



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea Specialistica

**Ricostruzione della risonanza J/ψ
dai primi dati di collisione pp a
7 TeV con il rivelatore ATLAS ad
LHC**

Relatori

prof. Carlo Dionisi
dott. Stefano Giagu

Candidato

Valerio Ippolito
matr. 1090818

a.a. 2009–2010

Indice

Introduzione	1
1 Fisica ad LHC	4
1.1 Il Large Hadron Collider	4
1.2 Fisica della J/ψ	6
1.2.1 Proprietà dei quarkonia	6
1.2.2 Meccanismi di produzione	7
1.2.3 Motivazioni sperimentali	11
1.3 Il modello standard	14
2 L'esperienza ATLAS	20
2.1 Struttura generale	20
2.2 Magneti	23
2.3 Tracciatore interno	26
2.4 Calorimetri	28
2.4.1 Calorimetro elettromagnetico	29
2.4.2 Calorimetro adronico	30
2.5 Spettrometro per muoni	31
2.6 Sistemi di trigger	34
3 Ricostruzione dei muoni	40
3.1 Generalità	40
3.2 Ricostruzione delle tracce nel rivelatore interno	42
3.3 Muoni <i>standalone</i>	43

3.3.1	Definizione delle <i>Regions of Activity</i>	43
3.3.2	Ricostruzione dei segmenti di traccia	43
3.3.3	Fit della traccia nello spettrometro	45
3.4	Muoni combinati	46
3.5	Muoni taggati	46
4	Ricostruzione della J/ψ	50
4.1	Dati analizzati	50
4.2	Campioni Monte Carlo	51
4.3	Selezione degli eventi	52
4.3.1	Selezione di trigger	52
4.3.2	Selezione di eventi di collisione	53
4.4	Selezione dei candidati	53
4.5	Estrazione del segnale	54
4.5.1	Procedure di fit	54
4.5.2	Fit unbinned con errore fissato	59
4.5.3	Fit unbinned con errori candidato per candidato	66
4.5.4	Fit simultaneo di J/ψ e $\psi(2s)$	69
4.5.5	Scelta del modello di fondo	70
4.5.6	Stima degli errori sistematici	71
4.6	Distribuzioni cinematiche	72
4.6.1	Proprietà cinematiche dei candidati J/ψ	72
4.6.2	Proprietà cinematiche dei candidati muoni da J/ψ	73
4.7	Sottrazione del fondo	78
4.7.1	Campione di fondo dalle sideband	78
4.7.2	Campione di fondo da coppie di muoni dello stesso segno	82
4.8	Campione muone-traccia	82
4.8.1	Motivazioni	86
4.8.2	Selezione dei candidati	86
4.9	Stima delle efficienze	87
4.9.1	Efficienze di ricostruzione	87
4.9.2	Efficienze di trigger	91

<i>INDICE</i>	iii
4.10 Stima della sezione d'urto di produzione	94
Conclusioni	99

Elenco delle figure

1.1	Rappresentazione schematica del Large Hadron Collider.	5
1.2	Spettro degli stati legati $c\bar{c}$	8
1.3	Definizione dell'angolo θ^*	9
1.4	Sezione d'urto differenziale di produzione della J/ψ , misurata a CDF, confrontata con le previsioni di CSM e COM.	10
1.5	<i>Spin alignment</i> della $\Upsilon(1S)$ in funzione del suo p_T , misurato a D0 e CDF, confrontato con le previsioni teoriche.	10
1.6	Definizione di L_{xy}	12
1.7	Distribuzione del ct della J/ψ in campioni Monte Carlo con produzione diretta e indiretta.	13
1.8	Risultati combinati degli esperimenti CDF e D0.	15
1.9	Principali meccanismi di produzione del bosone di Higgs.	16
1.10	Sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs in funzione della sua massa.	17
1.11	<i>Branching ratios</i> dei principali canali di decadimento del bosone di Higgs, in funzione della sua massa.	18
2.1	Rappresentazione grafica dell'esperimento ATLAS ad LHC.	21
2.2	Rappresentazione del sistema di coordinate di ATLAS.	22
2.3	Pseudorapidità η per alcuni valori dell'angolo polare θ	23
2.4	Rappresentazione schematica del sistema di magneti superconduttori di ATLAS.	24

2.5	Andamento dell'integrale lineare del campo magnetico toroidale in funzione della pseudorapidità η , per diversi valori dell'angolo azimutale ϕ	25
2.6	Rappresentazione grafica del rivelatore interno di ATLAS.	27
2.7	Rappresentazione grafica del sistema calorimetrico di ATLAS.	29
2.8	Struttura a fisarmonica degli strati di piombo ed argon liquido del calorimetro elettromagnetico di ATLAS.	30
2.9	Sezione trasversa dello spettrometro a muoni di ATLAS.	32
2.10	Schema di funzionamento dei tre livelli di trigger di ATLAS.	35
2.11	Frequenza degli eventi prima e dopo le selezioni applicate dai vari livelli di trigger.	35
2.12	Sezione longitudinale della regione di barrel dello spettrometro per muoni.	38
3.1	Ricostruzione di una traccia a partire da vari cerchi di deriva.	44
3.2	Efficienza di ricostruzione dei muoni, stimata utilizzando un campione Monte Carlo di muoni di impulso trasverso $p_T = 100 \text{ GeV}/c$, in funzione del valore assoluto della pseudorapidità $ \eta $	48
3.3	Contributi alla risoluzione sull'impulso trasverso dei muoni, in funzione del loro p_T	49
3.4	Contributo delle misure nello spettrometro, nel rivelatore interno e combinate alla risoluzione sull'impulso trasverso dei muoni, in funzione del loro p_T	49
4.1	Massa invariante a due muoni dal Monte Carlo di segnale.	55
4.2	Massa invariante a due muoni dal Monte Carlo di segnale, muoni entrambi nel barrel.	56
4.3	Massa invariante a due muoni dal Monte Carlo di segnale, un muone nel barrel e uno negli endcap.	57
4.4	Massa invariante a due muoni dal Monte Carlo di segnale, muoni entrambi negli endcap.	58

4.5	Massa invariante a due muoni per muoni di segno opposto e dello stesso segno.	61
4.6	Massa invariante a due muoni per muoni di segno opposto e dello stesso segno, muoni entrambi nel barrel.	62
4.7	Massa invariante a due muoni per muoni di segno opposto e dello stesso segno, un muone nel barrel e uno negli endcap	63
4.8	Massa invariante a due muoni per muoni di segno opposto e dello stesso segno, muoni entrambi negli endcap	64
4.9	Massa invariante a due muoni, confrontata con le distribuzioni Monte Carlo.	67
4.10	Errore sulla massa invariante a due muoni, ottenuto dal vertexing, in funzione della pseudorapidità dei candidati J/ψ nella regione di segnale.	68
4.11	Impulso trasverso dei candidati J/ψ nella regione di segnale.	74
4.12	Rapidità dei candidati J/ψ nella regione di segnale.	75
4.13	Impulso dei candidati J/ψ nella regione di segnale.	76
4.14	Apertura angolare tra i muoni che formano candidati J/ψ nella regione di segnale.	77
4.15	Impulso trasverso dei muoni che formano candidati J/ψ nella regione di segnale.	79
4.16	Pseudorapidità dei muoni che formano candidati J/ψ nella regione di segnale.	80
4.17	Angolo azimutale dei muoni che formano candidati J/ψ nella regione di segnale.	81
4.18	Tempo pseudoproprio dei candidati J/ψ a due muoni, ottenuta con sottrazione del fondo da muoni dello stesso segno, nella regione di segnale.	83
4.19	Distribuzione del p_T dei muoni di segno opposto nelle sideband e dei muoni dello stesso segno nella regione di segnale.	84

4.20	Distribuzione del p_T dei candidati J/ψ e del ΔR tra i muoni corrispondenti, nella regione di segnale, per muoni dello stesso segno e di segno opposto.	85
4.21	Distribuzione di massa invariante dei candidati J/ψ muone–traccia selezionati.	88
4.22	Distribuzione del p_T dei candidati J/ψ muone–traccia nella regione di segnale.	89
4.23	Distribuzione del tempo pseudoproprio dei candidati J/ψ muone–traccia nella regione di segnale, dopo la sottrazione delle sideband.	90
4.24	Efficienza di ricostruzione offline dal campione Monte Carlo di segnale, in funzione di η e p_T dei muoni.	92
4.25	Efficienza di ricostruzione della J/ψ , in funzione del suo impulso trasverso, misurata dal campione Monte Carlo di segnale $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	93
4.26	Efficienza del trigger LVL1 MU0 rispetto alla ricostruzione offline, in funzione del p_T dei muoni combinati.	95
4.27	Efficienza del trigger LVL1 MU0 rispetto alla ricostruzione offline, in funzione del p_T dei candidati J/ψ nella regione di segnale.	96

Elenco delle tabelle

1.1	Parametri di macchina dell'acceleratore LHC.	6
2.1	Logica di trigger MBTS.	37
4.1	Massa della J/ψ e risoluzione in massa invariante per il Monte Carlo di segnale.	56
4.2	Massa e larghezza della J/ψ stimate con un fit ML unbinned ad una distribuzione esponenziale (fondo) piú gaussiana (picco di segnale).	65
4.3	Risoluzione in massa invariante, per dati e Monte Carlo.	66
4.4	Risultati del fit unbinned con l'utilizzo dell'errore evento per evento ottenuto dal vertexing.	69
4.5	Risultati del fit unbinned con il modello del segnale $\psi(2S)$ di ampiezza fissata.	70
4.6	Parametri del fit di massa invariante, ad un modello di segnale gaussiano e fondo descritto dai primi due polinomi di Chebychev del primo genere.	72
4.7	Frazioni di candidati J/ψ , nella regione di segnale, ricostruiti da coppie di muoni combinati o da un muone combinato ed uno taggato.	73
4.8	Parametri del fit unbinned di likelihood estesa.	97

Introduzione

La partenza, il 21 novembre 2009, del *Large Hadron Collider* (LHC) al CERN di Ginevra, ha segnato l'apertura di una nuova fase storica per la fisica delle particelle elementari. Il percorso è iniziato con le prime collisioni tra protoni a 900 GeV, avvenute il 23 novembre e seguite – appena sette giorni dopo – dalle prime collisioni al mondo a 2.36 TeV, per poi culminare il 30 marzo 2010 con l'osservazione delle prime interazioni all'energia mai prima esplorata di 7 TeV. L'acceleratore è così entrato nella sua prima fase operativa, in cui sono state realizzate collisioni pp di fasci contenenti circa 10^{11} particelle ciascuno, con una luminosità istantanea di picco di circa $10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Al termine di questo periodo di presa dati, autunno 2011, si prevede di raggiungere una luminosità integrata di 1 fb^{-1} .

L'ambizioso programma di ricerca di LHC spazia dalla verifica delle predizioni del Modello Standard della fisica delle particelle, con la misura di precisione dei suoi parametri e la ricerca dell'ultimo tassello mancante della teoria dell'unificazione elettrodebole – il bosone di Higgs, alla fisica di scoperta *oltre* il Modello Standard. I quattro esperimenti (Alice, ATLAS, CMS, LHCb) potranno infatti esplorare una scala d'energia fino al TeV, alla ricerca di fenomeni rari e segnali di nuova fisica.

È proprio l'osservazione di segnali dovuti a fenomeni di basse sezioni d'urto, a richiedere la ricerca di signature sperimentali che permettano di discriminare in maniera relativamente facile questi segnali dal fondo di eventi non interessanti. In un collisore adronico, i canali di decadimento leptonici, e in particolare quelli con uno o più muoni nello stato finale, sono i più promettenti candidati a questo ruolo. Un esempio è costituito dal decadimento del bosone di Higgs, per masse

sopra i $130 \text{ GeV}/c^2$, in coppie di bosoni vettori ($H \rightarrow W^+W^-$ e $H \rightarrow ZZ$), in cui la produzione di muoni isolati dai decadimenti di W e Z offre una segnatura sperimentale relativamente chiara e pulita.

La ricerca di eventi rari richiede tuttavia una piena comprensione degli apparati di rivelazione dell'esperimento. È necessaria un'ottima conoscenza delle efficienze di *trigger* e ricostruzione, che entrano direttamente nella misura delle sezioni d'urto, come pure un'accurata calibrazione delle scale di energia e posizione del rivelatore. Lo studio di fenomeni fisici noti è un valido strumento per ottenere una profonda comprensione delle caratteristiche di un'esperimento di fisica delle alte energie: la riscoperta di segnali già misurati con precisione permette infatti di verificare e correggere la risposta e il funzionamento dei vari rivelatori.

Le risonanze sono tra i fenomeni fisici più promettenti per questo scopo: già per bassi valori di luminosità integrata, la ricostruzione di risonanze strette come la $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ permette di avere un'informazione sulla calibrazione della scala di energia dei rivelatori muonici dell'esperimento, come pure sulla loro risoluzione in massa invariante nelle varie regioni del *detector*. Il repentino aumento del numero di eventi negli spettri di massa invariante, caratteristico delle risonanze, consente una buona discriminazione tra segnale e fondo, grazie alla quale è possibile effettuare misure di efficienza di *trigger* e rivelazione dei muoni. Una volta identificato uno dei due muoni da J/ψ (*tag*), infatti, è possibile verificare quante volte l'altro muone (*probe*), misurato in maniera indipendente, è stato ricostruito nello spettrometro per muoni o ha superato una certa richiesta di *trigger*. Questa metodologia di misura delle efficienze (*metodo del tag and probe*) può poi essere trasportata a risonanze di più alta massa, come $\Upsilon, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, in modo da consentire un'accurata misura delle efficienze del rivelatore a varie scale di energia.

Il nostro lavoro di tesi riporta i primi risultati sulla ricostruzione della risonanza $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ con circa 7.2 nb^{-1} di luminosità integrata, raccolta nei primi mesi di collisioni pp a 7 TeV . La tesi è strutturata come segue: il primo capitolo offre una panoramica sul Large Hadron Collider ed i suoi obiettivi di fisica, con una descrizione delle motivazioni teoriche e sperimentali per lo studio della risonanza

J/ψ e dei *quarkonia* in genere, ed un accento sulla ricerca del bosone di Higgs.

Nel secondo capitolo è descritto l'esperimento ATLAS nel suo complesso, e sono presentate le principali caratteristiche dei vari apparati di rivelazione che lo compongono, mettendo in particolare evidenza i rivelatori rilevanti per la misura effettuata.

Nel terzo capitolo sono descritte nel dettaglio le varie metodologie di ricostruzione dei muoni in ATLAS, con particolare attenzione ai diversi algoritmi impiegati per il riconoscimento delle signature associate a muoni di basso e alto impulso.

Il quarto capitolo presenta infine i risultati dell'analisi oggetto di questa tesi. Una volta definite le caratteristiche dei campioni di dati sperimentali e Monte Carlo analizzati, sono introdotte le metodologie di selezione degli eventi di segnale, è fornita una prima misura della massa invariante, della risoluzione sperimentale e del numero di candidati J/ψ nel campione di dati, e sono mostrate le loro proprietà cinematiche. Sono poi presentate le principali metodologie di sottrazione del fondo, con una loro prima applicazione al caso del campione *tag and probe* muone-traccia, è fornita una stima delle efficienze di ricostruzione e *trigger* dei muoni ed è ricavata una prima stima della sezione d'urto del processo $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Capitolo 1

Fisica ad LHC

1.1 Il Large Hadron Collider

Il Large Hadron Collider (LHC [1]) è un collisore protone–protone e di ioni pesanti, con energie nel centro di massa rispettivamente di 14 TeV e 5.52 TeV per nucleone e luminosità istantanea di progetto di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. L'acceleratore è costituito da un anello di 26.7 km composto da 1232 dipoli magnetici superconduttori, ciascuno lungo 15 m e dotato di un campo magnetico di 8.4 T. Un sistema di tre quadrupoli magnetici per lato, posti nelle sezioni rettilinee prima degli esperimenti, consente la focalizzazione dei due fasci fino a raggiungere una larghezza rms nel piano trasverso di $16.63 \text{ }\mu\text{m}$, sufficiente a produrre circa 40 collisioni per bunch crossing (BC) ogni 25 ns.

La luminosità di picco \mathcal{L} del collisore è data da

$$\mathcal{L} = F \frac{n_b N_b^2 f_{\text{rev}}}{4\pi\sigma^{*2}},$$

dove n_b è il numero di bunch circolanti, N_b il numero di protoni per bunch, f_{rev} la frequenza di rivoluzione della macchina e σ^* la larghezza rms del fascio nel piano trasverso nel punto di interazione, mentre F è un fattore geometrico che dipende dall'angolo di intersezione tra i due fasci. Se quest'angolo, θ_c , è piccolo (ad LHC

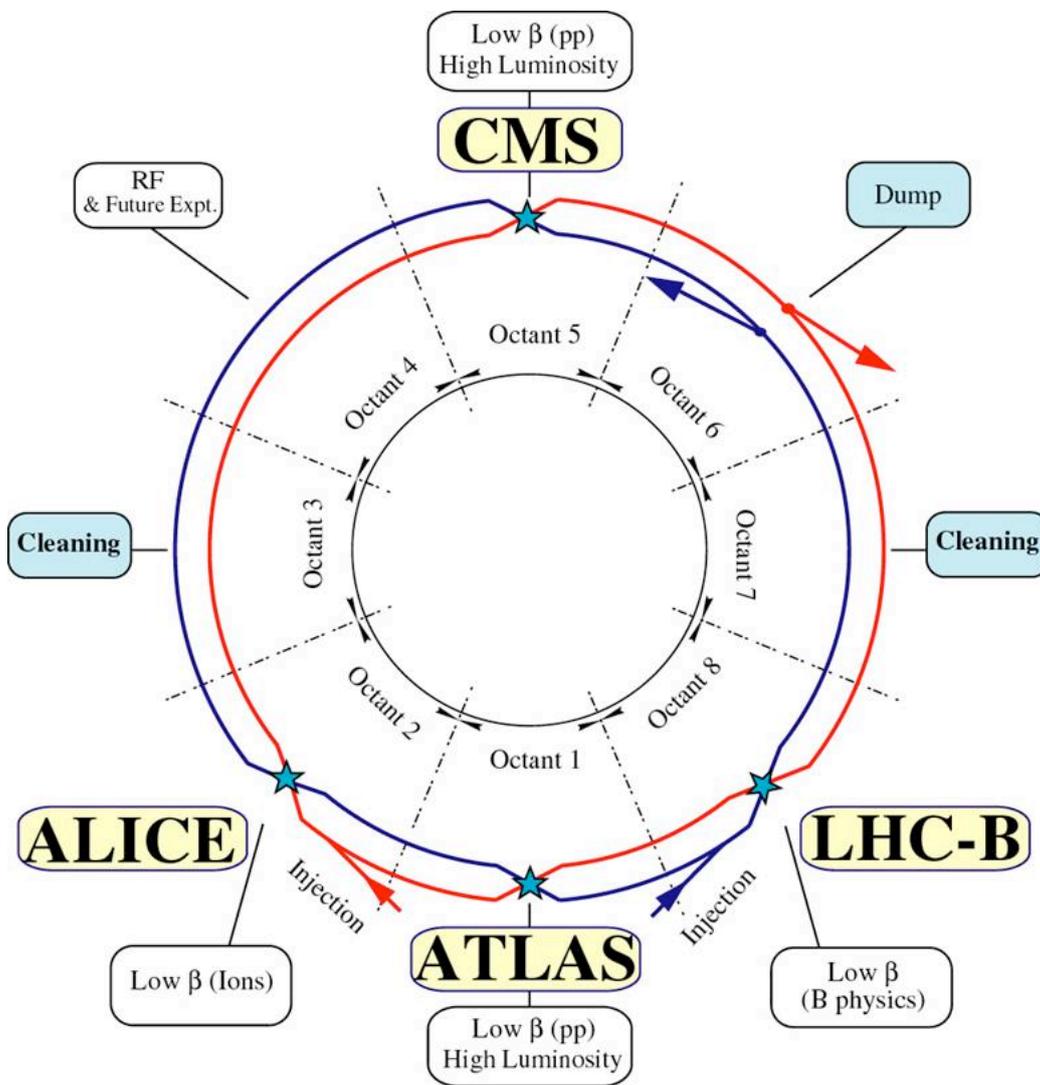


Figura 1.1: Rappresentazione schematica del Large Hadron Collider al CERN di Ginevra.

Parametro	Valore
n_b	2808 bunch
N_b	$1.15 \cdot 10^{11} p/\text{bunch}$
f_{rev}	11245 kHz
σ^*	16.7 μm
θ_c	285 μrad
σ_z	7.55 cm
F	0.84

Tabella 1.1: Parametri di macchina dell'acceleratore LHC [1].

è di circa 285 μrad), questo fattore si scrive come

$$F \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*}\right)^2}},$$

dove σ_z è la lunghezza rms dei pacchetti. I parametri di progetto sono in tabella 1.1.

In questi primi mesi di presa dati, l'acceleratore ha prodotto collisioni tra fasci di protoni da circa 10^{11} particelle ciascuno, composti da fino ad 8 pacchetti di particelle, per un'energia nel sistema del centro di massa di 7 TeV. La dimensione trasversa dei fasci nel punto di interazione presso il quale è localizzato l'esperimento ATLAS è di 45 μm , mentre la luminosità istantanea di picco raggiunta è di $2 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

1.2 Fisica della J/ψ

1.2.1 Proprietà dei quarkonia

La denominazione *quarkonia* descrive sistemi di particelle non elementari, di natura adronica, costituite da uno stato legato formato da un quark e un antiquark dello stesso sapore. Il nome *quarkonium* è stato scelto in analogia a quello del *positronio*, stato legato e^+e^- : i due sistemi particella–antiparticella hanno infatti una

simile struttura spettroscopica, illustrata in figura 1.2 per la famiglia di *charmonia*, mesoni formati cioè da due quark *charm*.

La scoperta del primo stato legato $c\bar{c}$ risale al novembre 1974, in contemporanea al collisore e^+e^- SPEAR a BNL [2] ed all'esperimento a bersaglio fisso con fascio di protoni al sincrotrone AGS a SLAC [3]. La segnatura sperimentale osservata fu un repentino aumento della sezione d'urto in vari canali (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$...), compatibile con l'esistenza di una risonanza di massa di circa $3.1 \text{ GeV}/c^2$ e larghezza intrinseca trascurabile rispetto alla risoluzione in massa invariante dei due esperimenti. Misure successive hanno confermato l'esistenza di questa risonanza di natura adronica, denominata J/ψ , avente gli stessi numeri quantici del fotone ($J^{PC} = 1^{--}$), carica neutra ed isospin nullo.

La larghezza intrinseca totale della risonanza, di circa 93.2 keV [4], è piuttosto ridotta in quanto il decadimento in particelle con numero quantico di *charm* non nullo (*open charm*) è cinematicamente proibito, poiché $m_{J/\psi} < 2m(D)$, e il decadimento in due gluoni è proibito perché si avrebbe violazione della C -parità. Il decadimento può però avvenire in tre gluoni, e la sua probabilità è dunque soppressa di un fattore α_s^3 , dove α_s è la costante di accoppiamento delle interazioni forti¹, oppure in adroni o leptoni attraverso la produzione di un fotone virtuale.

Stati legati quark/antiquark vengono formati anche da coppie di quark *b*, e sono denominati *bottomonia*. Il primo stato scoperto è la $\Upsilon(1S)$, con una massa di circa $9.46 \text{ GeV}/c^2$, gli stessi numeri quantici della J/ψ ($J^{PC} = 1^{--}$) e una larghezza intrinseca di circa 54 keV .

1.2.2 Meccanismi di produzione

I meccanismi di produzione del mesone J/ψ sono classificati in tre tipi:

- produzione diretta;
- produzione dal decadimento *prompt* di stati legati $c\bar{c}$ più pesanti, come χ_{c1} e χ_{c2} ;

¹Il suo valore decresce all'aumentare della scala di energia coinvolta nell'interazione: per energie prossime alla massa della J/ψ , $\alpha_s(m_{J/\psi}) \approx 0.3$.

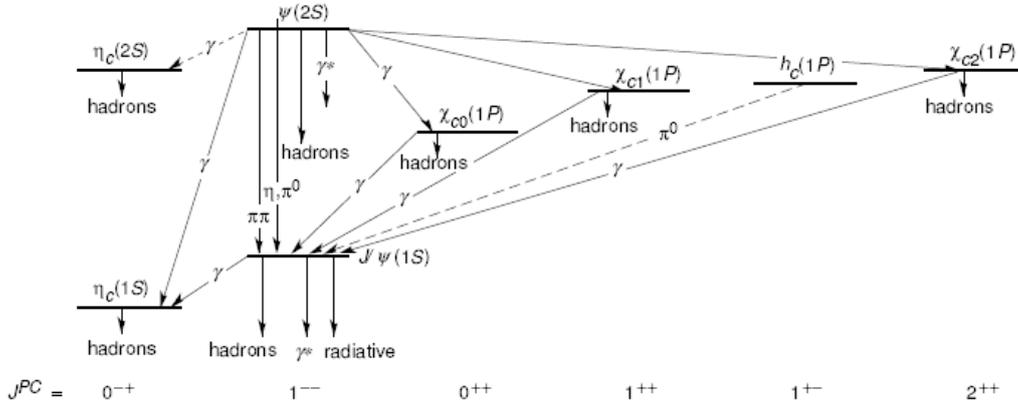


Figura 1.2: Spettro degli stati legati $c\bar{c}$, con indicate le varie transizioni possibili.

- produzione indiretta dal decadimento di adroni B .

Produzione diretta

Un primo tentativo di descrizione della produzione diretta di quarkonia [5] è quello del Colour Singlet Model (CSM), che assume che la coppia di quark prodotti abbia già i numeri quantici dello stato finale in cui andrà ad evolvere. Tale modello tuttavia non spiega l'eccesso di produzione diretta di J/ψ rispetto alla produzione indiretta, osservato all'esperienza CDF al Tevatron, più di un ordine di grandezza oltre la previsione del CSM (vedi fig. 1.4).

Una soluzione a questo deficit è proposta, all'interno del *framework* della cromodinamica quantistica non-relativistica (NRQCD), dal Colour Octet Model (COM), che prevede che la coppia di quark pesanti prodotta nella collisione adronica possa anche essere prodotta con numeri quantici diversi da quello del quarkonium di stato finale. L'evoluzione della coppia di quark nello stato finale avverrebbe – durante il processo di adronizzazione – attraverso la radiazione di gluoni di basso p_T , secondo lo schema

$$gg \rightarrow {}^3P_2^8 \rightarrow 3S_1 + g.$$



Figura 1.3: Definizione dell'angolo θ^* : P è l'impulso della J/ψ nel sistema di riferimento del laboratorio, P_{\pm}^* l'impulso dei muoni positivo e negativo nel sistema del centro di massa del mesone.

L'accoppiamento tra lo stato intermedio – otetto di colore – e lo stato finale è non perturbativo: questo porta all'introduzione di parametri liberi della teoria, i cui valori possono essere fissati in modo che il modello riproduca i dati sperimentali.

Anche in seguito a questo *tuning*, tuttavia, il Colour Octet Model non spiega la distribuzione dello *spin alignment* α della risonanza, definito dalla relazione

$$\frac{dN}{d\cos\theta^*} \propto 1 + \alpha \cos^2(\theta^*), \quad |\alpha| < 1,$$

dove θ^* è l'angolo, nel sistema del centro di massa della J/ψ , tra la sua direzione di volo e quella del muone positivo di decadimento (vedi fig. 1.3). Ad alti valori di α , corrisponde un'asimmetria nell'impulso trasverso dei due muoni, mentre a bassi valori di α corrispondono muoni di p_T simili. In figura 1.5 è mostrato infatti, nel caso della Υ , come i dati sperimentali non siano in accordo con il COM, che prevede che α cresca con l'impulso trasverso della risonanza.

La maggiore energia nel centro di massa di un collisore come LHC permetterà di esplorare una regione in p_T più vasta di quella studiata finora, raccogliendo maggiore statistica e consentendo così uno studio più dettagliato della sezione d'urto differenziale e dello *spin alignment* dei quarkonia. Il confronto dei dati sperimentali con le predizioni teoriche dei vari modelli consentirà così di ottenere una maggiore comprensione dei meccanismi di produzione degli stati legati quark–antiquark.

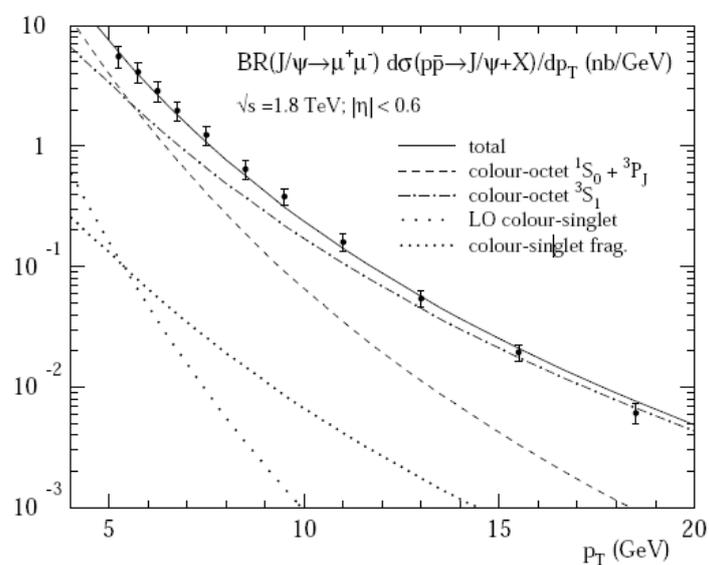


Figura 1.4: Sezione d'urto differenziale di produzione della J/ψ , misurata all'esperimento CDF al Tevatron, confrontata con l'andamento previsto dal Colour Singlet Model e dal Colour Octet Model.

