pi^0$  (neutro) di massa  $134.9766(6)\text{MeV}/c^2$ . I pioni hanno spin nullo, massa pari a circa 270 volte quella dell'elettrone e risultano composti di quark di prima generazione. I pioni formano insieme un tripletto di isospin. Sebbene previsti come particelle che trasportano l'interazione nucleare da Hideki Yukawa nel 1935 [13], i pioni carichi sono stati osservati per la prima volta nel 1947 nella radiazione cosmica [10], mentre i primi pioni neutri sono stati rilevati nel 1950. I pioni carichi decadono con un tempo di vita medio di circa 20 ns formando muoni e neutrini muonici [3] e grazie a questa vita media molto lunga sono di fatto particelle stabili (o quasi) per quanto riguarda il rivelatore considerato. Più raramente decadono in un positrone o in un elettrone. I pioni neutri decadono con un tempo di vita molto più breve, circa 8 ordini di grandezza inferiore, a causa della differenza tra il tipo di interazione coinvolta nel decadimento: elettromagnetica nel caso dei  $\pi^0$ , debole nel caso dei  $\pi^\pm$ . A causa di quest'ultimo fatto, nel decadimento  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  non si osserva la presenza di un vertice secondario il che vuol dire che dopo essere stato prodotto, il pione neutro decade quasi immediatamente in due fotoni che si originano nel vertice primario.

Un fascio di fotoni che attraversa un certo materiale subisce un'attenuazione della sua intensità secondo la relazione  $I = I_0 e^{-\mu x}$ , dove  $I_0$  è l'intensità iniziale del fascio,  $x$  lo spessore del materiale e  $\mu$  il coefficiente di assorbimento. L'interazione dei fotoni con la materia è legata principalmente a tre processi: l'effetto fotoelettrico, l'effetto Compton e la produzione di coppie  $e^+ e^-$ . L'interazione dei fotoni con la materia dipende dal numero atomico del materiale,  $Z$ : tanto più  $Z$  è elevato tanto più i fotoni interagiscono con la materia (e quindi con gli elettroni atomici del materiale). Il rivelatore viene infatti costruito con materiali a "basso  $Z$ " nella regione tracciante e ad "alti  $Z$ " nei calorimetri in modo che i fotoni arrivino ai calorimetri e si sviluppino ivi gli sciami.

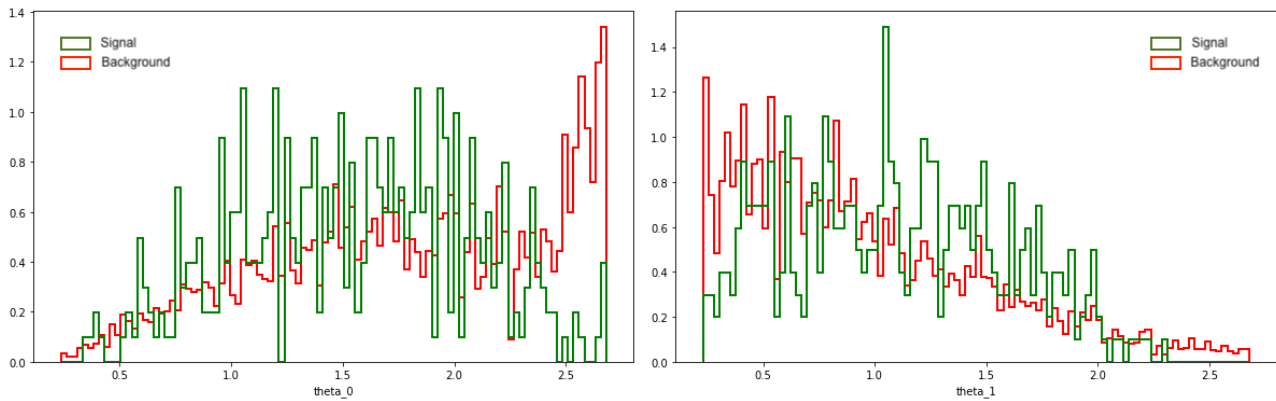
Di seguito sono descritte le variabili importanti per questo decadimento e sulle quali poi sono stati ottimizzati i tagli:

- le energie dei due fotoni che verranno indicate con  $E_0$  e  $E_1$  (si osservi che d'ora in avanti ci si riferirà sempre alla prima particella prodotta con il pedice "0" e alla seconda particella prodotta con il pedice "1");
- gli angoli di emissione dei due fotoni nel sistema di riferimento del laboratorio  $\theta_0$  e  $\theta_1$ ;
- i numeri di hits di entrambi i fotoni nei cristalli del calorimetro, indicati con  $N_{Hits}$ ;

- la variabile caratterizzata dal rapporto  $\frac{E_9}{E_{21}}$ , sensibile alla forma dello sciame elettromagnetico dei fotoni. Si consideri un quadrato di area  $5 \times 5$  torri, questo lo si può suddividere in 25 celle unitarie. Tale quadrato sarà composto da un core dato da un altro quadrato ( $3 \times 3$  torri) e da una "corona" composta da 16 celle unitarie in totale. La variabile considerata rappresenta il rapporto tra l'energia dello sciame incidente sul quadrato dato da  $3 \times 3$  celle e l'energia dello sciame incidente sul quadrato  $5 \times 5$  al quale sono state rimosse le 4 celle unitarie ai vertici ( $25-4 = 21$ ). Questi quadrati rappresentano la superficie esposta allo sciame delle "torri" dei calorimetri. Entrando ora più nello specifico dal punto di vista delle dimensioni fisiche, nel quadrato  $3 \times 3$  è possibile inscrivere una circonferenza di raggio pari al raggio di Molière. Questo poiché uno sciame elettromagnetico da un fotone ha un raggio confrontabile con quello di Molière. Da un punto di vista grafico:



Per stabilire quali tagli effettuare si è cominciato innanzitutto osservando la distribuzione del segnale rispetto al fondo per ogni variabile, cosa che è stato possibile fare soltanto con il dataset MC in quanto contiene le informazioni di generazione. Di seguito si riporta un esempio delle distribuzioni:



A questo punto si è cercato di imporre dei valori limite per ogni variabile in modo tale da eliminare più fondo che segnale. Si è intervenuti a questo punto con il processo di ottimizzazione con il quale è stato possibile stabilire i valori migliori su cui tagliare ovvero quelli che massimizzano la "figure of merit" (FOM) e l'efficienza. Si è sfruttata la seguente definizione di efficienza:

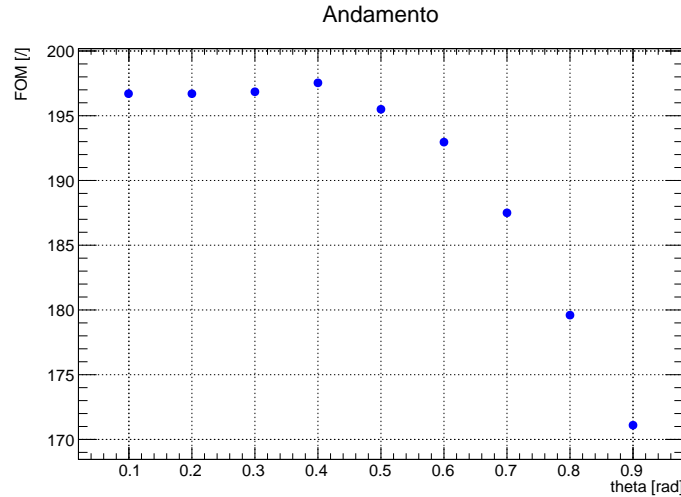
$$\epsilon = \frac{N_S}{N_S + N_B},$$

dove  $N_S$  rappresenta in qualche modo l'intensità del segnale e  $N_B$  quella del fondo. Per quanto riguarda la FOM si è utilizzata la seguente espressione:

$$f = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + N_B}}.$$

Tornando al processo di ottimizzazione, sostanzialmente è stato eseguito un ciclo su ogni variabile che fa variare di poco la selezione e che restituisce per ogni valore l'efficienza e la FOM che vengono poi rappresentate graficamente tramite punti per capirne l'andamento in funzione del taglio imposto su una variabile. Si riporta di seguito un esempio di quanto fatto nel caso del taglio su  $\theta_1$  per studiare la sua influenza sulla selezione completa.

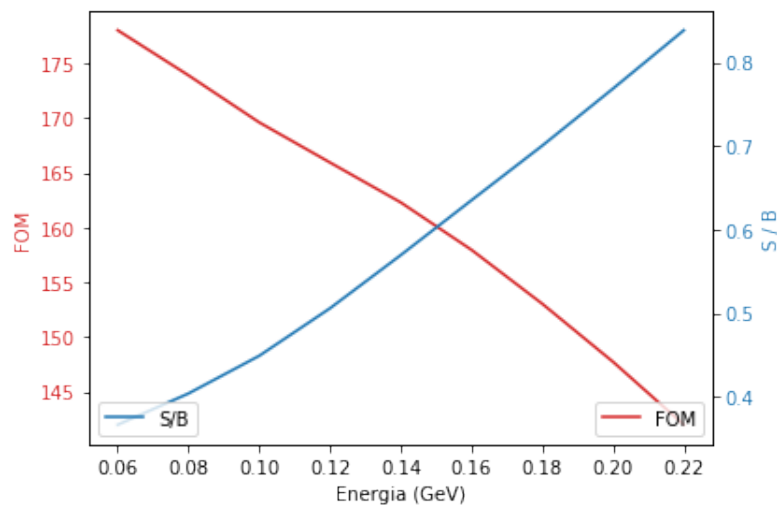
Figura 3.1: Grafico che mostra l'andamento della FOM in funzione di valori di  $\theta_1$ , ossia  $\theta_1 > 0.1$ ,  $\theta_1 > 0.2$ , ecc... per il dataset MC.



Come si vede il taglio più ragionevole per porsi intorno alla zona di massimo della FOM era  $\theta_1 > 0.3$ .

Dopo aver definito i tagli di base si sono studiate le distribuzioni del segnale e del fondo al variare dell'energia dei fotoni per capire se fosse possibile ripulire il segnale nuovamente. Studiando l'andamento della FOM in funzione dell'energia dei due fotoni e l'andamento del rapporto tra il numero di eventi di segnale e il numero di eventi di fondo, si è visto che imponendo la massimizzazione della FOM mantenendo il rapporto  $\frac{N_s}{N_b}$  ragionevolmente elevato si è trovato che il taglio sull'energia dei due fotoni più ragionevole è  $E > 0.14$  GeV.

Figura 3.2: Andamento della FOM e di  $\frac{N_s}{N_b}$  in funzione dell'energia dei due fotoni.



Dopo il processo di ottimizzazione si è giunti alla seguente selezione:

- $(0.55 < \theta_0 < 2.4)$  rad;
- $(0.3 < \theta_1 < 2)$  rad;
- $5 < N_{Hits} < 12$ ;
- $\frac{E_0}{E_{21}} > 0.9$ ;
- $E > 0.14$  GeV.

Si è quindi applicata tale selezione ai dataset in nostro possesso ed è stato eseguito un fit che viene presentato sovrapposto alle occorrenze. La funzione utilizzata per il fit non è una semplice gaussiana bensì una Crystall Ball [5]:

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \text{per } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n}, & \text{per } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases}$$

$$\text{con } A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right), \quad B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|, \quad N = \frac{1}{\sigma(C+D)}, \quad C = \frac{n}{|\alpha|} \cdot \frac{1}{n-1} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right),$$

$$D = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{|\alpha|}{\sqrt{2}}\right)\right).$$

$N$  è un fattore di normalizzazione e  $\alpha, n, \bar{x}$  e  $\sigma$  sono parametri ottenuti dal fit sui dati.  $\operatorname{erf}$  è la funzione degli errori. La funzione Crystall Ball, chiamata così grazie ad un omonimo esperimento avvenuto nel 1979 in collaborazione con l'acceleratore di particelle SPEAR a SLAC, consiste in una funzione densità di probabilità utilizzata solitamente in vari processi accomunati da perdite di energia nella fisica delle alte energie. Essa consiste in un core gaussiano e in una coda esponenziale. In questo caso si è resa particolarmente utile a causa della perdita di energia dei fotoni che si verifica in questo caso e di conseguenza una funzione gaussiana non avrebbe rappresentato propriamente tutta la situazione fisica. Eseguendo i fit applicando la selezione si è ottenuto quanto segue:

Figura 3.3: Distribuzione di massa invariante di due fotoni per dataset MC e DC ( $L_{int} = 5fb^{-1}$ ), insieme ad un fit Crystall Ball (in rosso) + una retta (in blu).

