



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI GENOVA
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

TESI DI LAUREA IN FISICA

**Selezione del canale di
decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$
nell'esperimento BABAR**

Relatore:
Dott. Stefano Passaggio

Correlatore:
Prof. Carlo Caso

Candidato:
Riccardo Capra

ANNO ACCADEMICO 1999/2000

Indice

Introduzione	3
1 La fisica di BABAR	5
1.1 Il Modello Standard	6
1.1.1 L'invarianza di “ <i>gauge</i> ”	7
1.1.2 Il processo di Higgs	9
1.1.3 Le masse dei campi fermionici e la matrice di CKM	10
1.1.4 La violazione di <i>CP</i> nel Modello Standard	11
1.2 Misure dei parametri della matrice di CKM	13
1.3 Il sistema dei mesoni B neutri	15
1.3.1 Il formalismo generale	15
1.3.2 La violazione di <i>CP</i> nel sistema dei mesoni B neutri	16
1.3.2.1 Violazione di <i>CP</i> nei decadimenti	16
1.3.2.2 Violazione di <i>CP</i> nel “ <i>mixing</i> ”	17
1.3.2.3 Violazione di <i>CP</i> nell'interferenza tra decadimenti con e senza “ <i>mixing</i> ”	19
2 L'apparato sperimentale	21
2.1 La B-Factory PEP-II	21
2.2 Il rivelatore	24
2.2.1 Il rivelatore di vertice	25
2.2.2 La camera a deriva	27
2.2.3 Il DIRC	30
2.2.4 Il calorimetro elettromagnetico	32
2.2.5 Il rivelatore di muoni	33
2.2.5.1 Gli RPC	35
2.2.5.2 L'efficienza dell'IFR nel primo anno di presa dati	36
2.2.5.3 Impatto dell'IFR sull'efficienza di ricostruzione del canale $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$	37
2.2.6 Il “ <i>trigger</i> ”	37
3 Il “software” di ricostruzione e la misura di $\sin(2\beta)$	39
3.1 La struttura del codice di BABAR	39
3.1.1 I vantaggi della programmazione ad oggetti	39
3.1.2 L'archiviazione dei dati in BABAR	40
3.1.3 La modularizzazione del codice	41
3.2 La simulazione	42

3.3	La prima analisi delle informazioni raccolte nei sotto-rivelatori . . .	42
3.3.1	Gli $e^\pm$	44
3.3.2	Il recupero dei fotoni emessi per “ <i>bremsstrahlung</i> ”	45
3.3.3	I $\mu^\pm$	47
3.3.4	I $\pi^\pm$	48
3.3.5	I K_L^0	48
3.4	Il “ <i>tagging</i> ”	49
3.4.1	Gli algoritmi di “ <i>tagging</i> ” usati a BABAR	51
3.4.2	La situazione attuale sulla misura di $\sin(2\beta)$	52
4	La ricostruzione del canale $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$ con la $\psi(2S)$ che decade in $\ell^+\ell^-$	53
4.1	Rimozione del continuo	54
4.2	La ricostruzione della $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$	56
4.3	Cinematica del processo $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$	60
4.4	Reiezione di alcuni canali $\psi(2S)$ esclusivi	62
4.5	Aggiunta del fondo non- $\psi(2S)$ al Monte Carlo	63
4.6	Selezione dei candidati B^0	64
4.6.1	La distribuzione angolare del processo $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$. . .	64
4.6.2	La distribuzione angolare del processo $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\overline{B}^0$. . .	67
4.7	Il $p_{T, \text{ Mancante}}$	70
4.8	La distribuzione del ΔE e risultati finali	70
5	La ricostruzione del canale di decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$ con la $\psi(2S)$ che decade in $J/\psi \pi^+\pi^-$	75
5.1	La ricostruzione della $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$	75
5.2	La ricostruzione della $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$	77
5.2.1	La massa invariante dei due pioni	78
5.2.2	La variabile $m_{\psi(2S)} - m_{J/\psi}$	78
5.3	La ricostruzione del $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$	80
5.3.1	La distribuzione angolare del processo $\psi(2S) \rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+\ell^-) \pi^+\pi^-$	80
5.3.2	I restanti tagli	81
5.4	Risultati finali	85
	Conclusioni	87
	Ringraziamenti	89
	Bibliografia	91

Introduzione

La mia tesi si è svolta nell'ambito dell'esperimento di fisica delle alte energie "BABAR", costruito lungo l'anello PEP-II dello "Stanford Linear Accelerator Center" (SLAC). Scopo principale dell'esperimento è quello di misurare la violazione di CP in diversi decadimenti dei mesoni B.

Con trasformazione di CP si intende l'operazione che simultaneamente inverte gli assi spaziali e sostituisce ogni particella con la sua anti-particella. Per lungo tempo si è pensato che le interazioni fondamentali fossero tutte simmetriche rispetto a questa trasformazione, ma, nel 1964, la scoperta^[2] del decadimento del K_L^0 ($CP = -$) in $\pi^+\pi^-$ ($CP = +$) mostrò che la simmetria di CP è in effetti violata. Il Modello Standard con tre generazioni fermioniche, la teoria che meglio rappresenta le nostre conoscenze attuali sulle interazioni fondamentali, descrive, attraverso l'unica fase della matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, la violazione di CP nei processi deboli a corrente carica.

Allo stato attuale delle conoscenze sperimentali circa la matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, è di grande interesse andare ad eseguire ulteriori misure che permettano, da un lato di verificare la consistenza interna del modello e dall'altro di conoscere con maggior precisione questi parametri della teoria. Si ricorda a questo proposito che sono già state avanzate numerose estensioni del Modello Standard compatibili con le misure attualmente disponibili sugli elementi della matrice, le quali però prevedono nuove fonti di violazione di CP . Infine lo studio di questo capitolo della fisica, forse, permetterà di capire fenomeni cosmologici ancora non del tutto compresi quali l'attuale asimmetria tra materia ed anti-materia nell'universo^[20].

Sebbene la violazione di CP sia un effetto piuttosto piccolo nel sistema dei mesoni K^0 , ci si aspetta che in altri processi, come nel decadimento dei B, sia invece un fenomeno più evidente. PEP-II e BABAR sono stati appunto progettati per poter studiare al meglio la violazione di CP nel sistema dei mesoni B. PEP-II è la macchina acceleratrice in grado di fornire la più elevata luminosità al mondo: lavora all'energia del picco della $\Upsilon(4S)$, in modo tale che si possa formare un rilevante numero di coppie $B\bar{B}$; i due fasci sono asimmetrici, perché sia possibile determinare la differenza temporale tra i decadimenti dei due B attraverso la misura della separazione spaziale degli stessi. BABAR, infine, è in grado di misurare un cospicuo numero di processi in cui si prevede essere violata la simmetria CP . In conclusione, le misure svolte da BABAR, insieme a quelle già ottenute da altri esperimenti, daranno la possibilità di verificare se effettivamente il Modello Standard descrive correttamente i fenomeni che violano CP .

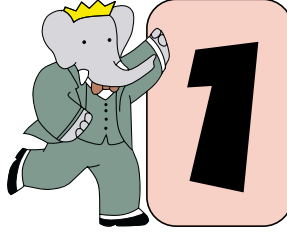
Di particolare interesse sono i decadimenti del B^0 in uno stato del charmonio ed in un K^0 in quanto permettono di misurare in maniera diretta e senza incertezze teoriche il parametro della matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa “ $\sin(2\beta)$ ”. A questa categoria di processi appartiene anche il canale da me studiato in questo lavoro: $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$.

Nel primo capitolo viene data una breve descrizione del Modello Standard e viene presentato più in dettaglio il fenomeno della violazione di CP all’interno di questa teoria: vengono innanzitutto descritti i parametri che nel Modello Standard sono alla base della violazione di CP , successivamente vengono classificati i processi fisici che violano CP ed infine viene mostrato quale sia il legame tra la misura sperimentale e le grandezze teoriche, nel caso del decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$.

Nel secondo capitolo viene descritto in dettaglio l’apparato sperimentale: l’anello di accumulazione PEP-II, i cinque sotto-rivelatori di cui è composto BABAR ed il sistema di “trigger”.

Nel terzo capitolo presento tutti gli strumenti “software” che ho utilizzato nella mia analisi dei dati: la programmazione orientata agli oggetti, il sistema di archiviazione dei dati, il “software” di simulazione ed i criteri utilizzati per identificare gli stati finali dei processi da me studiati. Nella parte finale di questo capitolo vengono anche descritte in dettaglio le tecniche utilizzate in BABAR per la misura del parametro $\sin(2\beta)$ e le stime di esso attualmente disponibili.

Nel quarto e quinto capitolo rispettivamente descrivo criteri di selezione che ho scelto ed ottimizzato per i due canali di decadimento studiati: $B^0 \rightarrow \psi(2S)(\rightarrow \ell^+\ell^-)K_L^0$ e $B^0 \rightarrow \psi(2S)(\rightarrow J/\psi(\rightarrow \ell^+\ell^-)\pi^+\pi^-)K_L^0$. In questi capitoli mostro le distribuzioni delle variabili cinematiche utilizzate nella mia selezione, dando, quando necessario, la giustificazione teorica del loro spettro. Le variabili sono state studiate sia con i candidati ricostruiti dal campione dei dati reali (che complessivamente corrispondono ad una luminosità integrata di 19.6fb^{-1}), sia con quelli ricostruiti da eventi simulati con tecniche Monte Carlo. Infine, alla conclusione di ogni capitolo, presento i risultati della mia selezione in termini di efficienza di ricostruzione e di rapporto segnale su fondo e traggo alcune conclusioni circa la fattibilità di una misura di $\sin(2\beta)$ che, in presenza di una luminosità dell’ordine di quella che BABAR dovrebbe essere in grado di accumulare entro la fine di quest’anno, includa il canale di decadimento da me studiato accanto a quelli già utilizzati dall’esperimento^[3] per la prima misura di tale parametro.



La fisica di BABAR

Il Modello Standard è una teoria nata a metà degli anni '60 dalla proposta di Glashow, Salam e Weinberg^{[8][9][10]} di unificare le interazioni deboli con quelle elettromagnetiche. Negli ultimi trent'anni questa teoria è stata lungamente sottoposta a verifiche via via più stringenti e molte delle particelle di cui prevedeva l'esistenza sono state effettivamente osservate^{[11][12][13][14][15][16][17][18]}; l'unico ingrediente che è ancora sfuggito alla verifica sperimentale è il solo bosone di Higgs. Vi sono, comunque, diversi motivi per cui non è possibile pensare a questo modello come ad una teoria *fondamentale*: in primo luogo vi sono almeno diciassette parametri che devono essere scelti, in maniera del tutto arbitraria, per garantire l'accordo tra teoria e dati sperimentali; in secondo luogo il Modello Standard non include l'interazione gravitazionale. Per questi motivi, molti fisici oggi pensano che questo non sia altro che un'approssimazione a basse energie di una teoria diversa, molto più fondamentale e profonda.