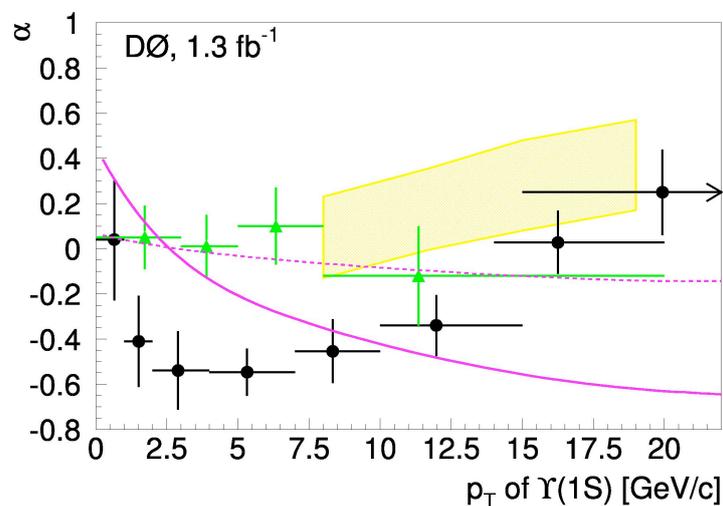


Figura 1.5: *Spin alignment* della $\Upsilon(1S)$ in funzione del suo p_T , misurato agli esperimenti D0 (punti neri) e CDF (triangoli verdi), confrontato con i limiti posti dal modello di fattorizzazione k_T [6] (curve tratteggiata e puntinata) e con le predizioni del COM (banda ombreggiata).

Produzione indiretta

La vita media dei mesoni B è di circa 1.5 ps: le J/ψ prodotte dal loro decadimento si troveranno, nel piano trasverso alla direzione di collisione dei fasci, delocalizzate rispetto alla posizione del vertice primario di interazione. La discriminazione tra J/ψ di produzione diretta e indiretta può avvenire, dunque, osservando la distribuzione del tempo pseudoproprio di decadimento della particella, definito da

$$ct = \frac{L_{xy} M_{J/\psi}}{p_T(J/\psi)},$$

dove L_{xy} (vedi fig. 1.6) è la proiezione nel piano trasverso, lungo la direzione dell'impulso della J/ψ , del vettore che congiunge il vertice primario di interazione e il vertice di produzione della J/ψ (*vertice secondario*, che coincide, vista la breve vita media della risonanza, con il suo punto di decadimento). In figura 1.7 è mostrata la distribuzione del ct delle J/ψ di due campioni Monte Carlo, con produzione diretta e indiretta della risonanza. La distribuzione del tempo pseudoproprio della produzione diretta è centrata in 0, mentre nel caso della produzione indiretta ha un andamento esponenziale, dovuto alla vita media non nulla dei mesoni B di cui la J/ψ è un prodotto di decadimento.

1.2.3 Motivazioni sperimentali

La sezione d'urto di produzione di mesoni J/ψ in collisioni pp a 7 TeV, con decadimento in una coppia di muoni di segno opposto, è dell'ordine di qualche microbarn. Poiché la sua larghezza intrinseca è trascurabile rispetto alle risoluzioni in massa invariante degli esperimenti ai collisori adronici, la J/ψ fornisce contemporaneamente

- un *constraint* sulla scala energetica del rivelatore: la calibrazione e l'allineamento degli apparati, come pure i dettagli della loro simulazione², possono

²Infatti, ai fini della ricostruzione delle traiettorie particelle, ad un'accurata conoscenza della geometria e dei materiali del rivelatore segue una migliore stima delle perdite di energia e della diffusione multipla delle particelle nei vari strati di materiale, consentendo così una più precisa estrapolazione dei vari segmenti di traccia per la ricostruzione di una traiettoria.

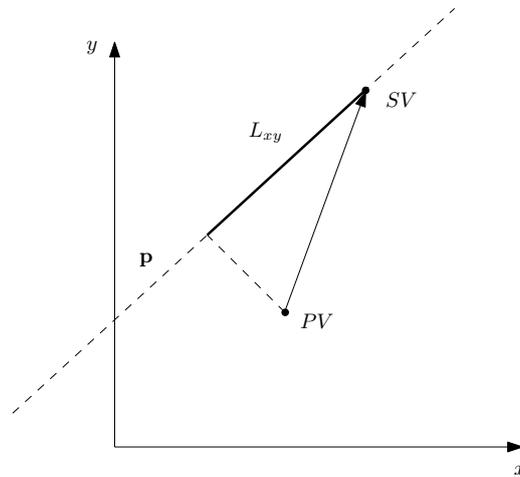


Figura 1.6: Definizione di L_{xy} : \mathbf{p} è l'impulso della particella nel piano trasverso alla direzione dei fasci, PV il vertice primario di interazione e SV il vertice secondario. La proiezione del vettore congiungente PV a SV lungo la direzione di \mathbf{p} è denominata L_{xy} .

essere affinati richiedendo che la massa ricostruita della risonanza coincida con il valore già noto;

- un metodo per la stima della risoluzione energetica del rivelatore, attraverso la larghezza del picco di segnale nella distribuzione di massa invariante a due muoni.

Il buon numero di eventi atteso già nei primi mesi di presa dati, assieme alla sua natura di risonanza stretta, permette una discriminazione segnale/fondo relativamente semplice. In questa maniera, si ha a disposizione un metodo per identificare come muoni coppie di particelle ricostruite dal rivelatore: viene costruito così un campione di coppie $\mu^+\mu^-$ su cui è possibile studiare le efficienze di rivelazione e di trigger dell'esperimento.

Applicando infatti delle selezioni restrittive su solo uno dei due candidati muoni, ed impiegando metodi di estrazione del segnale J/ψ dal fondo nella distribuzione di massa invariante, l'altro candidato – che viene ricostruito indipendentemente, facendo uso di altri rivelatori – è automaticamente identificato come muone. Una misura delle efficienze di rivelazione e trigger dell'esperimento, neces-

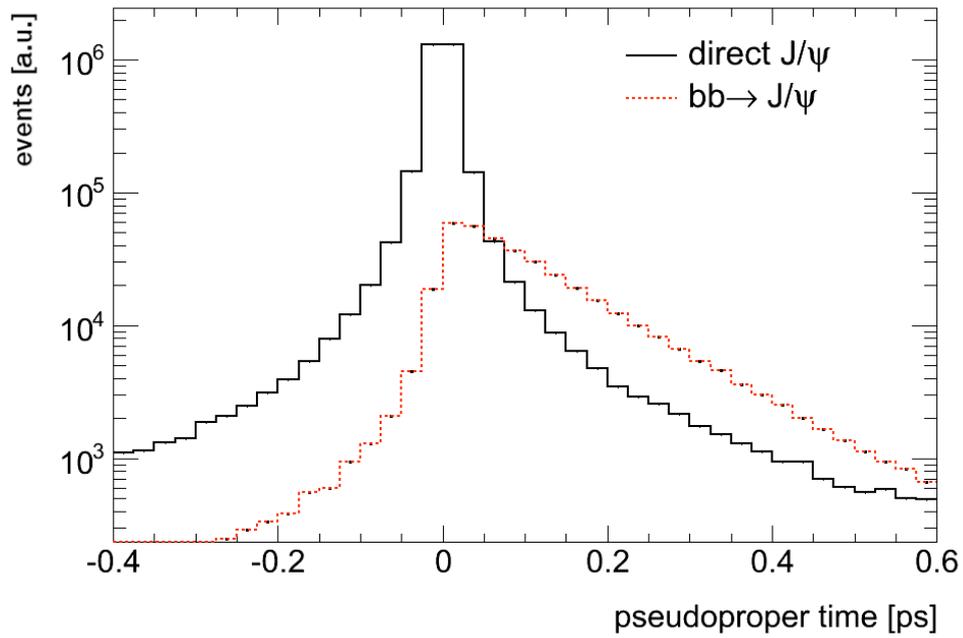


Figura 1.7: Distribuzione del tempo pseudoproprio di decadimento della J/ψ , per campioni Monte Carlo con produzione diretta (istogramma nero) e indiretta (istogramma rosso).

saria per misurare le sezioni d'urto dei vari processi con muoni nello stato finale, è quindi data dal numero di candidati che sono stati effettivamente ricostruiti – o triggerati – come muoni.

1.3 Il modello standard

L'obiettivo della costruzione di un acceleratore come il Large Hadron Collider è quello di estendere le linee di ricerca portate avanti a LEP e Tevatron ad una nuova frontiera dell'energia di interazione. Oltre alla ricerca di segnali di nuova fisica, l'obiettivo primario è il completamento delle verifiche sperimentali del Modello Standard della fisica delle particelle, con l'osservazione sperimentale del bosone di Higgs.

Il bosone di Higgs nasce come possibile soluzione al problema di come dare massa ai bosoni vettori, mediatori dell'interazione elettrodebole. La rottura spontanea della simmetria di *gauge* elettrodebole porta, secondo lo schema denominato *meccanismo di Higgs*, all'introduzione di un campo scalare neutro, appunto il campo di Higgs H , che accoppiandosi ai bosoni vettori (W^\pm e Z^0) permette l'introduzione, nella densità di lagrangiana della teoria, di un termine di massa proporzionale alla loro costante di accoppiamento con H .

La massa delle particelle elementari è dunque, secondo il Modello Standard, una conseguenza del loro accoppiamento con il campo H . Proprio la massa del bosone di Higgs, m_H , è un parametro libero della teoria, su cui sono posti vincoli teorici e limiti sperimentali (vedi fig. 1.8). L'obiettivo di LHC è quello di consentire la ricerca di un segnale di Higgs nell'intervallo di massa tra il limite superiore posto da LEP, $114.4 \text{ GeV}/c^2$, a circa $1 \text{ TeV}/c^2$.

In figura 1.9 sono mostrati i principali meccanismi di produzione del bosone di Higgs in funzione della sua massa, mentre le sezioni d'urto dei vari modi di produzione in interazioni pp sono illustrate in figura 1.10. Al variare della massa m_H , i meccanismi di produzione dominanti variano di conseguenza (principalmente la *gluon fusion* e la *vector boson fusion*), come pure le modalità di decadimento (vedi fig. 1.11).

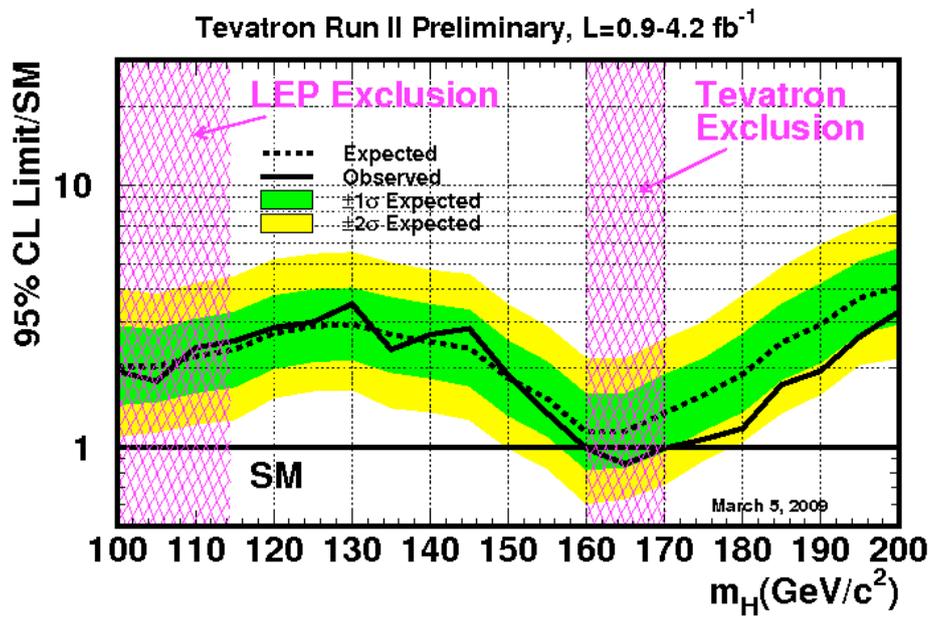


Figura 1.8: Risultati combinati degli esperimenti CDF e D0 [7].

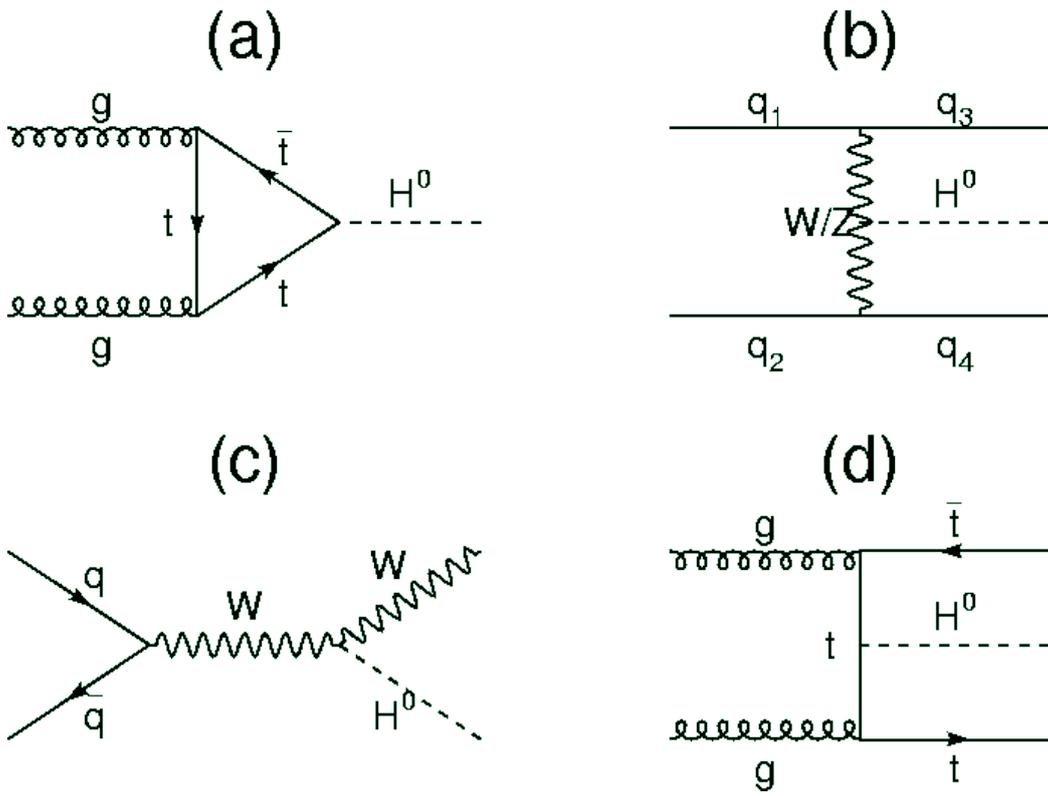


Figura 1.9: Meccanismi di produzione del bosone di Higgs: (a) *gluon fusion*, (b) *vector boson fusion*, (c) produzione associata ad un bosone vettore W , (d) produzione associata a una coppia $t\bar{t}$.

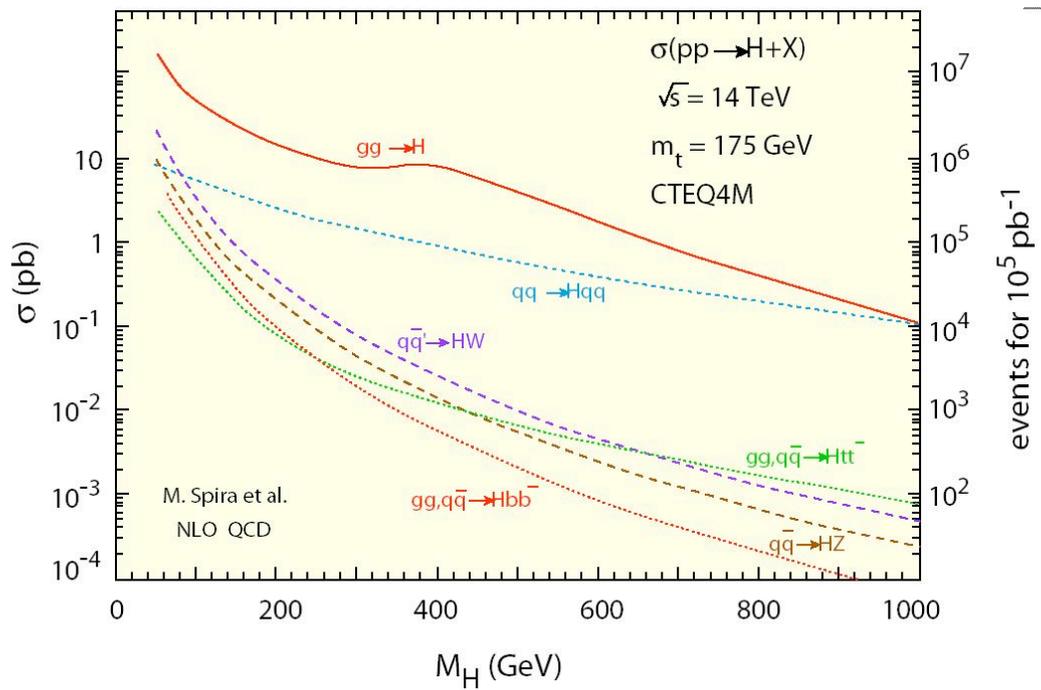


Figura 1.10: Sezione d'urto di produzione, per i vari meccanismi di produzione del bosone di Higgs, in funzione della sua massa.

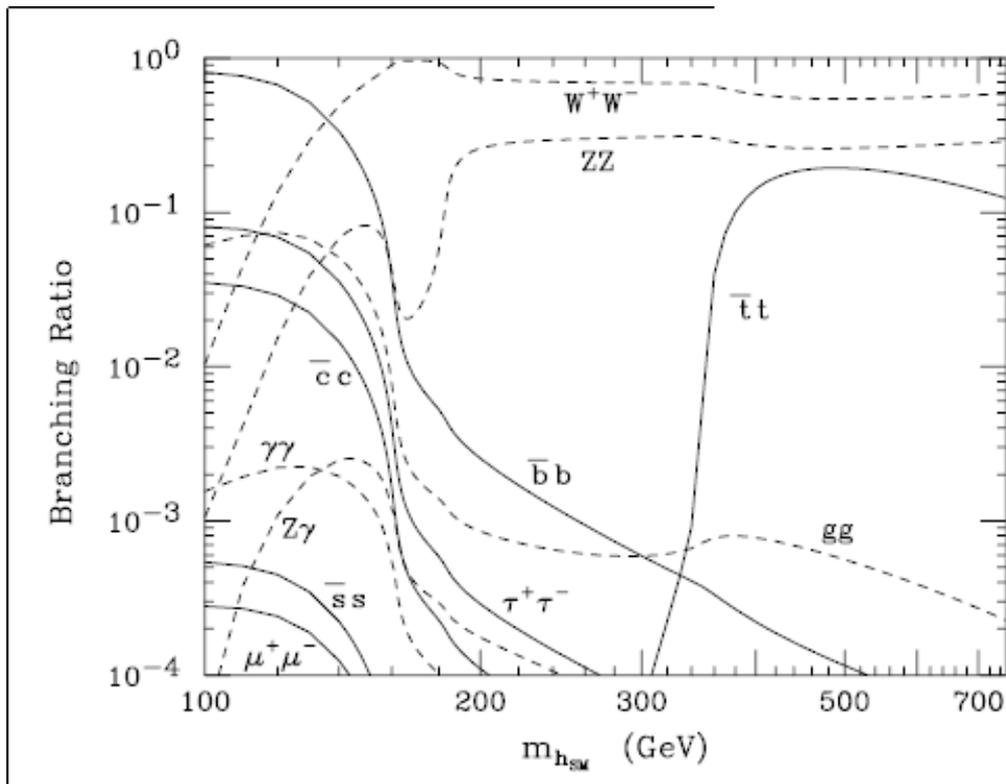


Figura 1.11: *Branching ratios* dei principali canali di decadimento del bosone di Higgs, in funzione della sua massa.

Sia in regioni di bassa m_H (tra $130 \text{ GeV}/c^2$ e $2m_Z$, con i canali $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$ e $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2l^\pm 2\nu$) che di massa più alta (sopra $2m_Z$, con la produzione di due bosoni vettori), i canali di decadimento con leptoni nello stato finale sono buoni candidati per la ricerca del bosone di Higgs. La ricerca di un segnale in questi canali richiede ovviamente un'accurata conoscenza delle caratteristiche del rivelatore: per quanto riguarda la ricerca di signature muoniche, è richiesta una piena comprensione delle efficienze di ricostruzione e di trigger, come pure delle risoluzioni sperimentali nella ricostruzione delle masse invarianti di sistemi di particelle.

Uno dei metodi utilizzabili a questo scopo è costituito dallo studio e dalla ricostruzione di risonanze già note, ad esempio $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, che fungono da strumento di verifica del funzionamento degli apparati sperimentali e consentono dunque la loro calibrazione. Risonanze come $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ offrono la possibilità di mettere in pratica queste tecniche già con valori di luminosità integrata relativamente bassi, consentendo così una migliore comprensione delle caratteristiche dei vari rivelatori a scale di energia inferiori a quelle dei processi rari che si vorranno andare a studiare.

Capitolo 2

L'esperimento ATLAS

2.1 Struttura generale

La struttura di ATLAS (acronimo di *A Toroidal LHC Apparatus* [8]; vedi figura 2.1) è quella tipica di un esperimento multi-purpose ad un collisore: è composto da una sezione a geometria cilindrica attorno all'asse dei fasci (barrel), lunga 42 m e con raggio di circa 11 m, chiusa alle estremità da due regioni – chiamate endcap – progettate per ottimizzare la rivelazione in avanti. Partendo dallo strato più vicino ai fasci, l'esperimento si compone di:

- un sistema di rivelatori di traccia di particelle cariche, per la misura degli impulsi delle tracce vicine alla camera dei fasci e della posizione dei vertici secondari di interazione;
- un solenoide avente per asse l'asse dei fasci;
- un calorimetro elettromagnetico (ECAL), per la rivelazione di cascate elettromagnetiche indotte da fotoni ed elettroni;
- un calorimetro adronico (HCAL), per la rivelazione di sciame adronici e lo studio della struttura dei jet;
- uno spettrometro per muoni, che consente il tracciamento di particelle penetranti con grande precisione;

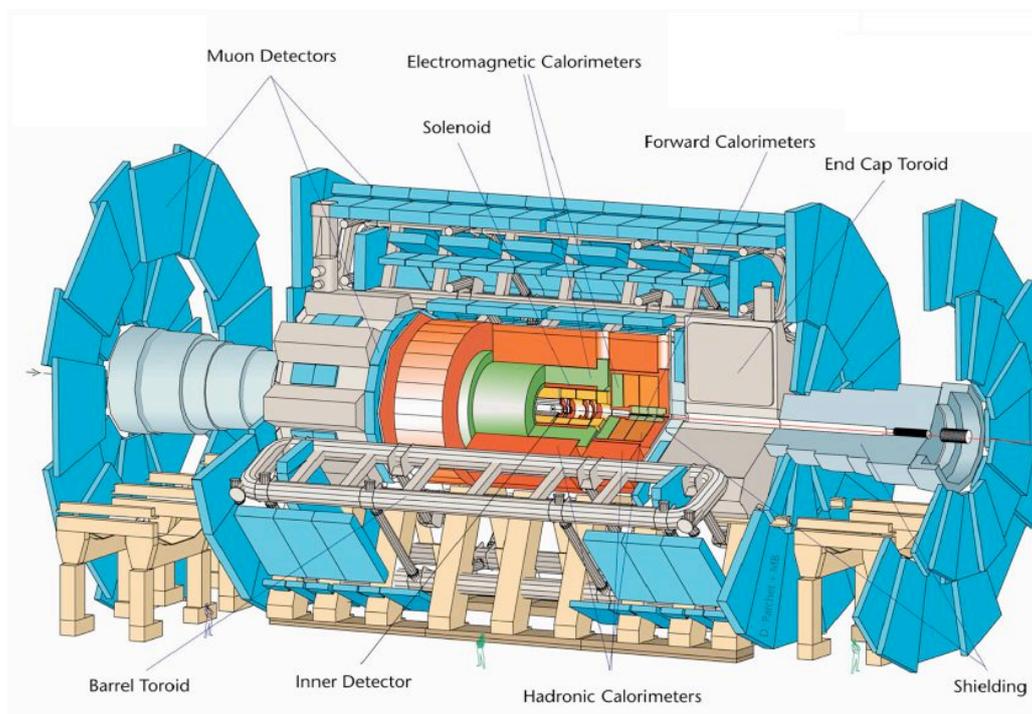


Figura 2.1: Rappresentazione grafica dell'esperimento ATLAS ad LHC.

- un sistema di magneti toroidali immersi in aria.

Il sistema di coordinate utilizzato in ATLAS (vedi fig. 2.2) è un sistema destrorso in cui l'asse x punta verso il centro dell'anello di LHC, l'asse z segue la direzione dei fasci e l'asse y è diretto verso l'alto. La rappresentazione in coordinate sferiche di questo sistema si introduce definendo un angolo azimutale $\phi \in [-\pi, \pi]$, nullo in corrispondenza dell'asse x e che cresce muovendosi in senso orario guardando nella direzione delle z positive, ed un angolo polare θ misurato rispetto all'asse delle z positive.

Data una particella di energia E e componente longitudinale (parallela all'asse z) dell'impulso p_L si definisce la sua rapidità come

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_L}{E - p_L} \right].$$

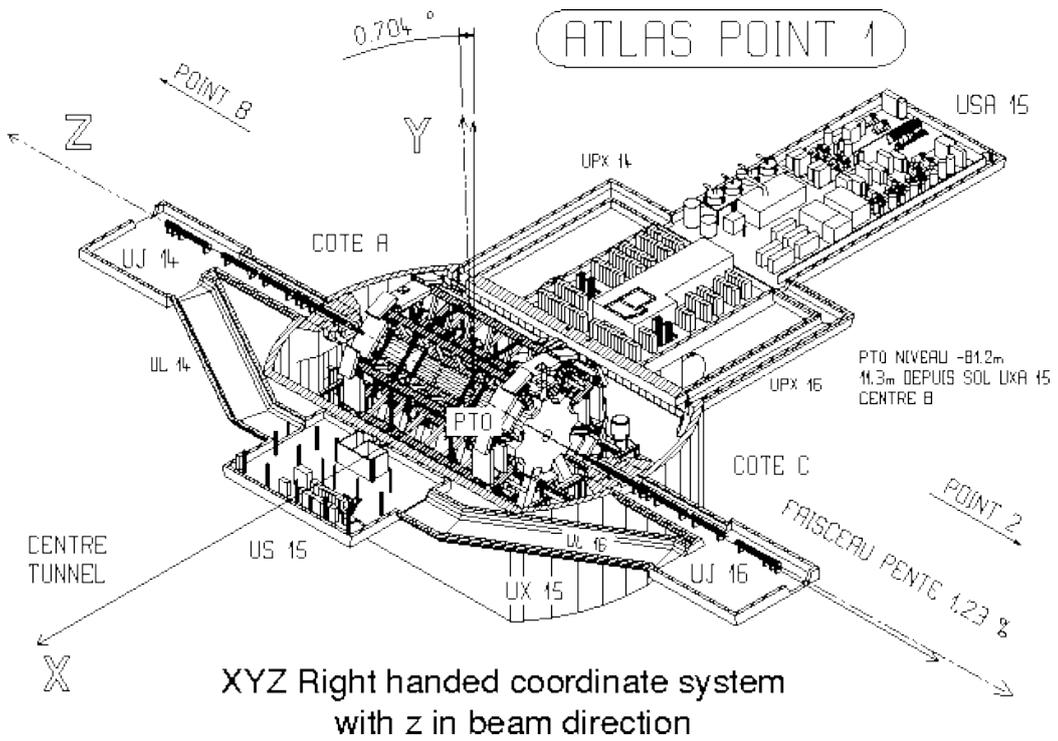


Figura 2.2: Rappresentazione del sistema di coordinate di ATLAS.

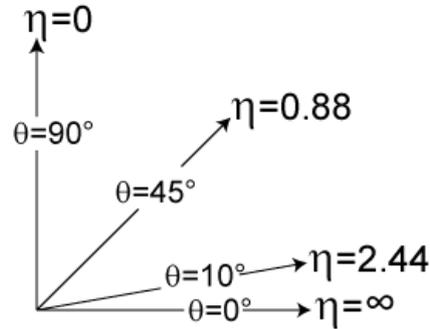


Figura 2.3: Pseudorapidità η per alcuni valori dell'angolo polare θ .

Si può dimostrare che la differenza in rapidità è un invariante relativistico sotto boost longitudinali (ovvero lungo l'asse z).

Nel limite ultra-relativistico $E \approx p_L$, e la rapidità della particella è approssimabile dalla grandezza

$$\eta = -\ln \left[\tan \frac{\theta}{2} \right],$$

che prende il nome di pseudorapidità; η (vedi fig. 2.3) vale 0 per $\theta = 45^\circ$ (barrel), e cresce asintoticamente per $\theta \rightarrow 0$ (endcap).

Poiché LHC è un collisore adronico, in cui vengono fatte collidere particelle non elementari composte da partoni (gluoni e quark), l'energia effettiva dell'interazione nel sistema del centro di massa – che dipende dagli impulsi dei partoni che effettivamente partecipano alla singola interazione – non è nota con esattezza. È quindi naturale studiare la cinematica delle interazioni nel piano trasverso xy , l'unico in cui la cinematica è chiusa (la componente trasversa dell'impulso medio dei partoni è nulla o comunque trascurabile rispetto a quella longitudinale) e in cui si può imporre la conservazione dell'energia.

2.2 Magnet

Il sistema di magneti superconduttori di ATLAS (vedi fig. 2.4) si compone di

- un solenoide, avente per asse la direzione dei fasci, posto all'interno dell'inner detector nella zona del barrel, il cui campo magnetico assiale da 2 T

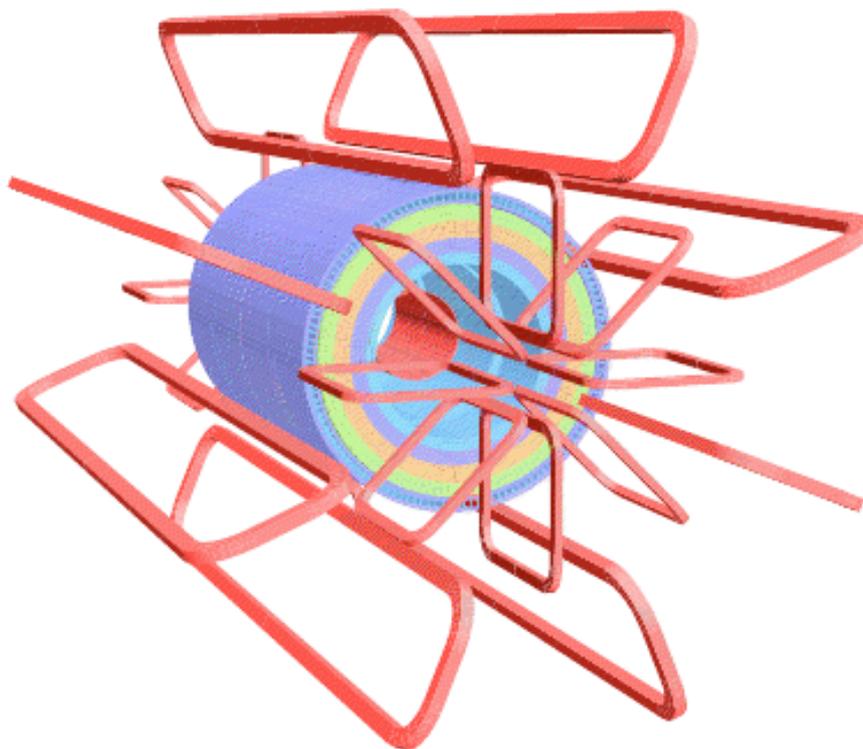


Figura 2.4: Rappresentazione schematica del sistema di magneti superconduttori di ATLAS: in rosso, le bobine dei magneti toroidali; in blu, il solenoide.

curva le particelle cariche nell'inner detector consentendo la misura del loro impulso;

- un toroide per il barrel e due toroidi per i due endcap, immersi in aria, che forniscono un campo magnetico radiale.