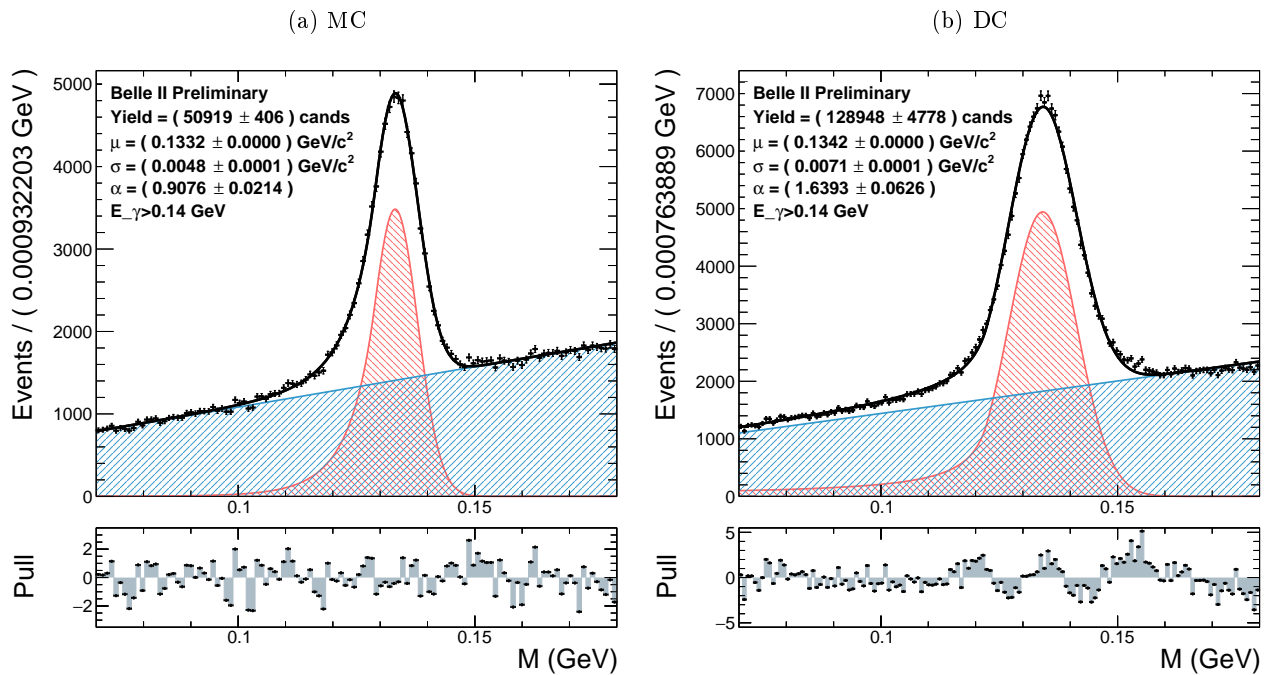


Figura 3.4: Distribuzione di massa invariante di due fotoni per dataset Data ( $L_{int} = 491.5pb^{-1}$ ), insieme ad un fit Crystall Ball (in rosso) + una retta (in blu).

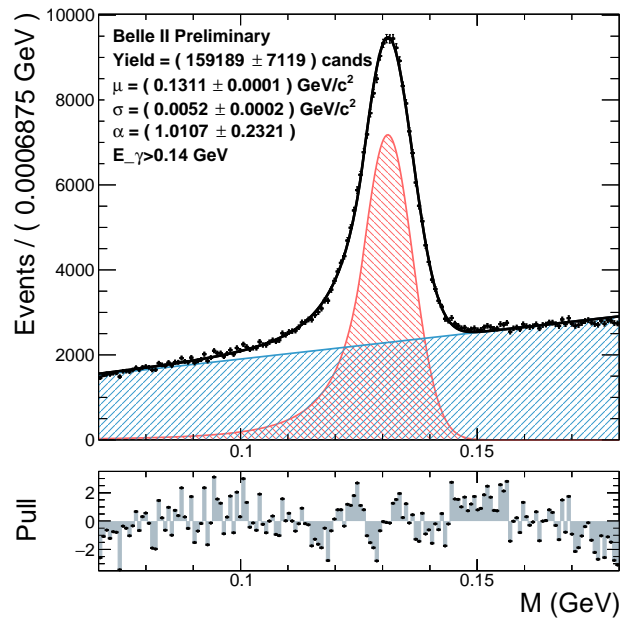


Tabella 3.1: Gli errori associati alle misure riportate in tabella sono errori puramente statistici derivati dal fit (errore del PDG escluso). Sono molto piccoli a causa dell'elevato numero di eventi considerati.

	MC	DC	DATA	PDG
valore centrale ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.1332 \pm 0.0001$	$0.1342 \pm 0.0001$	$0.1311 \pm 0.0001$	$0.1349766 \pm 0.0000006$
sigma ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.0048 \pm 0.0001$	$0.0071 \pm 0.0001$	$0.0052 \pm 0.0002$	/

Confrontando le simulazioni con i dati di collisioni si vede che il picco è ragionevolmente compatibile ma differisce di qualche MeV a seconda del dataset. Ricollegandosi a quanto già espresso nella descrizione dei dataset, il numero di eventi nel picco di segnale del  $\pi^0$  (yield) nei dati di collisione e nel dataset DC, non è confrontabile (pur se riscalato tramite i valori di luminosità integrata) a causa della preselezione sul DC.

Eseguendo il rapporto tra il valore centrale dei dati di collisioni e il valore centrale del MC si trova 98.4%. Dunque la calibrazione nei dati è simulata nel MC con un errore del 1.6%.

La differenza tra il valore trovato e il valore riportato dal PDG è dovuta alla coda radiativa. La calibrazione del calorimetro avviene in modo tale che  $E_{reco} - E_{gen}$  abbia un picco a zero, ma è presente una coda radiativa. Quando si ricostruisce la massa  $M_{\gamma\gamma}$ , le code fanno sì che il picco della massa sia spostato rispetto al valore nominale.

Per quanto riguarda lo sigma si vede come nei dati di collisioni si abbia una risoluzione migliore rispetto che al dataset DC. Questo è causato dalla presenza del fondo legato ai fasci di elettroni/positroni (beam background). Il beam background è un fondo che non è legato alle collisioni e+e- vere e proprie, ma ai fasci che interagiscono con i collimatori, con il gas residuo nella beam pipe e con tutte le altre componenti del rivelatore. È un problema molto serio per SuperKEKB e ha un impatto importante sul rivelatore principalmente per due motivi. Innanzitutto per la vita del rivelatore in quanto pur essendo composto in gran parte da fotoni di bassa energia, a causa del numero elevato di questi, possono arrivare a danneggiare alcuni rivelatori e componenti, in particolare i fotomoltiplicatori del TOP. Il secondo motivo per cui il beam background è un problema è perché tali fotoni vengono visti dai calorimetri e si sovrappongono ai fotoni che trasportano la vera informazione fisica che ci interessa (come quelli derivati da pioni neutri), peggiorando la risoluzione e spostando il picco verso valori più alti. Il dataset DC è la simulazione della fase 3, dove il beam background è molto più alto di quello in fase 2 (perché i fasci saranno molto più intensi) e quindi è ragionevole avere una larghezza dei picchi più grande. Per quanto riguarda il confronto tra il dataset MC e i dati di collisioni si vede come i valori di sigma risultino compatibili. Si è eseguito poi uno studio su uno dei parametri che si ottengono

eseguendo fit di quel tipo: la sigma.

L'espressione che si ottiene tramite i quadrimomenti per la massa invariante della particella che decade, in questo caso è:

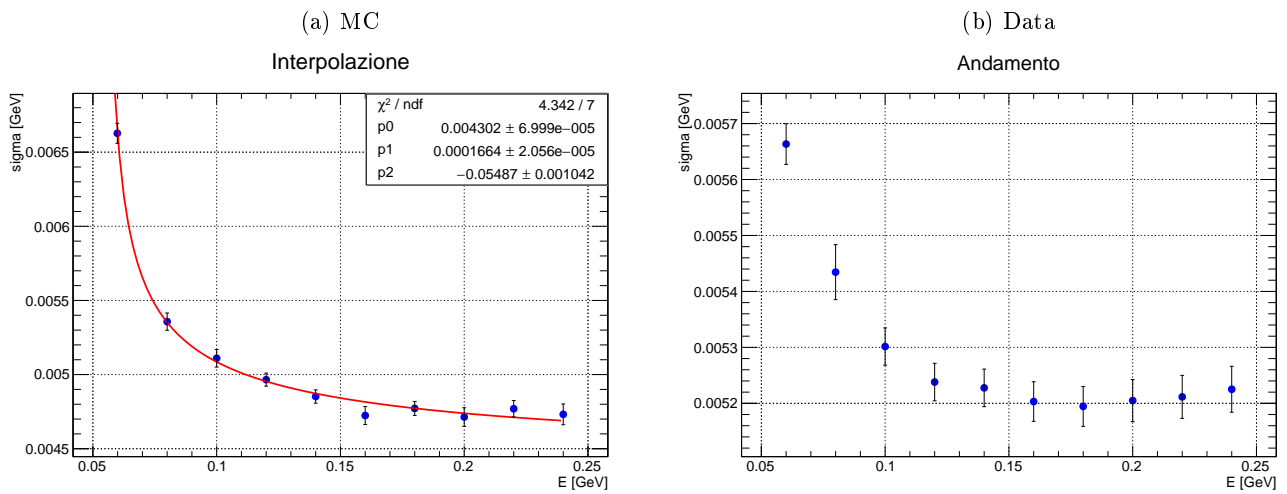
$$m_{\pi} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos(\alpha))},$$

con  $\alpha$  angolo tra i due fotoni. A questa è possibile associare una sigma calcolata tramite propagazione che presenta un andamento teorico di questo tipo, considerando solo l'energia soggetta ad errore:

$$\sigma(E) = a + \frac{b}{\sqrt{E + c}}.$$

Si è inoltre verificato l'andamento atteso della  $\sigma$  in funzione dell'energia dei due fotoni (come ci si attendeva trattandosi il MC di una simulazione fisica). Ben più importante è stato osservare un andamento qualitativamente analogo per quanto riguarda i dati di collisioni.

Figura 3.5: In questi grafici nell'asse delle ordinate è presente  $\sigma$  mentre nell'asse delle ascisse l'energia E dei due fotoni. Per quanto riguarda i parametri:  $a \equiv p0$ ,  $b \equiv p1$  e  $c \equiv p2$ .