Un settore del Modello Standard non ancora esplorato in dettaglio, che potrebbe essere utile per comprendere quale sia la cosiddetta *fisica oltre il Modello Standard*, è la violazione di CP . Infatti, nel Modello Standard con tre generazioni di quark, essa è presente nei soli termini della lagrangiana dipendenti dalla matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa. Inoltre i termini di questa matrice dipendono solo da 4 parametri e, in definitiva, è solo uno di essi (una fase) che rende la lagrangiana della teoria non invariante per trasformazioni di CP . Invece, in molte estensioni di questo modello nella lagrangiana appaiono nuovi termini che violano CP oppure compaiono effetti che modificano le relazioni tra le quantità misurabili ed il parametro del Modello Standard che viola CP ^[19].

Inoltre vi è una importante questione cosmologica legata a questo settore della teoria: l'asimmetria tra il numero di barioni e di anti-barioni osservata nell'universo. Questo fatto è sicuramente legato alla violazione di CP ^[20], ma vi sono diversi calcoli teorici che dimostrano che il Modello Standard non è in grado di produrre una differenza così spiccata tra materia ed anti-materia, quale è quella osservata al giorno d'oggi^{[21][22][23]}.

Fino a pochi anni fa gli unici processi in cui fosse stata osservata la violazione di CP riguardavano i soli mesoni K^0 ^[2]. Attualmente nel mondo si stanno svolgendo o sono in fase di preparazione diversi esperimenti volti a valutare la violazione di CP mediante lo studio dei decadimenti dei mesoni B neutri in autostati di CP . L'obiettivo è quello di disporre del maggior numero possibile di misure indipendenti relative a processi che violano CP : in questo modo sarà possibile verificare le relazioni previste dal Modello

Standard tra i vari termini della matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa e, nel caso in cui si presentino delle inconsistenze, si avranno degli indizi sulla natura della fisica oltre il Modello Standard.

1.1 IL MODELLO STANDARD

La descrizione di ogni teoria di campo quanto–relativistica avviene definendone la lagrangiana, il gruppo di simmetria e come si trasformano i vari campi di particelle sotto l’azione di questo gruppo. Il Modello Standard può quindi venire definito come la più generica teoria rinormalizzabile invariante per trasformazioni del gruppo di “gauge” non abeliano

$$\mathcal{G}_{\text{SM}} = \text{SU}(3)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)_Y \quad (1.1)$$

dove $\text{SU}(3)_C$ è il gruppo di “gauge” di colore, responsabile delle interazioni forti, e $\text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)_Y$ è la parte da cui si ottiene l’interazione elettro–debole. Il gruppo di “gauge” $\text{SU}(2)_L$ agisce nello spazio dello spin isotopico debole ed il pedice L ricorda che solo i fermioni levogiri si trasformano sotto l’azione di questo gruppo. Infine il pedice Y in $\text{U}(1)_Y$ indica l’ipercarica, definita come la differenza tra la carica e la terza componente dello spin isotopico ($Y = Q - T_3$).

Le particelle presenti nella teoria sono fermioni puntiformi:

$$\begin{aligned} & \cdot Q_{L,k}^I (3, 2)_{+\frac{1}{6}} \quad \cdot u_{R,k}^I (3, 1)_{+\frac{2}{3}} \quad \cdot d_{R,k}^I (3, 1)_{-\frac{1}{3}} \\ & \cdot L_{L,k}^I (1, 2)_{-\frac{1}{2}} \quad \cdot \ell_{R,k}^I (1, 1)_{-1} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Gli indici tra parentesi indicano rispettivamente a quali rappresentazioni dei gruppi $\text{SU}(3)_C$ ed $\text{SU}(2)_L$ appartengono le varie particelle, mentre il numero finale è l’ipercarica che esse portano. L’apice I segnala che questi sono gli autostati di interazione. Le rappresentazioni 3 di colore sono i quark, mentre le rappresentazioni 1 sono i leptoni.

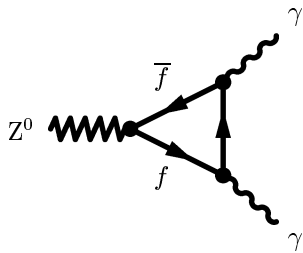


FIGURA 1.1: ESEMPIO DI DIAGRAMMA CHE PORTA UNA INFINITÀ NON RIMOVIBILE CON LA RINORMALIZZAZIONE.

La richiesta di invarianza per trasformazioni di “gauge” comporta l’aggiunta di tanti campi vettoriali quanti sono i generatori del gruppo, come sarà spiegato in dettaglio nel paragrafo 1.1.1. Le particelle di questi campi corrispondono agli 8 campi gluonici (g), mediatori dell’interazione forte, al fotone (γ) ed ai 3 campi mediatori dell’interazione debole carica ($W^\pm$) e neutra (Z^0).

Senza nessuna condizione aggiuntiva, la teoria del Modello Standard, pur essendo una teoria di “gauge”, non è ancora rinormalizzabile: vi sono infatti diagrammi di Feynman (come quello in figura 1.1) che contengono divergenze non eliminabili con la rinormalizzazione. Di diagrammi come quello in figura 1.1 ve ne sono tanti quanti sono i fermioni della teoria. Si può dimostrare che il contributo netto di questi diagrammi è 0 nell’ipotesi in cui la somma delle cariche di tutti i fermioni della teoria sia pure 0. Per questo motivo i fermioni della teoria vengono raggruppati in *generazioni*, ognuna contenente un quark

“Up”, un quark “Down”, un leptone ed un neutrino. Nella formula (1.2) l'indice k corre appunto sulle possibili generazioni di fermioni che si è visto sperimentalmente¹ essere 3^[24]. In figura 1.2 sono schematizzate le varie famiglie di particelle.

I Generazione		II Generazione		III Generazione	
$\begin{array}{c} +\frac{2}{3} \\ \text{u} \\ \hline 3 \end{array}$	$\begin{array}{c} -\frac{1}{3} \\ \text{d} \\ \hline 3 \end{array}$	$\begin{array}{c} +\frac{2}{3} \\ \text{c} \\ \hline 3 \end{array}$	$\begin{array}{c} -\frac{1}{3} \\ \text{s} \\ \hline 3 \end{array}$	$\begin{array}{c} +\frac{2}{3} \\ \text{t} \\ \hline 3 \end{array}$	$\begin{array}{c} -\frac{1}{3} \\ \text{b} \\ \hline 3 \end{array}$
$\begin{array}{c} 0 \\ \text{v}_e \\ \hline 1 \end{array}$	$\begin{array}{c} -1 \\ \text{e} \\ \hline 1 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0 \\ \text{v}_\mu \\ \hline 1 \end{array}$	$\begin{array}{c} -1 \\ \mu \\ \hline 1 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0 \\ \text{v}_\tau \\ \hline 1 \end{array}$	$\begin{array}{c} -1 \\ \tau \\ \hline 1 \end{array}$
<0.000003	0.511	$<.00019$	105.66	$<.0182$	1777.03

Bosoni Vettore			
$\begin{array}{c} 0 \\ \gamma \\ \hline 1 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0 \\ \text{g} \\ \hline 3 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0 \\ Z^0 \\ \hline 1 \end{array}$	$\begin{array}{c} +1 \\ W^\pm \\ \hline 1 \end{array}$
		91188.2	80419

FIGURA 1.2: SCHEMA DELLE GENERAZIONI DI PARTICELLE FONDAMENTALI.

Poiché l'interazione debole, a basse energie, si presenta come una interazione a 4 corpi, la si può interpretare come lo scambio di bosoni vettore, solo se quest'ultimi sono dotati di massa. D'altra parte, non è possibile aggiungere alla lagrangiana del Modello Standard il termine che rende i bosoni massivi, senza contemporaneamente perdere la rinormalizzabilità della teoria.

La soluzione consiste nell'introdurre un bosone scalare

$$\cdot \phi(1, 2)_{-\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

non massivo nella teoria. Come verrà spiegato nel paragrafo 1.1.2, l'introduzione di questa particella permette di riscrivere la lagrangiana in una forma equivalente a quella iniziale (e quindi rinormalizzabile) ma che presenti termini interpretabili come le masse dei vari campi di particelle della teoria.

1.1.1 L'INVARIANZA DI “gauge”

Consideriamo un qualunque campo fermionico di quelli definiti in (1.2), tanto per fissare le idee prendiamo $Q_{L,k}^I$. La parte cinetica della sua lagrangiana sarà²:

$$i \overline{Q_{L,k}^I} \gamma^\mu \partial_\mu Q_{L,k}^I \quad (1.4)$$

Questa lagrangiana è invariante per trasformazioni $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ globali

$$Q_{L,k}^I(x) \longrightarrow Q_{L,k}^I{}'(x) = e^{-i T_a \vartheta_a} Q_{L,k}^I(x) \quad (1.5)$$

dove con T_a abbiamo genericamente indicato tutti i generatori di questo gruppo. La richiesta di invarianza di “gauge” locale consiste nel richiedere alla lagrangiana di

¹ O meglio, si è visto che le generazioni di fermioni aventi neutrini di massa trascurabile rispetto alla massa della Z^0 sono solo 3.

² L'invarianza per trasformazioni $SU(2)_L$, ha come conseguenza che questa parte della lagrangiana non può contenere il termine massivo. Per dimostrare questa affermazione consideriamo la lagrangiana di Dirac

$$\overline{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m \overline{\psi} \psi$$

in termini di campi levogiri e destrogiri, il secondo termine risulta chiaramente non $SU(2)_L$ -invariante:

$$-m (\overline{\psi}_L \psi_R + \overline{\psi}_R \psi_L)$$

essere anche invariante per trasformazioni dello stesso gruppo, ma che possano variare da punto a punto nello spazio-tempo

$$Q_{L,k}^I(\mathbf{x}) \longrightarrow Q_{L,k}^{I'}(\mathbf{x}) = e^{-i T_a \vartheta_a(\mathbf{x})} Q_{L,k}^I(\mathbf{x}) \quad (1.6)$$

La lagrangiana (1.4) da sola non soddisfa questa condizione in quanto, dopo una trasformazione, compare un termine con la derivata di $\vartheta_a(\mathbf{x})$. La soluzione si trova trattando i campi di particelle come sezioni di un fibrato ed usando come operazione di derivazione la derivata covariante

$$D^\mu = \partial^\mu + i G_a^\mu(\mathbf{x}) T_a \quad (1.7)$$

La lagrangiana (1.4) viene quindi sostituita con

$$i \overline{Q_{L,k}^I} \gamma^\mu D_\mu Q_{L,k}^I \quad (1.8)$$

Indicate con $f_{a,b,c}$ le costanti di struttura del gruppo ($[T_a, T_b] = i f_{a,b,c} T_c$), è facile verificare che la richiesta di invarianza della lagrangiana porta che $G_a^\mu(\mathbf{x})$ si trasformi nel seguente modo sotto l'azione del gruppo di “gauge”

$$G_a^\mu(\mathbf{x}) \longrightarrow G_a^{\mu'}(\mathbf{x}) = G_a^\mu(\mathbf{x}) + \partial^\mu \vartheta_a + f_{a,b,c} G_b^\mu(\mathbf{x}) \vartheta_c(\mathbf{x}) \quad (1.9)$$

La “gauge”-invarianza, ha quindi portato all'aggiunta di un altro campo ($G_b^\mu(\mathbf{x})$) detto campo di “gauge”. Per poter avere delle equazioni dinamiche anche per il campo di “gauge”, bisogna aggiungere alla lagrangiana (1.8) il termine di Yang-Mills

$$-\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu,a} \quad (1.10)$$

dove $F_a^{\mu\nu} T_a = -i [D^\mu, D^\nu]$. A questo punto è conveniente separare i generatori a seconda che generino $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ o $U(1)_Y$ e riscrivere la derivata covariante nel seguente modo:

$$D^\mu = \partial^\mu + i \frac{g_s}{2} G_a^\mu(\mathbf{x}) \lambda_a + i \frac{g}{2} W_a^\mu(\mathbf{x}) \tau_a + i g' Y B^\mu(\mathbf{x}) \quad (1.11)$$

dove λ_a sono le matrici di Gell-Mann, τ_a le matrici di Pauli, Y è l'operatore *ipercarica*, $G_a^\mu(\mathbf{x})$ è il campo gluonico mentre $W_a^\mu(\mathbf{x})$ e $B^\mu(\mathbf{x})$ complessivamente sono responsabili dell'interazione elettro-debole.