Il solenoide centrale è lungo 5.3 m e ha un diametro di 2.4 m; fornisce un campo magnetico di 2 T nel volume centrale di tracciamento e un campo magnetico di picco di 2.6 T. Lo spessore del solenoide è stato minimizzato in modo da ridurre le perdite di energia prima degli apparati calorimetrici.

Il sistema di magneti toroidali consiste invece di otto bobine nel barrel, montate su criostati separati, e due criostati negli endcap ospitanti ciascuno otto bobine,

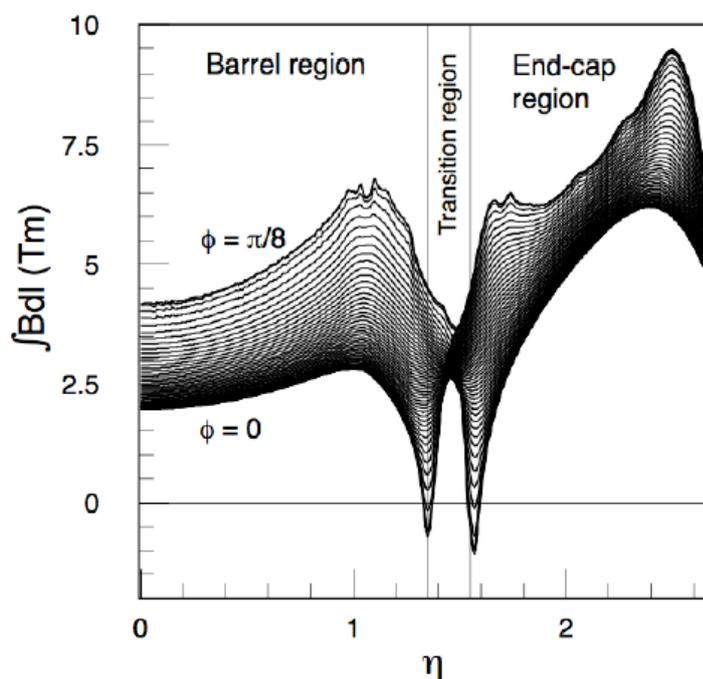


Figura 2.5: Andamento dell'integrale lineare del campo magnetico toroidale in funzione della pseudorapidità η , per diversi valori dell'angolo azimutale ϕ . La *transition region* è la zona di transizione tra barrel ed endcap.

ruotate di 22.5° rispetto a quelle del barrel affinché vi sia una sovrapposizione radiale e sia ottimizzato il bending power nelle giunzioni tra i due sistemi di bobine. La scelta di un campo magnetico toroidale consente di non aver bisogno di chiudere il campo magnetico con un ferro di ritorno, riducendo così la quantità di materiale all'interno dello spettrometro e di conseguenza lo scattering multiplo delle particelle con il materiale, che peggiorerebbe la risoluzione sul loro impulso.

L'andamento del campo magnetico toroidale è complesso: il suo integrale lineare è mostrato in figura 2.5. La non omogeneità del campo è enfatizzata nella regione di transizione, dove la sovrapposizione fra i campi magnetici toroidali del barrel e degli endcap produce effetti di bordo.

2.3 Tracciatore interno

Il tracciatore interno di ATLAS (Inner Detector, o ID) si propone di consentire la ricostruzione delle tracce delle particelle cariche, la misura di precisione dei loro impulsi e la ricostruzione dei vertici primari e secondari di interazione. La misura degli impulsi \mathbf{p} delle particelle, immerse nel campo magnetico solenoidale \mathbf{B} , avviene sfruttando la curvatura indotta dalla forza di Lorentz

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B},$$

dove q è la carica della particella e \mathbf{v} la sua velocità; \mathbf{B} , che è diretto lungo z , curva dunque le traiettorie nel piano trasverso alla direzione dei fasci.

Per ciascuna traccia, rappresentata in un campo magnetico uniforme da un'elica, vengono misurati i seguenti parametri:

$1/p_T$ reciproco dell'impulso trasverso della particella rispetto all'asse dei fasci;

ϕ angolo azimutale della traccia, dove $\tan \phi \equiv p_y/p_x$;

d_0 parametro di impatto trasverso, definito come la distanza nel piano xy tra l'asse z e il punto di massimo avvicinamento dell'elica all'asse z ; il segno è determinato dal momento angolare della traccia rispetto all'asse dei fasci;

$\cot \theta$ cotangente dell'angolo polare, dove $\cot \theta \equiv p_z/p_T$;

z_0 parametro di impatto longitudinale, definito come la posizione lungo z del punto di minimo avvicinamento della traccia all'asse dei fasci.

Se ϵ è la risoluzione sul singolo punto ed N il numero di punti con cui la traccia è stata ricostruita, la risoluzione sull'impulso p di una particella carica è data dalla formula

$$\frac{\Delta p}{p^2} = \frac{8}{0.3Bl^2} \Delta s,$$

dove B è in T, l è la lunghezza (in m) della traccia ricostruita e [9]

$$\Delta s = \frac{\epsilon}{8} \sqrt{\frac{720}{N+4}}.$$

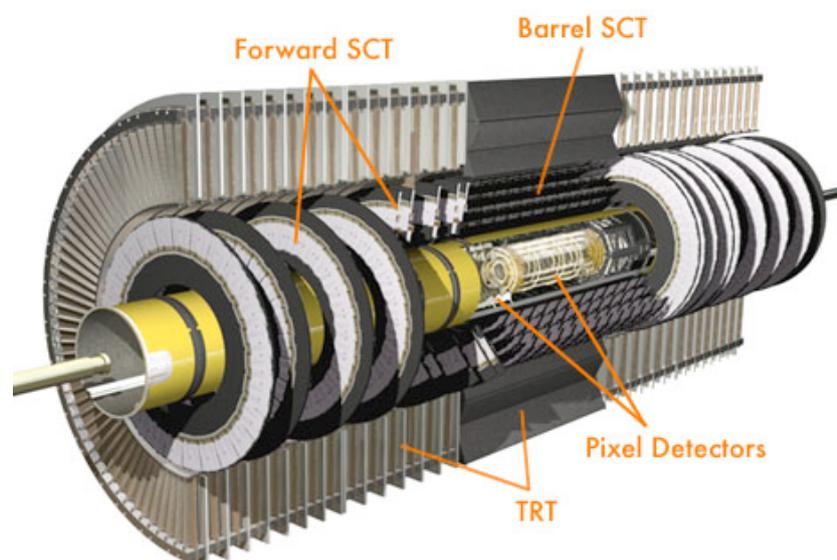


Figura 2.6: Rappresentazione grafica del rivelatore interno di ATLAS.

Il tracciatore interno, di geometria cilindrica attorno all'asse dei fasci, si estende in $z = \pm 345$ cm (di cui i primi 80 cm di barrel) ed ha un diametro di 115 cm. È composto da tre regioni concentriche di diversa precisione (vedi fig. 2.6):

- un rivelatore a pixel, di alta precisione e granularità, posto in prossimità del punto di interazione, che contribuisce significativamente al miglioramento della risoluzione sul parametro d'impatto d_0 delle tracce e alla misura di vertici secondari di particelle a breve vita media;
- un tracciatore a semiconduttore (SCT), di alta granularità, che contribuisce alla misura dell'impulso, del parametro d'impatto e della posizione dei vertici;
- un tracciatore a radiazione di transizione (TRT), di risoluzione sul singolo punto inferiore ai primi due tipi di rivelatore, ma dal costo inferiore e dalla minore quantità di materiale per punto ricostruito.

Il rivelatore a pixel è formato da tre strati cilindrici a 4 (barrel layer, o B-layer, con copertura su $|\eta| < 2.5$), 10 e 13 cm (copertura su $|\eta| \leq 1.7$), più cinque dischi per lato fra 11 e 20 cm di raggio (copertura su $1.7 < |\eta| < 2.5$). La risoluzione sul

singolo punto dei tre strati cilindrici è di $12\ \mu\text{m}$ nel piano $r\phi$ e $66\ \mu\text{m}$ in z , mentre i cinque dischi hanno una risoluzione in r di $77\ \mu\text{m}$ [10]. Tipicamente una traccia attraversa tre strati di pixel.

Il tracciatore a semiconduttore è formato da otto strati di rivelatori a microstrisce di silicio, con una risoluzione spaziale di $16\ \mu\text{m}$ nel piano $r\phi$ e di $580\ \mu\text{m}$ lungo z , e consente di discriminare due tracce se separate tra loro più di $200\ \mu\text{m}$. Tipicamente una traccia che attraversa l'SCT nella zona intermedia è dotata di otto misure di precisione.

Il TRT, tracciatore a straw tubes, fornisce un gran numero di punti, in media 36 per traccia. Le hit TRT negli strati più esterni contribuiscono particolarmente alla misura dell'impulso della particella, a causa del maggiore braccio di leva e al maggior numero di punti rispetto a quelli dei rivelatori più interni, che compensano la peggiore risoluzione sul singolo punto (circa $170\ \mu\text{m}$ per tubo, per una misura combinata alla luminosità di progetto di LHC di circa $50\ \mu\text{m}$ incluso l'errore sistematico dovuto all'allineamento dei tubi).

2.4 Calorimetri

La calorimetria di ATLAS (vedi fig. 2.7) si compone di un calorimetro elettromagnetico (ECAL) per l'identificazione di sciame elettromagnetici indotti da fotoni ed elettroni e di un calorimetro adronico (HCAL) per la ricostruzione dei jet adronici. Il calorimetro elettromagnetico è un rivelatore a piombo ed argon liquido (LAr) con geometria a fisarmonica (vedi fig. 2.8); copre la regione $|\eta| < 3.2$, e nella regione $|\eta| < 1.8$ è preceduto da un rivelatore presampler, con cui viene stimata la perdita di energia delle particelle nel materiale prima del calorimetro. Il calorimetro adronico si divide in una regione di barrel a simmetria cilindrica intorno all'asse dei fasci, composta da tre calorimetri a campionamento costituiti da piatti (tiles) di scintillatori plastici intervallati da strati di ferro (assorbitore), due regioni di endcap a rame e LAr con geometria a piatti paralleli e un calorimetro in avanti a LAr.

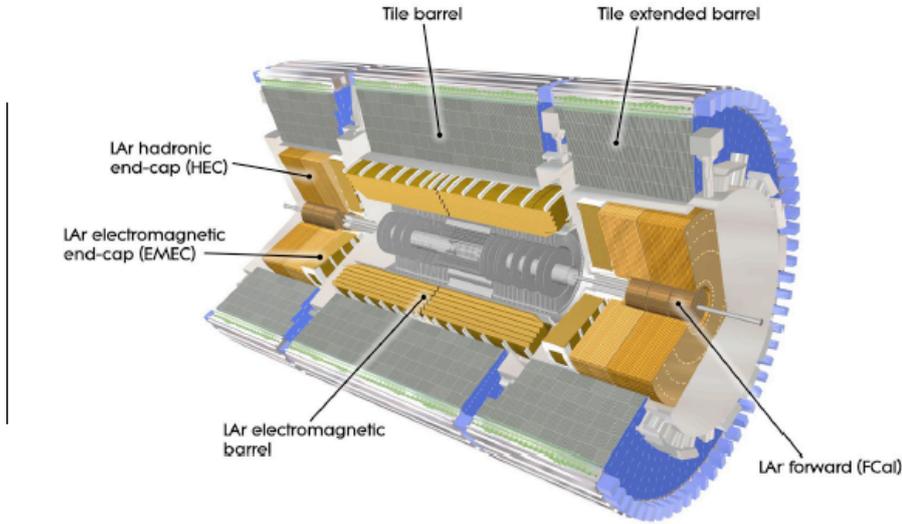


Figura 2.7: Rappresentazione grafica del sistema calorimetrico di ATLAS.

2.4.1 Calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico di ATLAS (ECAL) copre la regione di pseudorapidità $|\eta| < 3.2$; la sua struttura a fisarmonica consente di ottenere una copertura totale nell'angolo azimutale ϕ . Al suo interno si alternano strati di materiale attivo (LAr) spessi 2.1 mm e piatti assorbitori di piombo, il cui spessore varia con η in maniera tale da ottimizzare la risoluzione energetica del calorimetro. Lo spessore totale del calorimetro elettromagnetico è di oltre 24 lunghezze di radiazione (X_0) nel barrel e $26X_0$ negli endcap; la granularità data dalle segmentazione del calorimetro in celle di varie dimensioni è di circa $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.025 \times 0.025$.

La risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico è data da

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 0.3\%,$$

mentre la risoluzione in pseudorapidità è di

$$\Delta\eta = \frac{40 \text{ mrad}}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}.$$

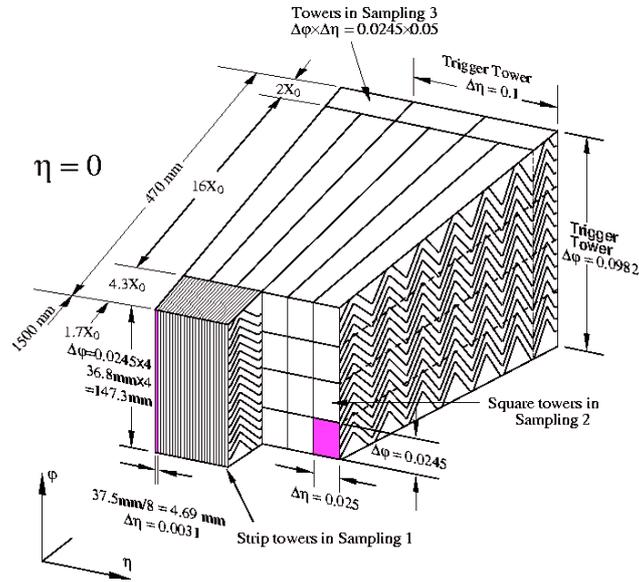


Figura 2.8: Struttura a fisarmonica degli strati di piombo ed argon liquido del calorimetro elettromagnetico di ATLAS.

Minimum Bias Trigger Scintillators

In ciascuna regione di endcap del calorimetro elettromagnetico di ATLAS sono montati 2×16 piatti scintillanti connessi a tubi fotomoltiplicatori (PMT). Questo sistema di scintillatori, denominati *Minimum Bias Trigger Scintillators* (MBTS), è posizionato a $|z| = 3.56$ m. È segmentato in η (due segmenti) ed in ϕ (otto segmenti); copre la regione di pseudorapidità $2.09 < |\eta| < 3.84$.

Il sistema di MBTS è stato utilizzato nei primi mesi di presa dati a bassa luminosità, per il trigger di eventi di *minimum bias*, ovvero interazioni a bassa molteplicità con produzione di particelle a basso impulso trasverso. La segnatura ricercata è la coincidenza dei segnali dovute a particelle cariche in una o entrambe le stazioni (i due endcap).

2.4.2 Calorimetro adronico

Il calorimetro adronico copre la regione di pseudorapidità $|\eta| < 4.9$. Lo spessore totale del calorimetro è di 11 lunghezze di in terazione (λ) ad $\eta = 0$: questo con-

sente un buon contenimento degli sciami adronici e una riduzione sufficiente del *punch-through*, ovvero delle particelle diverse da muoni che riescono ugualmente a penetrare oltre i calorimetri, raggiungendo così lo spettrometro a muoni.

Nella regione del calorimetro a campionamento a tiles (barrel per $|\eta| < 1.0$ e barrel estesi per $0.8 < |\eta| < 1.7$), la granularità è circa $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$.

Negli endcap, la scelta dell'argon liquido come mezzo attivo e del rame come assorbitore è dovuta a una maggiore resistenza alla radiazione (necessaria nelle regioni in avanti). La granularità è anche qui di $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ per $1.5 < |\eta| < 2.5$, e di $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ per $2.5 < |\eta| < 3.2$.

Il calorimetro adronico in avanti è diviso in tre sezioni: copre la regione $3.1 < |\eta| < 4.9$ ed ha una granularità di $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. Nel materiale attivo, sempre LAr, sono immersi bacchette e tubi metallici in rame (prima sezione, più vicina al punto di interazione) e tungsteno (le altre due sezioni) ad alta differenza di potenziale. La scelta dei materiali è dovuta dalla grande resistenza alla radiazione necessaria nelle regioni di grande pseudorapidità.

La risoluzione in energia del sistema composto da barrel ed endcap è di

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 3\%,$$

mentre per il calorimetro adronico in avanti è

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 10\%.$$

2.5 Spettrometro per muoni

Lo spettrometro per muoni (vedi fig. 2.9) è il rivelatore più esterno dell'esperimento; si propone di consentire una misura precisa dell'impulso delle particelle che penetrano oltre i calorimetri, sfruttando l'elevata intensità del campo magnetico toroidale e il grande braccio di leva a disposizione. Il campo magnetico è pressoché ortogonale alla traiettoria delle particelle: la misura di precisione delle loro coordinate avviene nel piano rz .

Nel barrel lo spettrometro si divide in tre strati cilindrici attorno all'asse dei fasci, denominati stazioni, poste a $r = 5, 7.5$ e 10 m; negli endcap e nella regione

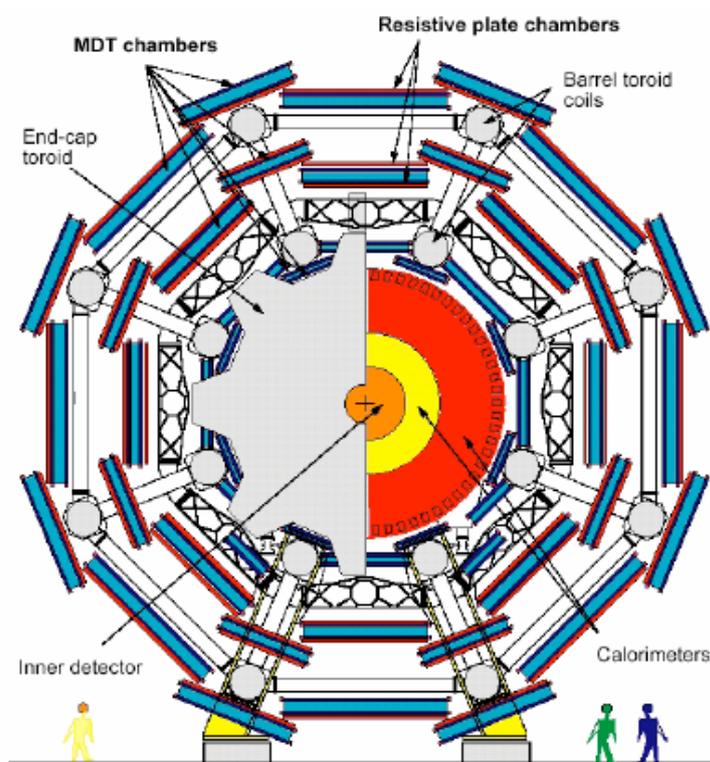


Figura 2.9: Sezione trasversa dello spettrometro a muoni di ATLAS.

di transizione tra barrel ed endcap, lo spettrometro è invece composto da quattro dischi verticali concentrici all'asse dei fasci, posti a $|z| = 7.4, 10.8, 14$ e 21.5 m. La misura delle coordinate delle tracce è effettuata da tre strati di Monitored Drift Tubes (MDT), per $|\eta| \leq 2$, e da uno strato di Cathode Strip Chambers (CSC) e tre strati di MDT per $2 < |\eta| < 2.7$. La disposizione delle camere è stata scelta in maniera tale che i muoni uscenti dal vertice interazione attraversino sempre tre stazioni di rivelazione.

Gli MDT sono dei tubi a deriva di alluminio di 30 mm di diametro, riempiti di una miscela di argon e anidride carbonica a 3 bar di pressione, per un volume totale di 800 m^3 , al cui interno passa un filo di W-Re ad alta tensione (3080 V) del diametro di $50 \text{ }\mu\text{m}$. Ciascuna camera MDT è costituita da due piani di tracciamento, realizzati sovrapponendo 3 o 4 strati di tubi a deriva. La risoluzione spaziale del singolo tubo è di circa $80 \text{ }\mu\text{m}$.

Nelle regioni di alta pseudorapidità ($|\eta| > 2$), il tempo necessario per ottenere la misura dagli MDT non è adeguato alla frequenza di interazioni in avanti, superiore a 150 Hz/cm^2 . In queste regioni il primo strato di camere a muoni è dunque costituito dai CSC, che riescono a lavorare fino a circa 1000 Hz/cm^2 . I CSC sono delle camere proporzionali multifilo con lettura a *strip* (catodi) disposte a griglia, parallelamente ed ortogonalmente ai fili (anodi); le camere sono anche qui composte da due piani di tracciamento, ciascuno formato da quattro strati di rivelatori. La risoluzione spaziale è dell'ordine dei $60 \text{ }\mu\text{m}$, quindi migliore di quella degli MDT.

Il sistema di trigger copre l'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 2.4$. Nella regione di barrel si compone di camere a piatti resistivi (Resistive Plate Chambers, RPC), poste nel lato interno della stazione MDT più esterna e su entrambi i lati della stazione MDT centrale. Negli endcap, il sistema di trigger si compone di tre stazioni di camere proporzionali multifilo (Thin Gap Chambers, TGC) poste vicino alla stazione MDT intermedia.

Gli RPC sono dei rivelatori a gas formati da due piatti paralleli resistivi di bachelite separati di 2 mm; l'intercapedine è riempita da una miscela gassosa (97% di $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ e 3% di $\text{C}_4\text{H}_1\text{O}$). I TGC sono camere proporzionali multifilo

che utilizzano una miscela di gas CO_2 e $n-C_5H_{12}$. Le risoluzioni temporali sono rispettivamente di circa 1.5 e 5 ns.

2.6 Sistemi di trigger

Alla luminosità istantanea di progetto di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, si prevede che la frequenza (*rate*) di incrocio dei fasci (*bunch crossing*) sia di circa 40 MHz, corrispondente ad una frequenza di interazione di circa 1 GHz. La tecnologia attuale consente velocità di scrittura di dati su un supporto di memoria corrispondente¹ a circa 200 Hz: di conseguenza, un esperimento di fisica delle alte energie deve disporre di un insieme di dispositivi sia hardware che software (*sistema di trigger*) che consenta di eliminare in tempo reale (*online*) eventi non interessanti, riducendo la frequenza degli eventi di circa un fattore 10^6 , preservando allo stesso tempo gli eventi interessanti (*alta efficienza*).

Il sistema di trigger di ATLAS (vedi fig. 2.10) si organizza su tre livelli di selezione degli eventi online, primo livello (LVL1), secondo livello (LVL2) ed *event filter* (EF). Tale suddivisione è motivata dal fatto che applicare tagli stringenti o criteri di selezione complessi può richiedere in generale un tempo di calcolo non compatibile con l'elevata frequenza di *bunch-crossing*: in questa maniera, ciascun livello applica criteri di selezione sempre più stringenti su un flusso di eventi ridotto dai livelli precedenti, ed ha così a disposizione un maggiore tempo per prendere una decisione.

Il primo livello di trigger di ATLAS può accettare una frequenza massima di informazione in uscita di circa 75 kHz. Esso compie una prima selezione basata su informazione raccolta a bassa granularità da un sottoinsieme di rivelatori. Muoni di alto impulso trasverso vengono identificati usando esclusivamente RPC e TGC; elettroni e fotoni di alto impulso trasverso, jet adronici, decadimenti adro-

¹Le informazioni registrate da ATLAS per ciascun evento occupano in media 1.5 Mbyte di dati.

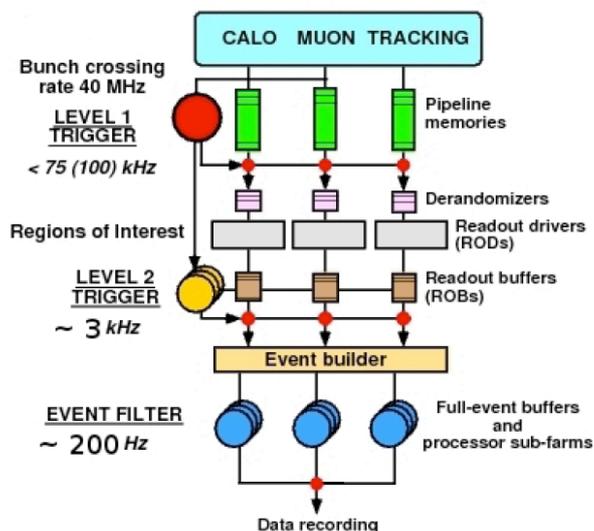


Figura 2.10: Schema di funzionamento dei tre livelli di trigger di ATLAS.

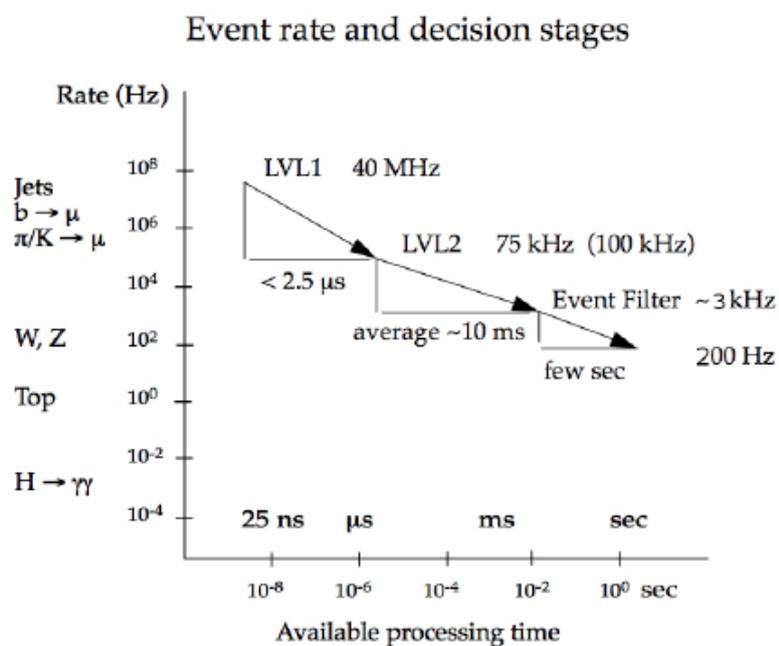


Figura 2.11: Frequenza degli eventi prima e dopo le selezioni applicate dai vari livelli di trigger.

nici di leptoni τ , energie mancanti trasverse² e grandi depositi di energia trasversa totale vengono ricercati dai trigger calorimetrici, che accedono alla somma dei depositi energetici in blocchi di celle dei calorimetri ECAL e HCAL. Il tempo a disposizione per questa prima selezione è di circa 2.5 μs .

Il secondo livello di trigger ha l'obiettivo di ridurre a circa 1 kHz i 75 kHz in uscita dal primo livello. A partire dall'informazione di LVL1 (p_T , η , ϕ e somme di energia degli oggetti che hanno fatto scattare il trigger), vengono costruite delle regioni di interesse (Regions of Interest, RoI). Rispetto al LVL1, il secondo livello ha accesso all'informazione di un numero maggiore di rivelatori al massimo della granularità, raccolte in regioni di estensione limitata attorno alle RoI. Il LVL2 fa uso di algoritmi di software semplici e rapidi, che compiono una prima ricostruzione della particelle vere e proprie prodotte nell'evento e una misura più precisa dei loro parametri, consentendo criteri di selezione più complessi rispetto ad esempio alle semplici soglie in p_T del primo livello. Il tempo disponibile per accedere alle informazioni dei rivelatori e compiere una decisione è dell'ordine di 10 – 20 ms.

Il terzo ed ultimo stadio di selezione online degli eventi è l'event filter, che compie la sua decisione basandosi sulle informazioni complete e alla massima granularità ottenute da tutti i rivelatori dell'esperimento. Esso fa uso degli stessi algoritmi usati nell'analisi offline, riadattati opportunamente, per effettuare selezioni più accurate rispetto a quelle dei precedenti livello di trigger; il tempo a disposizione per una decisione è infatti dell'ordine di 1 s.

Trigger MBTS di primo livello

Nella prima fase di *commissioning*, il trigger di primo livello MBTS è caratterizzato da soglie sulla molteplicità di particelle cariche rivelata nelle due stazio-

²L'energia trasversa si definisce come

$$E_T = E \sin\theta,$$

dove θ è l'angolo azimutale del deposito energetico di energia E .

Trigger Item	Trigger Logic
L1_MBTS_1	MBTS_A(1) OR MBTS_C(1)
L1_MBTS_2	MBTS_A(2) OR MBTS_C(2)
L1_MBTS_1_1	MBTS_A(1) AND MBTS_C(1)

Tabella 2.1: Logica di trigger MBTS.

ni (MBTS_A e MBTS_C, rispettivamente negli endcap di z positive e negative), secondo la logica mostrata in tabella 2.1.