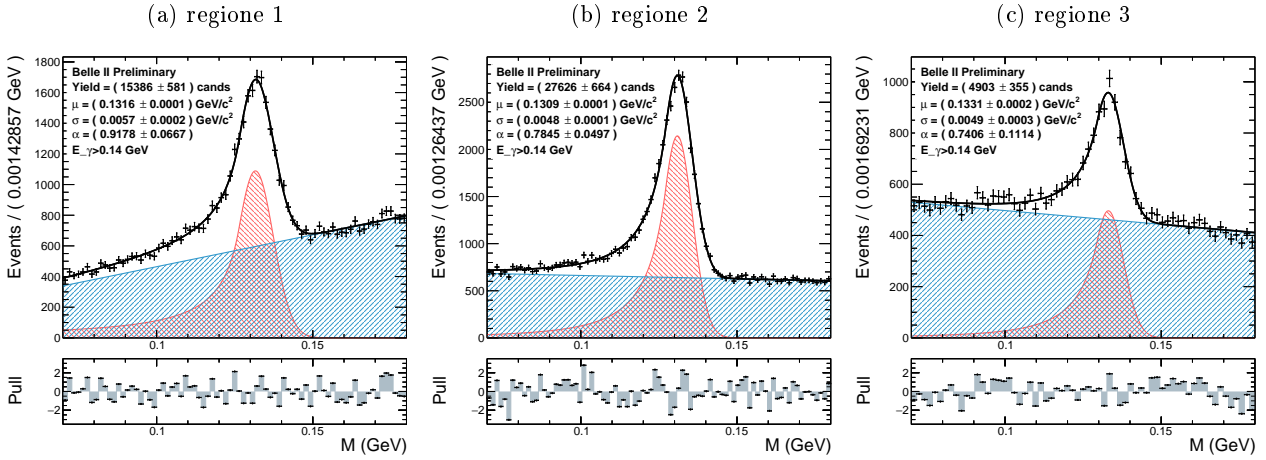
Si è inoltre eseguito uno studio sul variare della sigma suddividendo lo spazio in tre regioni di  $\cos(\theta)$  basandosi sui valori di accettazione del calorimetro. Dal punto di vista numerico si ottengono i seguenti tre range associati alle tre regioni:

1.  $-0.87 < \cos(\theta) < -0.52$  (backward);
2.  $0.52 < \cos(\theta) < 0.86$  (central);
3.  $0.87 < \cos(\theta) < 0.95$  (forward).

Si è, dunque, modificata la selezione precedente a seconda della regione studiata. Oltre a mantenere i tagli già descritti si è cambiato il taglio su  $\theta$  in  $\cos(\theta)$  nel seguente modo: il plot "regione 1" richiede che un fotone sia nella regione (e sull'altro non si impongono vincoli), idem per la "regione 3", mentre per la "regione 2" si è imposto il taglio su entrambi, ossia entrambi i fotoni devono essere "centrali". Quanto fatto per il primo fotone lo si è poi fatto anche per l'altro in modo tale da osservare se a seconda del fotone scelto ci fossero delle variazioni.

Per quanto riguarda il primo fotone, si sono ottenuti i seguenti fit:

Figura 3.6: Questi fit si riferiscono ai dati di collisioni e riguardano i risultati ottenuti imponendo le selezioni nelle tre regioni come specificato.



Per quanto riguarda il secondo fotone, invece:

Figura 3.7: Questi fit si riferiscono ai dati di collisioni e riguardano i risultati ottenuti imponendo le selezioni nelle tre regioni come specificato.

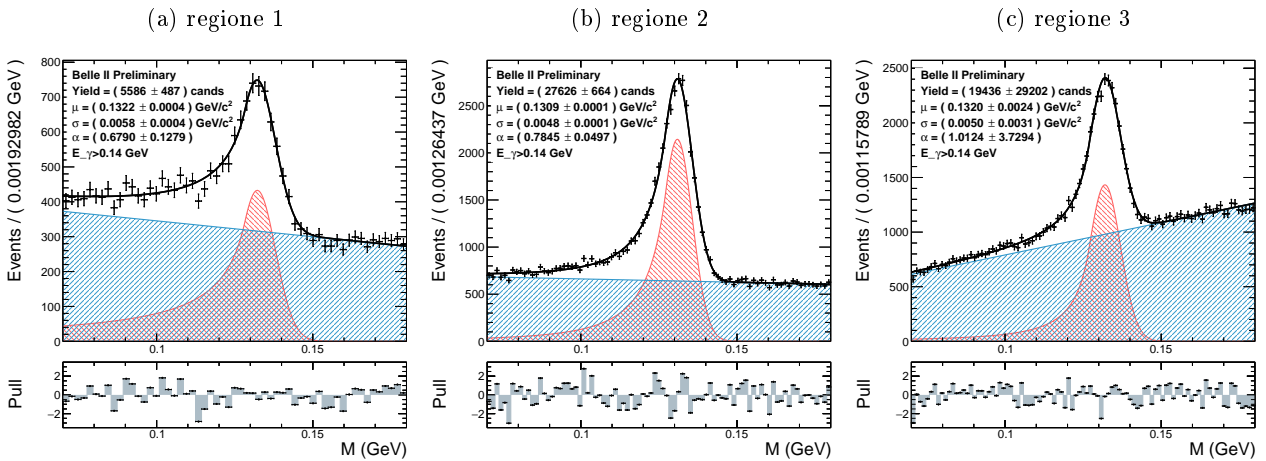


Tabella 3.2: Tabella riassuntiva sullo studio della risoluzione nelle tre regioni di  $\theta$  per i due fotoni nei dati di collisioni.

	regione 1	regione 2	regione 3
$\sigma$ fotone 1 ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.0057 \pm 0.0002$	$0.0048 \pm 0.0001$	$0.0049 \pm 0.0003$
$\sigma$ fotone 2 ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.0058 \pm 0.0004$	$0.0048 \pm 0.0001$	$0.0050 \pm 0.0031$

Da questi grafici si può dedurre che la posizione del picco è ragionevolmente stabile mentre la risoluzione è migliore nella regione centrale rispetto che indietro e in avanti dove peggiora leggermente. La risoluzione non mostra differenze importanti a seconda che si consideri uno piuttosto che l'altro fotone. Si osserva che il fondo risulta minore nella regione centrale (regione 2).

3.1.2  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ 

Il secondo decadimento considerato è un decadimento analogo a quello precedente.

Il simbolo  $\eta$  indica una famiglia di mesoni leggeri [7] [8]. Comprende i mesoni  $\eta(547)$ ,  $\eta'(958)$  e altre particelle di massa maggiore (il numero tra parentesi è il valore della massa in MeV approssimato a tre cifre significative). L'  $\eta$  decade in due fotoni con una probabilità del  $(39.41 \pm 0.20)\%$  mentre decade in due pioni carichi e in uno neutro con una probabilità del  $(22.92 \pm 0.28)\%$  (Particle Data Group [11]). Quanto detto per il pione neutro vale anche per questo decadimento: si osservano dunque sciami elettromagnetici e la parte maggiormente interessata del detector da questo decadimento è il calorimetro. La procedura seguita per giungere a selezioni efficaci è totalmente analoga a quella spiegata precedentemente. Le variabili importanti per questo decadimento e sulle quali poi sono stati ottimizzati i tagli sono le stesse del pione neutro. Dopo il processo di ottimizzazione si è giunti alla seguente selezione:

- $(0.3 < \theta < 2.3)$  rad;
- $5 < N_{Hits} < 20$ ;
- $\frac{E_0}{E_{21}} > 0.9$ ;
- $E_0 > 0.35$  GeV e  $E_1 > 0.35$  GeV.

Si è quindi applicata tale selezione ai dataset in nostro possesso ed è stato eseguito un fit che viene presentato sovrapposto ai dati. La funzione utilizzata per il fit è una Crystall Ball.

Figura 3.8: Distribuzione di massa invariante di due fotoni per dataset MC e DC ( $L_{int} = 5fb^{-1}$ ), insieme ad un fit CB (in rosso) + una retta (in blu).

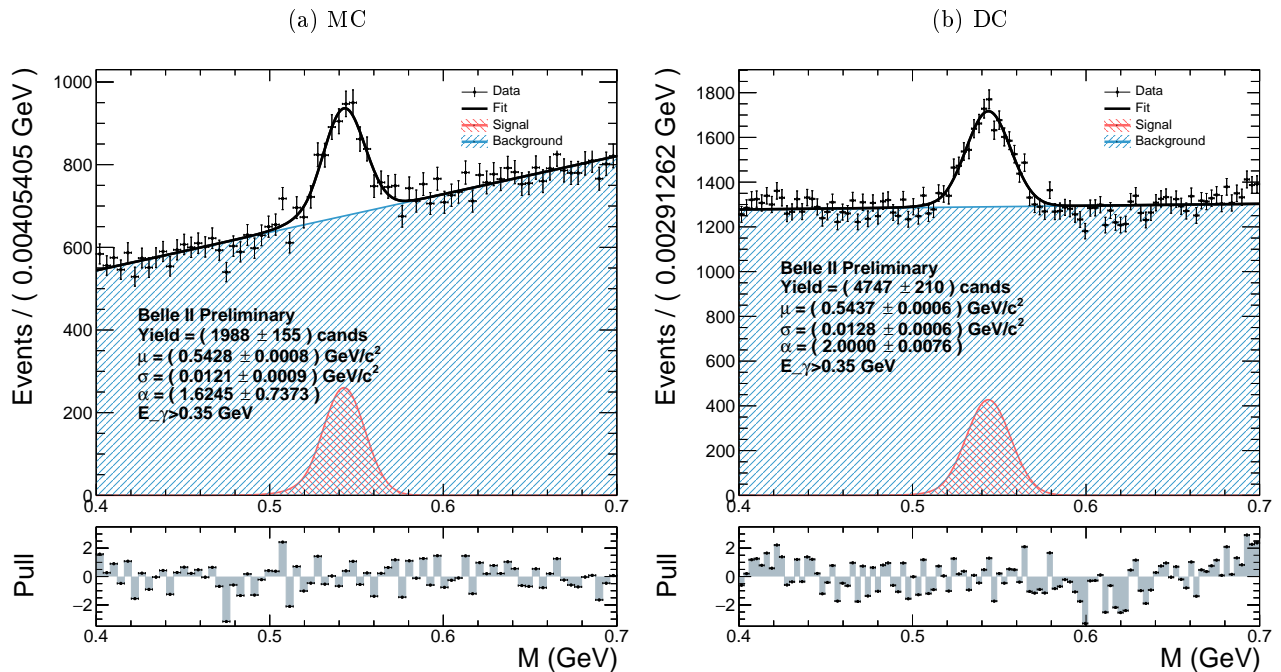
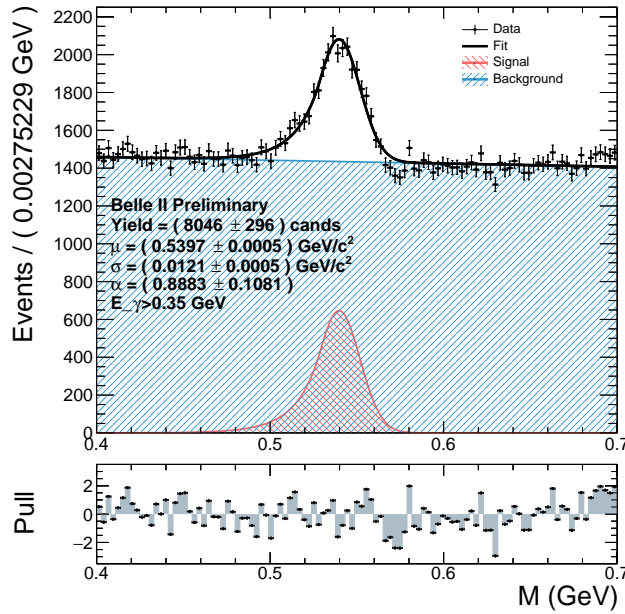


Figura 3.9: Distribuzione di massa invariante di due fotoni per dataset Data ( $L_{int} = 491.5pb^{-1}$ ), insieme ad un fit CB (in rosso) + una retta (in blu).



Si noti la differenza, per quanto riguarda il fondo, tra MC e DC, a causa del fatto che uno è esclusivo e l'altro inclusivo dunque appartengono a due campioni differenti. Inoltre per lo yield del DC vale quanto già detto per il decadimento  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ : la preselezione fa sì che non sia confrontabile con quello di Data.

Tabella 3.3: Gli errori associati alle misure riportate in tabella sono errori puramente statistici derivati dal fit (errore del PDG escluso). Sono molto piccoli a causa dell'elevato numero di eventi considerati.

	MC	DC	DATA	PDG
valore centrale ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.5428 \pm 0.0008$	$0.5437 \pm 0.0006$	$0.5397 \pm 0.0005$	$0.547862 \pm 0.000017$
sigma ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.0121 \pm 0.0009$	$0.0128 \pm 0.0006$	$0.0121 \pm 0.0005$	/

Confrontando le simulazioni con i dati di collisioni si vede che il picco è ragionevolmente compatibile ma differisce di qualche MeV a seconda del dataset. Eseguendo il rapporto tra il valore centrale dei dati di collisioni e il valore centrale del MC si trova 99.4%. La calibrazione nei dati è simulata nel MC con un errore del 0.6%. Questo valore, confrontato con quanto trovato per il decadimento  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  (ossia una miscalibrazione del 1.6%) mostra una differenza di circa 1% e questo può essere dovuto al fatto che il taglio in energia effettuato qui è maggiore di quello della selezione precedente. Anche qui vale quanto già detto per il decadimento precedente: la differenza tra il valore trovato e il valore riportato dal PDG è dovuta alla coda radiativa. Le sigma risultano compatibili nei tre dataset, pur essendo la sigma del dataset DC maggiore delle altre due a causa della presenza del beam background della fase 3.