La più generica lagrangiana rinormalizzabile ed invariante sotto l'azione del gruppo di “gauge” $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ e contenente i fermioni (1.2) ed il bosone (1.3), ha quindi la seguente forma:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{Cin} + \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y \quad (1.12)$$

dove

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Cin} &= i \sum_k \left(\overline{Q_{L,k}^I} \gamma^\mu D_\mu Q_{L,k}^I + \overline{u_{R,k}^I} \gamma^\mu D_\mu u_{R,k}^I + \overline{d_{R,k}^I} \gamma^\mu D_\mu d_{R,k}^I \right. \\ &\quad \left. + \overline{L_{L,k}^I} \gamma^\mu D_\mu L_{L,k}^I + \overline{\ell_{R,k}^I} \gamma^\mu D_\mu \ell_{R,k}^I \right) \\ \mathcal{L}_{YM} &= -\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu,a} \\ \mathcal{L}_H &= (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - m^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \\ \mathcal{L}_Y &= - \left(Y_{j,k}^{(u)} \overline{Q_{L,j}^I} \phi_c u_{R,k}^I + Y_{j,k}^{(d)} \overline{Q_{L,j}^I} \phi d_{R,k}^I + Y_{j,k}^{(\ell)} \overline{L_{L,j}^I} \phi \ell_{R,k}^I + \text{h.c.} \right) \end{aligned} \quad (1.13)$$

e $\phi_c = \epsilon \phi^*$, con ϵ matrice antisimmetrica.

1.1.2 IL PROCESSO DI HIGGS

Nei capitoli precedenti ho spiegato perché non sia possibile aggiungere alla lagrangiana i termini che rendono massivi in maniera esplicita i bosoni che mediano le interazioni ed i fermioni della teoria. È comunque possibile rendere queste particelle massive aggiungendo il bosone scalare (1.3).

Consideriamo la parte di lagrangiana di $\mathcal{L}_{\text{SM}}$ riguardante ϕ ($\mathcal{L}_H$ in (1.13)) e cerchiamo le configurazioni che ne minimizzano l'energia della lagrangiana nel caso in cui $m^2 < 0$. È facile vedere che queste configurazioni sono quelle in cui

$$|\phi(\mathbf{x})|^2 = \frac{v^2}{2} = -\frac{m^2}{2\lambda} \quad (1.14)$$

ed i campi di “gauge” $G_a^\mu(\mathbf{x})$, $W_a^\mu(\mathbf{x})$ e $B^\mu(\mathbf{x})$ sono tali da rendere $(D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi$ pari a 0.

Abbiamo quindi che ϕ non possiede un solo stato fondamentale, ma ne possiede infiniti collegati tra di loro da una trasformazione di “gauge” $\text{SU}(3)_C \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)_Y$. Quando il sistema *sceglie* una di queste configurazioni di minimo, la simmetria viene spontaneamente rotta in $\text{SU}(3)_C \otimes \text{U}(1)_{\text{EM}}$. Per capire come ciò avvenga sviluppiamo $\phi(\mathbf{x})$ nel seguente modo:

$$\phi(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i \frac{\tau_a}{v} \varphi_a(\mathbf{x})} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(\mathbf{x}) \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

dove $\varphi_a(\mathbf{x})$ e $H(\mathbf{x})$ sono reali e l'indice a in questo caso corre da 0 a 3 (τ_0 è la matrice identica). Andiamo poi a definire

$$\begin{aligned} W_\pm^\mu(\mathbf{x}) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1^\mu(\mathbf{x}) \mp i W_2^\mu(\mathbf{x})) \\ Z_0^\mu(\mathbf{x}) &= \cos(\vartheta_W) W_3^\mu - \sin(\vartheta_W) B^\mu \\ A^\mu(\mathbf{x}) &= \sin(\vartheta_W) W_3^\mu + \cos(\vartheta_W) B^\mu \end{aligned} \quad (1.16)$$

con $\tan(\vartheta_W) = \frac{g'}{g}$. È facile verificare che

$$\begin{aligned} D^\mu &= \partial^\mu + i \frac{g_s}{2} G_a^\mu(\mathbf{x}) \lambda_a + i \frac{g}{\sqrt{2}} (W_+^\mu(\mathbf{x}) \tau_+ + W_-^\mu(\mathbf{x}) \tau_-) \\ &+ i \left(\frac{g^2}{2\sqrt{g^2 + g'^2}} \tau_3 - \frac{g'^2}{\sqrt{g^2 + g'^2}} Y \right) Z_0^\mu(\mathbf{x}) \\ &+ i \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \left(Y + \frac{1}{2} \tau_3 \right) A^\mu(\mathbf{x}) \end{aligned} \quad (1.17)$$

e quindi³

$$D^\mu \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \partial^\mu H \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \left(1 + \frac{H}{v} \right) \begin{pmatrix} gv W_\pm^\mu \\ -\sqrt{\frac{g^2 + g'^2}{2}} v Z_0^\mu \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

³Applicando un'opportuna trasformazione di “gauge” è sempre possibile mettersi nella condizione in cui $\varphi_a(\mathbf{x}) = 0$ [30].

Allora $\mathcal{L}_H$ diviene

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} + \left(\frac{g^2 v^2}{4} W_+^\mu W_{-, \mu} + \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{8} Z_0^\mu Z_{0, \mu} \right) \left(1 + \frac{H}{v} \right)^2 \\ & - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 \end{aligned} \quad (1.19)$$

$W_\pm^\mu$, Z_0^μ e H hanno acquistato una massa

$$\begin{aligned} m_{W_\pm} &= \frac{g}{2} v \\ m_{Z_0} &= \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} v \\ m_H &= \sqrt{2\lambda} v \end{aligned} \quad (1.20)$$

Inoltre l'unico campo privo di massa ($A^\mu(\mathbf{x})$) è proprio il campo elettromagnetico. Per verificare ciò è sufficiente riscrivere la formula (1.17), osservando che nell'ultimo termine $Y + \frac{1}{2}\tau_3 = Y + T_3 = Q$ dove Q è proprio l'operatore *carica*:

$$\begin{aligned} D^\mu &= \partial^\mu + i \frac{g_s}{2} G_a^\mu(\mathbf{x}) \lambda_a + i \frac{g}{\sqrt{2}} (W_+^\mu(\mathbf{x}) \tau_+ + W_-^\mu(\mathbf{x}) \tau_-) \\ &+ i \left(\frac{g^2}{2\sqrt{g^2 + g'^2}} \tau_3 - \frac{g'^2}{\sqrt{g^2 + g'^2}} Y \right) Z_0^\mu(\mathbf{x}) + i e Q A^\mu(\mathbf{x}) \end{aligned} \quad (1.21)$$

dove si è posto $e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$. Da questo segue che $A^\mu(\mathbf{x})$ si accoppia con i campi fermionici ed i campi scalari carichi proprio come il campo elettromagnetico⁴.

1.1.3 LE MASSE DEI CAMPI FERMIONICI E LA MATRICE DI CKM

Dopo la sostituzione (1.15) nella parte di lagrangiana $\mathcal{L}_Y$ compaiono dei termini interpretabili come le masse dei vari fermioni della teoria (hanno la stessa struttura di quelli scritti nella nota a piè di pagina 7):

$$- \left(M_{j,k}^{(u)} \overline{u_{L,j}^I} u_{R,k}^I + M_{j,k}^{(u)} \overline{d_{L,j}^I} d_{R,k}^I + M_{j,k}^{(\ell)} \overline{\ell_{L,j}^I} \ell_{R,k}^I + \text{h.c.} \right) \quad (1.22)$$

dove $M^{(f)} = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^{(f)}$ e $f = u, d, \ell$. Per trattarli come vere e proprie masse diagonalizziamo $M^{(f)}$ usando due matrici unitarie $V_L^{(f)}$ e $V_R^{(f)}$

$$\begin{aligned} M_{\text{Diag}}^{(f)} &= V_L^{(f)} M^{(f)} V_R^{(f)\dagger} \\ f_L &= V_L^{(f)} f_L^I \\ f_R &= V_R^{(f)} f_R^I \end{aligned} \quad (1.23)$$

⁴Si Ricorda che nel caso si una teoria “gauge”-invariante sotto l'azione del gruppo $U(1)_{\text{EM}}$, la derivata covariante risulta proprio $D^\mu = \partial^\mu + i e Q A^\mu(\mathbf{x})$.

in questo modo $u_{L,k}$, $d_{L,k}$ e $\ell_{L,k}$ risultano gli autostati di massa della teoria. A questo punto guardiamo come viene espressa l'interazione debole carica in termini di questi autostati

$$-\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\overline{d}_L V_L^{(d)} \gamma_\mu W_+^\mu V_L^{(u)\dagger} u_L + \overline{u}_L V_L^{(u)} \gamma_\mu W_-^\mu V_L^{(d)\dagger} d_L + \overline{\nu}_L V_L^{(\nu)} \gamma_\mu W_-^\mu V_L^{(\ell)\dagger} \ell_L + \overline{\ell}_L V_L^{(\ell)} \gamma_\mu W_+^\mu V_L^{(\nu)\dagger} \nu_L \right) \quad (1.24)$$

$V_{\text{CKM}} = V_L^{(u)} V_L^{(d)\dagger}$ è detta matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa^[25] ed è responsabile del “*mixing*” tra le generazioni di quark⁵. V_{CKM} è una matrice unitaria 3×3 e quindi dipende da 3 angoli reali e 6 fasi, ma di queste ultime 5 non hanno significato fisico perché sono legate alla scelta arbitraria della fase relativa tra i campi dei quark. In conclusione sono solo 4 (3 angoli ed una fase) le quantità fisicamente misurabili in V_{CKM} . Va ancora osservato che la fase ha effettivamente significato fisico, solo nel caso in cui le matrici $M^{(u)}$ e $M^{(d)}$ non abbiano autostati di massa degeneri. In altre parole, deve valere la condizione

$$0 \neq (m_t^2 - m_c^2) (m_c^2 - m_u^2) (m_u^2 - m_t^2) \times (m_b^2 - m_s^2) (m_s^2 - m_d^2) (m_d^2 - m_b^2) \quad (1.25)$$

Vi sono diverse parametrizzazioni della matrice V_{CKM} , riporto di seguito quella che prende il nome di standard^[26]

$$\begin{pmatrix} c_{1,2} c_{1,3} & s_{1,2} c_{1,3} & s_{1,3} e^{-i\delta_{1,3}} \\ -s_{1,2} c_{2,3} - c_{1,2} s_{2,3} s_{1,3} e^{i\delta_{1,3}} & c_{1,2} c_{2,3} - s_{1,2} s_{2,3} s_{1,3} e^{i\delta_{1,3}} & s_{2,3} c_{1,3} \\ s_{1,2} s_{2,3} - c_{1,2} c_{2,3} s_{1,3} e^{i\delta_{1,3}} & -c_{1,2} s_{2,3} - s_{1,2} c_{2,3} s_{1,3} e^{i\delta_{1,3}} & c_{2,3} c_{1,3} \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

dove ho posto $c_{i,j} = \cos(\vartheta_{i,j})$ e $s_{i,j} = \sin(\vartheta_{i,j})$.