Trigger muonico di primo livello

Il trigger muonico di primo livello fa uso dei rivelatori RPC nel barrel e dei TGC negli endcap, suddivisi in tre stazioni numerate progressivamente dall'interno all'esterno del rivelatore (quindi RPC1, RPC2, RPC3 e TGC1, TGC2, TGC3). In figura 2.12 è mostrato il principio di funzionamento del LVL1 muonico: nel barrel, a partire da ogni hit nello strato RPC2, viene ricercata un'hit di trigger in almeno una delle altre due stazioni, entro una finestra di larghezza finita attorno alla linea che congiunge l'hit di partenza al punto di interazione (*coincidence window*). A coincidence window strette corrispondono tracce muoniche meno curvate, e dunque impulsi trasversi maggiori; in questa maniera si possono costruire delle configurazioni di trigger corrispondenti a diverse soglie di impulso trasverso:

- soglie di basso p_T , per cui nel barrel si richiede la coincidenza tra un'hit RPC1 e un'hit RPC2, mentre negli endcap un'hit in ciascuno degli strati TGC: MU0, MU5, MU6, MU8, MU10;
- soglie di alto p_T , per cui anche nel barrel si richiedono tre hit in RPC1, RPC2 ed RPC3: MU11, MU20, MU40,

in cui il numero corrisponde al minimo impulso trasverso richiesto (alla soglia MU0 corrisponde una coincidence window completamente aperta). In tutti i casi, il LVL1 fornisce una prima stima della posizione in η, ϕ della Region of Interest che ha fatto scattare il trigger.

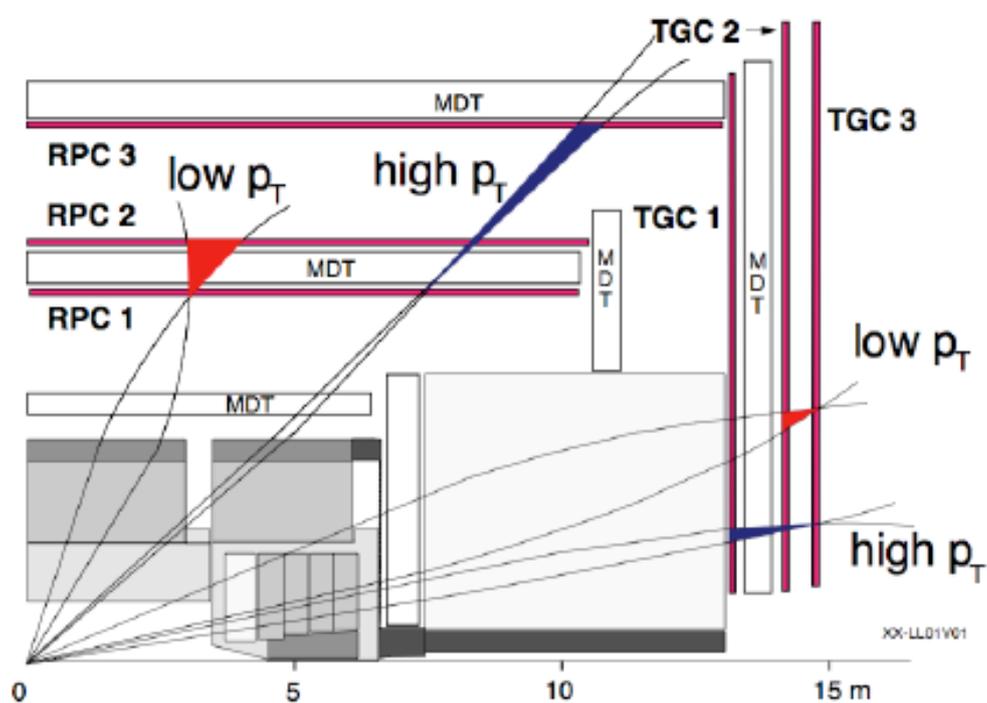


Figura 2.12: Sezione longitudinale della regione di barrel dello spettrometro per muoni: sono rappresentati i tre strati di RPC nel barrel e i tre strati di TGC negli endcap, assieme alle *coincidence window* di basso (rosso) ed alto (blu) impulso trasverso.

Stream di dati

L'utilizzo dei sistemi di trigger è una diretta conseguenza dell'esistenza di un limite al numero di eventi che è possibile registrare su disco nell'unità di tempo. Il flusso di dati che passano dai rivelatori alle memorie permanenti viene dunque limitato, richiedendo che ciascun evento sia accettato da (OR logico) almeno uno dei vari trigger attivi (presente cioè nel cosiddetto *menu di trigger* associato a quel particolare periodo di presa dati, detto *run*) per ciascun livello di trigger.

Gli eventi così selezionati vengono poi suddivisi in base al tipo di trigger che li ha accettati. Vengono cioè definite delle *stream* di dati, cui è associato un certo limite di banda passante: all'interno di queste stream finiranno tutti e soli gli eventi che superano determinate caratteristiche, ad esempio l'aver passato almeno un trigger muonico di primo livello (*muon stream*) o almeno una delle richieste di trigger di *minimum bias* (*minimum bias stream*). Le *stream* di dati vengono dunque composte in base a criteri generali, quali la simile segnatura sperimentale (ad esempio eventi con almeno un muone triggerato) o la particolare destinazione operativa (ad esempio *stream* di calibrazione).

La limitazione della banda passante a disposizione di ciascuna *stream* di dati può portare alla necessità di limitare il numero di eventi accettati, nonostante abbiano superato un certo trigger. Tipicamente, verrà registrato su disco un evento ogni p eventi selezionati dal trigger, mentre gli altri verranno rigettati: in questo caso il trigger si dice in modalità *prescale*, e p prende il nome di *fattore di prescale*.

A basse luminosità (quindi a banda passante non satura) e comunque in fase di *commissioning* del sistema di trigger, un trigger può venir posto in modalità *pass through*: l'informazione di trigger evento per evento viene salvata in memoria, ma gli eventi non vengono rigettati.

Capitolo 3

Ricostruzione dei muoni

3.1 Generalità

Le varie metodologie di ricostruzione dei muoni in ATLAS [11] sfruttano il fatto che i muoni lasciano potenzialmente un segnale in tutti i vari rivelatori: l'Inner Detector (pixel, SCT e TRT), i calorimetri (ECAL e HCAL) e lo spettrometro per muoni. Gli algoritmi di ricostruzione cercano dunque di utilizzare tutte le informazioni possibili, ottenute dai vari rivelatori, per un'identificazione e una misura ottimali dei parametri dei muoni. L'obiettivo è quello di ottenere, nelle regioni in $\eta\phi$ coperte dal rivelatore, una eccellente risoluzione in impulso per muoni con impulso trasverso in un range da pochi GeV/ c a qualche TeV/ c .

Una prima difficoltà che si incontra nella ricostruzione dei muoni nello spettrometro risiede nella struttura geometrica dello spettrometro stesso: la grande distanza tra le stazioni spettrometriche, come pure il diverso tipo di camere di misura utilizzate e la complessità della loro collocazione, rendono grandi le incertezze dovute all'estrapolazione dei segmenti di traccia da una stazione all'altra. La complessità del campo magnetico toroidale impedisce poi un'eccessiva semplificazione delle forme analitiche usate per descrivere le tracce misurate. Infine, per valori di luminosità prossimi a quelli di progetto, il grande livello di fondo presente nella caverna di ATLAS, che porta ad un'alta occupanza¹ dei singoli tubi, può

¹L'occupanza è definita come il prodotto tra il massimo tempo di deriva e il *rate* di conteggi

mascherare delle hit muoniche e creare tracce *fake* nel processo di combinazione delle hit in candidati tracce.

Un primo tipo di candidato muone è quello dei muoni taggati: muoni di basso impulso tenderanno a penetrare poco all'interno dello spettrometro per muoni, e nello spettrometro la ricostruzione potrà contare solo su segmenti di traccia nelle camere traccianti. Un muone taggato è formato da una traccia ID cui sono accoppiabili uno o più segmenti di traccia nello spettrometro a muoni.

Muoni di più alto impulso tenderanno invece a lasciare più hit nello spettrometro, consentendo la ricostruzione di una traccia completa (traccia *standalone*). In questo caso, può essere possibile associare ad una traccia misurata nello spettrometro una traccia ID: gli oggetti così ricostruiti prendono il nome di muoni combinati.

Matrici di covarianza

La ricostruzione di tracce nel rivelatore interno e nello spettrometro per muoni consiste nella determinazione dei parametri della traccia ($p_T, \eta, \phi, d_0, z_0, q$ misurati rispetto al punto di minimo avvicinamento della traccia all'asse dei fasci, rispetto all'entrata dello spettrometro o rispetto all'entrata dei calorimetri), cui viene associata una matrice di covarianza 5×5 .

La matrice di covarianza di una traccia ha per elementi le covarianze tra i parametri della traccia stessa. Queste dipendono principalmente, oltre che dalla risoluzione sul singolo punto dei rivelatori utilizzati per la ricostruzione, dalla stima della perdita di energia della particella all'interno del rivelatore e dell'effetto della diffusione multipla. Tale stima è fortemente dipendente dal modello di rivelatore utilizzato nel software di ricostruzione: l'accuratezza della simulazione del materiale e della sua geometria deve dunque essere confermata sperimentalmente, misurando fenomeni fisici noti (ad esempio la produzione di risonanze come il K_S^0 o appunto la J/ψ) da utilizzare come calibrazione per correggere la descrizione del *detector*.

del singolo tubo.

3.2 Ricostruzione delle tracce nel rivelatore interno

La ricostruzione delle tracce ID in ATLAS, mediante l'algoritmo Muonboy [12], avviene secondo lo schema seguente:

- durante una prima fase di *pre-processing*, i dati raccolti dal rivelatore a pixel e dall'SCT sono raggruppati spazialmente in *cluster*, mentre l'informazione temporale dei TRT è tradotta in cerchi di deriva²;
- nella fase di *track finding*, l'alta granularità di pixel ed SCT viene utilizzata per trovare tracce *prompt* provenienti dalla regione di interazione: vengono formati dei *track seed* combinando punti spaziali nei tre strati di pixel e nel primo strato SCT, *seed* che vengono poi estesi nel resto del SCT per formare dei *track candidates*;
- questi candidati vengono rifittati; sono quindi rimossi i cluster lontani dalla traccia rifittata, i cluster condivisi da troppe tracce e le tracce con un numero eccessivo di *holes* (strati di rivelatore in cui passa la traccia rifittata ma non sono stati ricostruiti cluster);
- le tracce sono quindi estese ai TRT, in modo da risolvere l'ambiguità destra-sinistra su ciascun cerchio di deriva, e rifittate includendo le informazioni di tutti e tre i rivelatori; nel caso in cui la qualità di questo fit sia peggiore di quella del fit ottenuto con la sola informazione dei rivelatori a silicio, le hit TRT vengono etichettate come *outlier*, e non partecipano al fit effettivo della traccia;
- una procedura analoga viene effettuata all'indietro, partendo dai segmenti di traccia non utilizzati nel TRT e tornando verso pixel ed SCT, in modo da aumentare l'efficienza sulla ricostruzione di tracce provenienti da vertici secondari (conversioni del fotone o decadimenti di particelle a vita lunga);

²Il tempo in cui la nube di elettroni, prodotta dalla ionizzazione della particella carica, raggiunge l'anodo, viene cioè convertito in un'informazione sulla distanza r tra la particella e il filo. Il luogo dei punti a distanza dal filo fissata r è detto *cerchio di deriva*.

- nella fase di *post processing*, vengono ricostruiti i vertici primari, le conversioni del fotone ed i vertici secondari.

Il software di ricostruzione standard³ delle tracce ID di ATLAS impone un taglio di partenza in p_T a 500 MeV/c.

3.3 Muoni *standalone*

3.3.1 Definizione delle *Regions of Activity*

La ricostruzione di tracce nello spettrometro per muoni inizia a partire da regioni (*Regions of Activity*, RoA) individuate dalle camere di trigger (RPC nel barrel e TGC negli endcap), di dimensioni $\eta \times \phi \approx 0.4 \times 0.4$; ai fini della ricostruzione vengono usate le informazioni raccolte da tutte le camere di rivelazione che si intersecano con queste RoA. L'algoritmo impiegato è denominato *Muonboy*.

3.3.2 Ricostruzione dei segmenti di traccia

Vengono dunque formati dei segmenti lineari combinando ciascuna hit MDT con ogni hit appartenente ai piani di rivelazione immediatamente adiacenti (nella stessa stazione o in quella contigua). Questi segmenti vengono costruiti a partire dai cerchi di deriva definiti da ciascuna hit, richiedendo che siano blandamente puntanti al punto di interazione (questa richiesta riduce il fondo fisico e combinatorio).

Per ogni coppia di hit si avranno quindi quattro candidati segmenti: questi segmenti vengono estrapolati agli altri tubi della camera MDT, ed attorno a questa estrapolazione si verifica quanto questi segmenti siano compatibili con le hit registrate nei tubi a deriva. Questo avviene costruendo un fattore di qualità, che tiene conto del χ^2 della combinazione delle hit con la traccia estrapolata e di una

³La limitazione sull'impulso trasverso delle tracce ricostruite è posta per ridurre il numero di *fake* e contenere i tempi di calcolo. Per lo studio di tracce di impulsi trasversi inferiori a 500 MeV/c è disponibile un software di tracciamento dedicato, che non è stato utilizzato in questa analisi.

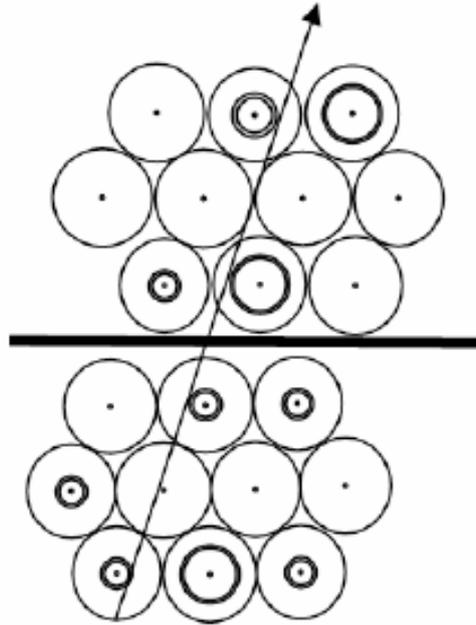


Figura 3.1: Ricostruzione di una traccia a partire da vari cerchi di deriva.

funzione di *penalty* che sfavorisce la costruzione di segmenti lungo la cui traiettoria vi siano hit mancanti. In particolare, è sfavorita la ricostruzione di segmenti passanti per tubi, la cui efficienza stimata è alta, in cui manchino hit. Una volta stimato, estrapolando la traccia a ciascun tubo, il tempo di deriva dell'hit, sono poi sfavorite le hit con tempi di deriva minori di quello aspettato, in modo da aumentare la reiezione del fondo da raggi δ (che attraversano i tubi a distanze dal filo minori rispetto a quelle dei muoni).

Inizialmente, la ricerca di segmenti nel piano trasverso viene effettuata solamente nelle stazioni in cui sono disponibili camere di trigger per la seconda coordinata, ovvero le stazioni MDT intermedia ed esterna nel barrel ed interna e intermedia negli endcap: viene richiesto che i segmenti di traccia siano associati ad almeno un'hit nella seconda coordinata (*strict segments*). Segue una ricerca indipendente meno restrittiva, dove cioè il χ^2 massimo della ricostruzione dei segmenti è più alto e non si richiede che il segmento sia compatibile con un'hit nella seconda coordinata (*loose segments*).

Una volta selezionati segmenti di questo tipo, viene attuata una ricerca com-

plementare richiedendo stavolta che le due hit di partenza giacciono sullo stesso piano di rivelazione. Per ridurre il numero di possibili combinazioni, vengono utilizzate soltanto le hit che non sono state associate precedentemente a segmenti di traccia, e vengono mantenuti solo i candidati segmenti che non attraversano l'altro piano di rivelazione.

3.3.3 Fit della traccia nello spettrometro

La ricostruzione della traccia vera e propria ha inizio a partire dai segmenti *strict*, con un'ipotesi iniziale di impulso data dalla posizione e dalla direzione di ciascun segmento. Mediante algoritmi di tracciamento in campo magnetico, sotto varie ipotesi di impulso (*momentum scan* attorno all'ipotesi iniziale) ciascun segmento è estrapolato nelle stazioni spettrometriche adiacenti. Se vengono trovati uno o più segmenti *loose*, compatibili spazialmente (posizione e direzione) con la traccia estrapolata dal segmento *strict*, viene scelto il segmento *loose* con cui questo match è migliore, la coppia di segmenti viene rifittata in modo da ottenere una stima dell'impulso più accurata.

La stima così ottenuta viene utilizzata per un secondo *momentum scan*: per ciascuna delle stazioni spettrometriche attraversate dalla traccia estrapolata, viene ricercato il segmento *loose* che ha il miglior *match* con la prima stima della traccia. Ciascuno di questi segmenti entra a far parte del candidato traccia; i candidati con meno di due segmenti vengono dunque rigettati, mentre per gli altri un nuovo fit determina una migliore stima di direzione, posizione e impulso della particella.

A partire da questa ulteriore stima, viene effettuato un ulteriore fit utilizzando direttamente le hit del candidato traccia (e non già i segmenti rettilinei di traccia costruiti precedentemente), in modo da avere una stima più accurata della funzione di verosimiglianza associata alla ricostruzione della traccia, consentendo così di rigettare le hit con distanze non compatibili con la traiettoria ricostruita.

Il passo finale è l'inclusione del materiale nel fit della traccia: ciò avviene discretizzando il materiale inerte attraversato dal muone in un numero finito di centri di diffusione, in modo da tenere conto degli effetti di diffusione multipla.

Gli angoli di diffusione diventano dei parametri liberi per il fit finale, che tiene conto della perdita di energia media del muone su questi centri di diffusione.

3.4 Muoni combinati

L'algoritmo di ricostruzione dei muoni combinati (STACO, STATistical COmbination) effettua una combinazione statistica dei parametri di una traccia ricostruita nello spettrometro per muoni con quelli di una traccia ricostruita nel rivelatore interno. In questa maniera, la risoluzione in impulso della ricostruzione è migliorata sia a basso p_T (sotto i 30 GeV/c, dove nella ricombinazione i parametri della traccia ID sono dominanti) che ad alto p_T (attorno ai 200 GeV/c domina la misura spettrometrica).

L'unione di queste due misure indipendenti avviene combinando le matrici di covarianza delle due tracce. Poiché ogni traccia è rappresentata da un'elica (che ha cinque parametri, vedi 2.3), se P_i è il vettore dei parametri della traccia i -esima, e C_i la sua matrice di covarianza, il vettore P dei parametri della traccia combinata è dato dalla soluzione dell'equazione

$$(C_1^{-1} + C_2^{-1}) \times P = C_1^{-1} \times P_1 + C_2^{-1} \times P_2.$$

La matrice di covarianza della traccia combinata è data da

$$C = (C_1^{-1} + C_2^{-1})^{-1},$$

cui viene associato un χ^2 mediante la formula

$$\chi^2 = (P - P_1)^T \times C_1^{-1} \times (P - P_1) + (P - P_2)^T \times C_2^{-1} \times (P - P_2).$$

3.5 Muoni taggati

Una possibile segnatura di muoni di basso impulso è data da una traccia nel rivelatore interno cui corrispondono, nelle prime stazioni spettrometriche, dei segmenti

di traccia isolati. Questa segnatura sperimentale è anche condivisa da muoni energetici che passano tuttavia all'interno di *gap* di accettazione del rivelatore, in cui manca la stazione di MDT intermedia ($\eta \approx 0$, dove è collocata un'apertura di servizio di ATLAS, ed $|\eta| \approx 1.3 - 1.4$, regione di transizione tra barrel ed endcap). L'algoritmo di ricostruzione è denominato *MuTag*.

La ricostruzione dei muoni taggati parte dalla traccia ID, che viene propagata sino alla prima stazione dello spettrometro per muoni (nella regione di transizione la propagazione avviene fino alla stazione intermedia, in modo da aumentare l'efficienza di ricostruzione). Si ricercano quindi, tra i segmenti di traccia ricostruiti dall'algoritmo di ricostruzione standalone, ma non ancora associati a nessun muone combinato, uno o più segmenti spazialmente compatibili con la traccia ID estrapolata. Al muone taggato vengono associati i parametri della traccia ID.

In figura 3.2 è mostrata l'efficienza di ricostruzione dei muoni stimata dallo studio di un campione Monte Carlo di muoni singoli di impulso trasverso $p_T = 100 \text{ GeV}/c$. L'efficienza è definita come il rapporto, in ciascun bin di pseudorapidità dei muoni generati dalla simulazione Monte Carlo, tra il numero di muoni standalone (Muonboy), combinati (STACO) e combinati o taggati (STACO+MuTag) e il numero di muoni generati. La diminuzione di efficienza per $|\eta| \approx 0$, $|\eta| \approx 1.3$ è in corrispondenza di regioni di minore copertura dello spettrometro; è mostrato come l'utilizzo dei muoni taggati, oltre a quelli combinati, nella regione di transizione $|\eta| \approx 1.2$, porta ad un'aumento dell'efficienza di ricostruzione.

In figura 3.3 è mostrato il contributo alla risoluzione sull'impulso trasverso dei muoni ricostruiti, in funzione del loro p_T , dovuto a vari contributi (risoluzione sul singolo punto, allineamento delle camere, diffusione multipla e fluttuazioni sulla perdita di energia), per muoni nella regione di pseudorapidità $|\eta| < 1.5$. In figura 3.4 è invece mostrato il contributo alla risoluzione dovuto alle misure nello spettrometro, nel rivelatore interno e combinate.

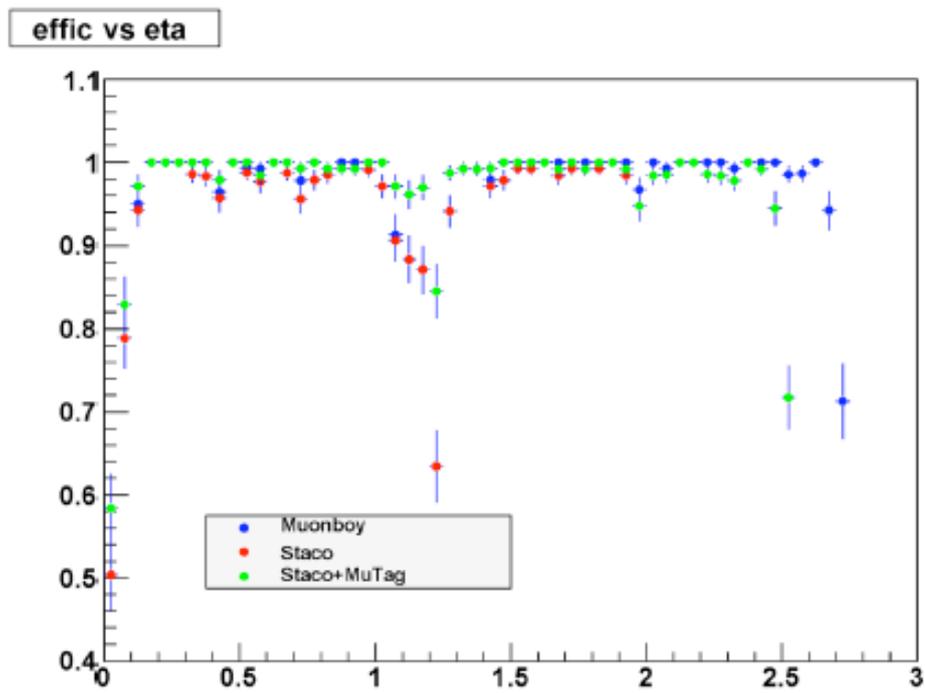


Figura 3.2: Efficienza di ricostruzione dei muoni, stimata utilizzando un campione Monte Carlo di muoni di impulso trasverso $p_T = 100 \text{ GeV}/c$, in funzione del valore assoluto della pseudorapidità $|\eta|$.

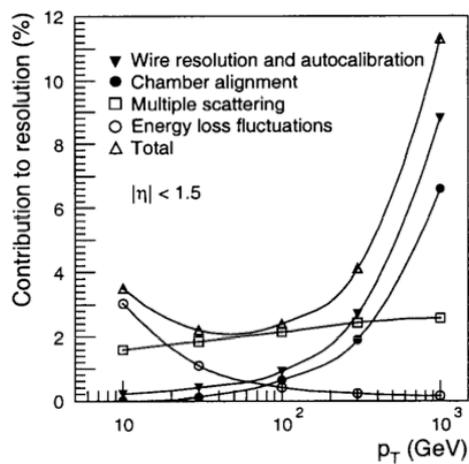


Figura 3.3: Contributi alla risoluzione sull'impulso trasverso dei muoni, in funzione del loro p_T .

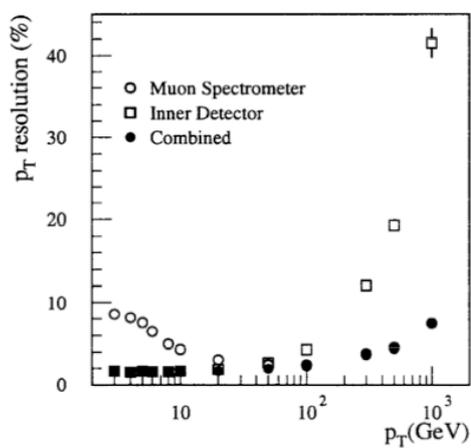


Figura 3.4: Contributo delle misure nello spettrometro, nel rivelatore interno e combinate alla risoluzione sull'impulso trasverso dei muoni, in funzione del loro p_T .

Capitolo 4

Ricostruzione della J/ψ

4.1 Dati analizzati

L'analisi che segue si basa sui dati raccolti da ATLAS nei run di collisioni pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV dal 30 marzo al 17 maggio 2010. All'interno di questi run, sono stati scelti i soli blocchi di dati (chiamati *luminosity block*) in cui

- gli operatori di macchina di LHC hanno dichiarato *stable beams* (fasci stabili);
- lo stato del sistema dei magneti, del rivelatore interno e dello spettrometro per muoni è giudicato tale da consentire l'analisi dei dati che si stanno raccogliendo.

Si è inoltre richiesto che ciascun evento passasse una richiesta di trigger di primo livello *minimum bias*, ovvero che avesse almeno due hit di trigger sopra soglia da uno dei due lati degli MBTS. Questa richiesta di trigger deve essere confermata da un trigger di event filter, che richiede la presenza di almeno una traccia ricostruita nello spettrometro per muoni.

A valle della selezione dei *luminosity block* e della selezione di trigger per evento, la luminosità integrata disponibile risulta essere [13]

$$L = (7.2 \pm 0.8) \text{ nb}^{-1}.$$

4.2 Campioni Monte Carlo

I campioni Monte Carlo (MC) utilizzati per confronto con i dati sperimentali sono stati generati con PYTHIA 6 [14], parametrizzato utilizzando i dati del Tevatron [15, 16]. I campioni sono rispettivamente

- per il fondo, un campione di eventi *minimum bias*, cui sono stati rimossi eventi con produzione di J/ψ , per una luminosità integrata di 0.4 nb^{-1} ;
- per il segnale, un campione di eventi con produzione diretta di J/ψ .

La rimozione degli eventi con J/ψ dal Monte Carlo di fondo è una necessaria conseguenza dei meccanismi di simulazione della produzione diretta di J/ψ implementata in PYTHIA. La simulazione di eventi *minimum bias* include infatti tutti i processi di diffusione tra partoni, ma il modello di produzione della J/ψ è differente da quello utilizzato per produrre il Monte Carlo di segnale, in cui la produzione diretta di J/ψ segue il meccanismo del Colour Octet descritto precedentemente e parametrizzato a partire dai dati raccolti al Tevatron. La produzione di J/ψ del campione di segnale utilizzato assume totale isotropia nel decadimento in due muoni.

Gli eventi così generati sono stati poi simulati mediante GEANT4 [17], che riproduce nel dettaglio le caratteristiche delle varie parti del rivelatore, e ricostruiti con lo stesso software utilizzato per processare i dati raccolti dai rivelatori. I contributi di fondo aspettati sono:

- decadimenti di adroni costituiti da quark di sapori pesanti (*heavy flavour*);
- muoni prodotti da decadimenti in volo di pioni e kaoni;
- adroni identificati erroneamente come muoni;
- produzione di Drell–Yan (ovvero da interazioni $q\bar{q}$ con lo scambio di un bosone di spin 1 nel canale s);
- fondo combinatorio, in cui uno o entrambi i candidati muoni provengono dall'*underlying event*, ovvero sono prodotti dalle interazioni tra i partoni spettatori dell'evento.

La scelta, come campione di segnale, di un campione con produzione diretta di J/ψ , è motivata dal fatto che, per J/ψ di basso p_T , questo è il meccanismo di produzione dominante rispetto alla produzione indiretta di J/ψ da quark b (la frazione di produzione da b stimata al Tevatron è dell'ordine del 20%).

4.3 Selezione degli eventi

4.3.1 Selezione di trigger

Il trigger utilizzato in questa analisi è un trigger di *minimum bias*, in cui l'informazione di primo livello è confermata da una catena di *event filter* che richiede la presenza di almeno una traccia ricostruita nello spettrometro per muoni.

Poiché i dati analizzati sono stati acquisiti durante il primo periodo di *commissioning* dell'acceleratore a 7 TeV, i run utilizzati sono caratterizzati da valori di luminosità istantanea diverse tra loro e in generale crescenti. I dati analizzati provengono da due *data stream* differenti:

- *minimum bias stream*, che include tutti e soli gli eventi che passano un trigger di primo livello MBTS;
- *muon stream*, che include tutti gli eventi in cui è scattato un trigger muonico di LVL1, più gli eventi in cui non è scattato un trigger muonico LVL1 ma in cui la richiesta di primo livello MBTS è soddisfatta e confermata da un trigger di EF muonico, che richiede la ricostruzione di almeno una traccia nello spettrometro per muoni.

I primi run, in cui il *commissioning* del trigger muonico non era ancora completato, sono caratterizzati da bassi valori di luminosità istantanea (sotto i $10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$): poiché a queste luminosità il trigger di *minimum bias* non viene sottoposto a *pre-scale*, è stato possibile utilizzare gli eventi selezionati nella prima stream. Per questi eventi, l'informazione di event filter è disponibile ma agisce da *pass-through* (dunque non rigetta eventi, e nella stream saranno presenti anche eventi che *non*

passano la catena EF). Nei run di più alta luminosità, dove il trigger L1 minimum bias è stato sottoposto a prescale, si è usata invece la seconda stream, in cui l'informazione di event filter agisce come *veto* sulla selezione degli eventi.

Date queste premesse, è stato dunque possibile applicare nell'analisi *offline* la stessa selezione di trigger per eventi appartenenti indifferentemente all'una o all'altra *stream*, ovvero

- l'evento deve aver passato il trigger L1 MBTS, cioè la richiesta di due segnali in coincidenza da almeno uno dei due rivelatori MBTS;
- l'evento deve aver passato il trigger EF corrispondente, cioè la richiesta di almeno una traccia ricostruita nello spettrometro.