## 3.2 Decadimenti carichi

### 3.2.1 $\rho \longrightarrow \pi^+\pi^-$

Il mesone  $\rho$  è una particella che esiste nei tre stati di isospin  $\rho^0$ ,  $\rho^+$  e  $\rho^-$  e per ognuno ha una massa di  $775.45 \pm 0.04$  MeV. Questa particella ha vita media molto breve, con una larghezza intrinseca di circa 150 MeV. Il mesone  $\rho$  decade al 99.9% in due pioni carichi.

Si descrivono di seguito le variabili importanti per questo decadimento e sulle quali poi sono stati ottimizzati i tagli:

- le energie dei due pioni che verranno indicate con  $E_0$  e  $E_1$ ;
- gli angoli di emissione dei due pioni nel sistema di riferimento del laboratorio  $\theta_0$  e  $\theta_1$ ;
- i numeri di hits di entrambi i pioni nella CDC, indicati con  $N_{Hits}^{CDC}$ ;
- la probabilità che la particella rivelata sia un pione, utilizzando i rivelatori di PID,  $\text{pionID}_0$  e  $\text{pionID}_1$ .

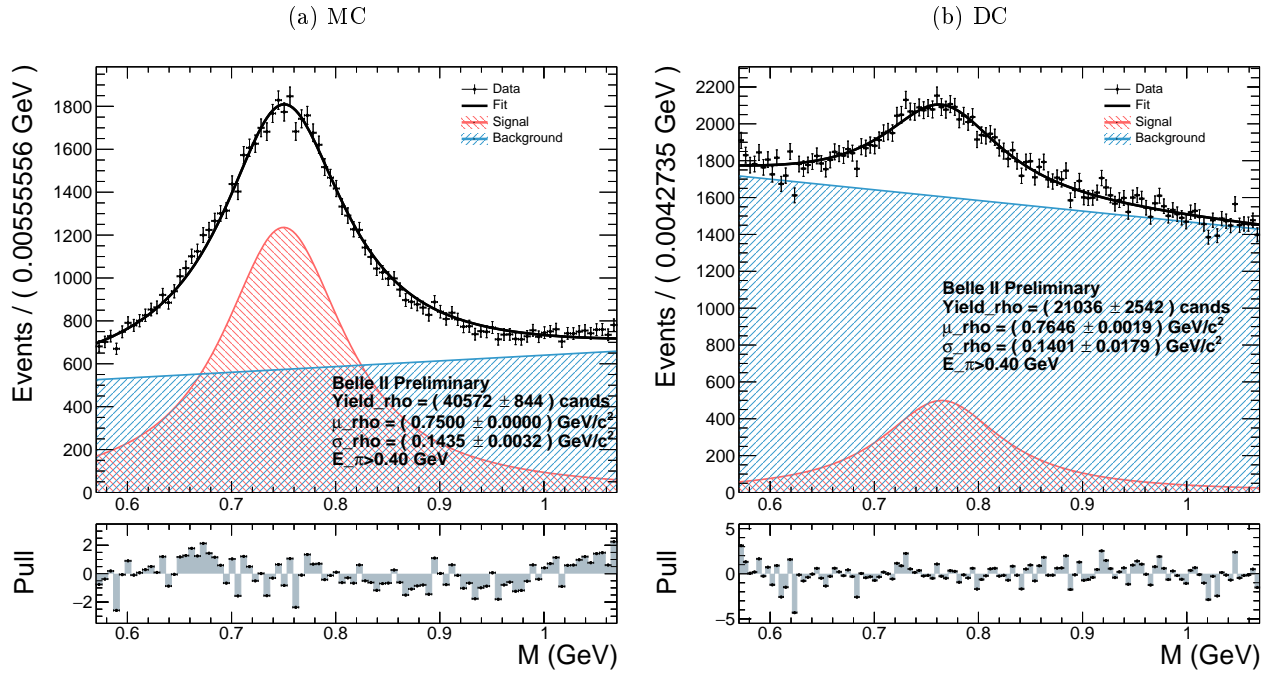
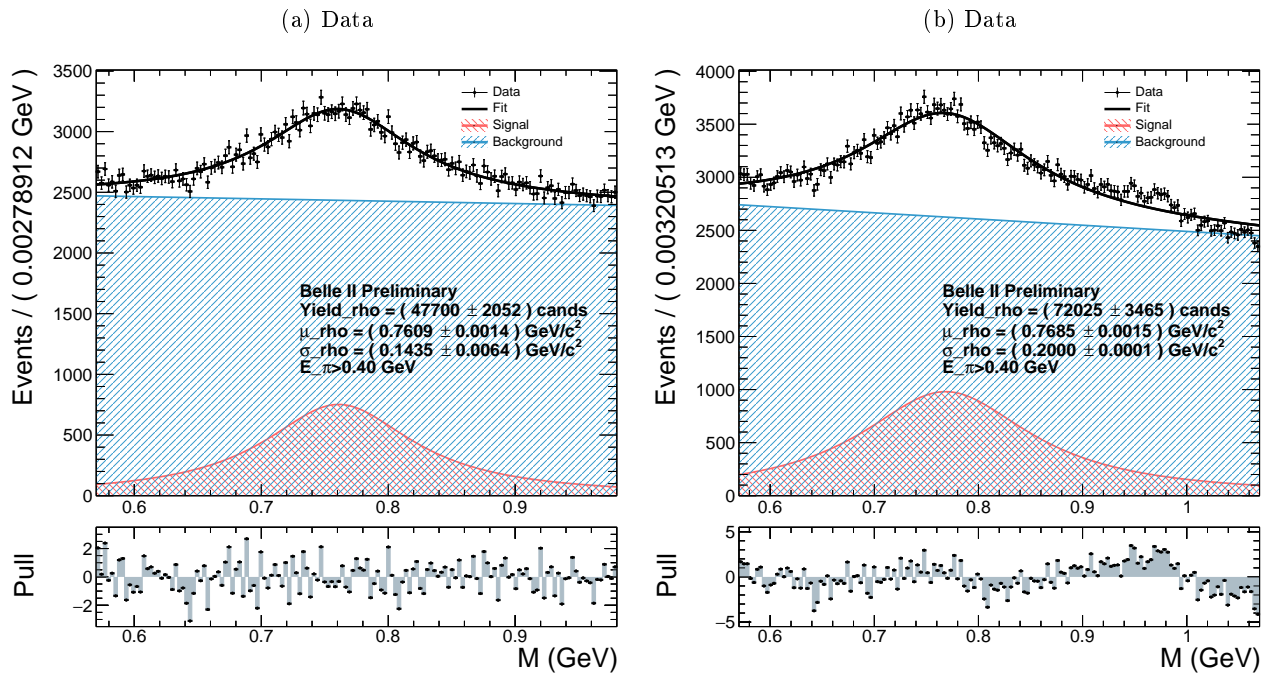
Dopo il processo di ottimizzazione si è giunti alle seguenti selezioni:

- $(0.1 < \theta < 2.1)$  rad;
- $25 < N_{Hits}^{CDC} < 75$ ;
- $\text{pionID} > 0.5$ ;
- $E > 0.4$  GeV.

Si è quindi applicata tale selezione ai dataset in nostro possesso ed è stato eseguito un fit che viene presentato sovrapposto ai dati. La funzione utilizzata per il fit è una Breit-Wigner. La distribuzione Breit-Wigner relativistica è una distribuzione di probabilità continua con la seguente funzione densità di probabilità:

$$f(E) \approx \frac{1}{(E^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}$$

(equazione scritta utilizzando unità naturali:  $\hbar = c = 1$ ). In questo caso  $E$  è l'energia del centro di massa che produce la risonanza,  $M$  è la massa della risonanza, e  $\Gamma$  è la larghezza di risonanza (o larghezza di decadimento), relativa alla sua vita media secondo la formula  $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$ . Questa funzione descrive perfettamente i fenomeni di risonanza, e per questo la si è scelta per eseguire il fit. Si osservi, però, che rappresenta fenomeni di risonanza in casi ideali, nella realtà vi è anche una risoluzione sperimentale. A seconda di quanto più piccola è la risoluzione sperimentale rispetto alla larghezza intrinseca della particella si sceglie di eseguire una convoluzione della funzione Breit Wigner con una gaussiana oppure di trascurare completamente il contributo della gaussiana. Nel caso del mesone  $\rho$ , essendo la larghezza intrinseca molto maggiore della risoluzione sperimentale, si è scelto di utilizzare solo una Breit Wigner. Nei casi in cui la larghezza sperimentale è maggiore della larghezza intrinseca si è usata, dunque, una gaussiana. Si è quindi ottenuto quanto segue.

Figura 3.10: Distribuzione di massa invariante di due pioni per dataset MC e DC ( $L_{int} = 5fb^{-1}$ ), insieme ad un fit Breit Wigner (in rosso) + una retta (in blu).

 Figura 3.11: Distribuzione di massa invariante di due pioni per dataset Data ( $L_{int} = 491.5pb^{-1}$ ), insieme ad un fit CB (in rosso) + una retta (in blu). La differenza tra i due plot sottostanti sta nel range di massa invariante: nel plot a destra è maggiore. La presenza di due plot con range differente serve a mettere in evidenza la presenza di una struttura aggiuntiva in corrispondenza di un valore di massa invariante di 0.98 GeV.


Come si può notare le due simulazioni differiscono tra di loro dal punto di vista del fondo a causa del fatto che i dataset appartengono a due campioni differenti. Allargando un po' il range verso valori più elevati di massa invariante, nei dati di collisioni (grafico a destra), si è vista una struttura aggiuntiva (a tal proposito i valori ottenuti dal fit e riportati nel grafico risentono della presenza di questo "picco" e differiscono infatti da quelli corretti riportati nel grafico a sinistra). Quindi le simulazioni differiscono dai dati anche per la presenza di tale struttura in corrispondenza di 0.98 GeV. Vi è infatti un mesone leggero chiamato  $f^0$  che decade nella maggior parte dei casi in due pioni carichi, proprio come il mesone  $\rho$  considerato. Essendosi dunque ricostruiti i mesoni  $\rho$  a partire da un combinatorio di pioni, si vede come sia emerso anche questo altro mesone nel plot dei dati di collisioni.

Tabella 3.4: Gli errori associati alle misure riportate in tabella sono errori puramente statistici derivati dal fit (errore del PDG escluso). Sono molto piccoli a causa dell'elevato numero di eventi considerati.

	MC	DC	DATA	PDG
valore centrale ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.7500 \pm 0.0001$	$0.7646 \pm 0.0019$	$0.7609 \pm 0.0014$	$0.77526 \pm 0.00025$
FWHM ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.1435 \pm 0.0032$	$0.1401 \pm 0.0179$	$0.1435 \pm 0.0064$	$0.14910 \pm 0.00080$

Confrontando le simulazioni con i dati di collisioni si è visto che il picco è ragionevolmente compatibile ma differisce di qualche decina di MeV a seconda del dataset. Eseguendo il rapporto tra il valore centrale del MC e il valore centrale dei dati di collisioni si trova 98.6%. La calibrazione nei dati e' simulata nel MC con un errore del 1.4%. Questo valore è differente da quello trovato per i decadimenti neutri poiché qui si sta parlando di un decadimento carico e dunque i calorimetri non sono direttamente coinvolti. Per quanto riguarda la larghezza della  $\rho$  si trovano valori ragionevolmente compatibili in tutti i dataset.