1.1.4 LA VIOLAZIONE DI CP NEL MODELLO STANDARD

In generale C , P e T possono essere potenziali simmetrie di una qualunque teoria; due di esse (la parità e l'inversione temporale) fanno parte delle trasformazioni del gruppo di Poincaré, mentre la terza scambia gli operatori di creazione e di distruzione di ogni campo. In particolare, l'operatore CP sostituisce ogni particella con la sua anti-particella e cambia il segno al momento ed all'elicità. Si può dimostrare^[27] che CPT è una simmetria di ogni teoria di campo descritta con una lagrangiana in cui le interazioni siano locali. Per poter vedere come nel Modello Standard possa avvenire la violazione di CP , è necessario andare a definire come queste trasformazioni agiscono

⁵ Anche se i neutrini non sono presenti nella (1.22), è conveniente introdurre anche per essi degli autostati di massa differenti da quelli di interazione usando una definizione analoga a quelle in (1.23).

In questo caso la matrice $V_L^{(\nu)}$ è del tutto arbitraria e si può scegliere in modo che $V_L^{(\nu)} V_L^{(\ell)\dagger}$ sia la matrice identica. Questo fatto porta a concludere che non sia possibile osservare “*mixing*” tra i leptoni, nell'ipotesi in cui i neutrini siano privi di massa.

sui campi della teoria

$$\begin{aligned}
f_{L/R}(t, \vec{x}) &\xrightarrow{CP} f_{L/R_{CP}}(t, \vec{x}) = -i \left(\overline{f_{L/R}}(t, -\vec{x}) \gamma^2 \right)^T \\
H(t, \vec{x}) &\xrightarrow{CP} H_{CP}(t, \vec{x}) = H(t, -\vec{x}) \\
A^\mu(t, \vec{x}) &\xrightarrow{CP} A_{CP}^\mu(t, \vec{x}) = -A_\mu(t, -\vec{x}) \\
W_\pm^\mu(t, \vec{x}) &\xrightarrow{CP} W_{\mp_{CP}}^\mu(t, \vec{x}) = -W_{\mp, \mu}(t, -\vec{x})
\end{aligned} \tag{1.27}$$

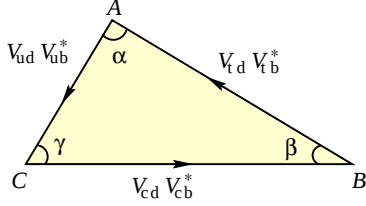


FIGURA 1.3: TRIANGOLO DI UNITARIETÀ NEL PIANO COMPLESSO.

Gli unici termini che non rispettano la trasformazione di CP sono i termini di accoppiamento tra quark e $W_\pm$ (si veda (1.24)) nel caso in cui $V_{CKM} \neq V_{CKM}^*$. Infatti

$$-\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\overline{d_L} \gamma_\mu W_+^\mu V_{CKM}^\dagger u_L + \overline{u_L} \gamma_\mu W_-^\mu V_{CKM} d_L \right)$$

$\downarrow CP$

$$-\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\overline{u_L} \gamma_\mu W_-^\mu V_{CKM}^* d_L + \overline{d_L} \gamma_\mu W_+^\mu V_{CKM}^T u_L \right)$$

Una quantità molto utile per caratterizzare la violazione di CP nel Modello Standard è il parametro J di Jarlskog^[28], definito come

$$\Im \left(V_{CKM i, j} V_{CKM k, l} V_{CKM i, l}^* V_{CKM k, j}^* \right) = J \sum_{m, n} \epsilon_{i, k, m} \epsilon_{j, l, n} \tag{1.28}$$

che è diverso da 0 se e solo se CP è violata nel Modello Standard. Nel caso della parametrizzazione standard

$$J = c_{1,2} c_{2,3} c_{1,3}^2 s_{1,2} s_{2,3} s_{1,3} \sin(\delta_{1,3}) \tag{1.29}$$

Ancora una volta, CP è violata quando $\vartheta_{i,j} \neq 0, \frac{\pi}{2}$, $\delta_{1,3} \neq 0, \pi$.

Dalle condizioni di unitarietà su V_{CKM} si possono ottenere le seguenti equazioni:

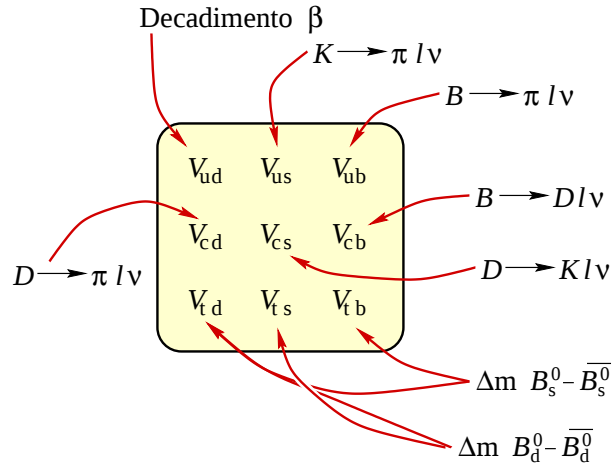
$$V_{CKM u, d} V_{CKM u, s}^* + V_{CKM c, d} V_{CKM c, s}^* + V_{CKM t, d} V_{CKM t, s}^* = 0 \tag{1.30}$$

$$V_{CKM u, s} V_{CKM u, b}^* + V_{CKM c, s} V_{CKM c, b}^* + V_{CKM t, s} V_{CKM t, b}^* = 0 \tag{1.31}$$

$$V_{CKM u, d} V_{CKM u, b}^* + V_{CKM c, d} V_{CKM c, b}^* + V_{CKM t, d} V_{CKM t, b}^* = 0 \tag{1.32}$$

Ognuna di queste tre condizioni può venire rappresentate su di un piano complesso con un triangolo, come in figura 1.3. Usando l'equazione (1.28) è facile verificare che l'area di ogni triangolo è $\frac{|J|}{2}$. In particolare il triangolo ottenuto dalla condizione (1.32) prende il nome di triangolo di unitarietà e sarà di particolare interesse per lo studio delle asimmetrie di CP nei decadimenti dei mesoni B_d . I parametri α , β e γ , presenti in figura 1.3 e definiti come

$$\begin{aligned}
\alpha &= \arg \left(-\frac{V_{CKM t, d} V_{CKM t, b}^*}{V_{CKM u, d} V_{CKM u, b}^*} \right) & \beta &= \arg \left(-\frac{V_{CKM c, d} V_{CKM c, b}^*}{V_{CKM t, d} V_{CKM t, b}^*} \right) \\
\gamma &= \arg \left(-\frac{V_{CKM u, d} V_{CKM u, b}^*}{V_{CKM c, d} V_{CKM c, b}^*} \right)
\end{aligned} \tag{1.33}$$

FIGURA 1.4: PROCESSI UTILIZZATI PER MISURARE I PARAMETRI DELLA MATRICE V_{CKM} .

Un'altra parametrizzazione interessante per la matrice V_{CKM} è quella di Wolfenstein^[29] in cui si tiene conto della gerarchia che si ottiene dalle misure sperimentali tra i le variabili $s_{i,j}$ ($|s_{1,2}| \gg |s_{2,3}| \gg |s_{1,3}|$)

$$\begin{aligned} s_{1,2} &= \lambda & s_{2,3} &= A\lambda^2 \\ s_{1,3} e^{-i\delta_{1,3}} &= A\lambda^3 (\rho - i\eta) \end{aligned} \quad (1.34)$$

Poiché $c_{1,3} \simeq 1$ allora $\lambda \simeq |V_{CKM_{u,s}}| = \sin(\vartheta_C) = 0.219 \div 0.226^6$ dove ϑ_C è l'angolo di Cabibbo. Con questa parametrizzazione, usando λ come parametro di sviluppo, V_{CKM} vale:

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3 (\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3 (1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.35)$$

mentre $J \simeq A^2 \lambda^6 \eta$. Va infine osservato che se si dividono i vari lati del triangolo di figura 1.3 per la quantità complessa $V_{CKM_{c,d}} V_{CKM_{c,b}}^*$, allora C si trova in $0 + i0$, B in $1 + i0$ ed A in $\rho + i\eta$.

1.2 MISURE DEI PARAMETRI DELLA MATRICE DI CKM

I modi in cui sono stati valutati i vari termini della matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa, sono suddivisibili in tre categorie:

- Le misure dei parametri $|V_{CKM_{u,d}}|$, $|V_{CKM_{u,s}}|$, $|V_{CKM_{u,b}}|$, $|V_{CKM_{c,d}}|$, $|V_{CKM_{c,s}}|$, $|V_{CKM_{c,b}}|$ e $|V_{CKM_{t,b}}|$ sono ottenute dall'analisi di processi ad *albero* (decadimenti e processi di diffusione)⁷

⁶ da^[1], al 90% di “confidence level”.

⁷ Come verrà spiegato meglio nel paragrafo 1.3.2.1 i processi ad albero sono sempre processi che non violano CP .

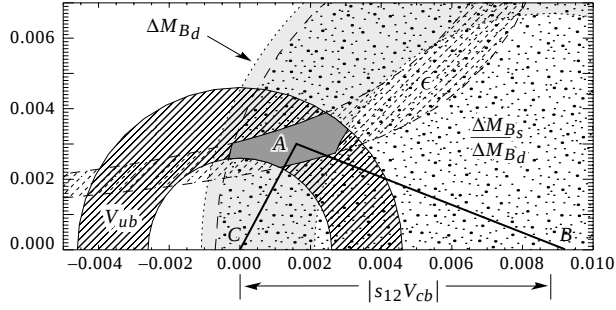


FIGURA 1.5: VINCOLI SULLA POSIZIONE DEL VERTICE A DEL TRIANGOLO DI UNITARIETÀ USANDO LE MISURE SU $|V_{CKM\,u,b}|$, Δm_{B_d} , Δm_{B_s} E ϵ ^[1].