4.3.2 Selezione di eventi di collisione

Gli eventi che passano la selezione di trigger sono sottoposti ad ulteriori richieste, per rigettare eventi non provenienti da collisioni:

- dev'essere stato ricostruito almeno un vertice primario;
- il vertice primario deve essere stato ricostruito a partire da almeno tre tracce ID con almeno un'hit di pixel e 6 hit SCT.

4.4 Selezione dei candidati

All'interno di ciascun evento che supera le richieste precedenti, vengono selezionate coppie di muoni di segno opposto (per l'estrazione del segnale) o dello stesso segno (per ottenere un campione di puro fondo combinatorio). Vengono applicati i seguenti tagli minimali, allo scopo di avere massima efficienza sul segnale e consentire lo studio del fondo combinatorio dai dati:

- entrambi i muoni devono avere una traccia ID associata con almeno un'hit di pixel e 6 hit SCT;
- almeno uno dei muoni dev'essere un muone combinato.

I candidati J/ψ vengono dunque costruiti a partire dalle tracce ID associate ai due muoni: mediante una procedura di ricostruzione e di fit delle tracce in campo magnetico, che tiene conto della perdita di energia e della diffusione multipla nel materiale (filtro Kalman [18]), le due tracce – cui viene assegnata l’ipotesi di massa del muone – vengono fittate (*vertexing*) ad un vertice secondario comune (i loro parametri, cioè p_T, η, ϕ , vengono fatti variare in modo da descrivere al meglio l’ipotesi di vertice secondario). Nel fit non viene applicato alcun constraint sulla massa della particella decaduta, né viene richiesto che le tracce rifittate siano puntanti al vertice primario di interazione. Dal fit vengono estratte le proprietà cinematiche di ciascun candidato J/ψ (massa invariante $M_{\mu\mu}$, impulso trasverso p_T , tempo pseudoproprrio τ) con i relativi errori, stimati a partire dalle matrici di covarianza delle tracce ID.

La scelta dell’utilizzo dei parametri delle tracce ID associate ai muoni anche per i muoni combinati, piuttosto dei parametri associati al muone combinato (che tengono conto anche della misura spettrometrica), è motivata dal fatto che a bassi impulsi trasversi dei muoni la misura nel rivelatore interno fornisce una risoluzione migliore di quella spettrometrica. In questa prima fase di presa dati del rivelatore, poi, la conoscenza sulle matrici di covarianza associate ai muoni *standalone*, e di conseguenza sulla combinazione di queste con le matrici di covarianza delle tracce ID, è ancora in una fase preliminare.

4.5 Estrazione del segnale

4.5.1 Procedure di fit

La stima del numero di eventi di segnale J/ψ presenti nel campione studiato avviene a partire dalla distribuzione della massa invariante di coppie di muoni di segno opposto. Studi Monte Carlo (vedi tab. 4.1) mostrano come l’andamento di questa distribuzione sia fortemente dipendente dalla regione di pseudorapidità cui appartengono i due muoni di decadimento. Un semplice fit con un modello di distribuzione composto da un fondo esponenziale e una funzione gaussiana,

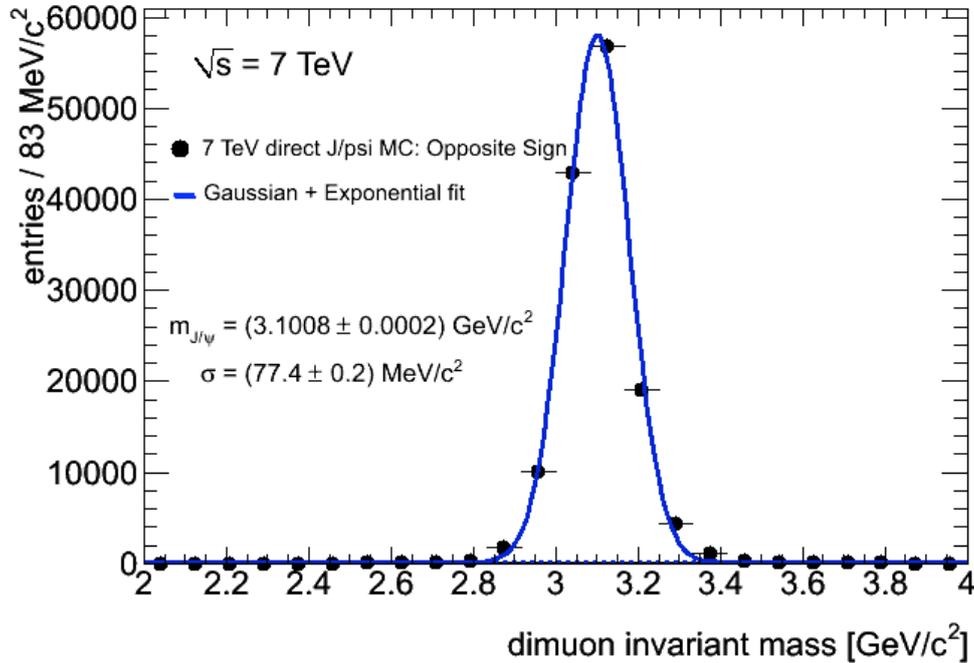


Figura 4.1: Distribuzione della massa invariante a due muoni, per muoni di segno opposto, dal campione Monte Carlo con produzione diretta di $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. In blu: fit ML unbinned ad una distribuzione esponenziale (fondo) più gaussiana (picco di segnale).

che è la convoluzione tra il modello di massa invariante della risonanza – una distribuzione del tipo Breit–Wigner con larghezza intrinseca di 93.2 keV – e una distribuzione gaussiana che descrive la risoluzione in massa invariante, vedi figg. 4.1–4.4, mostra come la larghezza della gaussiana (che è una misura della risoluzione in massa invariante dell’esperimento) vari sensibilmente a seconda che entrambi i muoni siano nel barrel (BB) o che uno (BE) o entrambi (EE) siano negli endcap. È quindi naturale separare lo studio delle distribuzioni di massa invariante, e quindi la stima del numero di eventi di segnale, in queste tre regioni del rivelatore.

I parametri della distribuzione di massa invariante vengono fittati mediante il metodo della massima verosimiglianza (*Maximum Likelihood*, ML), in cui si

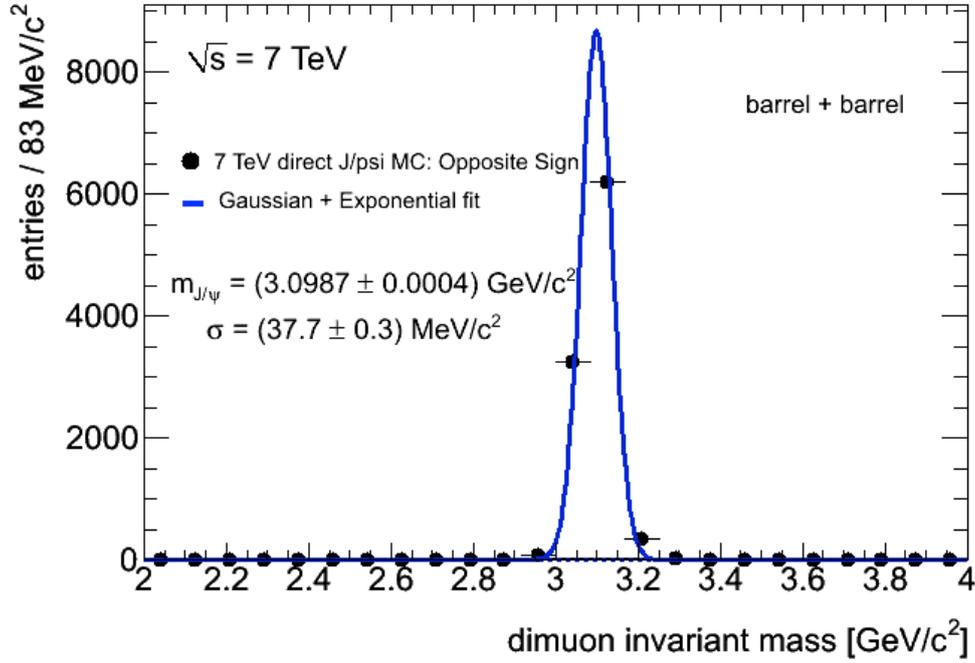


Figura 4.2: Distribuzione della massa invariante a due muoni, per muoni di segno opposto, dal campione Monte Carlo con produzione diretta di $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, nel caso di muoni entrambi nel barrel. In blu: fit ML unbinned ad una distribuzione esponenziale (fondo) più gaussiana (picco di segnale).

regione	$m_{J/\psi} [\text{GeV}/c^2]$	$\sigma [\text{MeV}/c^2]$
all	3.1008 ± 0.0002	77.4 ± 0.2
BB	3.0987 ± 0.0004	37.7 ± 0.3
BE	3.0999 ± 0.0004	54.4 ± 0.3
EE	3.1014 ± 0.0003	84.4 ± 0.2

Tabella 4.1: Massa e larghezza della J/ψ stimate con un fit ML unbinned ad una distribuzione esponenziale (fondo) più gaussiana (picco di segnale), per il campione Monte Carlo con produzione diretta di $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

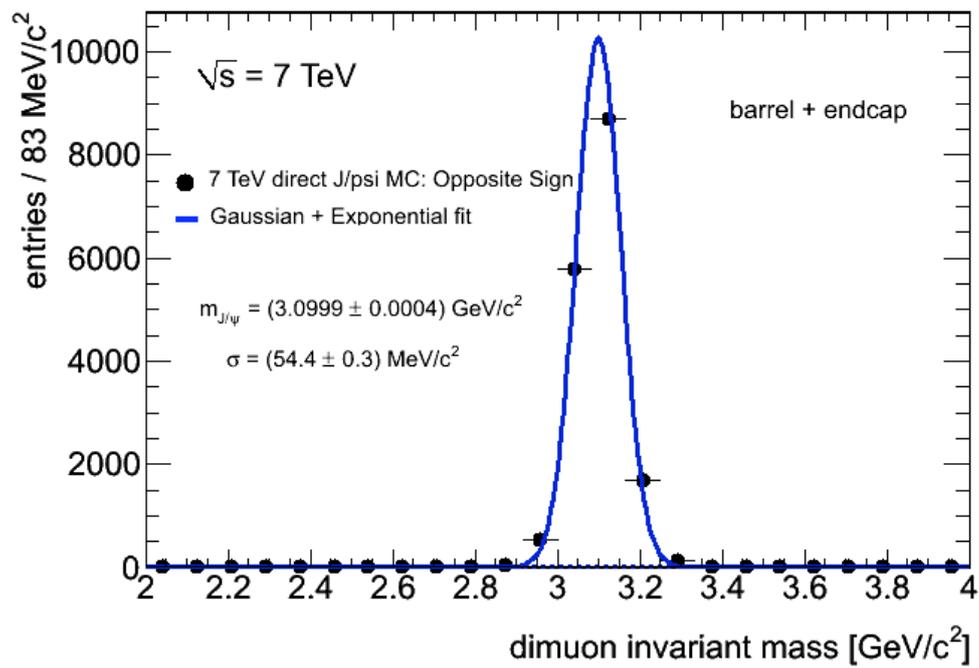


Figura 4.3: Distribuzione della massa invariante a due muoni, per muoni di segno opposto, dal campione Monte Carlo con produzione diretta di $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, nel caso di un muone nel barrel ed un muone negli endcap. In blu: fit ML unbinned ad una distribuzione esponenziale (fondo) più gaussiana (picco di segnale).

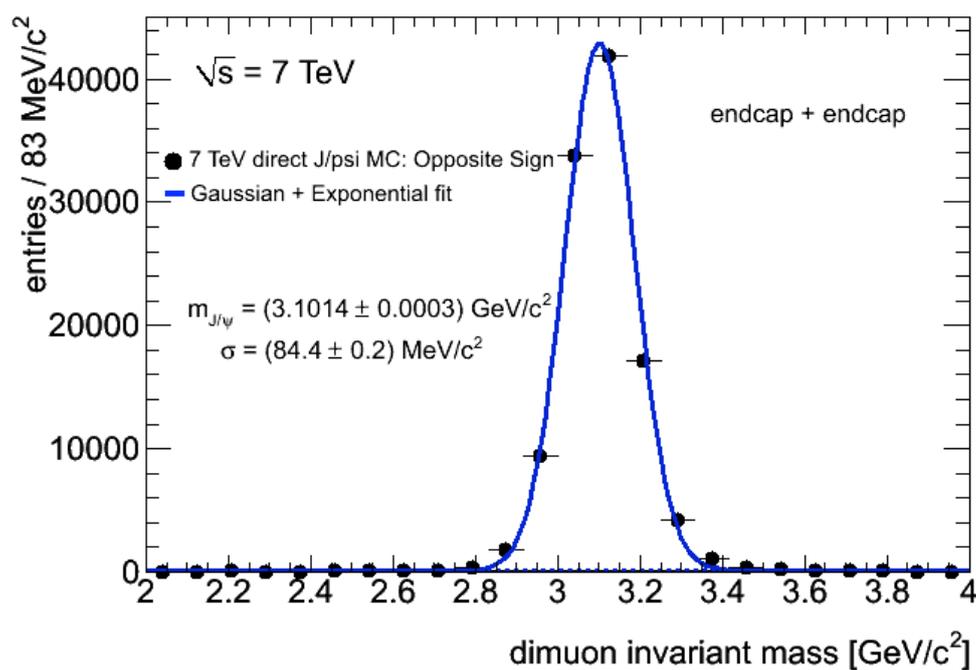


Figura 4.4: Distribuzione della massa invariante a due muoni, per muoni di segno opposto, dal campione Monte Carlo con produzione diretta di $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, nel caso di muoni entrambi negli endcap. In blu: fit ML unbinned ad una distribuzione esponenziale (fondo) più gaussiana (picco di segnale).

definisce una funzione di verosimiglianza

$$L = \prod_{i=1}^N \left[r_s \frac{f_{\text{segnale}}(M_{\mu\mu}^{(i)}; \theta)}{\int_I dx f_{\text{segnale}}(x; \theta)} + (1 - r_s) \frac{f_{\text{fondo}}(M_{\mu\mu}^{(i)}; \theta)}{\int_I dx f_{\text{fondo}}(x; \theta)} \right],$$

dove

- N è il numero di candidati J/ψ nell'intervallo di massa invariante in cui viene eseguito il fit (in questa analisi, $I = [2, 4]$ GeV/ c^2);
- $M_{\mu\mu}^{(i)}$ è la massa invariante dell' i -esimo candidato;
- f_{segnale} e f_{fondo} sono le funzioni di distribuzione di probabilità per il segnale ed il fondo nell'intervallo di massa prescelto;
- θ sono i parametri di queste due funzioni;
- r_s rappresenta il peso con cui la distribuzione di probabilità del segnale contribuisce alla distribuzione di probabilità complessiva.

Massimizzare rispetto ai parametri θ la funzione di verosimiglianza così definita equivale a massimizzare la probabilità che il modello $f_{\text{segnale}} + f_{\text{fondo}}$, con quei valori dei parametri, ben descriva i dati sperimentali.

4.5.2 Fit unbinned con errore fissato

Poiché la statistica a disposizione è limitata, la stima dei parametri dal fit è poco sensibile ai vari modelli impiegati per la descrizione di segnale e fondo. Una prima scelta di semplicità è stata quella di assumere che tutti i candidati J/ψ , caratterizzati da valori di massa invariante a due muoni $M_{\mu\mu}$, appartengano alla stessa popolazione statistica. Lo svantaggio di questa approssimazione risiede nel fatto che si sta implicitamente assumendo che in ciascuna regione del rivelatore (BB, BE, EE) la risoluzione in massa invariante sia uniforme. Il vantaggio è proprio nel fatto che non si sta utilizzando l'errore sulla massa invariante, stimato dal vertexing a partire dalle matrici di covarianza delle tracce ID associate ai muoni, per quantificare la risoluzione del rivelatore. È quindi un metodo meno

preciso (l'assunzione che la risoluzione sia la stessa nei tre campioni in cui si è divisa l'analisi è in generale non corretta) ma più robusto (l'uso dell'errore *evento per evento* assume che le matrici di covarianza delle tracce siano sostanzialmente accurate, e quindi che la simulazione del rivelatore sia affidabile).

Seguendo questo approccio, la funzione di distribuzione di probabilità del segnale è rappresentata da una distribuzione gaussiana,

$$f_{\text{segnale}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{(M_{\mu\mu} - m_{J/\psi})^2}{2\sigma^2} \right],$$

mentre il fondo da una distribuzione esponenziale

$$f_{\text{fondo}} = e^{-\alpha M_{\mu\mu}}.$$

Dal fit vengono dunque estratti

- $m_{J/\psi}$, posizione del picco gaussiano che descrive il segnale, con la relativa incertezza statistica stimata dal fit;
- σ , larghezza del picco di segnale, con la relativa incertezza statistica;
- α , pendenza dell'esponenziale, con la relativa incertezza statistica;
- r_s , frazione di eventi di segnale nell'intervallo di massa invariante, con la relativa incertezza statistica.

È poi possibile ricavare, dall'integrale della distribuzione gaussiana nell'intervallo di massa invariante I , il numero di candidati eventi di segnale *nel campione di dati analizzato*, N_{sig} . In questa maniera non si tiene tuttavia conto delle possibili fluttuazioni del numero di eventi totali osservati: per ottenere il numero di eventi di segnale *attesi* è infatti necessario utilizzare una funzione di verosimiglianza *estesa*,

$$L_{\text{ext}} = \frac{e^{-(n_s+n_b)}(n_s+n_b)^N}{N!} \prod_{i=1}^N \left[\frac{n_s}{n_s+n_b} \frac{f_{\text{segnale}}(M_{\mu\mu}^{(i)}; \theta)}{\int_I dx f_{\text{segnale}}(x; \theta)} + \frac{n_b}{n_s+n_b} \frac{f_{\text{fondo}}(M_{\mu\mu}^{(i)}; \theta)}{\int_I dx f_{\text{fondo}}(x; \theta)} \right],$$

in cui il termine di Poisson introdotto descrive la probabilità di osservare N eventi totali, dato il numero di eventi di segnale e di fondo, n_s ed n_b , parametri del fit.

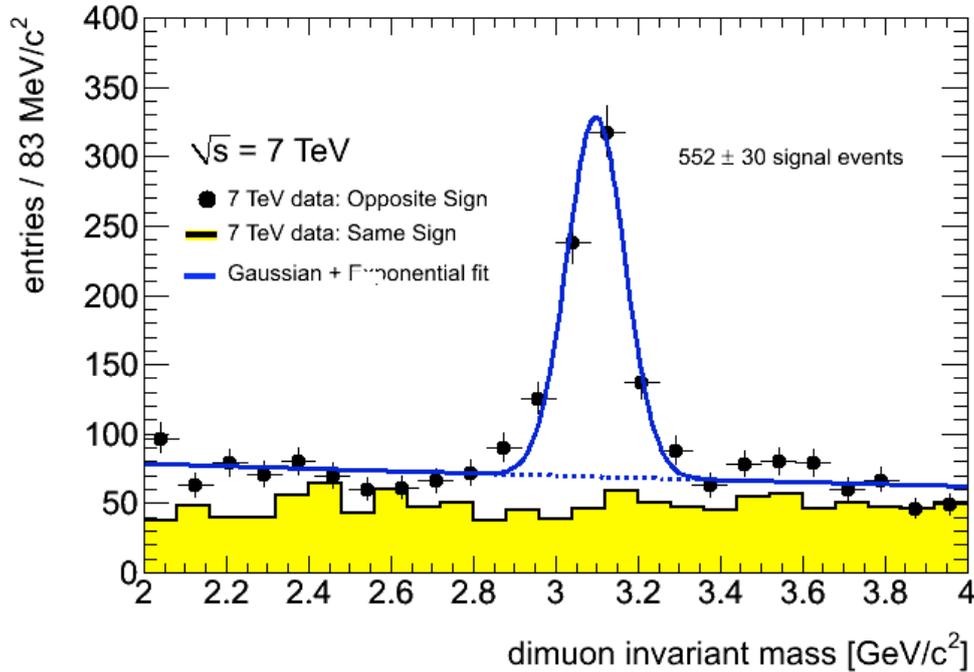


Figura 4.5: Distribuzione della massa invariante a due muoni, per muoni di segno opposto (punti neri), confrontata con quella da muoni dello stesso segno (istogramma giallo). In blu: fit ML unbinned dei dati di segno opposto ad una distribuzione esponenziale (fondo) più gaussiana (picco di segnale).

Nelle figg. 4.5–4.8 sono mostrate le distribuzioni di massa invariante, con sovrapposto il modello di distribuzione fittato sui dati. Dalla tabella 4.2, in cui sono riportati i parametri del fit, si nota come i valori di $m_{J/\psi}$ – calcolati richiedendo che entrambi i muoni fossero nel barrel, negli endcap o uno nel barrel e l’altro negli endcap – siano compatibili tra loro entro l’incertezza statistica. Il numero di eventi di segnale J/ψ è maggiore nella regione di pseudorapidità EE (in cui pure la frazione di fondo è peggiore rispetto al caso di muoni entrambi nel barrel), ad indicare una produzione prevalente di J/ψ di basso impulso trasverso. Le risoluzioni σ sono poi compatibili entro le incertezze statistiche (vedi tab. 4.3) con i valori aspettati dal Monte Carlo $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

La frazione di segnale ottenuta dal fit può essere utilizzata per ripesare le com-

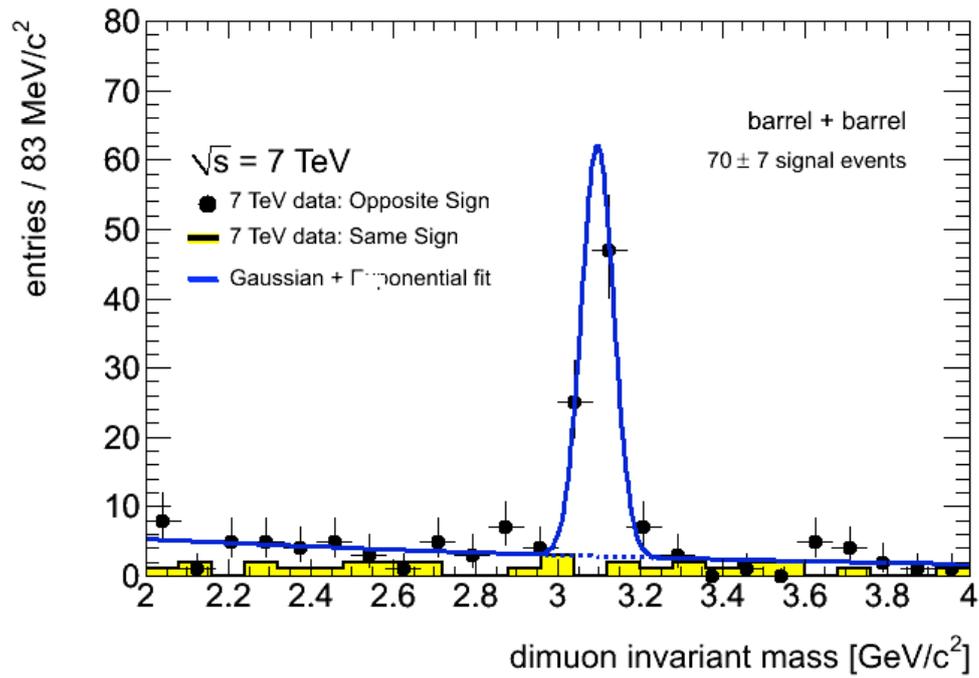


Figura 4.6: Distribuzione della massa invariante a due muoni, per muoni di segno opposto (punti neri), confrontata con quella da muoni dello stesso segno (istogramma giallo), nel caso di muoni entrambi nel barrel. In blu: fit ML unbinned dei dati di segno opposto ad una distribuzione esponenziale (fondo) più gaussiana (picco di segnale).

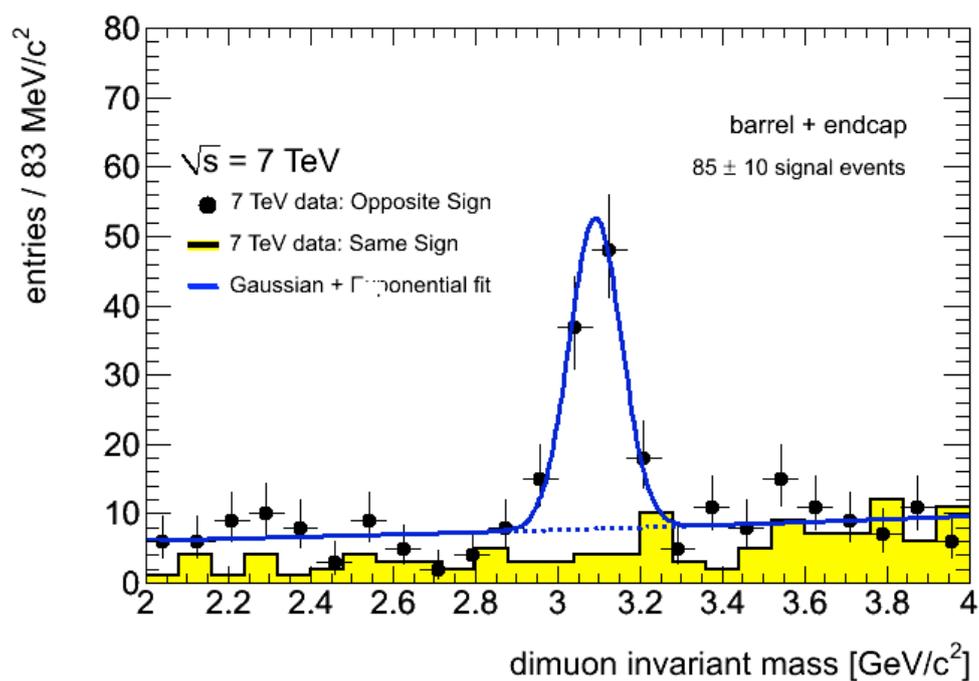


Figura 4.7: Distribuzione della massa invariante a due muoni, per muoni di segno opposto (punti neri), confrontata con quella da muoni dello stesso segno (istogramma giallo), nel caso di un muone nel barrel ed un muone negli endcap. In blu: fit ML unbinned dei dati di segno opposto ad una distribuzione esponenziale (fondo) più gaussiana (picco di segnale).

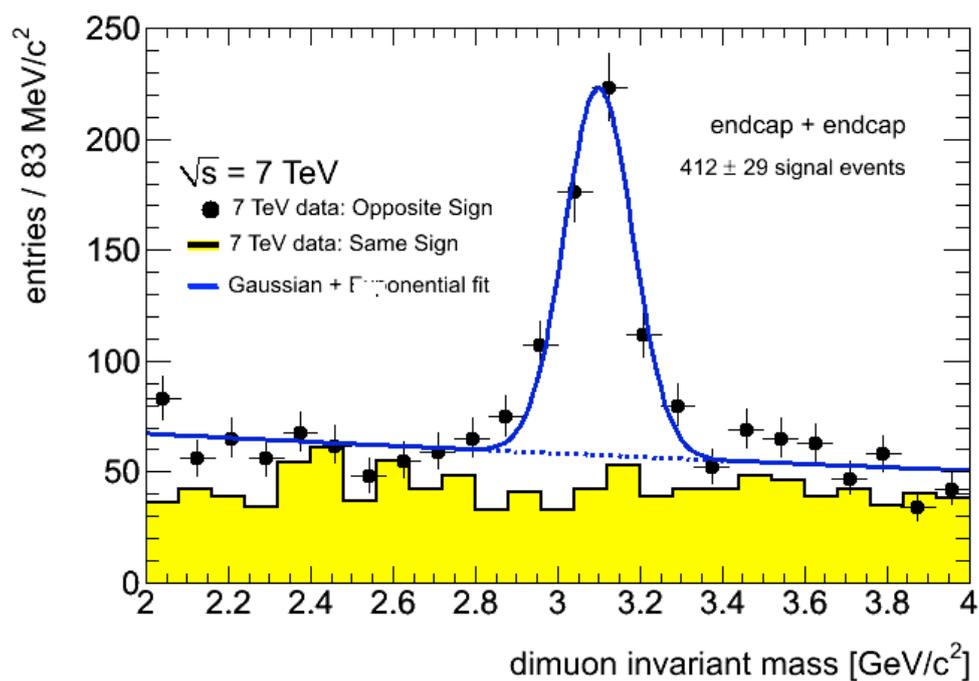


Figura 4.8: Distribuzione della massa invariante a due muoni, per muoni di segno opposto (punti neri), confrontata con quella da muoni dello stesso segno (istogramma giallo), nel caso di muoni entrambi negli endcap. In blu: fit ML unbinned dei dati di segno opposto ad una distribuzione esponenziale (fondo) più gaussiana (picco di segnale).

Regione	Parametro	Valore	Incertezza Statistica
all	r_s	0.25	0.01
	$m_{J/\psi} [\text{GeV}/c^2]$	3.097	0.004
	$\sigma [\text{MeV}/c^2]$	71	5
	$\alpha [\text{GeV}/c^2]^{-1}$	-0.12	0.04
	N_{sig}	552	30
BB	r_s	0.48	0.05
	$m_{J/\psi} [\text{GeV}/c^2]$	3.097	0.005
	$\sigma [\text{MeV}/c^2]$	39	5
	$\alpha [\text{GeV}/c^2]^{-1}$	-0.6	0.2
	N_{sig}	70	7
BE	r_s	0.31	0.04
	$m_{J/\psi} [\text{GeV}/c^2]$	3.091	0.009
	$\sigma [\text{MeV}/c^2]$	63	8
	$\alpha [\text{GeV}/c^2]^{-1}$	0.2	0.1
	N_{sig}	95	10
EE	r_s	0.23	0.02
	$m_{J/\psi} [\text{GeV}/c^2]$	3.099	0.006
	$\sigma [\text{MeV}/c^2]$	83	7
	$\alpha [\text{GeV}/c^2]^{-1}$	-0.14	0.05
	N_{sig}	412	29

Tabella 4.2: Massa e larghezza della J/ψ stimate con un fit ML unbinned ad una distribuzione esponenziale (fondo) più gaussiana (picco di segnale). Le incertezze mostrate sono le incertezze statistiche stimate dal fit.