### 3.2.2 $\phi \longrightarrow K^+K^-$

La particella  $\phi$  è un mesone vettore formato da un quark e un antiquark strange. Ha una massa di  $1019.445 \pm 0.020 \text{ MeV}/c^2$ , una larghezza intrinseca pari a  $0.004266 \pm 0.000031 \text{ GeV}/c$  e un tempo di vita medio di  $1.55 \pm 0.01 \times 10^{-22} \text{ s}$ . Le modalità di decadimento più comuni per il mesone  $\phi$  sono  $\phi \longrightarrow K^+K^-$  al  $48.9\% \pm 0.5\%$ ,  $\phi \longrightarrow K_S^0 K_L^0$  al  $34.2\% \pm 0.4\%$  e altre varie combinazioni di mesoni  $\rho$  e pioni al  $15.3\% \pm 0.3\%$ . In tutti i casi decade via interazione forte.

Si descrivono di seguito le variabili importanti per questo decadimento e sulle quali poi sono state ottimizzate le selezioni:

- i momenti dei due kaoni che verranno indicati con  $p_0$  e  $p_1$ ;
- gli angoli di emissione dei due kaoni nel sistema di riferimento del laboratorio  $\theta_0$  e  $\theta_1$ ;
- i numeri di hits di entrambi i kaoni nella CDC, indicati con  $N_{Hits}^{CDC}$ ;
- la probabilità che la particella rivelata sia un pione, pionID;
- la probabilità che la particella rivelata sia un kaone, kaonID.

Dopo il processo di ottimizzazione si è giunti a due selezioni. Una prima selezione, che non sfrutta le variabili legate alla particle identification (che chiameremo selezione non ottimale); una seconda selezione che sfrutta solamente tagli sulla particle identification e non considera i tagli che costituiscono la selezione precedente (selezione ottimale). La selezione non ottimale è composta dai seguenti tagli:

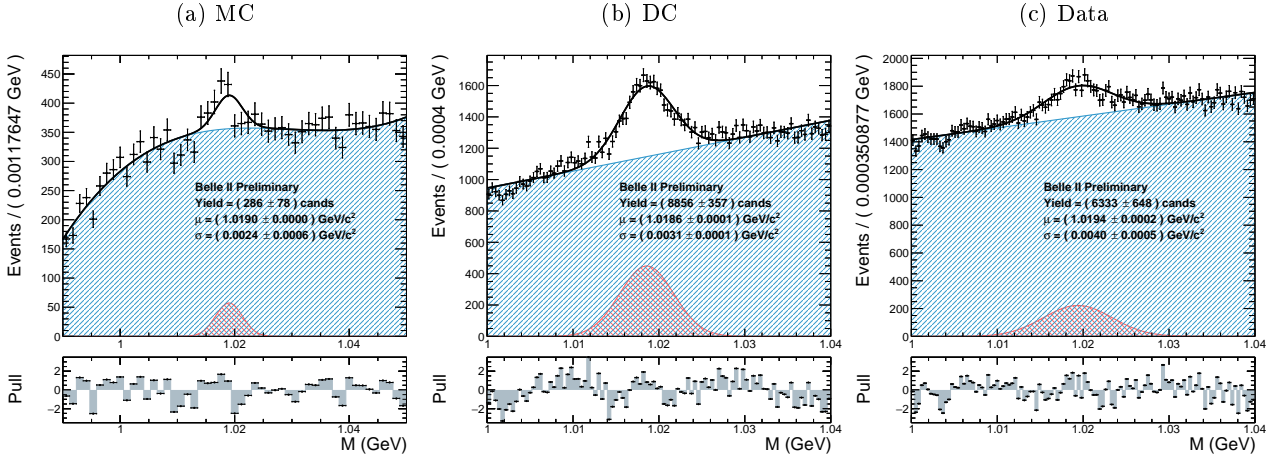
- $(\theta < 1.5) \text{ rad}$ ;
- $N_{Hits}^{CDC} > 5$ ;
- $p > 0.4 \frac{\text{GeV}}{c}$ .

La selezione ottimale, invece:

- pionID < 0.5;
- kaonID > 0.5;

Applicando la selezione "non ottimale" ai dataset in nostro possesso ed eseguendo un fit gaussiano che viene presentato sovrapposto ai dati, è stato possibile ottenere quanto segue:

Figura 3.12: Distribuzione di massa invariante di due kaoni per dataset MC, DC ( $L_{int} = 20fb^{-1}$ ) e dati di collisioni ( $L_{int} = 491.5pb^{-1}$ ), insieme ad un fit gaussiano (in rosso) + un polinomio (in blu) di grado, da sinistra a destra: tre, due, uno.



Considerando la selezione che sfrutta la particle identification, invece:

Figura 3.13: Distribuzione di massa invariante di due kaoni per dataset MC, DC ( $L_{int} = 20fb^{-1}$ ) e dati di collisioni ( $L_{int} = 491.5pb^{-1}$ ), insieme ad un fit gaussiano (in rosso) + una parabola (in blu).

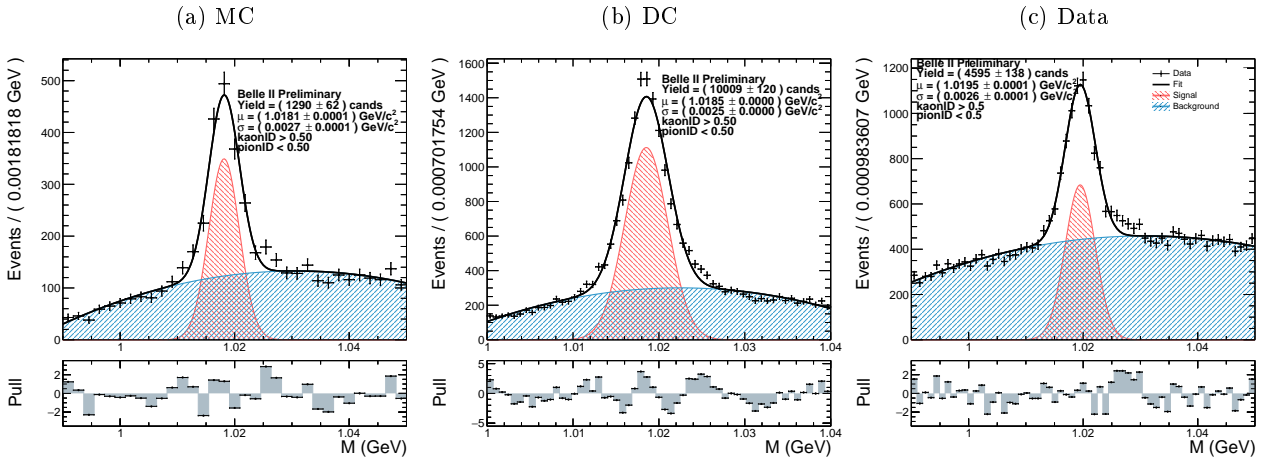


Tabella 3.5: I valori riportati sono quelli relativi ai dati sottoposti alla selezione ottimale e successivi fit. Inoltre gli errori associati alle misure riportate in tabella sono errori puramente statistici derivati dal fit (errore del PDG escluso). Sono molto piccoli a causa dell'elevato numero di eventi considerati.

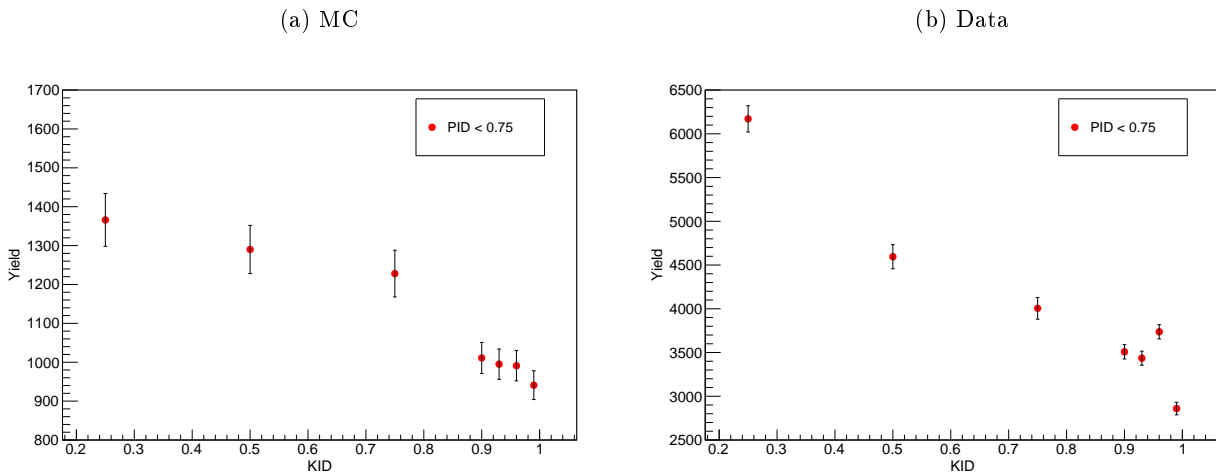
	MC	DC	DATA	PDG
valore centrale ( $\text{GeV}/c^2$ )	$1.0181 \pm 0.0001$	$1.0185 \pm 0.0001$	$1.0195 \pm 0.0001$	$1.019461 \pm 0.000019$
sigma ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.0027 \pm 0.0001$	$0.0025 \pm 0.0001$	$0.0026 \pm 0.0001$	$0.004266 \pm 0.000031$

Si è dunque osservato il fatto che anche con la selezione senza PID il picco della  $\phi$  è visibile, anche se con molto fondo. Eseguendo il rapporto tra il valore centrale del MC e il valore centrale dei dati di collisioni si trova 99.8%. La calibrazione nei dati è simulata nel MC con un errore del 0.2%. Il valore centrale del picco risulta ragionevolmente compatibile nelle simulazioni e si ha, inoltre, una compatibilità di questo tra il valore estrapolato dai dati di collisioni e il valore riportato dal PDG. Si è osservata, invece, una differenza per quanto riguarda il valore della sigma nel momento in cui si vanno a confrontare i tre dataset con il valore del PDG (MC, DC e Data sono invece compatibili tra di loro). Questa discrepanza è dovuta al fatto che la sigma ricavata dal fit è quella di una gaussiana, mentre quella del PDG è la larghezza a mezza altezza (FWHM), ovvero la larghezza della Breit Wigner relativistica della risonanza. Per una gaussiana si ha che  $\text{FWHM}=2.355\sigma$ , quindi per i dati  $\text{FWHM}\approx 6.1\text{MeV}$ . Questa risulta più grande del valore del PDG perché quello che si misura è la larghezza intrinseca convoluta con la risoluzione sperimentale.

Si è infine eseguito uno studio del numero di eventi nel picco di segnale della  $\phi$  (yield) al variare della kaonID (kaon identification) per tre valori di pionID (sia per le simulazioni sia per i dati di collisioni) così da poter confrontare l'andamento da un punto di vista qualitativo. Si ricordi che la preselezione fa sì che lo yield del dataset DC non sia confrontabile con quello dei dati di collisioni e del MC.

Quello che si è studiato è dunque come varia il numero di buoni candidati che rimangono dopo che si impongono i tagli sulle due variabili specificate sopra, le quali corrispondono ad una probabilità (i cui valori sono infatti compresi tra zero e uno). Decadendo il mesone  $\phi$  in due kaoni si vuole imporre un vincolo sulla probabilità che le tracce siano identificate come pioni, in particolare si vuole che tale probabilità sia bassa, mentre si vogliono selezionare candidati la cui probabilità che le tracce siano kaoni sia alta. Per brevità si è scelto di riportare solo alcuni dei grafici ottenuti in quanto sufficienti per poter apprezzare da un punto di vista qualitativo la situazione:

Figura 3.14: Con questi grafici si vuole mostrare l'andamento qualitativo dello yield in funzione di quanto duro è il taglio imposto sulla variabile legata all'identificazione di kaoni, per un valore prefissato per la variabile legata alla identificazione dei pioni, in questo caso  $\text{pionID}<0.75$



Lo yield cala come ci si aspetta mano a mano che il taglio sulla variabile kaonID si indurisce, il che è utile per ottenere un segnale più puro (ma fino ad un certo punto poiché si vuole avere comunque una

efficienza elevata). La cosa di rilievo è che si è osservato un andamento qualitativamente analogo sia per i dati di collisioni sia per il dataset generato con il metodo Monte Carlo tramite simulazione.