- Le misure dei parametri $|V_{CKM\,t,b}^* V_{CKM\,t,d}|$, $\left| \frac{V_{CKM\,t,d}}{V_{CKM\,t,s}} \right|$ e η sono ottenute dall'analisi di processi a “loop” (rispettivamente misurando Δm_{B_d} , Δm_{B_s} e ϵ ⁸)
- Tenendo conto che dalle misure sperimentali si ottiene che le generazioni di fermioni sono 3^[24] (si veda la nota a piè di pagina 7), si può utilizzare la condizione di unitarietà $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = I$ per avere stime più precise dei parametri $|V_{CKM\,t,d}|$, $|V_{CKM\,t,s}|$, $|V_{CKM\,t,b}|$ e $|V_{CKM\,c,s}|$.

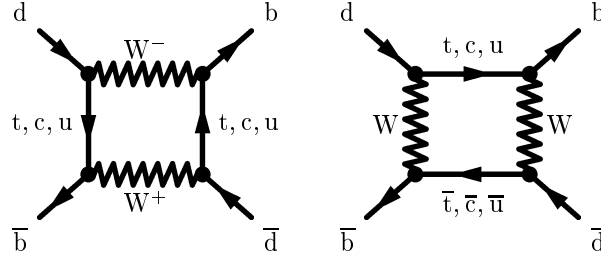
In figura 1.4 sono indicati i principali processi con cui si sono misurati i valori assoluti degli elementi di V_{CKM} , mentre qui di seguito sono riportate le più recenti^[1] stime di questi ultimi al 90% di “confidence level”

$$\begin{pmatrix} 0.9742 \div 0.9757 & 0.219 \div 0.226 & 0.002 \div 0.005 \\ 0.219 \div 0.255 & 0.9734 \div 0.9749 & 0.037 \div 0.043 \\ 0.004 \div 0.014 & 0.035 \div 0.043 & 0.9990 \div 0.9993 \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

Dai parametri $|V_{CKM\,u,s}|$ e $|V_{CKM\,c,b}|$, le cui misure sono tra le più accurate di V_{CKM} , si possono ottenere stime di λ ed A . Per i parametri ρ e η , non si hanno ancora misure piuttosto precise: in figura 1.5 è riportato come le misure attuali vincolino il vertice A del triangolo di unitarietà.

⁸ Dove ϵ è definito come

$$\frac{1}{3} \left(\frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H_d | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H_d | K_S^0 \rangle} + 2 \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H_d | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H_d | K_S^0 \rangle} \right)$$

FIGURA 1.6: DIAGRAMMI A “box” RESPONSABILI DEL “mixing” $B^0-\overline{B}^0$.

1.3 IL SISTEMA DEI MESONI B NEUTRI

Nei precedenti paragrafi ho spiegato come nasca, all’interno del Modello Standard, la violazione di CP . È bene ora andare a vedere quali siano i fenomeni che la teoria prevede per il sistema mesoni B_d neutri. In seguito indicheremo con $|B^0\rangle$ e $|\overline{B}^0\rangle$ gli autostati di sapore di questo sistema (rispettivamente $\bar{b}d$ e $b\bar{d}$).

1.3.1 IL FORMALISMO GENERALE

Se andiamo a considerare l’evoluzione temporale di un generico stato

$$|\psi(t)\rangle = \psi_1(t) |B^0\rangle + \psi_2(t) |\overline{B}^0\rangle \quad (1.37)$$

questa sarà descritta dall’equazione di Schrödinger

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H_{\text{Eff}} |\psi(t)\rangle \quad (1.38)$$

Poiché le interazioni deboli non conservano il numero quantico b , i processi $B^0 \rightarrow \overline{B}^0$ sono permessi (figura 1.6). Questo vuole dire che l’hamiltoniana H_{Eff} in generale non sarà diagonale; inoltre poiché i mesoni B possono decadere, H_{Eff} non sarà neppure hermitiana:

$$H_{\text{Eff}} = M - \frac{i}{2}\Gamma \quad (1.39)$$

con M e Γ matrici hermitiane. L’invarianza CPT impone $M_{1,1} = M_{2,2} = m$ e $\Gamma_{1,1} = \Gamma_{2,2} = \gamma$.⁹

Gli autostati di massa risultano

$$\begin{aligned} |B_L^0\rangle &= p |B^0\rangle + q |\overline{B}^0\rangle & |B_H^0\rangle &= p |B^0\rangle - q |\overline{B}^0\rangle \\ \frac{q}{p} &= \sqrt{\frac{M_{1,2}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{1,2}^*}{M_{1,2} - \frac{i}{2}\Gamma_{1,2}}} & |p|^2 + |q|^2 &= 1 \end{aligned} \quad (1.40)$$

Con autovalori

$$\begin{aligned} M_{L,H} - \frac{i}{2}\Gamma_{L,H} &= m - \frac{i}{2}\gamma \pm R \\ R &= \sqrt{(M_{1,2} - \frac{i}{2}\Gamma_{1,2}) (M_{1,2}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{1,2}^*)} \end{aligned} \quad (1.41)$$

⁹Si veda, ad esempio [30].

La quantità $\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L = -4 \Im(R)$ non è mai stata misurata sperimentalmente ma ci si aspetta essere $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} \sim \mathcal{O}(10^{-2})$, mentre $\Delta M = m_H - m_L = 2 \Re(R)$ risulta dai dati sperimentali^[1] essere $(0.472 \pm 0.017) \cdot 10^{12} \hbar s^{-1} / c^2$. Trascurando quindi la differenza in larghezza tra i due autostati di masse usando l'equazione (1.38), troviamo che l'evoluzione di uno stato $|B_{\text{Fis}}^0(t)\rangle$ che a $t = 0$ era un puro stato $|B^0\rangle$ è

$$\begin{aligned} |B_{\text{Fis}}^0(t)\rangle &= f_+(t) |B^0\rangle + \frac{q}{p} f_-(t) |\overline{B}^0\rangle \\ f_+(t) &= e^{-\frac{\gamma t}{2}} e^{-i m t} \cos\left(\frac{\Delta M t}{2}\right) \\ f_-(t) &= i e^{-\frac{\gamma t}{2}} e^{-i m t} \sin\left(\frac{\Delta M t}{2}\right) \end{aligned} \quad (1.42)$$

1.3.2 LA VIOLAZIONE DI CP NEL SISTEMA DEI MESONI B NEUTRI

I processi che interessano i mesoni B^0 in cui si manifesta la violazione di CP , vengono suddivisi in 3 categorie

1. *Violazione di CP nei decadimenti*: che si manifesta quando le probabilità di transizione per un decadimento e per il suo CP coniugato sono diverse
2. *Violazione di CP nel “mixing”*: che si manifesta quando i due autostati di massa non possono essere scelti come autostati di CP
3. *Violazione di CP nell'interferenza tra decadimenti con e senza “mixing”*: che si manifesta in decadimenti i cui stati finali sono comuni a B^0 e $\overline{B}^0$

Andiamo a discuterli in maniera più dettagliata

1.3.2.1 VIOLAZIONE DI CP NEI DECADIMENTI

Posto $\mathcal{A}_f = \langle f | H_d | B^0 \rangle$ e $\overline{\mathcal{A}}_f = \langle f | H_d | \overline{B}^0 \rangle$, segue direttamente dalla definizione che la violazione di CP nei decadimenti avviene per

$$\left| \frac{\mathcal{A}_f}{\overline{\mathcal{A}}_f} \right| \neq 1 \quad (1.43)$$

mentre la quantità che sperimentalmente misura questo tipo di violazione è

$$a_f = \frac{\Gamma_{B^0 \rightarrow f} - \Gamma_{\overline{B}^0 \rightarrow \overline{f}}}{\Gamma_{B^0 \rightarrow f} + \Gamma_{\overline{B}^0 \rightarrow \overline{f}}} \quad (1.44)$$

Che in termini delle ampiezze di decadimento sopra introdotte vale

$$a_f = \frac{1 - \left| \frac{\mathcal{A}_f}{\overline{\mathcal{A}}_f} \right|^2}{1 + \left| \frac{\mathcal{A}_f}{\overline{\mathcal{A}}_f} \right|^2} \quad (1.45)$$

Per capire come il rapporto possa essere diverso dall'unità è necessario tenere presente che l'ampiezza del decadimento è calcolata sommando i contributi di vari diagrammi di Feynman.

$$\langle f | H_d | B^0 \rangle = \sum_i A_i e^{i(\vartheta_i + \phi_i)} \quad (1.46)$$

dove l'indice i corre sui vari diagrammi, A_i è il modulo dell'ampiezza di transizione di ogni singolo diagramma riguardante il processo e le fasi ϕ_i e ϑ_i sono proprio alla base della violazione di CP . Più precisamente indichiamo con ϕ_i la fasi correlate con il parametro $\delta_{1,3}$ (formula (1.26)) della matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa responsabile della violazione di CP , mentre lo sfasamento aggiuntivo ϑ_i è presente nei diagrammi che contengono delle maglie (“loop”). Riporto in figura 1.7 le due possibili strutture che hanno i diagrammi responsabili del decadimento $b \rightarrow c\bar{c}s$.

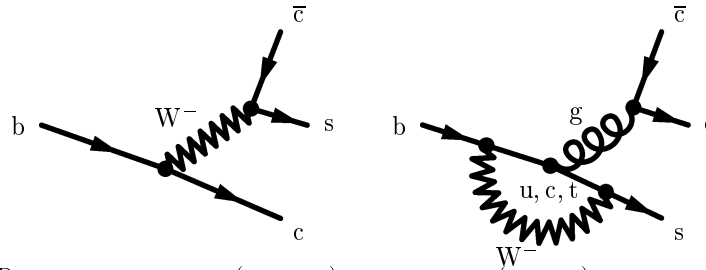


FIGURA 1.7: DIAGRAMMI AD ALBERO (SINISTRA) ED A PINGUINO (DESTRA), PER IL DECADIMENTO $b \rightarrow c\bar{c}s$.

Nel caso del del processo CP -coniugato, gli sfasamenti dovuti alla matrice CKM contribuiscono con il segno opposto e quelli dovuti ai “loop” con lo stesso segno:

$$\langle f | H_d | B^0 \rangle = \sum_i A_i e^{i(\vartheta_i - \phi_i)} \quad (1.47)$$

La presenza degli sfasamenti ϑ_i è quindi indispensabile per osservare la violazione di CP : infatti nel caso in cui fossero tutti 0, la quantità $\left| \frac{A_f}{A_{\bar{f}}} \right|$ sarebbe comunque 1.