Regione	Dati	Monte Carlo
BB	39 ± 5	37.7 ± 0.3
BE	63 ± 8	54.4 ± 0.3
EE	83 ± 7	84.4 ± 0.2

Tabella 4.3: Risoluzione in massa invariante, stimata tramite il parametro σ della distribuzione gaussiana che descrive il modello di segnale, ricavata dal fit ai dati sperimentali e al campione Monte Carlo con produzione diretta di $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Le incertezze mostrate sono le incertezze statistiche stimate dai fit. Dati in MeV/c^2 .

ponenti MC di segnale e fondo, costruendo così un campione Monte Carlo di coppie di muoni le cui distribuzioni cinematiche possono essere confrontate in *shape* con quelle ottenute dai dati. In figura 4.9 è mostrato il confronto tra la distribuzione di massa invariante dai dati e dal campione MC così costruito: la normalizzazione del MC è tale che il numero di candidati nella regione di massa invariante del grafico coincide con quello osservato nei dati.

L'andamento risente della bassa luminosità integrata del campione di fondo (MC minimum bias con sottrazione di eventi con J/ψ), di circa 15 volte inferiore a quella dei dati. Per referenza, nella stessa figura 4.9 è evidenziato in verde scuro il contributo alla distribuzione di massa invariante ottenuto dal MC di segnale (produzione diretta di J/ψ), rinormalizzato al numero di eventi di segnale stimato dal fit.

4.5.3 Fit unbinned con errori candidato per candidato

In figura 4.10 è mostrata la distribuzione dell'errore sulla massa invariante a due muoni, ricavato dal vertexing, in funzione della pseudorapidità dei candidati J/ψ da essi formati, nella regione $[2.86, 3.34] \text{ GeV}/c^2$. A diverse regioni del rivelatore corrispondono in generale diverse risoluzioni in massa invariante; questo effetto può essere parametrizzato assumendo che la distribuzione di probabilità della

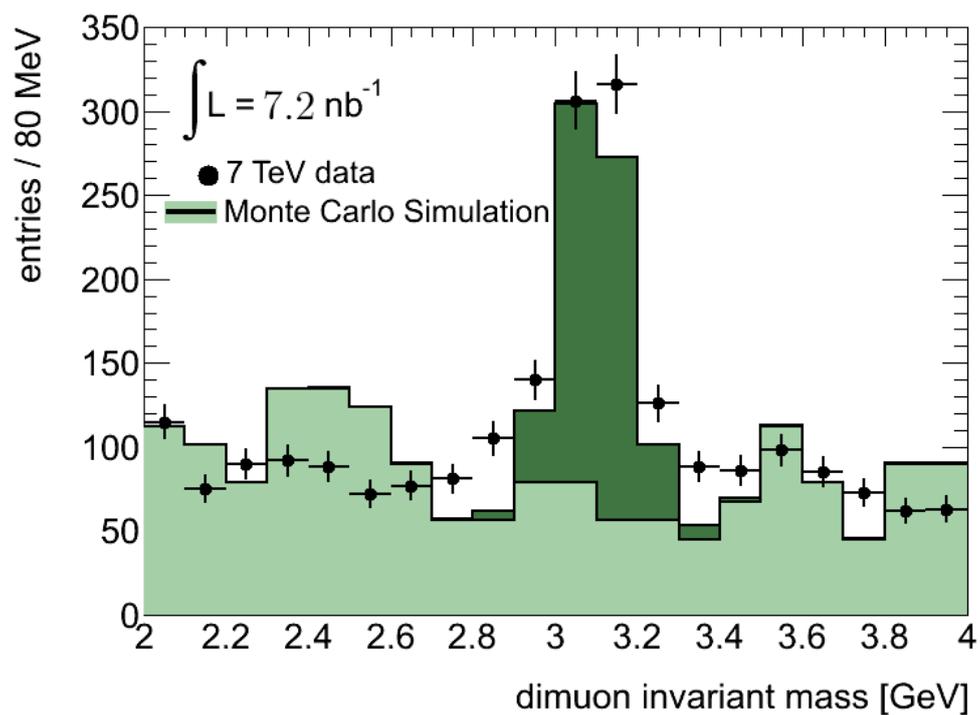


Figura 4.9: Distribuzione della massa invariante a due muoni (punti neri) confrontata con la somma dei campioni Monte Carlo di segnale (istogramma verde scuro) e di fondo (istogramma verde chiaro), ripesata attraverso la frazione di segnale stimata dal fit. La banda verticale verde rappresenta la media aritmetica sui vari bin delle incertezze statistiche della distribuzione Monte Carlo complessiva.

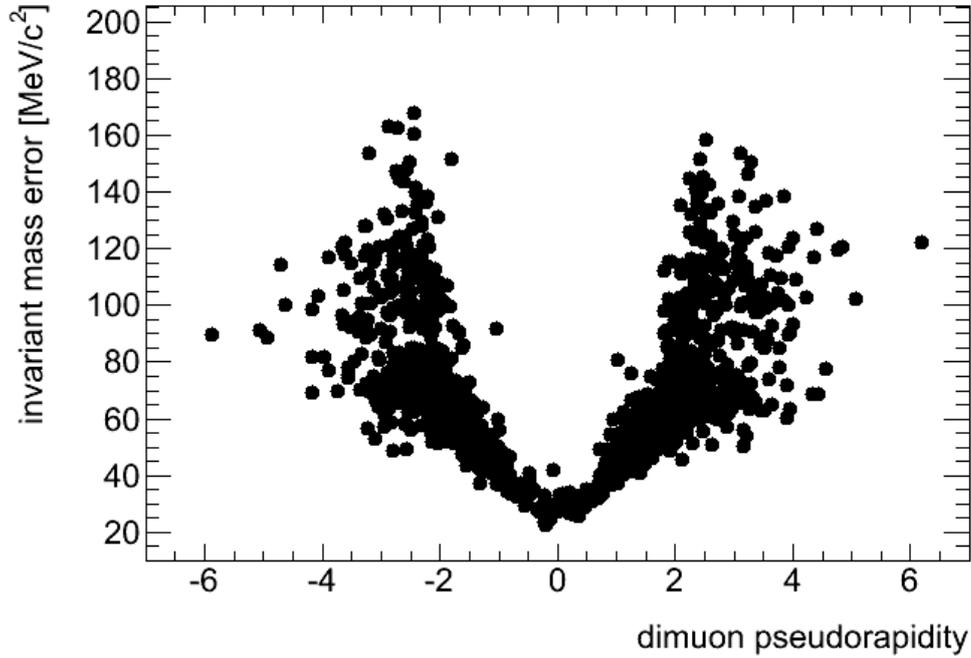


Figura 4.10: Errore sulla massa invariante a due muoni, ricavato dal vertexing delle rispettive tracce ID, in funzione della pseudorapidità dei candidati J/ψ , nella regione di massa invariante $[2.86, 3.34] \text{ GeV}/c^2$.

componente di segnale sia

$$f_{\text{segnale}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}S\delta M_{\mu\mu}} \exp \left[-\frac{(M_{\mu\mu} - m_{J/\psi})^2}{2(S\delta M_{\mu\mu})^2} \right],$$

ovvero che – punto per punto – la risoluzione sulla massa invariante σ (larghezza della gaussiana che descrive il picco di segnale) sia linearmente dipendente, secondo un fattore di scala S , dall'errore stimato dal vertexing $\delta M_{\mu\mu}$.

L'introduzione del parametro S deriva da un'interpretazione non assoluta dell'errore sulla massa invariante stimato dal vertexing. Questo consente di evitare di sovrastimare (o sottostimare) la risoluzione in massa invariante punto per punto: l'unica ipotesi è che la proporzionalità fra $S\delta M_{\mu\mu}$ e σ sia lineare ed univocamente definita per tutte le popolazioni (ad esempio in η) di candidati J/ψ .

Parametro	Valore	Incertezza Statistica
r_s	0.28	0.01
$m_{J/\psi} [\text{GeV}/c^2]$	3.095	0.004
S	1.22	0.07
$\alpha [\text{GeV}/c^2]^{-1}$	-0.14	0.04
N_{sig}	621	31

Tabella 4.4: Risultati del fit unbinned a una distribuzione gaussiana, di deviazione standard linearmente proporzionale all'errore evento per evento ottenuto dal vertexing, più una distribuzione esponenziale.

In tabella 4.4 sono riportati i risultati del fit nella regione $[2,4] \text{GeV}/c^2$. I valori¹ sono compatibili, entro l'incertezza statistica, con quelli ottenuti senza la stima degli errori evento per evento. In particolare, il valore di S ricavato dal fit non è compatibile con l'unità, ad indicare che le matrici di covarianza delle tracce sottostimano gli errori effettivi sui loro parametri.

4.5.4 Fit simultaneo di J/ψ e $\psi(2S)$

Una ulteriore stima dell'errore sistematico dei parametri del fit si può ottenere introducendo, nel modello di massa invariante, un picco gaussiano che descriva la risonanza $\psi(2S)$ (la cui stima PDG della massa è di $3.686 \text{GeV}/c^2$ [4]). Il termine aggiuntivo è introdotto nella forma

$$f_{\psi(2S)} = r_{\psi(2S)} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{(M_{\mu\mu} - m_{\psi(2S)})^2}{2\sigma^2} \right],$$

dove l'unico parametro, σ , è posto uguale alla deviazione standard della gaussiana che descrive il modello di segnale J/ψ , mentre $r_{\psi(2S)}$ è fissato dal rapporto

$$r_{\psi(2S)} = \frac{\sigma(pp \rightarrow \psi(2S)) \times \text{BR}(\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\sigma(pp \rightarrow J/\psi) \times \text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)},$$

¹Il valore della risoluzione σ è qui definito come la semiampiezza dell'intervallo di massa invariante, centrato in $m_{J/\psi}$, che contiene il 68.27% dell'integrale di f_{segnale} .

Parametro	Valore	Incertezza Statistica
r_s	0.26	0.01
$m_{J/\psi} [\text{GeV}/c^2]$	3.097	0.004
$\sigma [\text{MeV}/c^2]$	72	5
$\alpha [\text{GeV}/c^2]^{-1}$	-0.14	0.04
N_{sig}	560	31

Tabella 4.5: Risultati del fit unbinned a una distribuzione gaussiana per la J/ψ più un'esponenziale per il fondo, con l'introduzione di un picco gaussiano di ampiezza fissata e larghezza uguale a quella del picco della J/ψ , per la descrizione della risonanza $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

dove il branching ratio di decadimento è quello dei valori PDG (rispettivamente 5.93 e 0.75%).

La stima, ottenuta tramite PYTHIA 6, delle sezioni d'urto di produzione delle due risonanze con decadimento in due muoni di almeno 2.5 GeV/c di impulso trasverso ciascuno, è di circa 440 nb per la J/ψ e 7.6 nb per la $\psi(2S)$. Per p_T più bassi, ci si aspetta che il rapporto tra le sezioni d'urto sia inferiore; assumendo una stima conservativa di

$$r_{\psi(2S)} = 0.03,$$

dal fit si ottengono i parametri mostrati in tabella 4.5. I valori dei parametri sono compatibili, entro l'incertezza statistica, con quelli ottenuti mediante fit unbinned senza errori evento per evento: per ottenere una stima conservativa delle incertezze, le differenze tra i valori dei parametri ottenuti nei due casi sono sommate in quadratura agli altri errori sistematici.

4.5.5 Scelta del modello di fondo

Altra sorgente di possibili errori sistematici è la scelta del modello usato per descrivere la componente di fondo della distribuzione in massa invariante. Per valutare questo effetto, abbiamo utilizzato per la descrizione del fondo dei polinomi

di Chebychev del primo genere, $T_n(x)$, che hanno la proprietà di essere ortogonali tra loro per $x \in [-1, 1]$. In particolare:

- viene scelto un ordine n del polinomio, e di conseguenza introdotto un parametro aggiuntivo c_n per la descrizione del fondo;
- viene ripetuto il fit unbinned di massa invariante con modello gaussiano a σ unica per tutti i candidati;
- se l'incertezza statistica su c_n , stimata dal fit, è dell'ordine di c_n stesso, si arresta la procedura e T_{n-1} è il modello di fondo prescelto;
- altrimenti si ripete la procedura per $n + 1$.

La differenza tra i parametri $m_{J/\psi}$, σ ed N_{sig} in tabella 4.2 e quelli ottenuti introducendo il termine T_n è assunta come errore sistematico sui loro valori.

I risultati del fit, riportati in tabella 4.6, mostrano come già all'introduzione di un polinomio di secondo ordine corrisponde una stima del parametro aggiuntivo statisticamente compatibile con lo zero.

4.5.6 Stima degli errori sistematici

Riassumendo, gli errori sistematici sono stati stimati studiando

- la scelta del modello per la descrizione del segnale (gaussiana a larghezza unica per tutti i candidati, oppure stimata evento per evento dall'errore sulla massa invariante dal vertexing);
- la scelta del modello di fondo (esponenziale oppure polinomiale);
- l'introduzione di un ulteriore termine fissato, nella distribuzione di fondo, per la descrizione del picco della risonanza $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

I valori finali dei parametri sono dunque

$$\begin{aligned} m_{J/\psi} &= (3.097 \pm 0.004_{\text{stat.}} \pm 0.002_{\text{sist.}}) \text{ GeV}/c^2, \\ \sigma &= (71 \pm 5_{\text{stat.}} \pm 12_{\text{sist.}}) \text{ MeV}/c^2, \\ N_{\text{sig}} &= (552 \pm 30_{\text{stat.}} \pm 72_{\text{sist.}}), \end{aligned}$$

Polinomio	Parametro	Valore	Incertezza Statistica
T_1	$c_0 [\text{GeV}/c^2]^{-1}$	-0.12	0.04
	r_s	0.25	0.01
	$m_{J/\psi} [\text{GeV}/c^2]$	3.097	0.004
	$\sigma [\text{MeV}/c^2]$	71	5
	N_{sig}	551	30
T_2	$c_0 [\text{GeV}/c^2]^{-1}$	-1.2	0.04
	$c_1 [\text{GeV}/c^2]^{-2}$	-0.06	0.05
	r_s	0.24	0.01
	$m_{J/\psi} [\text{GeV}/c^2]$	3.098	0.004
	$\sigma [\text{MeV}/c^2]$	68	5
	N_{sig}	532	33

Tabella 4.6: Parametri del fit di massa invariante, ad un modello di segnale gaussiano e fondo descritto dai primi due polinomi di Chebychev del primo genere.

dove gli errori sistematici sono stati sommati in quadratura.

4.6 Distribuzioni cinematiche

4.6.1 Proprietà cinematiche dei candidati J/ψ

La distribuzione in figura 4.5 mostra come, nella regione di massa invariante $[2.86, 3.34] \text{GeV}/c^2$ (circa $\pm 3\sigma$ dal picco della distribuzione), la significanza statistica del picco

$$\frac{s}{\sqrt{s+b}}$$

sia dell'ordine di 17.9.

La figura 4.11 mostra la distribuzione dell'impulso trasverso rispetto all'asse di collisione dei fasci dei candidati J/ψ in questa regione di massa, confrontata con le distribuzioni previste dal Monte Carlo. La selezione di trigger minimum bias effettuata, che non fa cioè richieste sui p_T dei muoni, e i tagli di analisi

Campione	COMB+COMB	COMB+TAG
Dati	$(26.4 \pm 1.4)\%$	$(73.6 \pm 1.4)\%$
MC	$(31 \pm 0.3)\%$	$(69 \pm 0.3)\%$

Tabella 4.7: Frazioni di candidati J/ψ , nella regione di massa invariante $[2.86, 3.34] \text{ GeV}/c^2$, ricostruiti da coppie di muoni combinati o da un muone combinato ed uno taggato, per i campioni di dati sperimentali e Monte Carlo $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

minimali applicati consentono di ricostruire J/ψ di basso impulso trasverso, localizzate principalmente negli endcap (vedi fig. 4.12). La soglia nella distribuzione in impulso dei candidati J/ψ , mostrata in figura 4.13, è dovuta all'impulso minimo necessario affinché un muone venga ricostruito o taggato nello spettrometro (di circa $3 \text{ GeV}/c$ [19]). Analogamente, la distribuzione dell'apertura ΔR tra i due muoni che formano i candidati J/ψ (vedi fig. 4.14) è cinematicamente limitata a $\Delta R \sim \pi$ dal taglio in massa invariante adottato.

L'accordo con le distribuzioni Monte Carlo è buono entro le incertezze statistiche.

4.6.2 Proprietà cinematiche dei candidati muoni da J/ψ

I candidati J/ψ selezionati sono composti da un muone combinato, in associazione a un muone taggato o combinato. La frazione di J/ψ ricostruite a partire due muoni combinati, nella regione di massa invariante $m_{J/\psi} \pm 3\sigma$, è di circa il 26%, ed è in discreto accordo con i valori ottenuti dal Monte Carlo di segnale (vedi tab. 4.7).

In figura 4.15 è mostrato l'impulso trasverso dei muoni che compongono questi candidati J/ψ , confrontato con la stessa distribuzione ottenuta dai campioni Monte Carlo ripesati attraverso le frazioni di segnale e fondo stimate dal fit in quella regione di massa invariante. L'andamento della curva nera è la sovrapposizione di due contributi, la distribuzione dei muoni taggati (in rosso), caratterizzata da un picco verso valori di impulso trasverso vicini a $2 \text{ GeV}/c$, e quella dei muoni

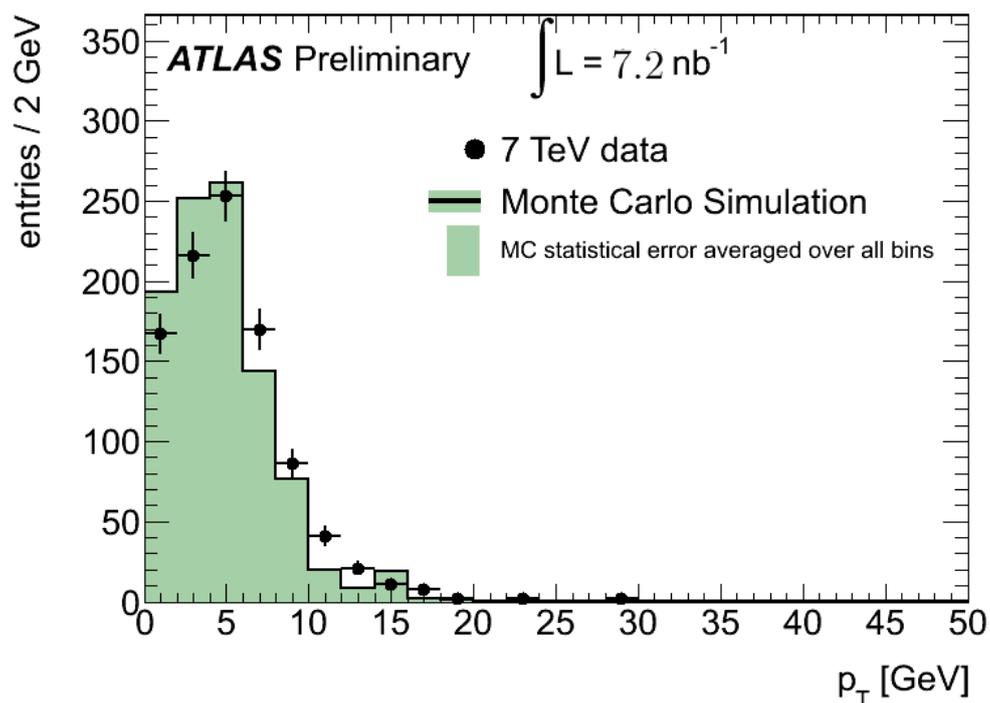


Figura 4.11: Distribuzione dell'impulso trasverso dei candidati J/ψ nella regione di massa invariante $[2.86, 3.34] \text{ GeV}/c^2$ (punti neri), confrontata in shape con la stessa distribuzione ottenuta per i MC di segnale e fondo, ricombinati tra loro attraverso la frazione di segnale in questa regione di massa ricavata dal fit. La banda verticale verde rappresenta la media aritmetica sui vari bin delle incertezze statistiche sulla distribuzione da Monte Carlo, che risentono della scarsa luminosità integrata disponibile per il Monte Carlo di fondo.

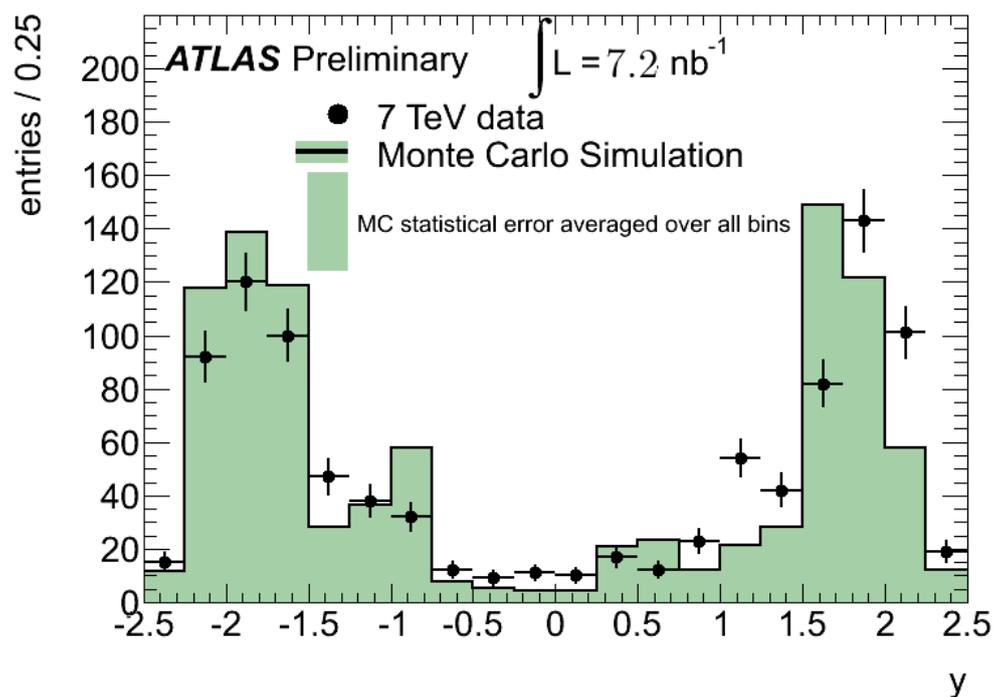


Figura 4.12: Distribuzione della rapidità dei candidati J/ψ nella regione di massa invariante $[2.86, 3.34] \text{ GeV}/c^2$ (punti neri), confrontata in shape con la stessa distribuzione ottenuta per i MC di segnale e fondo, ricombinati tra loro attraverso la frazione di segnale in questa regione di massa ricavata dal fit. La banda verticale verde rappresenta la media aritmetica sui vari bin delle incertezze statistiche sulla distribuzione da Monte Carlo, che risentono della scarsa luminosità integrata disponibile per il Monte Carlo di fondo.

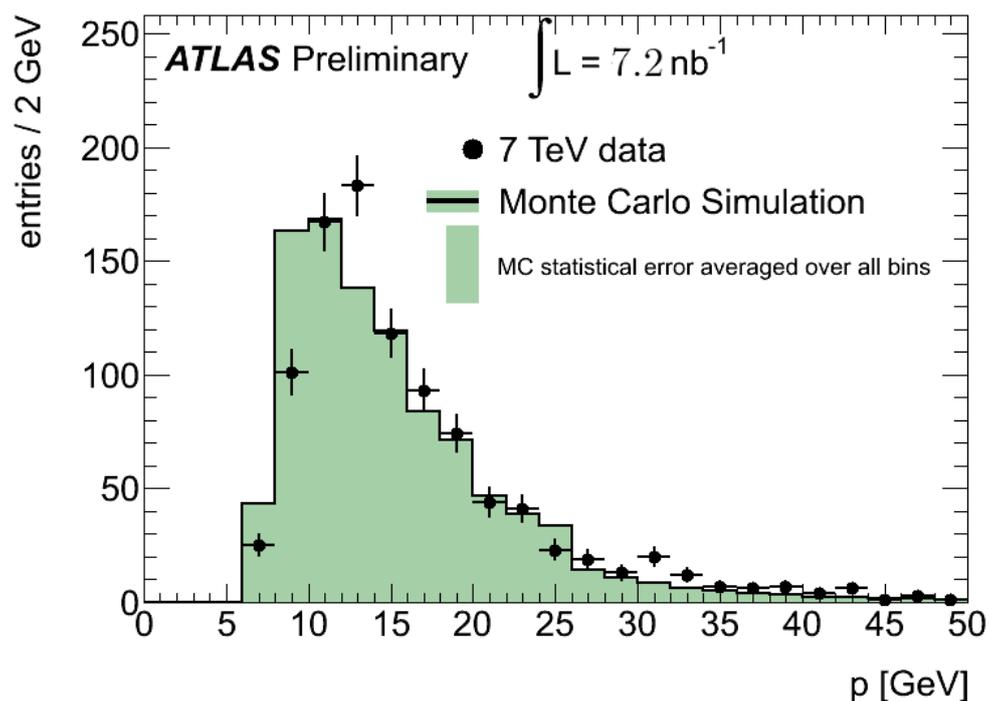


Figura 4.13: Distribuzione dell'impulso dei candidati J/ψ nella regione di massa invariante $[2.86, 3.34] \text{ GeV}/c^2$ (punti neri), confrontata in shape con la stessa distribuzione ottenuta per i MC di segnale e fondo, ricombinati tra loro attraverso la frazione di segnale in questa regione di massa ricavata dal fit. La banda verticale verde rappresenta la media aritmetica sui vari bin delle incertezze statistiche sulla distribuzione da Monte Carlo, che risentono della scarsa luminosità integrata disponibile per il Monte Carlo di fondo.

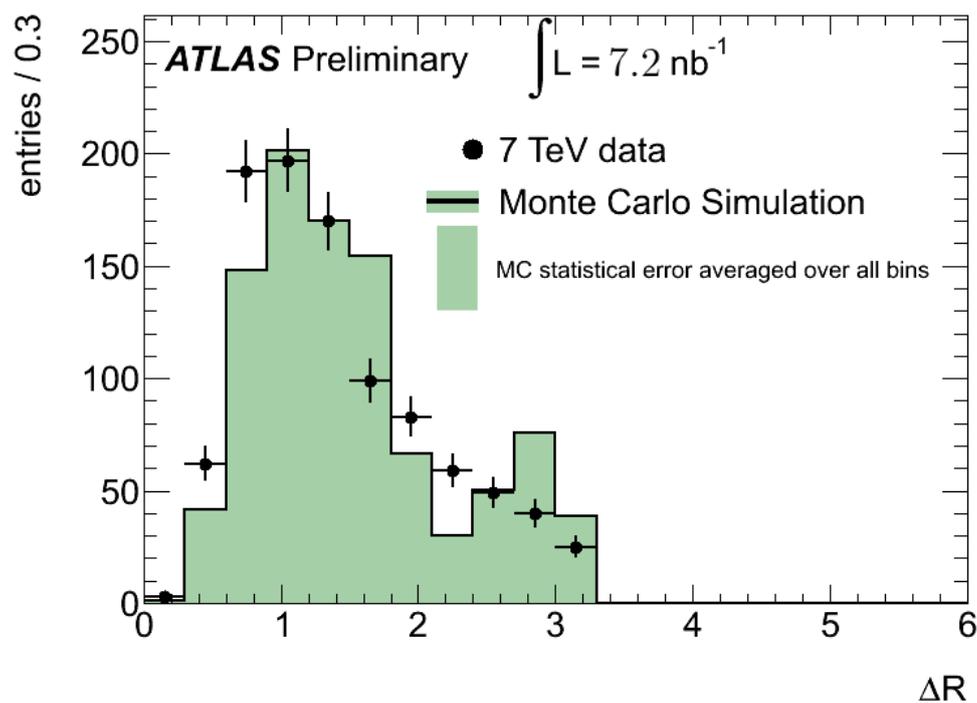


Figura 4.14: Distribuzione dell'apertura tra i due muoni di segno opposto costituenti candidati J/ψ nella regione di massa invariante $[2.86, 3.34] \text{ GeV}/c^2$ (punti neri), confrontata in shape con la stessa distribuzione ottenuta per i MC di segnale e fondo, ricombinati tra loro attraverso la frazione di segnale in questa regione di massa ricavata dal fit. La banda verticale verde rappresenta la media aritmetica sui vari bin delle incertezze statistiche sulla distribuzione da Monte Carlo, che risentono della scarsa luminosità integrata disponibile per il Monte Carlo di fondo.

combinati (cerchi azzurri), il cui p_T si estende a valori più alti e presenta un picco a circa $3 \text{ GeV}/c$.

In figura 4.17 è mostrata la distribuzione dell'angolo azimutale dei muoni, pressoché uniforme. Dalla distribuzione in pseudorapidità mostrata in fig. 4.16 è invece evidente come la maggior parte dei muoni utilizzati per la ricostruzione della J/ψ sia localizzata negli endcap, compatibilmente con quanto atteso dal Monte Carlo.

4.7 Sottrazione del fondo

Nella sezione precedente, è stato mostrato il confronto in shape tra le distribuzioni cinematiche (di J/ψ e muoni singoli), ottenute nella regione $m_{J/\psi} \pm 3\sigma$ dai dati sperimentali e dai campioni Monte Carlo opportunamente ripesati. Uno studio diretto dai dati delle proprietà del segnale, tuttavia, richiede tecniche di sottrazione del fondo, che garantiscano il miglior compromesso tra l'efficienza sul segnale e la reiezione del fondo fisico e combinatorio.

La definizione di segnale e fondo avviene a partire dalla distribuzione di massa invariante: in una regione attorno al picco della risonanza, il contributo alla distribuzione è dato sia da eventi di segnale che da eventi di fondo. Lo studio delle proprietà della componente di segnale in questa regione di massa, ad esempio il p_T dei candidati J/ψ , richiede la sottrazione statistica di un campione che sia cinematicamente equivalente alla componente di fondo nella regione di segnale.

4.7.1 Campione di fondo dalle sideband

Un primo metodo per la costruzione di un campione di solo fondo consiste nel considerare regioni di massa invariante ai lati della regione di segnale (*sideband*), poste ad una distanza sufficiente dal picco in modo da non contenere alcun evento di segnale. L'estensione di queste sideband viene scelta in maniera tale che il numero di eventi totali sia simile a quello degli eventi di fondo atteso nella regione di segnale, stimati dal fit della distribuzione di massa invariante.