### 3.2.3 $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

In questo decadimento, a causa del fatto che il tempo di vita medio del  $K_s^0$  è "grande" se confrontato con quello di altri mesoni leggeri, si ha una lunghezza di volo media dei kaoni di circa 10 cm. Ciò significa che i pioni saranno prodotti in un vertice secondario piuttosto che in quello primario (come, invece, avevamo visto ad esempio per i decadimenti neutri). Vi è dunque una differenza tra i quadrimomenti delle particelle figlie calcolati al vertice primario e quelli calcolati al vertice secondario data dalla diversità del punto nello spazio dove li si calcola.

Per sfruttare al meglio la separazione tra il vertice di produzione e quello di decadimento, sono stati divisi i candidati in tre categorie, a seconda del loro momento, e quindi del loro boost ( $E/m = \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  poiché è possibile mettere in relazione  $p_{K_s}$  con  $\beta$ ). Le selezioni sono più dure per i  $K_s^0$  con un boost maggiore, per i quali ci aspettiamo una lunghezza di volo maggiore. Si descrivono di seguito le variabili importanti per questo decadimento e sulle quali poi sono state ottimizzate le selezioni [12]:

- $p_{K_s}$ : il momento del kaone;
- $dr$ : la distanza di minimo avvicinamento delle particelle figlie dal punto di interazione nel piano trasverso (x-y);
- $d\phi$ : l'angolo azimutale tra il vettore momento e il vettore congiungente il vertice primario e quello secondario di decadimento di un candidato  $K_s^0$ ;
- FL: la lunghezza di volo di un candidato  $K_s^0$  nel piano x-y.

Si riassumono i tagli che vanno a comporre la selezione considerata con una tabella:

Tabella 3.6: La selezione completa

Regione in $p_{k_s}$ (GeV/c)	$dr$ (cm)	$d\phi$ (rad)	$\cos(d\phi)$	FL (cm)
$p_{k_s} < 0.500$	$> 0.05$	$< 0.300$	$> 0.955$	/
$0.500 < p_{k_s} < 1.50$	$> 0.030$	$< 0.100$	$> 0.995$	$> 0.080$
$p_{k_s} > 1.50$	$> 0.020$	$< 0.030$	$> 0.999$	$> 0.220$

Per rendere evidente l'efficacia di questo processo sono riportate le distribuzioni suddivise a seconda della regione in  $p_{k_s}$ , prima e dopo i tagli nelle altre variabili, per il dataset MC in quanto è l'unico a contenere le informazioni di generazione che mi consentono di separare il fondo dal segnale.

Figura 3.15: Regione a basso  $p_{k_s}$ . Il fondo è rappresentato in rosso e il segnale in verde.

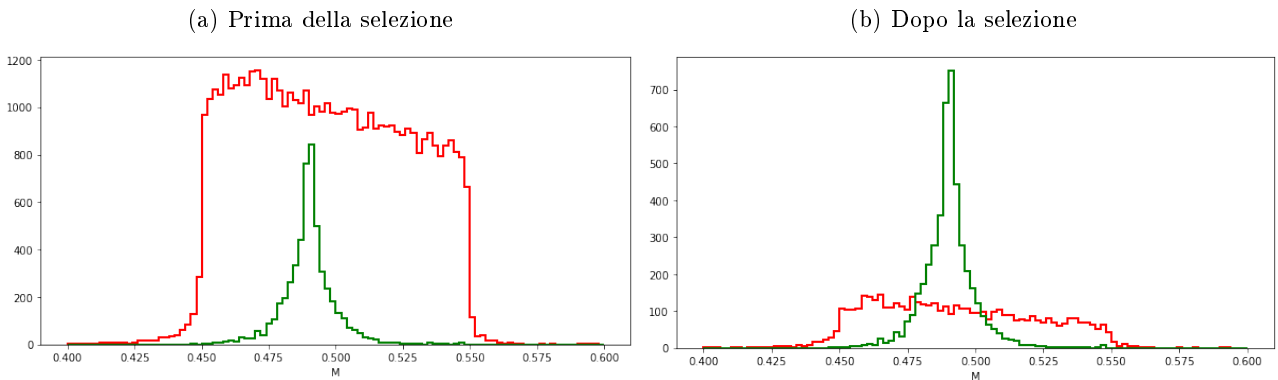
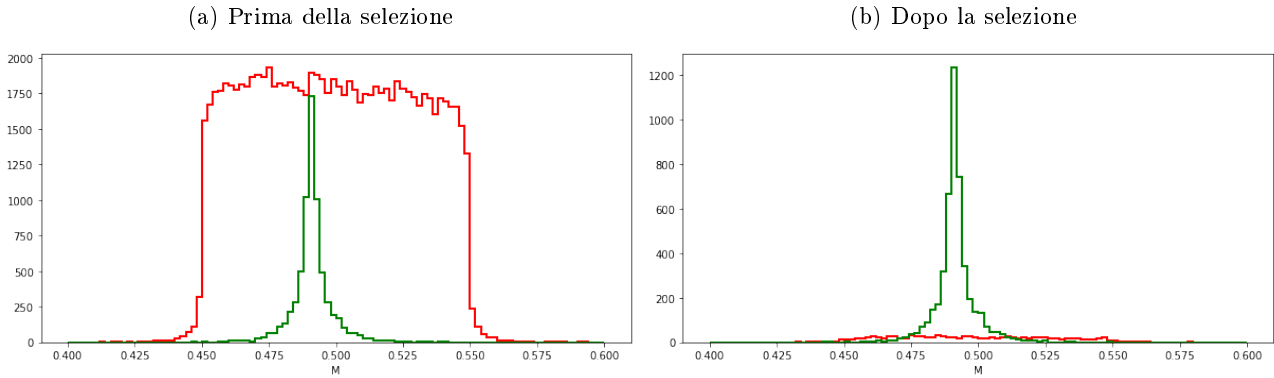
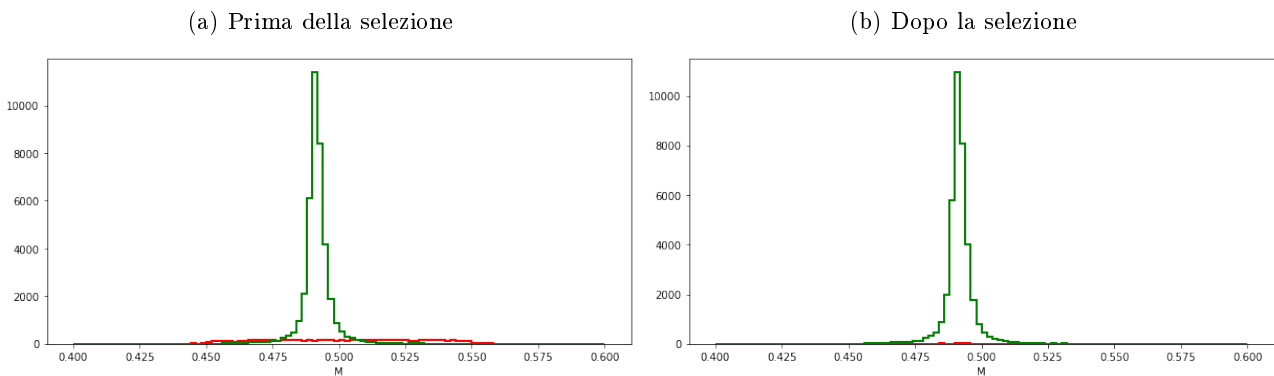
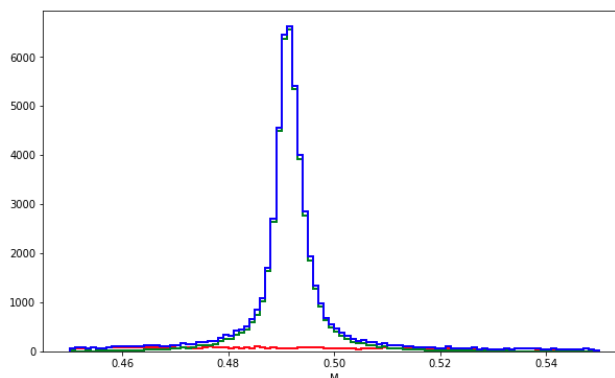


Figura 3.16: Regione a  $p_{k_s}$  intermedio.Figura 3.17: Regione ad alto  $p_{k_s}$ .

Si nota che nella regione ad alto  $p_{k_s}$  la selezione ripulisce un po' dal fondo, ma il segnale è già molto evidente, mentre nelle altre la selezione permette di ridurre notevolmente il fondo e rendere visibile il segnale. Nella regione a basso momento il fondo è maggiore che nelle altre, come atteso. Infine si riporta la distribuzione comprendente le tre regioni insieme. Come si nota il segnale (in verde) coincide quasi con la somma (in blu) tra quest'ultimo e il fondo (in rosso).

Figura 3.18: Somma in blu, segnale in verde, fondo in rosso dopo la selezione totale, per il dataset MC.



Quanto osservato dal punto di vista grafico lo si è anche quantificato dal punto di vista numerico sfruttando il calcolo dell'efficienza sia per il segnale (mi aspetto che passi molto segnale e quindi un valore elevato di efficienza) sia per il fondo (mi aspetto che la maggior parte del fondo venga tagliata dunque un'efficienza molto bassa).

$p_{k_s}$ (GeV/c)	$N_S$	$N_B$	$N_S$ dopo la sel.	$N_B$ dopo la sel.	Eff. segnale	Eff. fondo
$p_{k_s} < 0.5000$	4914	20578	4253	2214	0.8655	0.1076
$0.5000 < p_{k_s} < 1.500$	6325	36267	4299	479	0.6797	0.0132
$p_{k_s} > 1.500$	26648	3059	24884	155	0.9338	0.0507

L'efficienza risulta elevata nel caso del segnale e molto bassa nel caso del fondo, come voluto.

Si è quindi applicata tale selezione ai dataset in nostro possesso ed è stato eseguito un fit che viene presentato sovrapposto ai dati. La funzione utilizzata per il fit è una semplice gaussiana.

Figura 3.19: Distribuzione di massa invariante di due pioni per dataset MC e DC ( $L_{int} = 20fb^{-1}$ ), insieme ad un fit gaussiano (in rosso) + una parabola (in blu).

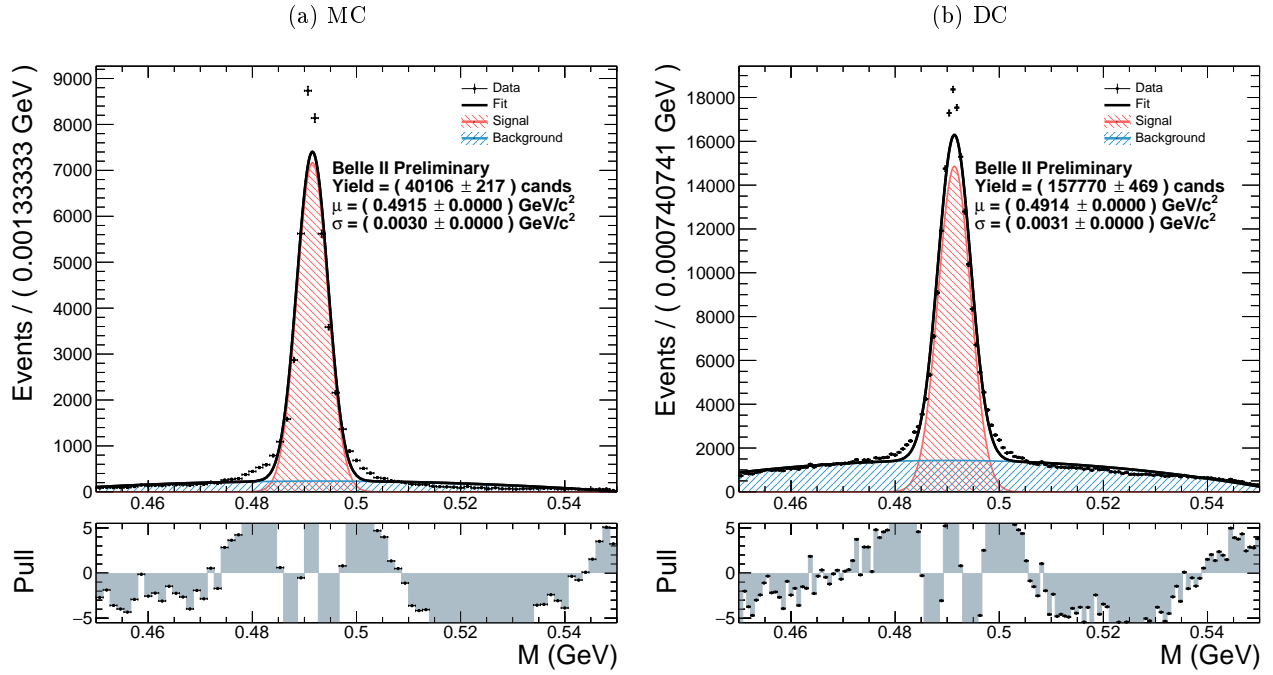


Figura 3.20: Distribuzione di massa invariante di due pioni per i dati di collisioni ( $L_{int} = 491.5pb^{-1}$ ), insieme ad un fit gaussiano (in rosso) + una retta (in blu).