Per questo tipo di processi, il calcolo teorico che lega il parametro sperimentale a_f con quelli del Modello Standard non è per nulla banale. Infatti per calcolare a_f , bisogna conoscere gli angoli ϑ_i ma, per i diagrammi con “loop” più rilevanti, questi ultimi sono legati alle interazioni forti per le quali una trattazione perturbativa è appunto possibile solo con grosse incertezze. Voglio infine osservare che sebbene possano differire le larghezze di decadimento in canali specifici a causa della violazione di CP , il teorema CPT garantisce che la larghezza di decadimento di una particella e della sua CP -coniugata debbano essere complessivamente uguali.

1.3.2.2 VIOLAZIONE DI CP NEL “mixing”

Gli stati $|B^0\rangle$ e $|\bar{B}^0\rangle$ sono legati tra di loro da una trasformazione di CP nel seguente modo:

$$CP |B^0\rangle = \omega_{B^0} |\bar{B}^0\rangle \quad CP |\bar{B}^0\rangle = \omega_{B^0}^* |B^0\rangle \quad (1.48)$$

dove¹⁰ $|\omega_{B^0}| = 1$. Usando la (1.40) e la (1.48) è di immediata verifica che $CP |B_L^0\rangle = \pm |B_L^0\rangle$ e $CP |B_H^0\rangle = \mp |B_H^0\rangle$ se $\frac{q}{p} = \pm \omega_{B^0}$. In altre parole $|B_L^0\rangle$ e $|B_H^0\rangle$ non sono autostati di CP se

$$\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1 \quad (1.49)$$

Per i mesoni neutri questo effetto può venire misurato guardando le asimmetrie dei decadimenti semileptonici

$$a_{sl}(t) = \frac{\Gamma_{B^0(t) \rightarrow \ell^- \bar{\nu} X} - \Gamma_{\bar{B}^0(t) \rightarrow \ell^+ \nu X}}{\Gamma_{B^0(t) \rightarrow \ell^- \bar{\nu} X} + \Gamma_{\bar{B}^0(t) \rightarrow \ell^+ \nu X}} \quad (1.50)$$

In questo tipo di processi gli unici diagrammi che contribuiscono sono i diagrammi ad albero e quindi $\mathcal{A}_{\ell^+ \nu X}^* = \bar{\mathcal{A}}_{\ell^- \bar{\nu} X}$. Tenuto poi conto che $\mathcal{A}_{\ell^- \bar{\nu} X} = 0$ ed usando la (1.42) è facile verificare che

$$\begin{aligned} \langle \ell^- \bar{\nu} X \mid H_d \mid B_{\text{Fis}}^0(t) \rangle &= \frac{q}{p} f_-(t) \mathcal{A}_{\ell^+ \nu X}^* \\ \langle \ell^+ \nu X \mid H_d \mid \bar{B}_{\text{Fis}}^0(t) \rangle &= \frac{p}{q} f_-(t) \mathcal{A}_{\ell^+ \nu X} \end{aligned} \quad (1.51)$$

e quindi

$$a_{sl}(t) = \frac{1 - \left| \frac{q}{p} \right|^4}{1 + \left| \frac{q}{p} \right|^4} \quad (1.52)$$

Poiché¹¹ $\Delta\Gamma \ll \Delta M$, allora vale $\left| \frac{\Gamma_{1,2}}{M_{1,2}} \right| \ll 1$ possiamo scrivere che

$$\frac{q}{p} = -\frac{M_{1,2}^*}{|M_{1,2}|} \left(1 - \frac{1}{2} \Im \left(\frac{\Gamma_{1,2}}{M_{1,2}} \right) + \mathcal{O}^2 \left(\left| \frac{\Gamma_{1,2}}{M_{1,2}} \right| \right) \right) \quad (1.53)$$

e quindi

$$a_{sl}(t) = \Im \left(\frac{\Gamma_{1,2}}{M_{1,2}} \right) \sim \mathcal{O}(10^{-2}) \quad (1.54)$$

Anche per questo tipo di processi vi sono delle incertezze teoriche legate ai modelli utilizzati per il calcolo di $\Gamma_{1,2}$ e $M_{1,2}$; per di più, indipendentemente dai modelli utilizzati, si prevede l'asimmetria a_{sl} sia un effetto piuttosto piccolo (si veda la (1.54)). In conclusione, anche questi processi, come già i precedenti, non possono essere utilizzati per misure precise dei parametri del Modello Standard.

¹⁰La presenza della fase arbitraria ω_{B^0} è dovuta all'arbitrarietà con cui può venire scelta la fase relativa tra i quark d e b .

¹¹Ricordo che si prevede $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} \sim \mathcal{O}(10^{-2})$ mentre dai dati sperimentali^[1] $\frac{\Delta M}{\Gamma} = 0.730 \pm 0.029$.

1.3.2.3 VIOLAZIONE DI CP NELL'INTERFERENZA TRA DECADIMENTI CON E SENZA "mixing"

Questo effetto può essere misurato confrontando i decadimenti in autostati di CP dei B neutri che a $t = 0$ erano un B^0 oppure un $\bar{B}^0$. Poniamo

$$\lambda = \frac{q}{p} \frac{\bar{\mathcal{A}}_{f_{CP}}}{\mathcal{A}_{f_{CP}}} \quad (1.55)$$

Usando la (1.42) otteniamo che

$$\begin{aligned} \langle f_{CP} | H_d | B^0_{\text{Fis}}(t) \rangle &= \mathcal{A}_{f_{CP}} (f_+(t) + \lambda f_-(t)) \\ \langle f_{CP} | H_d | \bar{B}^0_{\text{Fis}}(t) \rangle &= \mathcal{A}_{f_{CP}} \frac{p}{q} (f_-(t) + \lambda f_+(t)) \end{aligned} \quad (1.56)$$

da cui segue (nell'ipotesi che $\left|\frac{q}{p}\right| \simeq 1$):

$$\begin{aligned} a_{f_{CP}}(t) &= \frac{\Gamma_{B^0(t) \rightarrow f_{CP}} - \Gamma_{\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}}}{\Gamma_{B^0(t) \rightarrow f_{CP}} + \Gamma_{\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}}} \\ &= \frac{(1 - |\lambda|^2) \cos(\Delta M t) - 2 \Im(\lambda) \sin(\Delta M t)}{1 + |\lambda|^2} \end{aligned} \quad (1.57)$$

Se CP non è violata, per le ragioni descritte nei precedenti paragrafi, $\left|\frac{q}{p}\right| = 1$ e $\left|\frac{\bar{\mathcal{A}}_{f_{CP}}}{\mathcal{A}_{f_{CP}}}\right| = 1$, inoltre la formula precedente ci dice che deve anche valere $\lambda = \pm 1$.

Per questo tipo di violazione di CP , il caso più interessante è quello in cui le violazioni di CP nei decadimenti e nel "mixing" siano con buona approssimazione assenti (cioè $|\lambda| = 1$), ma $\Im(\lambda) \neq 0$. In queste condizioni la formula (1.57) si riduce a

$$a_{f_{CP}}(t) = -\Im(\lambda) \sin(\Delta M t) \quad (1.58)$$

Nel caso dei mesoni B^0 abbiamo visto che con buona approssimazione (formula (1.53)) $\frac{q}{p} \simeq -\frac{M_{1,2}^*}{|M_{1,2}|} = e^{-2i\phi_M}$, mentre la condizione $\left|\frac{\bar{\mathcal{A}}_{f_{CP}}}{\mathcal{A}_{f_{CP}}}\right| \simeq 1$ può venire soddisfatta da quei decadimenti in cui tutti i diagrammi che vi contribuiscono hanno la stessa fase elettro-debole ϕ_D

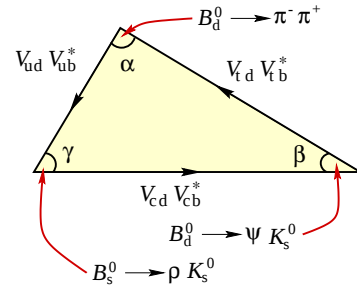


FIGURA 1.8: ALCUNI PROCESSI CON CUI È POSSIBILE MISURARE SENZA GROSSE INCERTEZZE TEORICHE GLI ANGOLI α , β E γ DEL TRIANGOLO DI UNITARIETÀ.

$$\mathcal{A}_{f_{CP}} = \sum_i A_i e^{i(\vartheta_i + \phi_i)} =_{\phi_i = \phi_D} e^{i\phi_D} \sum_i A_i e^{i\vartheta_i} \quad (1.59)$$

e quindi $\lambda = e^{-2i(\phi_D + \phi_M)}$. Poiché sia ϕ_M che ϕ_D dipendono direttamente dai parametri della matrice V_{CKM} , in generale questo tipo di decadimenti non possiede grandi incertezze teoriche ed è quindi quello utilizzato per studiare la violazione di CP . In figura 1.8 riporto tre processi con cui è possibile misurare i tre angoli del triangolo di unitarietà in maniera indipendente e con piccole incertezze teoriche.

Poiché a questa categoria di processi appartiene proprio il decadimento del B^0 in uno stato del charmonio ($J/\psi, \psi(2S), \dots$) ed in un K^0 (K_S^0 o K_L^0), andiamo brevemente a mostrare come per questo tipo di decadimenti $\Im m(\lambda) = -\eta_{f_{CP}} \sin(2\beta)$, dove $\eta_{f_{CP}} = \pm 1$ è l'autovalore di CP dello stato finale. Per prima cosa è necessario osservare che per questo tipo di decadimenti gioca un ruolo rilevante anche il “*mixing*” tra K^0 e $\bar{K}^0$. Questo modifica leggermente la formula (1.55) in^[19]

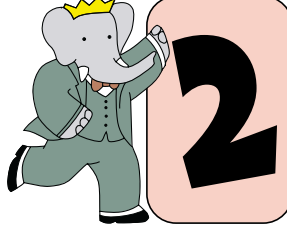
$$\lambda = \eta_{f_{CP}} \frac{q}{p} \frac{\bar{\mathcal{A}}_{f_{CP}}}{\mathcal{A}_{f_{CP}}} \left(\frac{q}{p} \right)_{K^0} \quad (1.60)$$