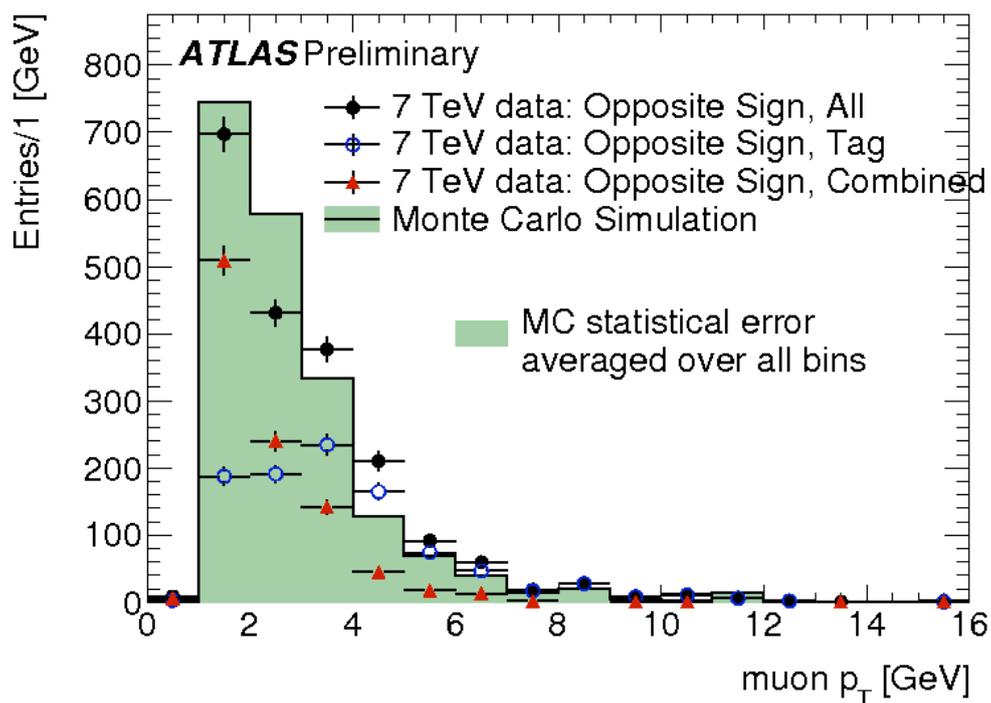


Figura 4.15: Distribuzione dell'impulso trasverso dei muoni che formano candidati J/ψ nella regione di massa invariante $[2.86, 3.34] \text{ GeV}/c^2$, per muoni di qualunque tipo (punti neri), taggati (cerchi azzurri) e combinati (triangoli rossi), confrontata in shape con la distribuzione per muoni di qualunque tipo ottenuta dai due campioni Monte Carlo ripesati con la frazione di segnale stimata dal fit in quella regione di massa invariante.

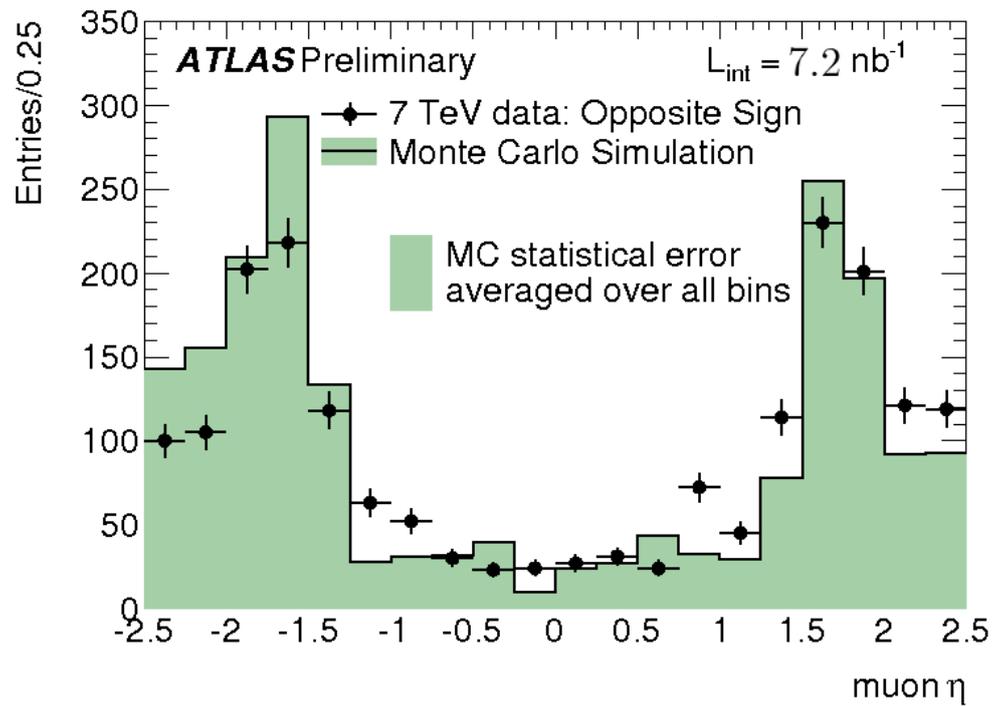


Figura 4.16: Distribuzione della pseudorapidità η dei muoni che formano candidati J/ψ nella regione di massa invariante $[2.86, 3.34] \text{ GeV}/c^2$, confrontata in shape con la distribuzione ottenuta dai due campioni Monte Carlo ripesati con la frazione di segnale stimata dal fit in quella regione di massa invariante.

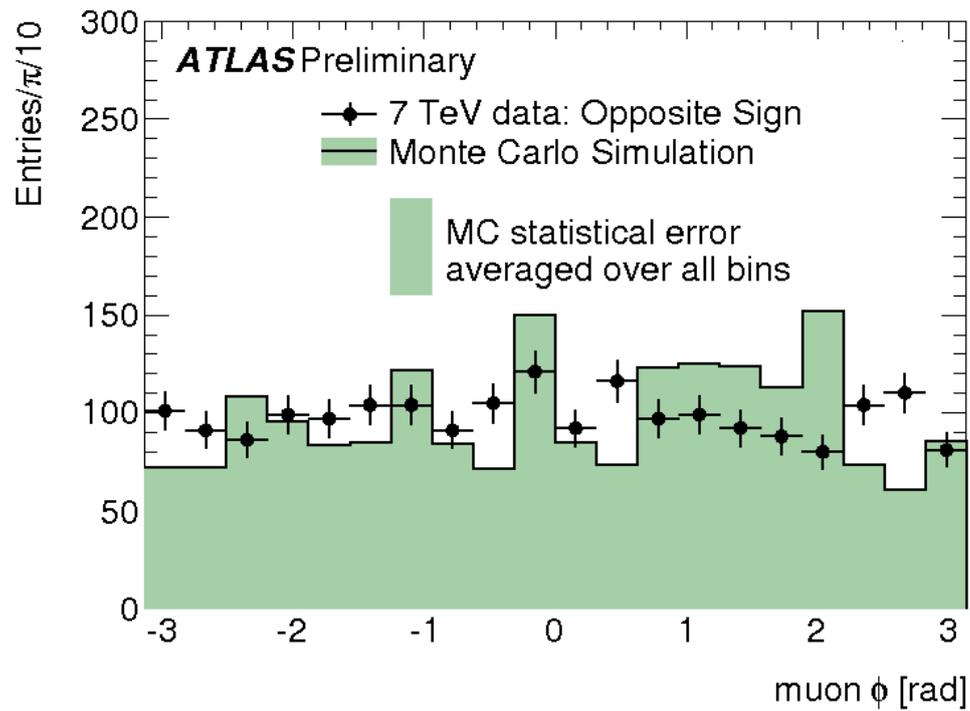


Figura 4.17: Distribuzione dell'angolo azimutale ϕ dei muoni che formano candidati J/ψ nella regione di massa invariante $[2.86, 3.34] \text{ GeV}/c^2$, confrontata in shape con la distribuzione ottenuta dai due campioni Monte Carlo ripesati con la frazione di segnale stimata dal fit in quella regione di massa invariante.

In figura 4.18 è mostrata l'applicazione di questo metodo per la distribuzione di tempo pseudoproprrio della J/ψ . Le sideband scelte sono $[2.62, 2.86]$ e $[3.34, 3.58] \text{ GeV}/c^2$.

4.7.2 Campione di fondo da coppie di muoni dello stesso segno

Le distribuzioni di massa invariante a due muoni in figg. 4.5–4.8 mostrano come il livello della distribuzione di coppie di muoni dello stesso segno sia leggermente inferiore a quello del fondo da muoni di segno opposto. Questo effetto è dovuto ai contributi da muoni provenienti dal decadimento di mesoni B e D .

In figura 4.19 è mostrata la distribuzione dell'impulso trasverso delle coppie di muoni dello stesso segno che formano candidati nella regione di segnale $m_{J/\psi} \pm 3\sigma$ (punti neri), confrontata con quella da muoni di segno opposto che formano candidati nelle sideband (cerchi bianchi). Il fondo da coppie di muoni dello stesso segno costituisce dunque un buon campione di puro fondo combinatorio, dalle caratteristiche cinematiche simili a quelle del fondo nella regione di segnale, nonché a quelle del fondo di muoni di segno opposto nelle sideband. In figura 4.20 è mostrato il confronto fra la distribuzione di p_T e ΔR di questo campione e quella dei candidati J/ψ neutri nella regione di segnale, mentre in figura 4.18 la distribuzione del tempo pseudoproprrio della J/ψ dopo la sottrazione del fondo da coppie di muoni dello stesso segno è confrontata con quella ottenuta con il metodo delle sideband.

4.8 Campione muone–traccia

In questa sezione, lo studio delle proprietà cinematiche dei candidati J/ψ e l'applicazione dei metodi di sottrazione del fondo sono mostrati per un campione diverso di candidati J/ψ , in cui il fondo combinatorio è sensibilmente maggiore e la sua sottrazione si rende dunque necessaria, associata a diversi criteri di selezione dei candidati: quello dei candidati costruiti accoppiando ad un muone combinato una traccia ID.

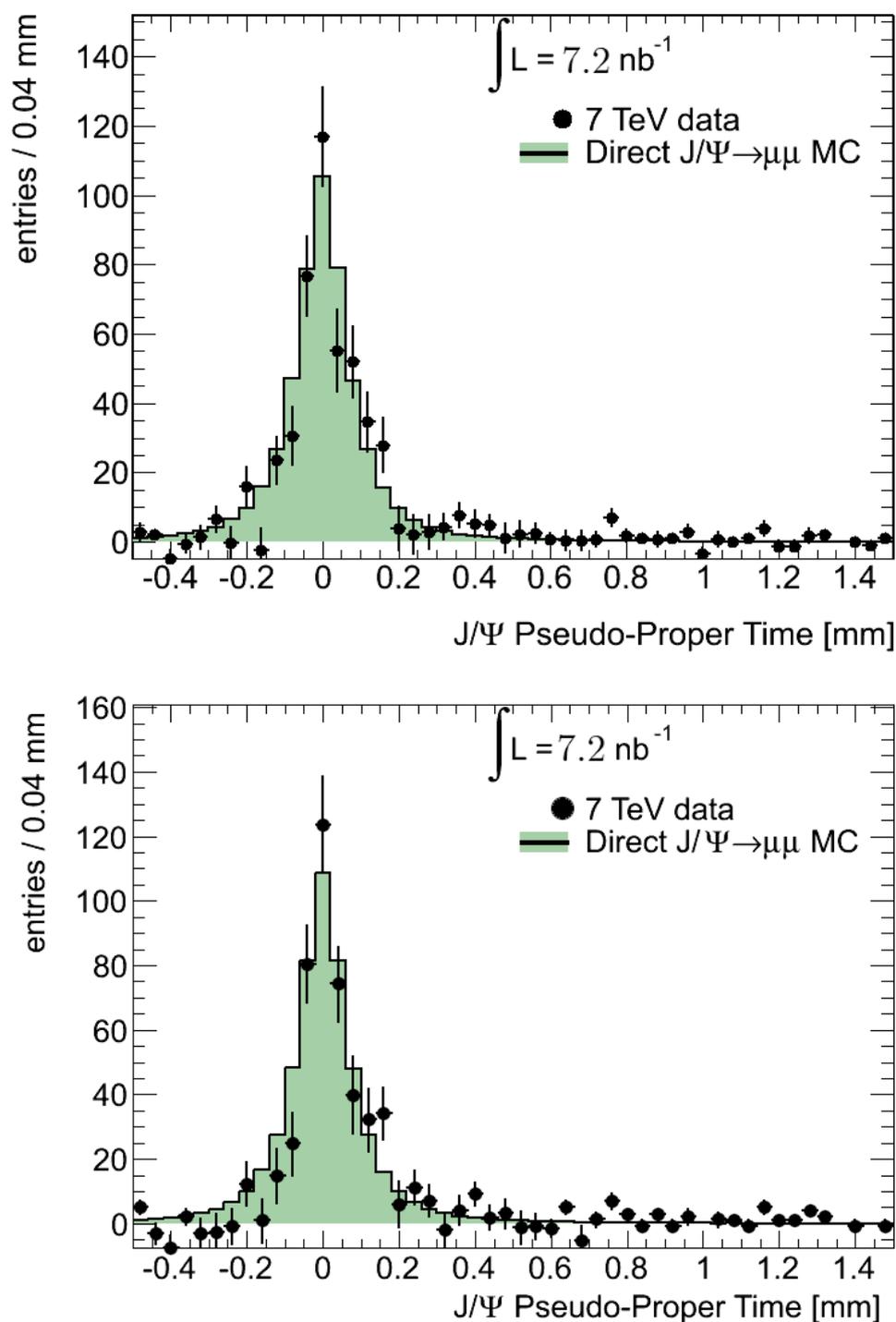


Figura 4.18: Distribuzione del tempo pseudoproprio di candidati J/ψ , dopo sottrazione del fondo di coppie di muoni di segno opposto dalle sideband (in alto) e di muoni dello stesso segno nella regione di segnale (in basso), confrontata in shape con la distribuzione ottenuta dal Monte Carlo di segnale nella regione di massa $m_{J/\psi} \pm 3\sigma$.

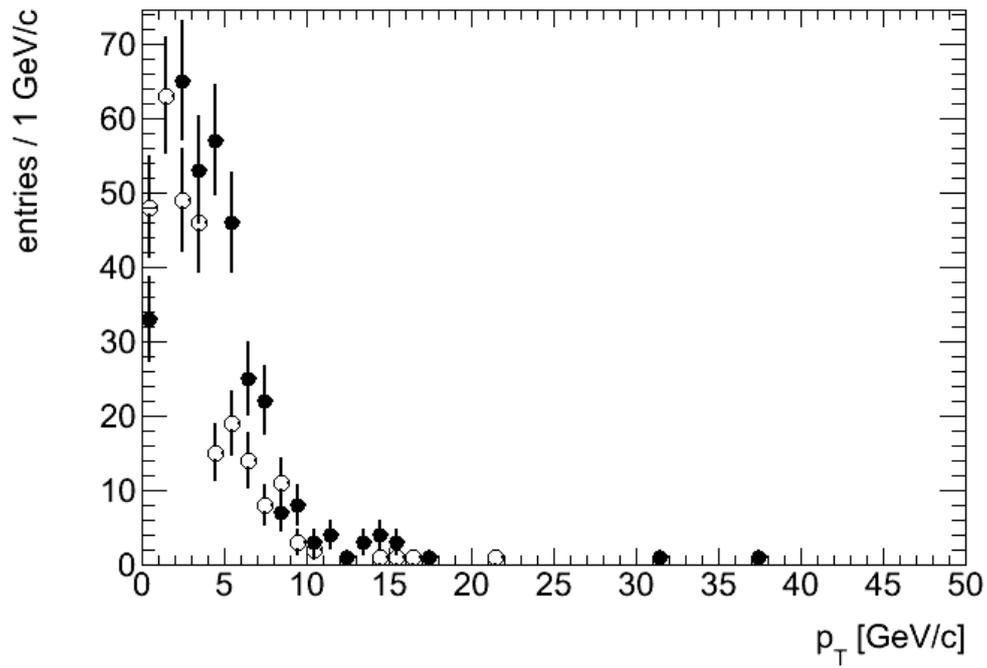


Figura 4.19: Distribuzione dell'impulso trasverso dei candidati J/ψ da muoni di segno opposto nelle sideband (cerchi bianchi), confrontata con quella ottenuta da muoni dello stesso segno nella regione di segnale $m_{J/\psi} \pm 3\sigma$ (punti neri).

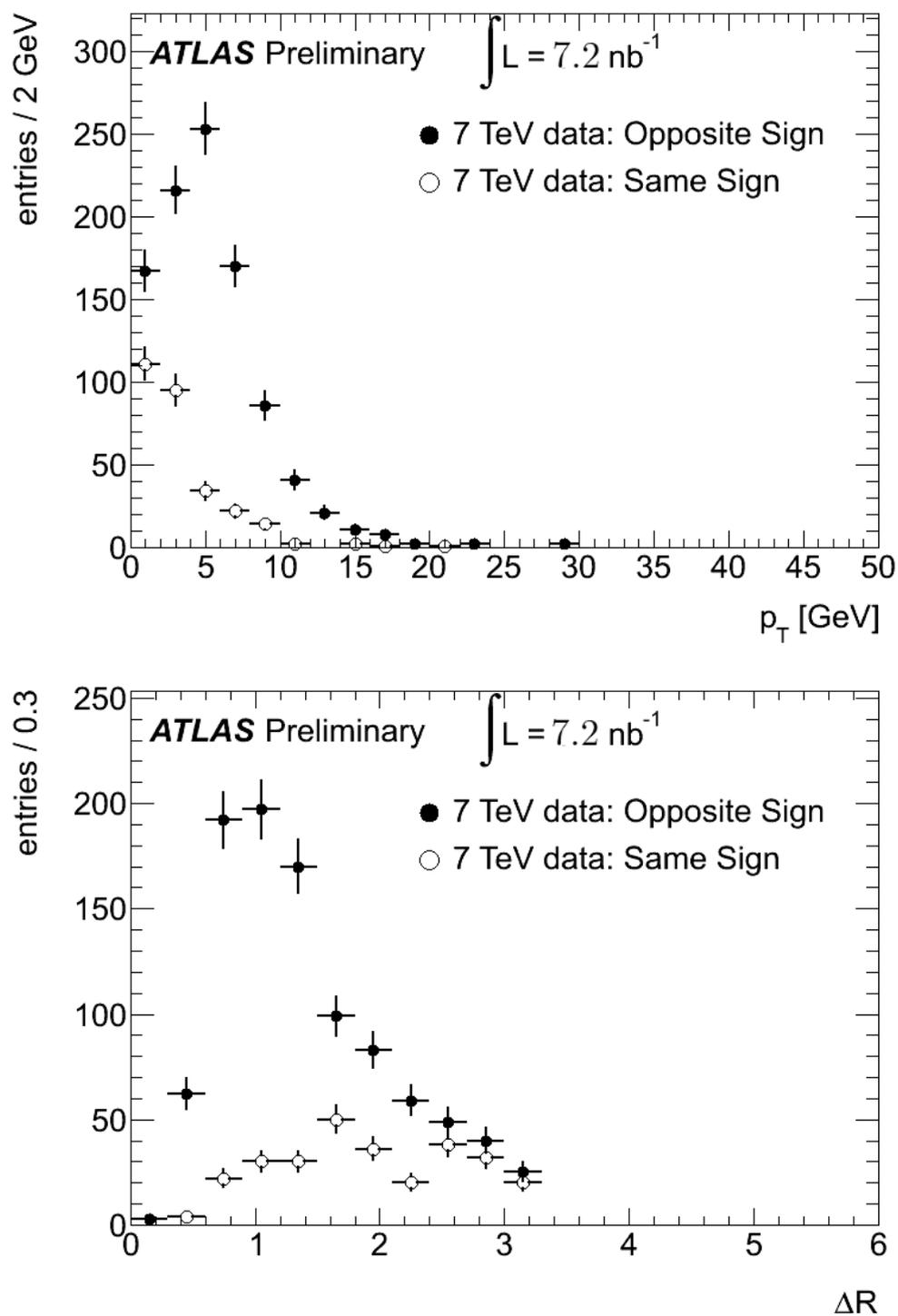


Figura 4.20: Distribuzioni dell'impulso trasverso dei candidati J/ψ e dell'apertura angolare dei due muoni, per muoni di segno opposto (punti neri) e dello stesso segno (cerchi bianchi), nella regione di segnale $m_{J/\psi} \pm 3\sigma$.

4.8.1 Motivazioni

Le motivazioni per la scelta di un campione muone–traccia sono molteplici:

- lo studio precedente, svolto su un campione di due muoni ricostruiti nel rivelatore interno e confermati da un segmento o una traccia spettrometrici, ha chiaramente un'efficienza diversa da 1: accoppiare un muone combinato a una traccia può far recuperare eventi di segnale;
- se si applicano richieste restrittive di qualità sul muone combinato (*tag*), la traccia ID è identificata automaticamente come muone: in questa maniera, si ha a disposizione un campione non distorto misurato in maniera indipendente di tracce ricostruite dal rivelatore interno (*probe*), la cui natura è confermata essere muonica dalla selezione sul muone combinato e sul candidato J/ψ da essi formato, dalle quali è possibile misurare le efficienze di ricostruzione e di trigger dell'esperimento.

L'accoppiamento di un muone combinato a una qualunque traccia ID comporta ovviamente un aumento del fondo combinatorio, che va ridotto irrigidendo i tagli sul *tag* e, se necessario, imponendo sul *probe* tutte le richieste necessarie che non facciano però uso dei rivelatori (ad esempio lo spettrometro, o i sistemi di trigger) di cui o da cui si vuole misurare l'efficienza.

4.8.2 Selezione dei candidati

I tagli applicati sono i seguenti:

- viene richiesto che sia il muone combinato che la traccia ID abbiano un impulso $p > 3 \text{ GeV}/c$, sufficiente a superare i calorimetri;
- l'impulso trasverso del muone combinato deve valere $p_T > 4 \text{ GeV}/c$;
- l'apertura angolare ΔR fra il muone e la traccia dev'essere compresa tra 0.2 e 1.2 (per impulsi trasversi dei due muoni sopra $2.5 \text{ GeV}/c$, il campione Monte Carlo di segnale è tutto in questo intervallo);

- per ridurre il fondo combinatorio, è applicata un'ulteriore richiesta sulla compatibilità del muone e della traccia con un vertice comune, $|\Delta z_0| < 5$ mm.

In figura 4.21 è mostrata la distribuzione di massa invariante, costruita a partire da un muone combinato ed una traccia ID, a valle di questi tagli. La significanza del picco, nella regione $[2.86, 3.34] \text{ GeV}/c^2$, vale

$$\frac{s}{\sqrt{s+b}} \approx 6.3,$$

ed è circa tre volte inferiore rispetto a quella del picco dal campione muone–muone.

In figura 4.22 è mostrata la distribuzione del p_T dei candidati J/ψ nella regione di segnale, il cui andamento è compatibile con quello ottenuto dai due campioni Monte Carlo ripesati con la frazione di segnale ottenuta dal fit. In figura 4.23 è invece mostrata la distribuzione del tempo pseudoproprio della J/ψ , dopo la sottrazione del fondo con il metodo delle sideband.

4.9 Stima delle efficienze

Il campione di segnale J/ψ costituisce un buon campione di muoni, di basso impulso trasverso, utilizzabili per la stima delle efficienze di ricostruzione (dal campione Monte Carlo di segnale) e di trigger (dai dati) del rivelatore. In questa sezione sono mostrati i risultati preliminari per le efficienze di ricostruzione dei muoni e di trigger muonico di LVL1, ed è introdotto il metodo del *tag and probe*.

4.9.1 Efficienze di ricostruzione

In figura 4.24 è mostrata l'efficienza di ricostruzione dei muoni offline (taggati o combinati) in funzione del loro impulso trasverso e del loro angolo azimutale, prima e dopo un taglio $p_T > 4 \text{ GeV}/c$. L'efficienza è stimata contando, in ciascun bin delle due variabili cinematiche, il numero di muoni ricostruiti rispetto al numero di muoni veri generati, nell'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 2.5$, nel

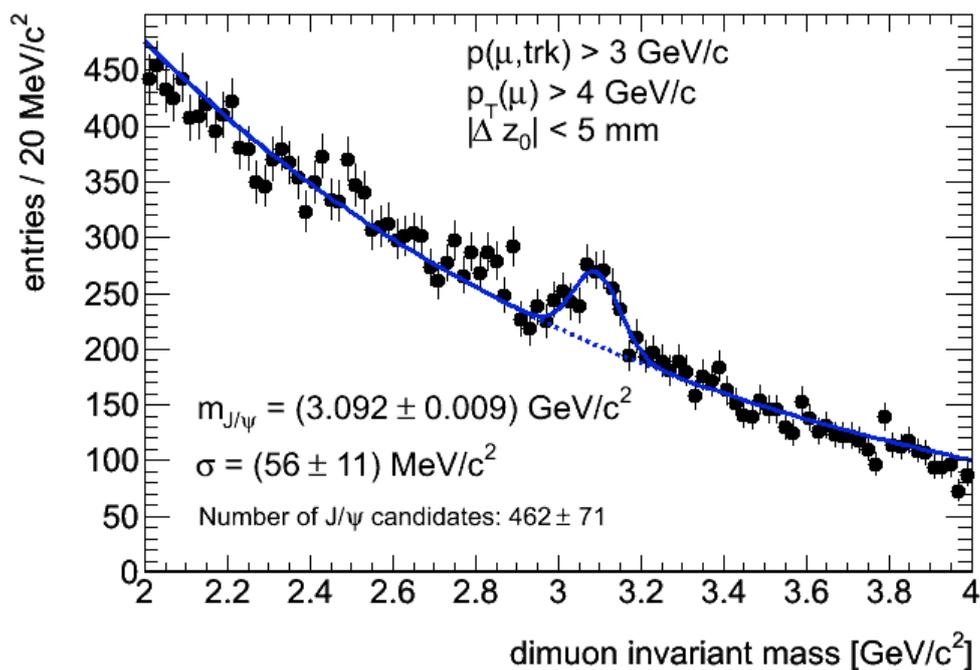


Figura 4.21: Distribuzione di massa invariante, ottenuta accoppiando ad un muone combinato una traccia ID, con la richiesta di un impulso $p > 3 \text{ GeV}/c$ per entrambi i candidati muoni e $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ per il muone combinato, più un taglio in $0.2 < \Delta R < 1.2$ e $|\Delta z_0| < 5 \text{ mm}$ tra i due candidati (punti neri). In blu è rappresentato il fit di massa invariante ottenuto (vedi sez. 4.5.2): le stime della massa della J/ψ , della risoluzione in massa invariante e del numero di eventi di segnale sono riportate in figura.

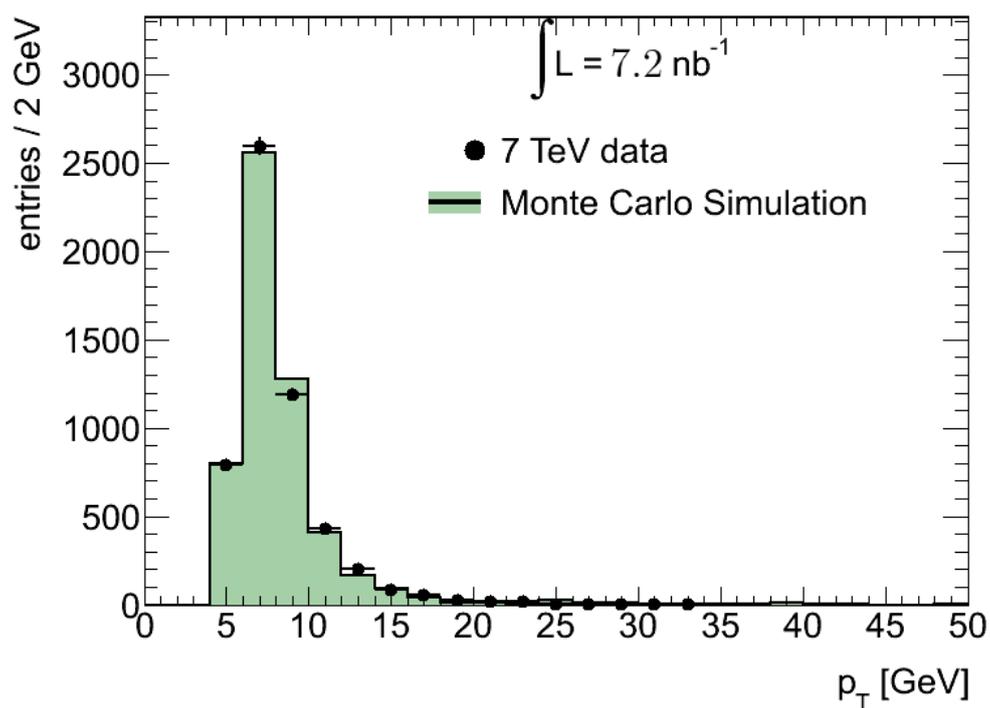


Figura 4.22: Distribuzione dell'impulso trasverso dei candidati J/ψ , nella regione di massa $m_{J/\psi} \pm 3\sigma$, composti da un muone combinato ed una traccia ID, a valle dei tagli indicati nel testo (punti neri). La distribuzione è confrontata con quella ottenuta dai campioni Monte Carlo di segnale e di fondo, ripesati attraverso le frazioni di segnale nell'intervallo di massa invariante prescelto.