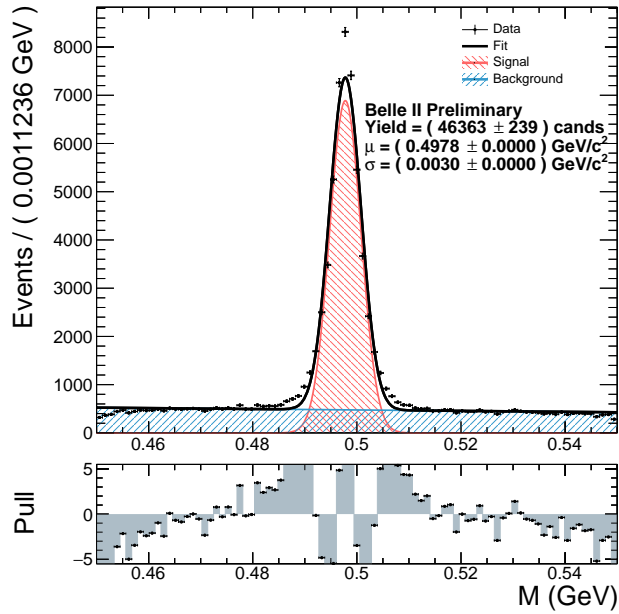


Tabella 3.7: Gli errori associati alle misure riportate in tabella sono errori puramente statistici derivati dal fit (errore del PDG escluso). Sono molto piccoli a causa dell'elevato numero di eventi considerati.

	MC	DC	DATA	PDG
valore centrale ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.4915 \pm 0.0001$	$0.4914 \pm 0.0001$	$0.4978 \pm 0.0001$	$0.497611 \pm 0.000013$
sigma ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.0030 \pm 0.0001$	$0.0031 \pm 0.0001$	$0.0030 \pm 0.0001$	/

Utilizzando una selezione più accurata si è stati in grado di ottenere un segnale relativamente puro e una prova sono per l'appunto i grafici qui sopra riportati. Si è visto che con una funzione gaussiana da sola non si è riusciti ad ottenere un fit che segua i dati perfettamente anche nelle code, dunque un fit con più gaussiane con la stessa media sarebbe stato meglio. Tuttavia essendo interessante, in questa tesi, soprattutto il valore centrale e la larghezza del core, anche una sola gaussiana ha permesso di raggiungere lo scopo. Si è osservata una buona compatibilità tra i vari dataset per quanto riguarda il valore di sigma. Confrontando le simulazioni con i dati di collisioni si è visto che il picco è ragionevolmente compatibile ma differisce di qualche MeV a seconda del dataset. Eseguendo il rapporto tra il valore centrale del MC e il valore centrale dei dati di collisioni si trova 98.7%. La calibrazione nei dati e' simulata nel MC con un errore del 1.3%. Questo risultato è compatibile con quello già trovato nel caso del mesone  $\rho$ , come ci si aspettava, che, come già detto, decade anch'esso in due pioni carichi.

Si è inoltre eseguito uno studio sul variare dell'efficienza in funzione del momento dei due pioni e poi, separatamente, in funzione di  $\theta$  dei due pioni, il tutto per tre valori di pionID ( $>0.25$ ,  $>0.50$ ,  $>0.75$ ) sia per il dataset MC sia per i dati di collisioni. L'efficienza riportata nei grafici è quella relativa ad entrambi i pioni (e non uno solo) ed è quindi legata alla probabilità che entrambe le particelle figlie siano pioni a partire da un kaone che decade. Si riporta di seguito quanto ottenuto:

Figura 3.21: Efficienza in funzione del momento dei due pioni per tre valori di pionID ( $>0.25$ ,  $>0.50$ ,  $>0.75$ ) nel dataset MC

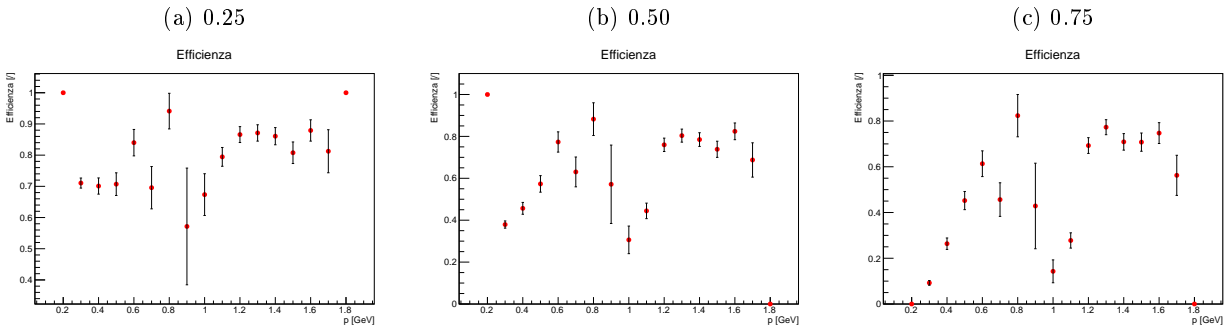


Figura 3.22: Efficienza in funzione di  $\theta$  dei due pioni per tre valori di pionID ( $>0.25$ ,  $>0.50$ ,  $>0.75$ ) nel dataset MC.

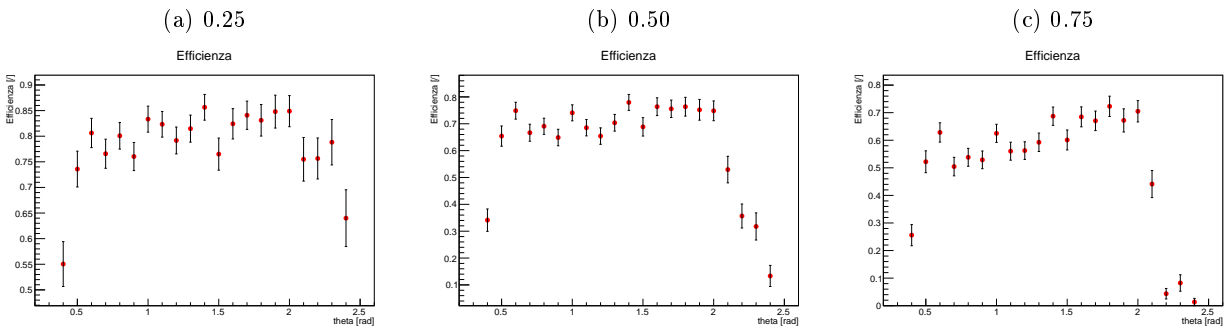


Figura 3.23: Efficienza in funzione del momento dei due pioni per tre valori di pionID ( $>0.25$ ,  $>0.50$ ,  $>0.75$ ) nei dati di collisione.

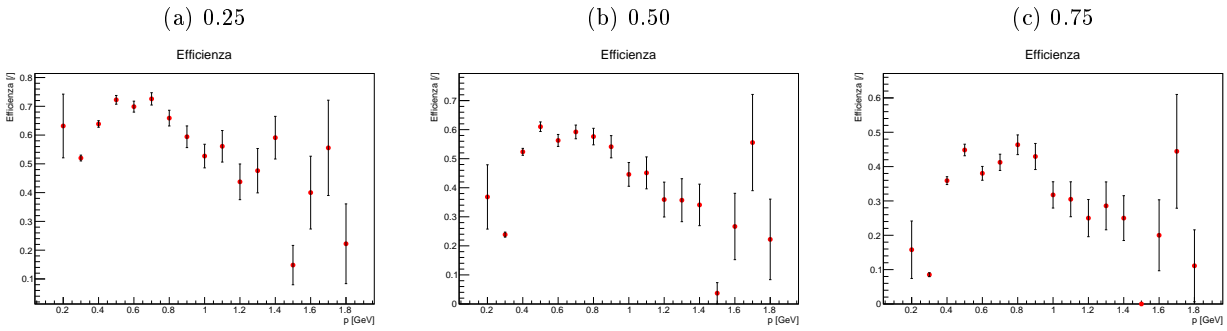
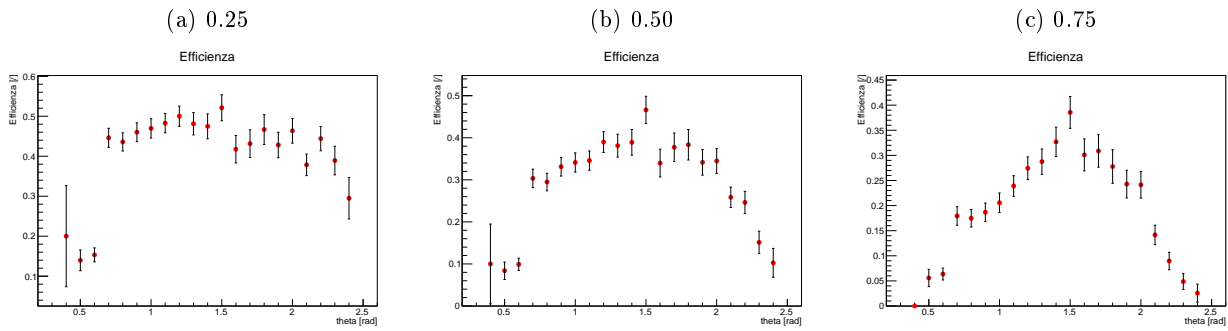


Figura 3.24: Efficienza in funzione di  $\theta$  dei due pioni per tre valori di pionID ( $>0.25$ ,  $>0.50$ ,  $>0.75$ ) nei dati di collisione.



Si è trovato un andamento qualitativamente analogo tra le simulazioni e i dati di collisioni seppur con varie eccezioni. Successivamente a questo lavoro sono stati trovati, infatti, dei problemi nei rivelatori legati alla calibrazione per quanto riguarda la particle identification che in parte hanno risolto queste anomalie. Si è tutt'ora arrivati, però, ad una efficienza di circa 0.8 contro lo 0.9 atteso (Novembre 2018).

### 3.3 Decadimento misto

#### 3.3.1 $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Questo tipo di processo è un decadimento molto complesso, a cascata, che coinvolge sia particelle cariche sia neutre. Durante il processo di selezione dei candidati pioni neutri si prende un candidato costituito da due fotoni, si ricostruisce la massa invariante e si richiede che sia  $125 < M < 150$  MeV. Se questo avviene, si fa il fit dei due fotoni al vertice di decadimento del pione neutro forzando la massa invariante ad essere quella esatta del pione neutro (PDG). In definitiva la massa invariante del mesone  $\eta$  è costituita a partire da quella di due pioni carichi e di due fotoni, con il vincolo di massa del pione neutro. Descriviamo di seguito le variabili importanti per questo decadimento e sulle quali poi sono stati ottimizzati i tagli:

- l'angolo di emissione del pione neutro nel sistema di riferimento del laboratorio  $\theta_{\pi^0}$ ;
- il momento del pione neutro,  $p_{\pi^0}$ ;
- la massa invariante prima del fit cinematico,  $M_{\gamma\gamma}$ ;
- il momento trasverso della particella  $\eta$ ,  $pt_{\eta}$ ;
- la probabilità che la particella rivelata sia un pione,  $\text{pionID}_0$  e  $\text{pionID}_1$ .