Si può dimostrare che il termine $M_{1,2}$ è dominato dai diagrammi a “*box*” analoghi a quelli di figura 1.6 in cui il quark intermedio è un quark t . Dal calcolo^[30] segue che $M_{1,2} \propto \left(V_{CKM_{t,b}} V_{CKM_{t,d}}^* \right)^2$ e quindi $\frac{q}{p} = \frac{V_{CKM_{t,b}}^* V_{CKM_{t,d}}}{V_{CKM_{t,b}} V_{CKM_{t,d}}^*}$. In maniera analoga $\left(\frac{q}{p} \right)_{K^0} = \frac{V_{CKM_{c,s}}^* V_{CKM_{c,d}}}{V_{CKM_{c,s}} V_{CKM_{c,d}}^*}$. Infine il processo $b \rightarrow c\bar{c}s$ è dominato^[31] dal diagramma ad albero che dipende dalla fase $V_{CKM_{c,b}}^* V_{CKM_{c,s}}$. In realtà vi è poi un piccolo contributo dovuto ad un diagramma a pinguino che però dipende dalla fase $V_{CKM_{t,b}}^* V_{CKM_{t,s}}$ che in prima approssimazione (formula (1.35)) coincide con quella di $V_{CKM_{c,b}}^* V_{CKM_{c,s}}$. In conclusione

$$\begin{aligned} \lambda &= \eta_{f_{CP}} \left(\frac{V_{CKM_{t,b}}^* V_{CKM_{t,d}}}{V_{CKM_{t,b}} V_{CKM_{t,d}}^*} \right) \left(\frac{V_{CKM_{c,s}}^* V_{CKM_{c,b}}}{V_{CKM_{c,s}} V_{CKM_{c,b}}^*} \right) \left(\frac{V_{CKM_{c,d}}^* V_{CKM_{c,s}}}{V_{CKM_{c,d}} V_{CKM_{c,s}}^*} \right) \\ &= \eta_{f_{CP}} \frac{V_{CKM_{t,b}}^* V_{CKM_{t,d}}}{V_{CKM_{c,b}} V_{CKM_{c,d}}} \frac{V_{CKM_{c,b}} V_{CKM_{c,d}}^*}{V_{CKM_{t,b}} V_{CKM_{t,d}}^*} \end{aligned} \quad (1.61)$$

e quindi dalla (1.33)

$$\lambda = \eta_{f_{CP}} e^{2i\beta} \quad a_{f_{CP}}(t) = -\eta_{f_{CP}} \sin(2\beta) \sin(\Delta M t) \quad (1.62)$$



L'apparato sperimentale

I decadimenti del B che violano la simmetria di CP hanno un rapporto di decadimento estremamente basso (inferiore a 10^{-4} ^[1]). Questo fatto impone di disporre di un acceleratore che ottimizzi la produzione di mesoni B. Studi svolti alla fine degli anni '80^{[32][33]} hanno mostrato che la soluzione ottimale è quella in cui si usi un acceleratore e^+e^- con un'energia nel centro di massa pari alla massa della $\Upsilon(4S)$ ¹. Infatti la sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ alla risonanza della $\Upsilon(4S)$ è ~ 4 volte maggiore (1.05 nb ^[53]) che nel continuo e poi la $\Upsilon(4S)$ decade quasi esclusivamente ($\sim 96\%$ dei casi^[1]) in una coppia $B\bar{B}$.

Gli ulteriori vantaggi che si hanno lavorando all'energia della $\Upsilon(4S)$ stanno nel fatto di poter disporre di diversi vincoli cinematici per ridurre il fondo: la massa della $\Upsilon(4S)$, la massa dei B ed inoltre il fatto che i due B sono prodotti in uno stato coerente $B\bar{B}$ in onda $l = 1$.

Per poter svolgere la misura di violazione di CP con una adeguata risoluzione, è necessario lavorare con due i fasci non alla stessa energia: in questo modo il riferimento del centro di massa non coincide con quello del laboratorio e si può direttamente misurare la differenza temporale tra i decadimenti delle due B andando a misurare la differenza spaziale tra i vertici dei loro decadimenti.

2.1 LA B-FACILITY PEP-II

La macchina acceleratrice usata per l'esperimento BABAR è il doppio anello PEP-II (figura 2.1). Questo è un acceleratore e^+e^- asimmetrico le cui caratteristiche dei fasci sono^[5]:

<i>Energia del fascio di e^-:</i>	9.0 GeV
<i>Energia del fascio di e^+:</i>	3.1 GeV
<i>Energia nel centro di massa:</i>	10.5 GeV
<i>"Boost" con $\beta\gamma$:</i>	0.56

¹In realtà questa non è l'unica soluzione^[33]: si potrebbe lavorare anche ad un'energia leggermente superiore a quella della $\Upsilon(4S)$ o alla massa della Z^0 e pure acceleratori adronici potrebbero, con maggior fondo ma anche con maggior statistica, studiare questo capitolo della fisica.

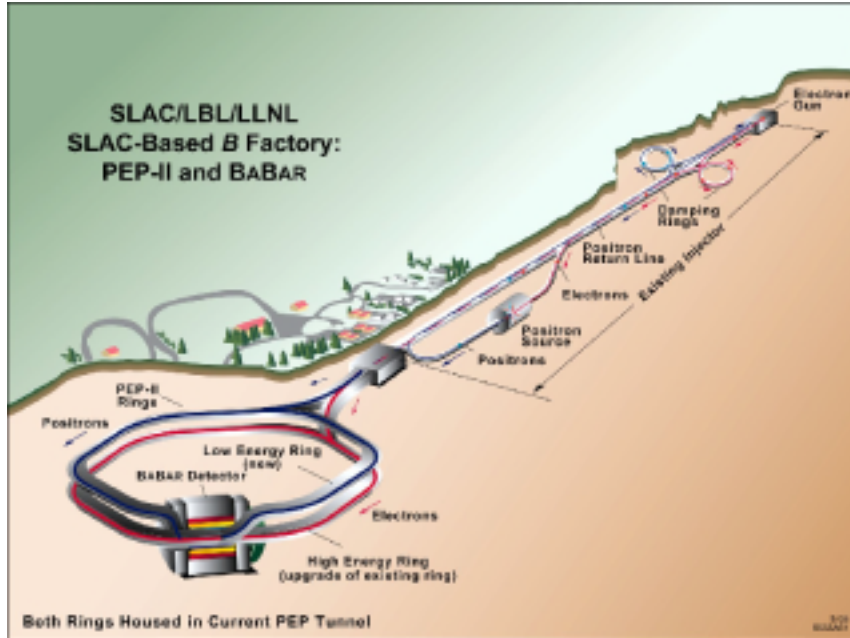


FIGURA 2.1: VISTA SCHEMATICA DELL'ANELLO PEP-II A SLAC.

Si può vedere che con un “boost” con $\beta\gamma = 0.56$ mediamente la separazione tra i vertici di decadimento dei due B è di $250\ \mu\text{m}$.

Attualmente PEP-II è la macchina acceleratrice e^+e^- in grado di fornire la più elevata luminosità (la massima luminosità raggiunta è di $3.1 \cdot 10^{33}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$) e, nel primo anno di presa dati, complessivamente ha prodotto collisioni per una luminosità integrata di 25.3 fb^{-1} , di cui BABAR ha registrato 23.5 fb^{-1} (19.6 fb^{-1} al picco della $\Upsilon(4S)$ e $3.9\text{ fb}^{-1} \sim 40\text{ MeV}$ al di sotto del picco della $\Upsilon(4S)$). I dati descritti sono graficati in figura 2.2.

Per avere una luminosità così elevata innanzi tutto è stato necessario aumentare la frequenza con cui avvengono le collisioni tra i pacchetti (“bunch”) di elettroni e positroni in cui è suddiviso il fascio: mentre a PEP la separazione temporale dei pacchetti era di $2.44\ \mu\text{s}$, a PEP-II i pacchetti distano solo 4.2 ns !

Nella regione in cui avviene l'interazione i fasci vengono presi dai due anelli di accumulazione, portati sullo stesso asse, focalizzati e fatti collidere a pochi centimetri dagli elementi più vicini del rivelatore, quindi vengono nuovamente separati e fatti tornare sui rispettivi anelli.

Per mantenere una così alta frequenza di collisione senza avere altre interazioni tra i due fasci bisogna che tutte le operazioni sopra descritte avvengano a piccole distanze dal punto di interazione.

In figura 2.3 è disegnata la parte dell'acceleratore interna al rivelatore: il quadrupolo magnetico (Q1) focalizza i fasci, mentre il dipolo (B1) li separa dopo l'interazione. Essendo questi magneti all'interno del campo magnetico di 1.5 Tesla , non possono es-

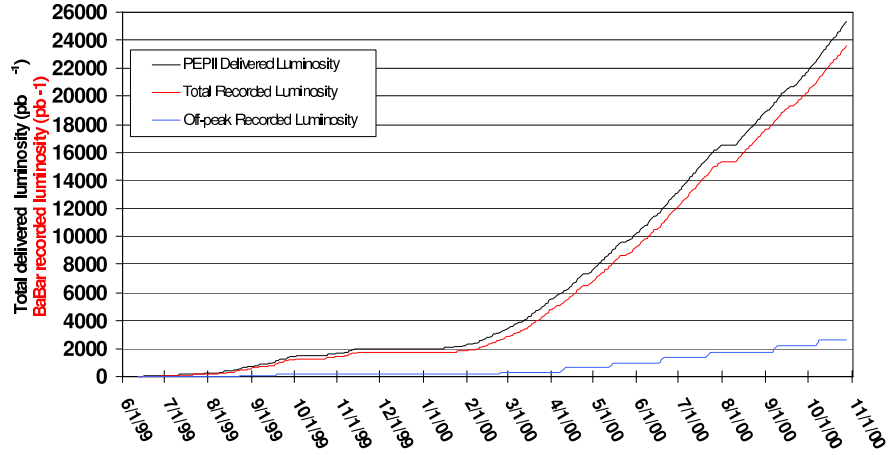
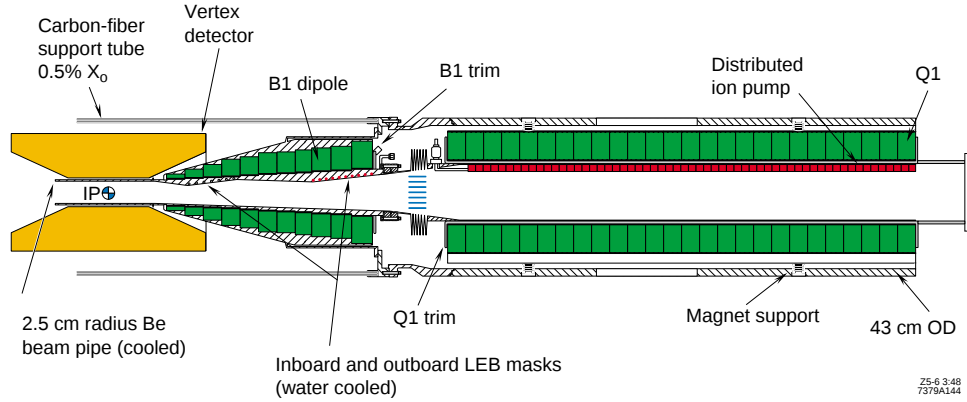
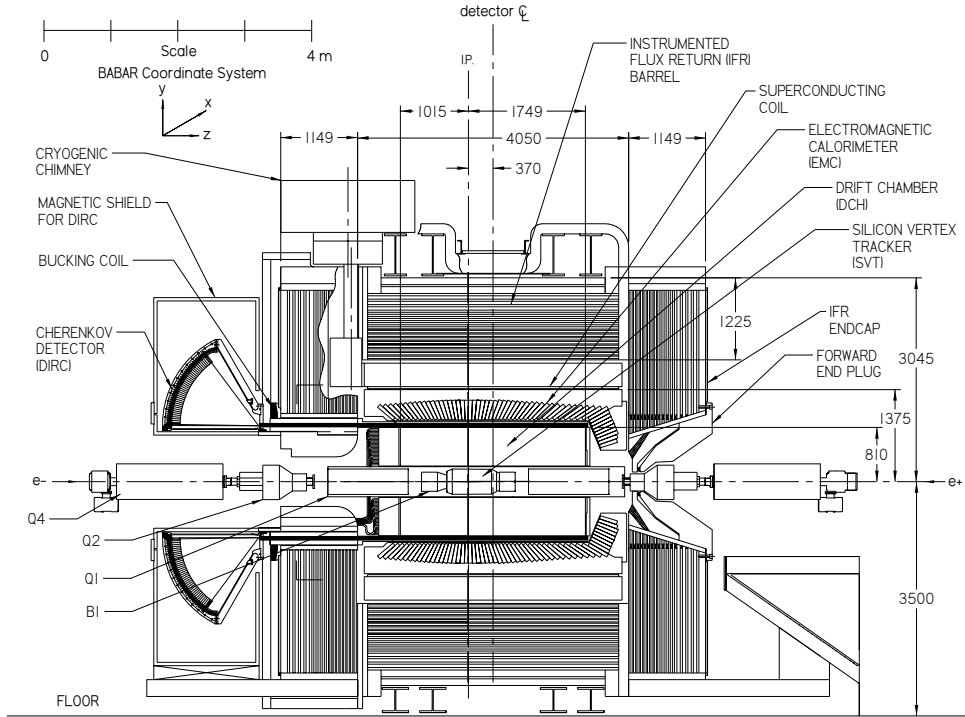