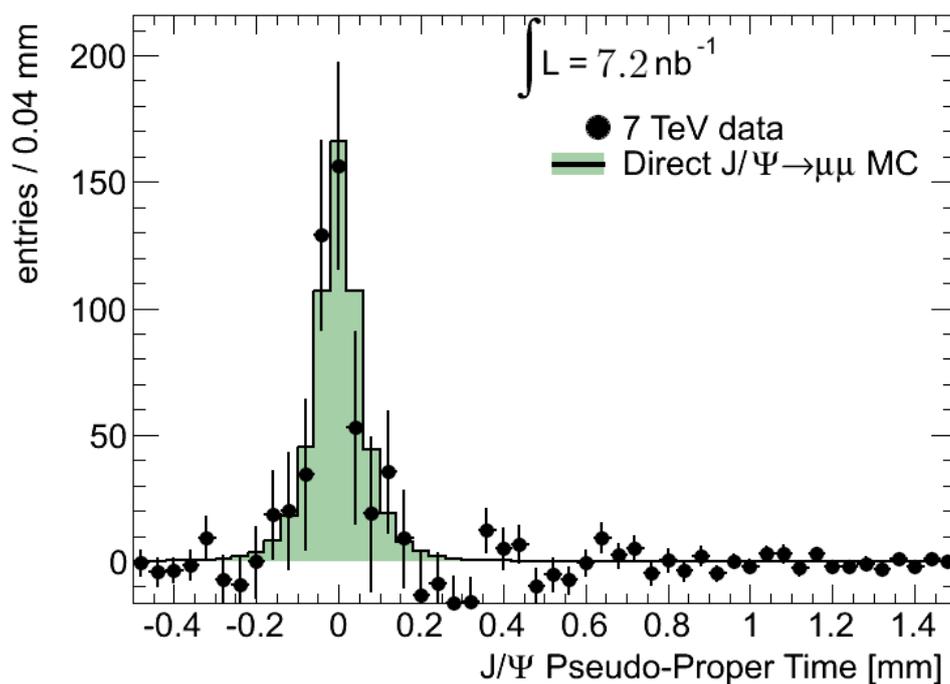


Figura 4.23: Distribuzione del tempo pseudoproprio dei candidati J/ψ , nella regione di massa $m_{J/\psi} \pm 3\sigma$, composti da un muone combinato ed una traccia ID, a valle dei tagli indicati nel testo, con sottrazione della stessa distribuzione ottenuta nelle sideband (punti neri). La distribuzione è confrontata in shape con quella ottenuta dal campione Monte Carlo di segnale $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

campione Monte Carlo di segnale $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. L'efficienza media di ricostruzione in questa regione di accettazione è di circa il 30%; l'inefficienza ad $\phi = -1$ e $\phi = -2$ è dovuta alla presenza dei piedi del rivelatore.

In figura 4.25 è mostrata l'efficienza di ricostruzione dei candidati J/ψ , in funzione del loro impulso trasverso, stimata utilizzando il campione Monte Carlo di segnale $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Una volta applicate le stesse selezioni utilizzate in questa analisi, per ciascun bin di p_T l'efficienza è definita come il numero di coppie di muoni ricostruiti, la cui somma degli impulsi supera un *match* geometrico con l'impulso vero della J/ψ simulata, rispetto al numero di J/ψ simulate.

Una stima dell'efficienza di ricostruzione dei muoni rispetto alla ricostruzione delle tracce nel rivelatore interno può poi essere ricavata mediante il metodo del *tag and probe*. Dal campione muone-traccia, infatti, richieste sufficientemente restrittive sul muone combinato e sul candidato J/ψ (estrazione del segnale) permettono di identificare anche il *probe* come muone, ed è possibile misurare – in bin di p_T, η e ϕ del *probe*, il numero di tracce ID che hanno portato alla ricostruzione di un muone taggato o combinato. La statistica disponibile con la luminosità integrata di questa analisi non fornisce tuttavia un buon rapporto segnale/fondo, e non consente perciò questo tipo di misura di efficienza di ricostruzione direttamente dai dati.

4.9.2 Efficienze di trigger

In figura 4.26 sono mostrate le efficienze di trigger di primo livello muonico MU0, rispetto alla ricostruzione offline, in funzione del p_T di tutti i muoni ricostruiti (efficienza inclusiva) negli eventi, corrispondenti alla luminosità integrata di questa analisi, con almeno un muone combinato ricostruito offline. Un muone offline è ritenuto aver passato il trigger MU0 quando, date le coordinate $\bar{\eta}, \bar{\phi}$ del centro della Region of Interest di LVL1 che ha fatto scattare il trigger,

$$\Delta R = \sqrt{(\eta - \bar{\eta})^2 + (\phi - \bar{\phi})^2} < 0.5,$$

dove η e ϕ sono le coordinate del muone ricostruito offline. Il *plateau* all'80% nell'efficienza del trigger MU0 nel barrel (RPC) è dovuto all'accettazione geometrica

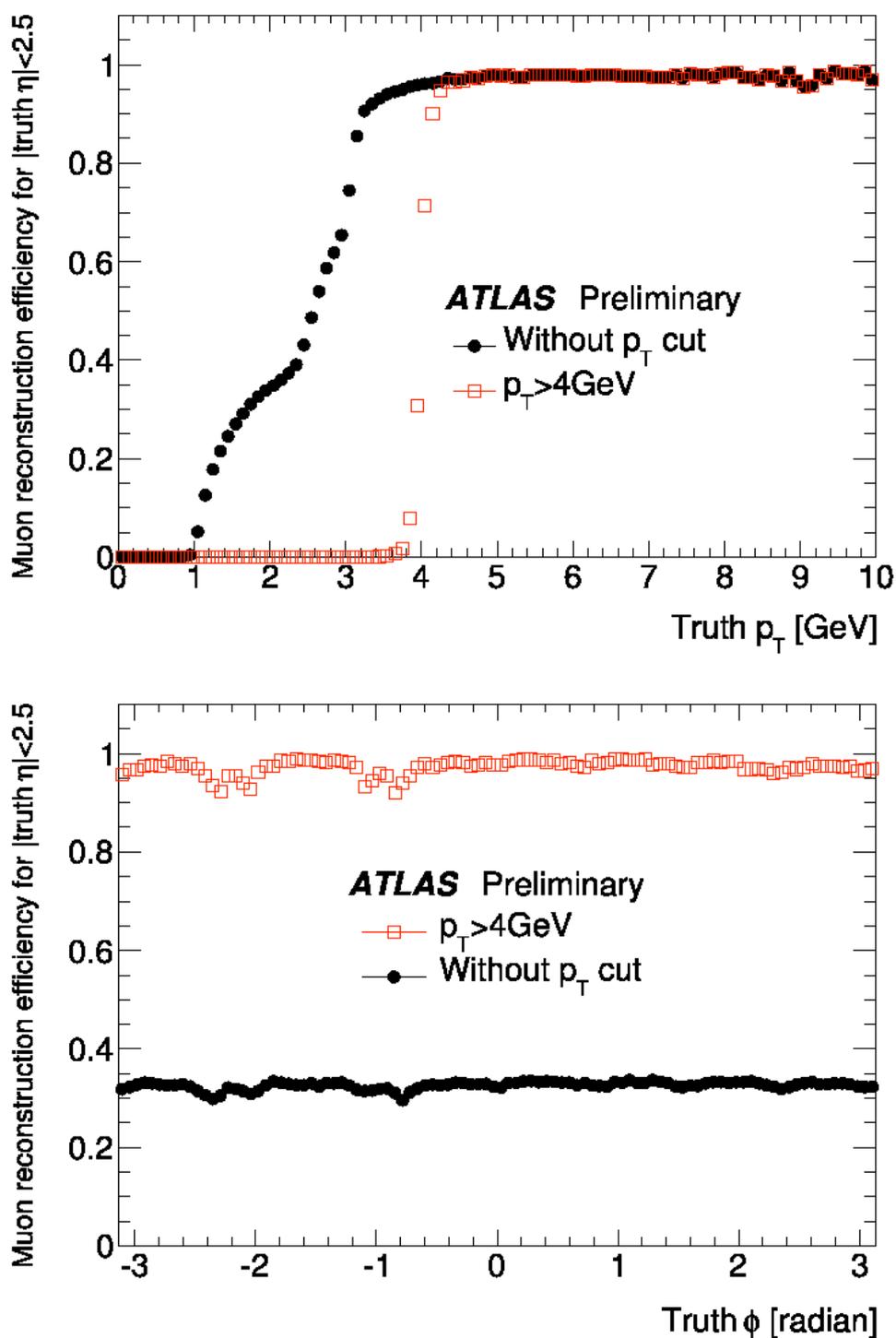


Figura 4.24: Efficienza di ricostruzione offline rispetto alla verità Monte Carlo, per muoni veri con $|\eta| < 2.5$, in funzione del loro impulso trasverso (in alto) e del loro angolo azimutale (in basso), con e senza un taglio in p_T dei muoni veri.

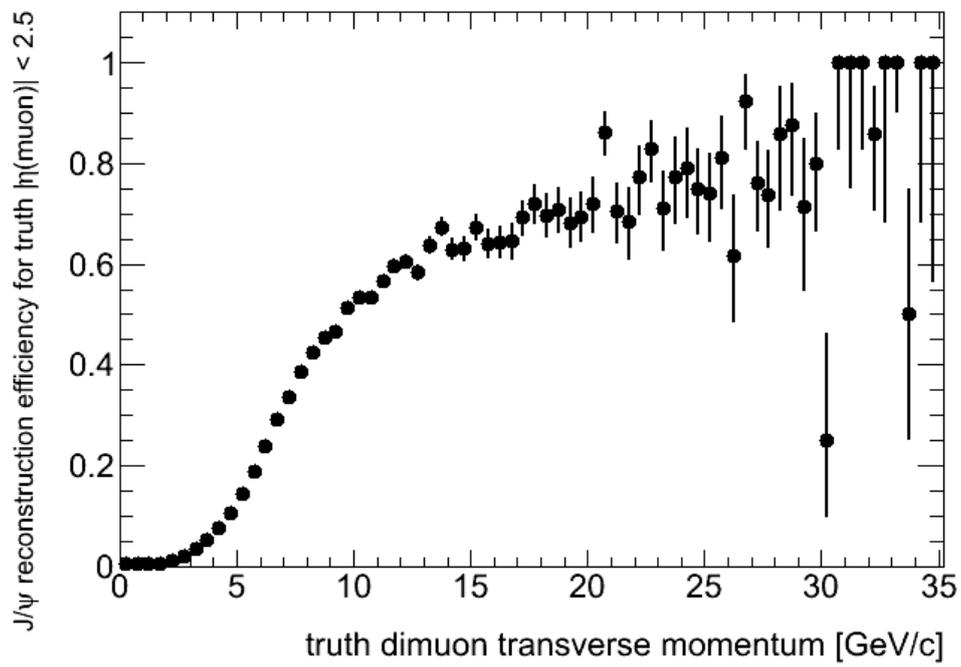


Figura 4.25: Efficienza di ricostruzione della J/ψ , in funzione del suo impulso trasverso, misurata dal campione Monte Carlo di segnale $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

del rivelatore.

Il campione di candidati J/ψ a due muoni (uno combinato e l'altro combinato o taggato), nella regione di massa invariante $m_{J/\psi} \pm 3\sigma$, può essere in prima approssimazione considerato come un campione di segnale. A partire dai muoni che compongono i candidati è dunque possibile una prima stima dell'efficienza di trigger di primo livello muonico, andando a contare il numero di J/ψ – in funzione del loro impulso trasverso – in cui almeno uno dei muoni ha passato la richiesta di LVL1 MU0. In figura 4.27 è mostrata l'efficienza del LVL1 MU0 rispetto alla ricostruzione offline, in funzione del p_T dei candidati J/ψ nella regione di segnale.

4.10 Stima della sezione d'urto di produzione

Una misura della sezione d'urto σ di produzione della J/ψ , nella regione di accettazione del rivelatore, si può ottenere mediante la formula

$$\sigma(pp \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-, \sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, |\eta(\mu)| < 2.5) = \frac{n_s}{\epsilon_{\text{MBTS}} \times \epsilon_{\text{reco}} \times L},$$

dove

- n_s è il numero di eventi di segnale, stimato attraverso un fit unbinned di likelihood estesa della distribuzione di massa invariante a due muoni;
- ϵ_{MBTS} è l'efficienza della richiesta di trigger di minimum bias rispetto alla ricostruzione offline;
- ϵ_{reco} è l'efficienza di ricostruzione della J/ψ ;
- L è la luminosità integrata a disposizione.

Per fornire una prima stima qualitativa di questa sezione d'urto, si è assunto anzitutto che l'efficienza della richiesta di trigger minimum bias fosse del 100%, come stimato da studi preliminari su campioni Monte Carlo [20]. L'efficienza di ricostruzione della J/ψ è stata quindi stimata ricorrendo al campione Monte Carlo di segnale J/ψ : il valore di ϵ_{reco} è ricavato calcolando il rapporto tra il

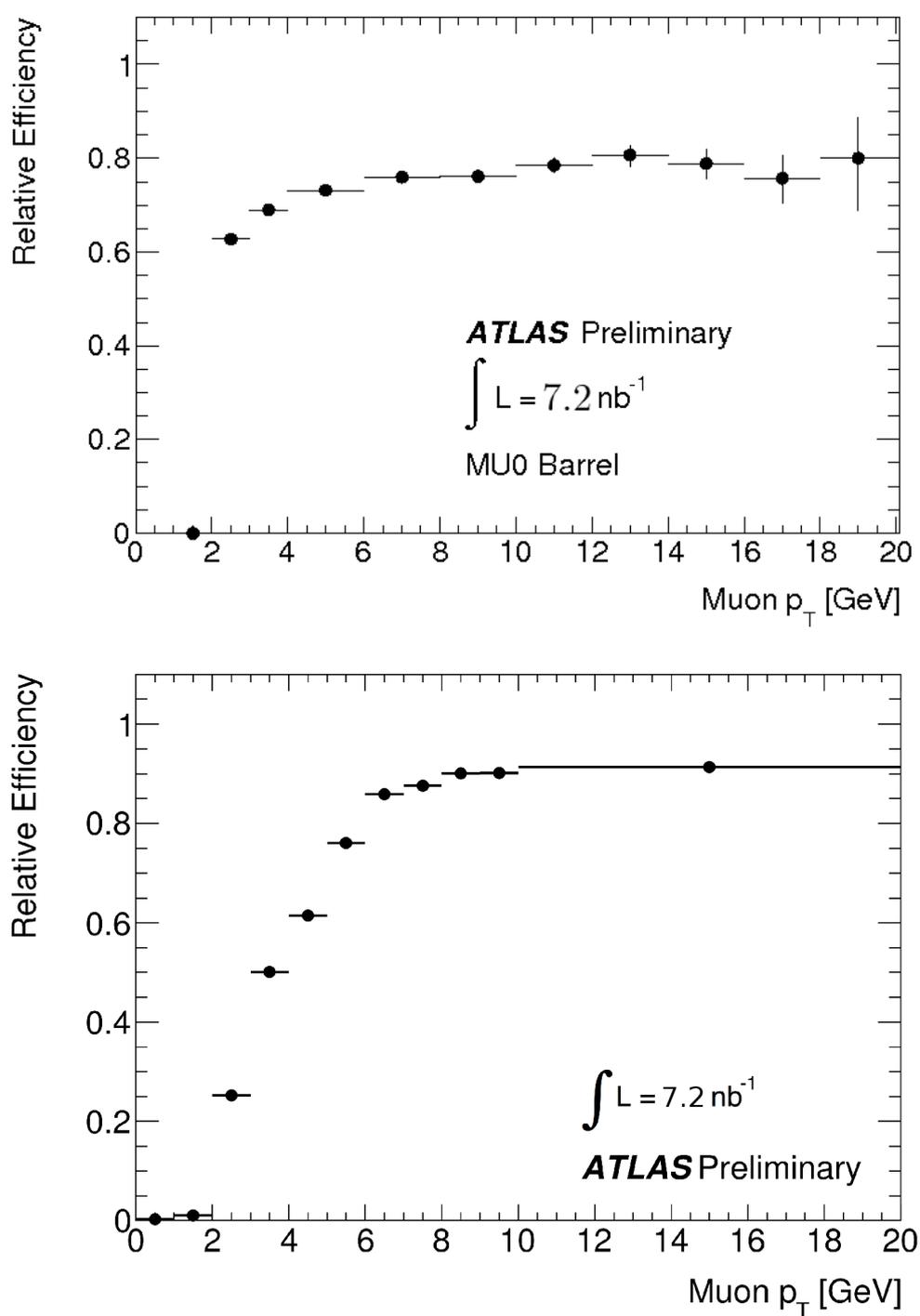


Figura 4.26: Efficienza del trigger LVL1 MU0 rispetto alla ricostruzione offline, in funzione dell'impulso trasverso dei muoni combinati, per muoni nel barrel (trigger RPC, in alto) e negli endcap (trigger TGC, in basso).

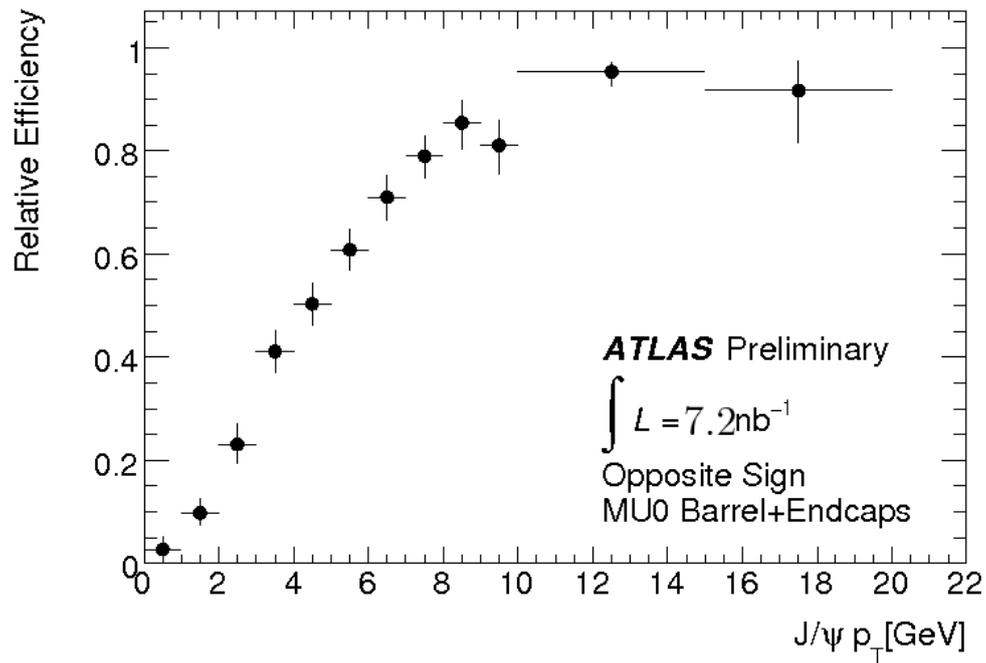


Figura 4.27: Efficienza del trigger LVL1 MU0 rispetto alla ricostruzione offline, in funzione dell'impulso trasverso dei candidati J/ψ (composti da un muone combinato ed un muone taggato o combinato) nella regione di massa invariante $m_{J/\psi} \pm 3\sigma$.

Parametro	Valore
$m_{J/\psi} [\text{GeV}/c^2]$	3.097 ± 0.004
n_b	1686 ± 47
n_s	552 ± 33
$\sigma [\text{MeV}/c^2]$	71 ± 5
$\alpha [\text{GeV}/c^2]^{-1}$	-1.2 ± 0.4

Tabella 4.8: Massa e larghezza della J/ψ , numero di eventi di segnale e di fondo nella regione $[2, 4] \text{ GeV}/c^2$ stimati da un fit unbinned di likelihood estesa a una distribuzione esponenziale (fondo) più gaussiana (picco di segnale). Le incertezze mostrate sono le incertezze statistiche stimate dal fit.

numero di J/ψ ricostruite, applicando la stessa selezione e gli stessi tagli utilizzati in quest'analisi, rispetto al numero di J/ψ generate. La stima delle efficienze è quindi

$$\begin{aligned}\epsilon_{\text{MBTS}} &\equiv 1, \\ \epsilon_{\text{reco}} &= 0.022.\end{aligned}$$

Il numero di eventi di segnale n_s è stato ricavando tramite il fit di likelihood estesa descritto nella sez. 4.5.2, impiegando un modello di massa invariante composto da una distribuzione gaussiana di larghezza fissata, per descrivere il picco di segnale, e una distribuzione esponenziale per riprodurre l'andamento del fondo; i risultati del fit sono riportati in tabella 4.8: la stima del numero di eventi di segnale è

$$n_s = 552 \pm 33.$$

Data la luminosità integrata disponibile,

$$L = (7.2 \pm 0.8) \text{ nb}^{-1},$$

la stima della sezione d'urto sotto queste approssimazioni è di

$$\sigma(pp \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-, \sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, |\eta(\mu)| < 2.5) = (3.5 \pm 0.4) \mu\text{b},$$

dove l'incertezza riportata è solo statistica. Il valore va confrontato con la stima corrispondente ottenuta dal generatore Monte Carlo PYTHIA, che è dell'ordine di $6 \mu\text{b}$.

Una misura meno qualitativa della sezione d'urto richiede una misura delle efficienze di trigger e di ricostruzione dei singoli muoni dai dati, ad esempio mediante il metodo del *tag and probe*. Nel caso in cui si usi un trigger di muone singolo per la selezione degli eventi, l'efficienza di trigger sulla J/ψ può essere misurata a partire dalle efficienze di trigger dei singoli muoni (rispetto alla ricostruzione offline), mediante la formula

$$\epsilon_{\text{trig}}(J/\psi) = \epsilon_{\text{trig}}(\mu)^2 + 2 \times \epsilon_{\text{trig}}(\mu) \times (1 - \epsilon_{\text{trig}}(\mu)),$$

in cui si è tenuto conto del fatto che l'evento viene selezionato quando almeno uno dei due muoni ha superato la richiesta di trigger.

L'efficienza di ricostruzione della J/ψ si può scrivere in funzione dell'efficienza di ricostruzione dei muoni,

$$\epsilon_{\text{reco}}(J/\psi) = \epsilon_{\text{ID, truth}}(\mu)^2 \times \epsilon_{\text{reco, ID}}(\mu)^2,$$

dove $\epsilon_{\text{ID, truth}}(\mu)$ è l'efficienza di ricostruzione del muone singolo nel tracciatore interno stimata dal Monte Carlo (rapporto tra numero di muoni ricostruiti nell'ID e numero di muoni generati), mentre $\epsilon_{\text{reco, ID}}(\mu)$ è l'efficienza di ricostruzione del muone (taggato o combinato) rispetto al tracciatore interno, ed è stimata dai dati con il metodo del *tag and probe*. In questo schema si è assunto che non vi siano correlazioni tra le efficienze di ricostruzione dei due muoni, ovvero che la probabilità di ricostruire un muone sia completamente indipendente dalla probabilità di ricostruire anche l'altro muone.

Le efficienze complessive, ovvero corrispondenti a tutto il campione di n_s eventi di segnale, da usare nel calcolo della sezione d'urto, possono essere calcolate mediando $\epsilon_{\text{trig}}(J/\psi)$ e $\epsilon_{\text{reco}}(J/\psi)$, in bin di p_T , η e ϕ , utilizzando come peso gli spettri Monte Carlo in impulso trasverso, pseudorapidità e angolo azimutale dei muoni veri da J/ψ .

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati mostrati i risultati sulla ricostruzione della risonanza $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ con i primi 7.2 nb^{-1} di luminosità integrata di LHC a 7 TeV.

L'analisi ha fatto uso di una richiesta di trigger minimum bias per la selezione di eventi di collisione. In ciascun evento sono stati ricercati candidati J/ψ composti da coppie di muoni di segno opposto, con la richiesta che le corrispondenti tracce nel rivelatore interno fossero compatibili con la provenienza da un comune vertice secondario di interazione (*vertexing*).

La distribuzione della massa invariante $M_{\mu\mu}$ dei candidati così costruiti è stata utilizzata per l'estrazione degli eventi di segnale, mediante una procedura di fit unbinned di massima verosimiglianza ripetuto in tre regioni di ricostruzione del rivelatore (muoni entrambi nel barrel, entrambi negli endcap o uno nel barrel e l'altro negli endcap). Il modello di massa invariante, costituito da una distribuzione gaussiana per il segnale (gaussiana di risoluzione convoluta con una Breit–Wigner per la larghezza intrinseca della risonanza) e una distribuzione esponenziale per il fondo, è funzione – tra gli altri parametri – della posizione del picco della risonanza, $m_{J/\psi}$, e della risoluzione in massa invariante, σ . A partire dalla stima della frazione di segnale e fondo nel campione selezionato, è poi possibile ricavare il numero di J/ψ nel campione studiato, N_{sig} .

Una stima degli errori sistematici sulla misura di questi tre parametri è stata ottenuta ripetendo la procedura di fit con diversi modelli di fondo, introducendo un termine di ampiezza fissata per riprodurre il picco della risonanza $\psi(2S)$ ed utilizzando l'informazione dal vertexing sull'errore sui valori di $M_{\mu\mu}$, moltiplicato

per un fattore di scala S , come stima della risoluzione in massa invariante evento per evento. I valori dei tre parametri sono

$$\begin{aligned} m_{J/\psi} &= (3.097 \pm 0.004_{\text{stat.}} \pm 0.002_{\text{sist.}}) \text{ GeV}/c^2, \\ \sigma &= (71 \pm 5_{\text{stat.}} \pm 12_{\text{sist.}}) \text{ MeV}/c^2, \\ N_{\text{sig}} &= (552 \pm 30_{\text{stat.}} \pm 72_{\text{sist.}}), \end{aligned}$$

dove $m_{J/\psi}$ è compatibile con il valore PDG di $(3096.916 \pm 0.011) \text{ MeV}/c^2$, σ con la risoluzione attesa dalle simulazioni Monte Carlo, mentre il valore di S stimato dal fit è di 1.22 ± 0.07 , non compatibile con l'unità, a significare che l'errore su $M_{\mu\mu}$ è una sottostima della risoluzione in massa invariante dell'esperimento.

Per candidati all'interno di una regione di massa invariante $m_{J/\psi} \pm 3\sigma$, denominata *regione di segnale*, sono state ricostruite le distribuzioni cinematiche dei candidati J/ψ e dei muoni che li compongono, che risultano – con questa statistica – in buon accordo con le simulazioni Monte Carlo.

Sono stati poi introdotti metodi di sottrazione degli eventi di fondo, mediante l'utilizzo di candidati fuori dalla regione di segnale o di coppie di muoni dello stesso segno, e ne è stata illustrata un'applicazione preliminare al campione di J/ψ ricostruite accoppiando ad un muone una traccia ricostruita nel rivelatore interno. Si è poi illustrato come a partire da questo campione sia possibile, unendo ad una rigida selezione sul muone (*tag*) delle richieste sul candidato J/ψ affinché sia identificato come evento di segnale, verificare che la traccia ID (*probe*), misurata in maniera indipendente dal *tag*, sia stata ricostruita anch'essa come muone, o abbia passato un trigger muonico. Con questo metodo (*metodo del tag and probe*) sarà possibile misurare direttamente dai dati le efficienze di ricostruzione e di trigger dei muoni.

I muoni che compongono candidati J/ψ nella regione di segnale sono stati poi utilizzati come campione di muoni di basso impulso per la misura delle efficienze di ricostruzione e di trigger muonico, sia per i muoni singoli che per i candidati J/ψ .

Si è infine mostrato come, utilizzando questi risultati, sia possibile ricavare una prima stima qualitativa della sezione d'urto di produzione della $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

nella regione di accettazione considerata, che risulta essere

$$\sigma(pp \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-, \sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, |\eta(\mu)| < 2.5) = (3.5 \pm 0.4) \mu\text{b},$$

dove l'incertezza riportata è solo statistica.

Le metodologie applicate in questa analisi consentiranno a breve, con l'accumulo di una maggiore luminosità integrata da parte dell'esperimento, una prima misura del rapporto tra le sezioni d'urto di produzione diretta e indiretta di J/ψ in collisioni pp e l'applicazione del metodo del *tag and probe* per la misura delle efficienze di trigger e ricostruzione.

Bibliografia

- [1] O. S. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. Proudlock, *LHC Design Report*. CERN, Geneva, 2004.
- [2] J. E. Augustin et al., *Discovery of a Narrow Resonance in $e+e-$ Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) .
- [3] E598 Collaboration, J. J. Aubert et al., *Experimental Observation of a Heavy Particle J* , Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404–1406.
- [4] Particle Data Group Collaboration, C. Amsler et al., *Review of particle physics*, Phys. Lett. **B667** (2008) 1.
- [5] J. P. Lansberg, *J/ψ , ψ' and ψ production at hadron colliders: A Review*, Int. J. Mod. Phys. **A21** (2006) 3857–3916, arXiv:hep-ph/0602091.
- [6] S. P. Baranov, *Highlights from the kT -factorization approach on the quarkonium production puzzles*, Phys. Rev. D **66** (2002) no. 11, .
- [7] CDF Collaboration, *Combined CDF and DZero Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb⁻¹ of Data*, arXiv:0903.4001 [hep-ex].
- [8] T. Lagouri, *ATLAS : A General Purpose p - p Experiment at the Large Hadron Collider (LHC) at CERN*, Tech. Rep. MPI-PhE-99-19, Max-Planck Inst., München, Nov, 1999.
- [9] R. L. Gluckstern, *Uncertainties in track momentum and direction, due to multiple scattering and measurement errors*, Nucl. Inst. Meth. (1963) .

- [10] *ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 1.* Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999.
- [11] R. Nicolaidou, L. Chevalier, S. Hassani, J. F. Laporte, E. L. Menedeu, and A. Ouraou, *Muon identification procedure for the ATLAS detector at the LHC using Muonboy reconstruction package and tests of its performance using cosmic rays and single beam data*, Journal of Physics: Conference Series **219** (2010) no. 3, 032052.
<http://stacks.iop.org/1742-6596/219/i=3/a=032052>.
- [12] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Expected performance of the ATLAS experiment: detector, trigger and physics*. CERN, Geneva, 2009.
- [13] ATLAS Collaboration, *First observation of the $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ resonance in ATLAS pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2010-282, CERN, Geneva, May, 2010.
- [14] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **05** (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175.
- [15] *ATLAS Monte Carlo tunes for MC09*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2010-002. ATL-COM-PHYS-2010-033, CERN, Geneva, Mar, 2010.
- [16] A. Sherstnev and R. S. Thorne, *Parton Distributions for LO Generators*, Eur. Phys. J. **C55** (2008) 553–575, arXiv:0711.2473 [hep-ph].
- [17] S. Agostinelli et al., *Geant4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A **506 no. 3** (2003) 250 – 303.
- [18] V. Kostyukhin, *VKalVrt - package for vertex reconstruction in ATLAS.*, Tech. Rep. ATL-PHYS-2003-031, CERN, Geneva, Aug, 2003.
- [19] D. Orestano and W. Liebig, *Preliminary studies for the measurement of the inclusive muon spectrum in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS*

detector, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2010-281, CERN, Geneva, May, 2010.

- [20] D. Berge, M. Bona, R. Camacho, R. Kwee, J. Lundberg, and A. Messina, *Luminosity Measurement using the ATLAS Minimum Bias Trigger Scintillator System*, Tech. Rep. ATL-COM-LUM-2010-006, CERN, Geneva, Feb, 2010.