Dopo il processo di ottimizzazione si è giunti alla seguente selezione:

- $(0.5 < \theta_{\pi^0} < 2.2)$  rad;
- $\text{pionID} > 0.5$ ;
- $(0.125 < M_{\gamma\gamma} < 0.150)$  GeV/c<sup>2</sup>;
- $p_{\pi^0} > 0.2$ ;
- $pt_{\eta} > 0.5$  GeV/c;
- più la richiesta che il fit cinematico alla massa del pione neutro abbia avuto successo.

Si è quindi applicata tale selezione ai dataset in nostro possesso ed è stato eseguito un fit che viene presentato sovrapposto ai dati. La funzione utilizzata per il fit è una semplice gaussiana.

Figura 3.25: Distribuzione di massa invariante di tre pioni per dataset MC e DC ( $L_{int} = 20fb^{-1}$ ), insieme ad un fit gaussiano (in rosso) + una retta (in blu).

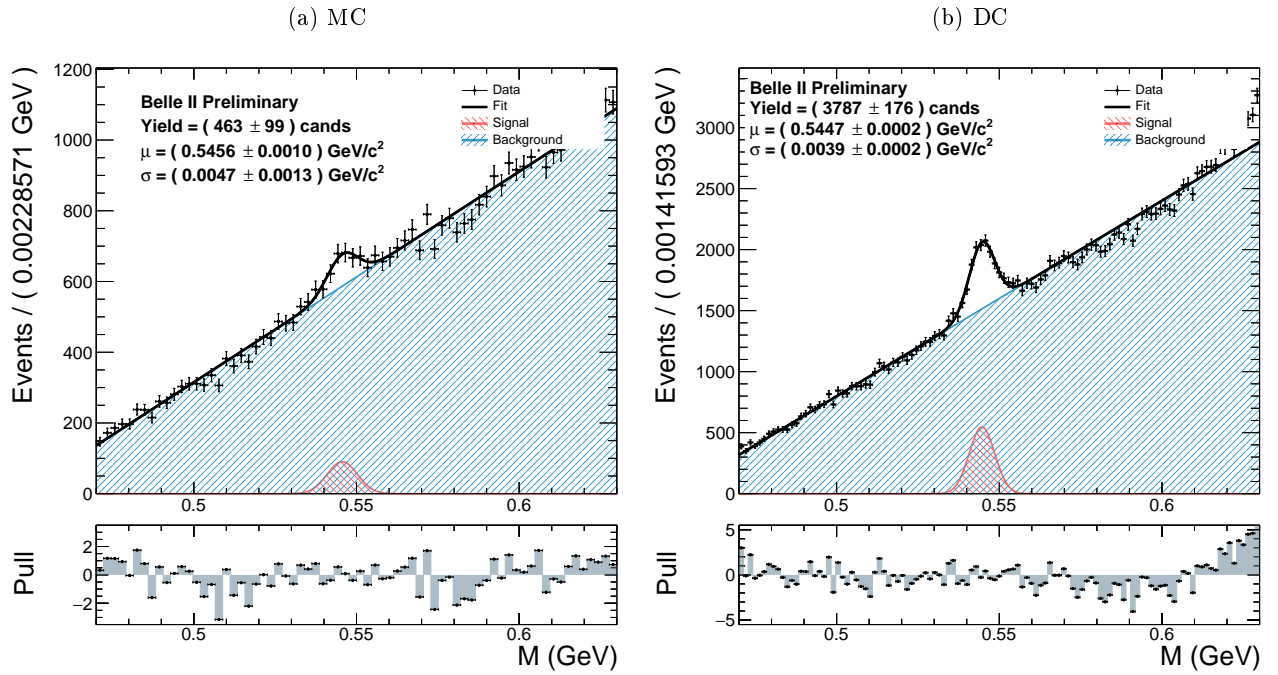


Figura 3.26: Distribuzione di massa invariante di tre pioni per i dati di collisioni ( $L_{int} = 491.5pb^{-1}$ ), insieme ad un fit gaussiano (in rosso) + una retta (in blu).

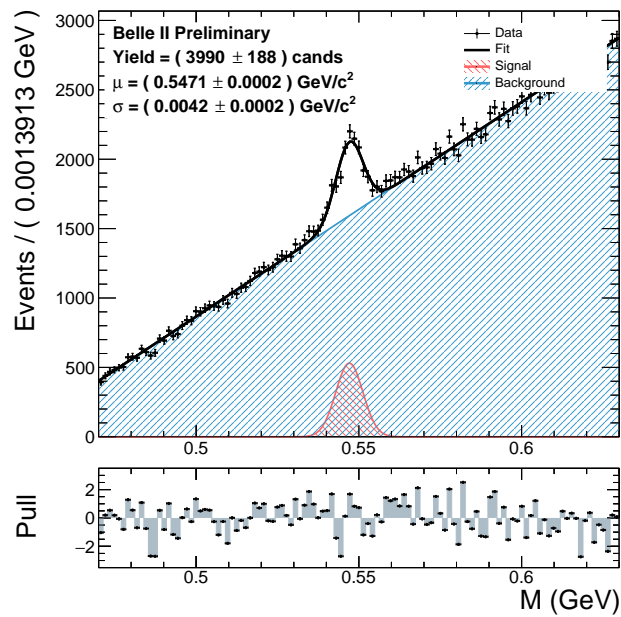


Tabella 3.8: Gli errori associati alle misure riportate in tabella sono errori puramente statistici derivati dal fit (errore del PDG escluso). Sono molto piccoli a causa dell'elevato numero di eventi considerati.

	MC	DC	DATA	PDG
valore centrale ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.5456 \pm 0.0010$	$0.5447 \pm 0.0002$	$0.5471 \pm 0.0002$	$0.547862 \pm 0.000017$
sigma ( $\text{GeV}/c^2$ )	$0.0047 \pm 0.0013$	$0.0039 \pm 0.0002$	$0.0042 \pm 0.0005$	/

Nuovamente, i valori di yield trovati nel dataset DC e nei dati di collisioni non sono confrontabili, come verrebbe da fare avendo a disposizione i valori di luminosità, in quanto appartengono a campioni diversi. Infatti in questo caso nel dataset DC oltre ad essere richiesta la presenza del mesone  $\eta$  si ha la presenza anche di un  $K_s^0$ , ed il numero di eventi risulta molto diverso rispetto al caso in cui fosse richiesta la presenza solo del  $\eta$ .

Eseguendo il rapporto tra il valore centrale del MC e il valore centrale dei dati di collisioni si è trovato 99.7%. La calibrazione nei dati e' simulata nel MC con un errore del 0.3%. Questo risultato è differente sia rispetto a quello trovato studiando i decadimenti neutri, sia a quello trovato studiando i decadimenti carichi, come ci si aspetta essendo il decadimento  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  un decadimento di tipo misto. Per quanto riguarda i valori della sigma nei dataset considerati si sono trovati valori ragionevolmente in accordo. Anche l'accordo per quanto riguarda il valore centrale tra i dati di collisioni e quello riportato dal PDG è buono.



# Capitolo 4

## Conclusioni

Si è riusciti a far emergere il picco di risonanza per tutti i decadimenti considerati ottenendo un segnale sufficientemente puro. Si è stati in grado di apprezzare la compatibilità dei valori ottenuti tramite i fit tra i tre dataset nella quasi totalità delle volte. Si sono ottenute discrepanze con i valori riportati nel Particle Data Group solo nei casi in cui ce le si aspettava ed è stato riportato il motivo ogni volta. Utilizzando tutto ciò si è potuto comprendere caso per caso di quanto la nostra comprensione del rivelatore fosse distante rispetto alle simulazioni, ottenendo valori inferiori al 2% in ogni caso.

**Decadimenti neutri** Si sono fatti emergere i picchi di risonanza dalle distribuzioni di massa invariante di due fotoni sia nel caso del mesone  $\pi^0$  sia nel caso del  $\eta$ . In entrambi i casi si sono eseguiti dei fit con funzioni Crystall Ball a causa delle code radiative. Si è messa in luce la presenza del beam background e il suo effetto sui valori di sigma. Si è compreso che nel caso del  $\pi^0$  la calibrazione nei dati è simulata nel MC con un errore del 1.6% mentre nel caso del  $\eta$  con un errore del 0.6%.

**Decadimenti carichi** Si sono ricostruiti con successo i picchi di risonanza dei mesoni  $\rho$ ,  $\phi$  e  $K_s^0$  eseguendo i fit con una funzione Breit Wigner relativistica nel primo caso e con funzioni gaussiane negli altri. Si sono testate con successo la capacità di ricostruzione del tracciatore, l'identificazione delle particelle e si è usata la capacità del rivelatore di ricostruire vertici secondari (nel caso del  $K_s^0$ ) evidenziando anche l'importanza delle variabili ad esse associate al momento della scelta di una selezione ottimale. Si è trovato che, nel caso del mesone  $\rho$  la calibrazione nei dati è simulata nel MC con un errore del 1.4%, nel caso del mesone  $\phi$  con un errore del 0.2% e nel caso del  $K_s^0$  con un errore del 1.3%.

**Decadimento misto** Si è fatto emergere il picco di risonanza della particella  $\eta$  anche da una distribuzione di massa invariante di tre pioni, avendo sfruttato quanto si era già trovato per il  $\pi^0$ . Il fit è stato eseguito con una funzione gaussiana. Si è visto che la calibrazione nei dati è simulata nel MC con un errore del 0.3% e che questo risultato è differente sia rispetto a quello trovato studiando i decadimenti neutri sia a quello trovato studiando i decadimenti carichi. Questo poiché il decadimento  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  è un decadimento di tipo misto. Per quanto riguarda i valori della sigma nei dataset considerati si sono trovati valori ragionevolmente in accordo. Anche l'accordo per quanto riguarda il valore centrale tra i dati di collisioni e quello riportato dal PDG è buono.



# Bibliografia

- [1] T. Abe et al. Belle II Technical Design Report. 2010.
- [2] A. J. Bevan et al. The Physics of the B Factories. *Eur. Phys. J.*, C74:3026, 2014.
- [3] R. Bjorklund, W. E. Crandall, B. J. Moyer, and H. F. York. High energy photons from proton-nucleon collisions. *Phys. Rev.*, 77:213–218, Jan 1950.
- [4] Thomas Kluyver et al. Jupyter notebooks: a publishing format for reproducible computational workflows. In Fernando Loizides and Birgit Schmidt, editors, *Positioning and Power in Academic Publishing: Players, Agents and Agendas*, pages 87–90. IOS Press, 2016.
- [5] John Erthal Gaiser. *Charmonium Spectroscopy From Radiative Decays of the  $J/\psi$  and  $\psi'$* . PhD thesis, SLAC, 1982.
- [6] J. D. Hunter. Matplotlib: A 2d graphics environment. *Computing In Science & Engineering*, 9(3):90–95, 2007.
- [7] Andrzej Kupsc. What is interesting in eta and eta-prime Meson Decays? *AIP Conf. Proc.*, 950:165–179, 2007.
- [8] Andrzej Kupsc. Decays of eta and eta-prime mesons: An introduction. *Int. J. Mod. Phys.*, E18:1255–1270, 2009.
- [9] Wes McKinney. Data structures for statistical computing in python. In Stéfan van der Walt and Jarrod Millman, editors, *Proceedings of the 9th Python in Science Conference*, pages 51 – 56, 2010.
- [10] G. P. S. Occhialini and C. F. Powell. Nuclear disintegrations produced by slow charged particles of small mass. *Nature*, 159:186 EP –, Feb 1947. Article.
- [11] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016.
- [12] K. Prasanth M. Chahaly M. Nayakz K. Trabelsix. BELLE2-NOTE-PH-2018-017. unpublished, 2018.
- [13] Hideki Yukawa. On the interaction of elementary particles. i. *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan. 3rd Series*, 17:48–57, 1935.