FIGURA 2.2: LUMINOSITÀ INTEGRATA SUL PRIMO ANNO DI PRESA DATI DELL'ESPERIMENTO BaBAR.

sere magneti tradizionali (in ferro). Essendo B1 così vicino al punto di interazione, va ad occupare parte del volume in cui tradizionalmente vengono posti l'elettronica ed i supporti del rivelatore di vertice. Per riuscire a raggiungere un migliore allineamento dei vari componenti, si è deciso di usare un tubo di supporto contenente i magneti B1, le schermature per ridurre i fondi relativi al fascio ed il rivelatore di vertice. La presenza del tubo di supporto introduce $\sim 0.005X_0$ di materiale: anche se la diffusione multipla è la principale fonte di fondo per le misure relative alle tracce cariche, l'effetto sulla risoluzione dovuto a questo componente è piuttosto piccolo.

Va infine notato che deflettendo i fasci a distanze così piccole dal punto di interazione, si ha una forte produzione di radiazione di sincrotrone, sensibilmente superiore a quella presente nei tradizionali acceleratori e^+e^- . Questa oltre ad essere una fonte

FIGURA 2.3: DISPOSIZIONE DEI MAGNETI INTERNI AL RIVELATORE: B1 SI TROVA A 21 cm DAL PUNTO DI INTERAZIONE (IP), MENTRE LA PARTE PIÙ ESTERNA DI Q1 DISTA 90 cm DA IP^[4].

FIGURA 2.4: SPACCATO DEL RIVELATORE^[5].

di fondo, può deteriorare prematuramente i vari sotto-rivelatori di BABAR; per questo si è scelta la disposizione degli elementi di PEP-II più interni al rivelatore in modo che circa il 90% della radiazione di sincrotrone prodotta vicina al punto di interazione fosse assorbita da superfici esterne al rivelatore stesso.

2.2 IL RIVELATORE

A PEP-II le misure di violazione di CP sono fatte usando eventi in cui viene ricostruito completamente il decadimento di un B in un autostato di CP ed in cui l'altro B viene solamente *etichettato* come B o $\bar{B}$ servendosi di un leptone o un K carico. Per poter fare una tale misura, bisogna essere in grado di rivelare da 3 fino a 7 tracce cariche e spesso uno o più π^0 . Inoltre bisogna essere in grado di distinguere tra e , μ , π , K e p in un ampio spettro di impulso trasverso (da poche decine di MeV fino a qualche GeV).

BABAR è stato appunto costruito per soddisfare al meglio possibile questi requisiti: le figure 2.4 e 2.5 ne mostrano la struttura. Esso consta di vari sotto-rivelatori tra cui un rivelatore a “*micro-strip*” (SVT) che, insieme con la camera a deriva (DCH) misura l'impulso delle particelle cariche in moto in un campo magnetico di 1.5 Tesla. L'identificazione delle particelle avviene sfruttando le informazioni di tutti i rivelatori. In particolare fotoni ed elettroni vengono identificati nel calorimetro elettromagnetico (EMC) costituito da cristalli di CsI (Tl). I muoni vengono identificati nella struttura per il ritorno del campo magnetico (IFR) che è segmentata per contenere degli elementi

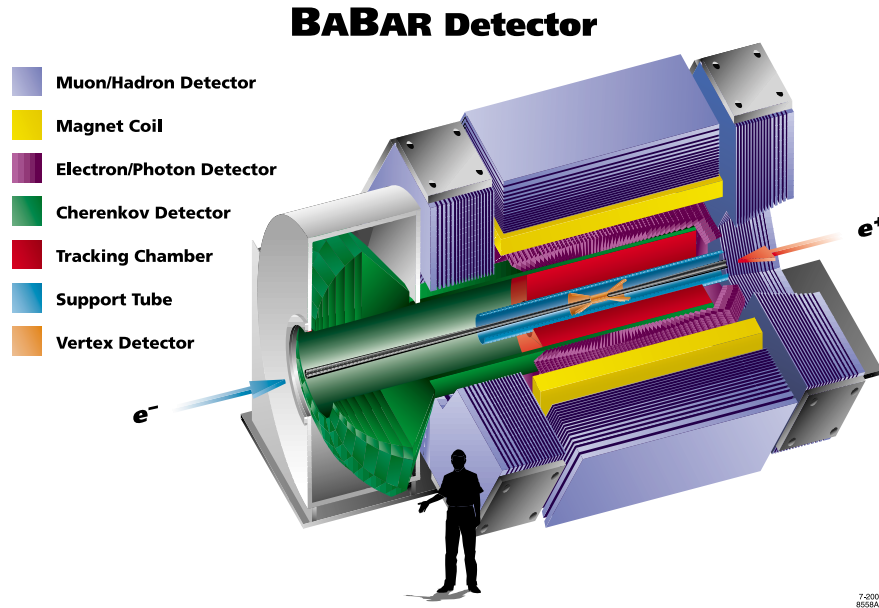


FIGURA 2.5: VISTA TRIDIMENSIONALE DEL RIVELATORE.

attivi (RPC). Infine è presente un sistema di identificazione delle particelle per effetto Cherenkov (DIRC), il cui scopo principale è quello di separare i K dai π per impulsi superiori a $700 \text{ MeV}/c$ nel sistema del laboratorio.

Il sistema di coordinate è definito nel seguente modo:

- Il versore $\hat{z}$ è diretto nella direzione del fascio più energetico (e^-), cioè nella direzione del “boost”
- Il versore $\hat{y}$ è diretto verso l’alto
- Il versore $\hat{x}$ punta verso il centro dell’anello
- L’origine del sistema di coordinate coincide con il punto di collisione

Andiamo ora ad esaminare nel dettaglio i singoli rivelatori.

2.2.1 IL RIVELATORE DI VERTICE

Lo scopo principale del rivelatore di vertice è quello di ricostruire la posizione dei due vertici di decadimento primari, inoltre fornisce l’unica misura per le tracce cariche con un impulso trasverso inferiore a $\sim 100 \text{ MeV}/c$. Per ottenere una buona precisione sulle misure di violazione CP , bisogna misurare la distanza tra vertici del B con una precisione di almeno $\sim 80 \mu\text{m}$ ^[4]. Il SVT è stato progettato per raggiungere la massima precisione, tenuto conto che la diffusione multipla impone un limite inferiore sulla risoluzione e precisamente^[5]: $10 \div 15 \mu\text{m}$ per gli strati più interni e $\sim 40 \mu\text{m}$ per gli strati più esterni. Queste risoluzioni permettono di misurare il vertice di decadimento di un B ricostruito completamente con una precisione di $70 \mu\text{m}$ ^[3].

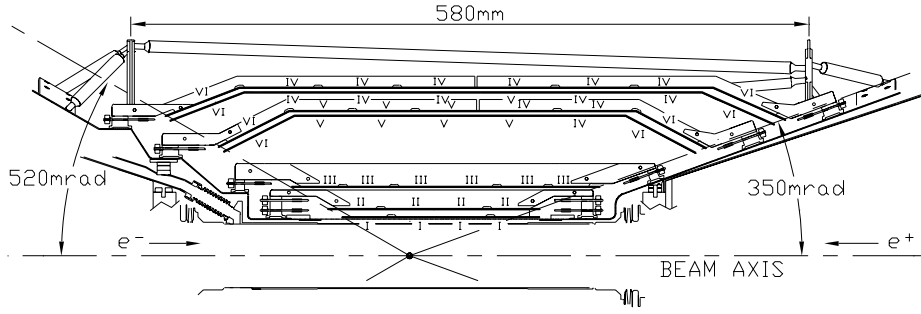


FIGURA 2.6: VISTA LONGITUDINALE DEL SVT.

L'angolo solido ricoperto dal SVT è limitato nella parte in avanti a $\vartheta_{\text{Lab}} > 20.1^\circ$ dalla presenza del magnete B1 (figura 2.3). Per massimizzare lo spazio disponibile al SVT in avanti, nella zona posteriore sono stati alloggiati alcuni componenti dell'acceleratore tra cui i sistemi di raffreddamento. Per questo motivo, il SVT è limitato nella zona posteriore a $\vartheta_{\text{Lab}} < 150.2^\circ$.

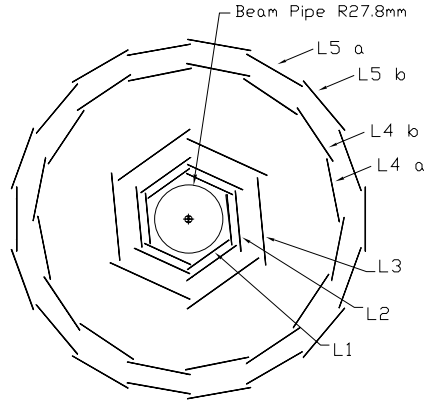


FIGURA 2.7: VISTA TRASVERSA DEL SVT.

Il SVT è costituito da rivelatori di silicio con "micro-strip" su entrambi i lati: questi possono essere schematizzati come giunzioni p-n polarizzate inversamente. Il passaggio di una particella carica produce su di essi delle coppie elettrone-lacuna che vengono raccolte agli estremi del semiconduttore. I rivelatori sono innanzi tutto disposti su 5 strati che vanno da un raggio di 32 mm ad un raggio di 144 mm. I 3 più interni hanno la normale forma cilindrica e sono suddivisi in 6 moduli lungo la ϕ_{Lab} , mentre i 2 strati più esterni hanno una innovativa struttura ad arco e sono suddivisi rispettivamente in 16 e 18 moduli. Questa forma (figura 2.6) permette di coprire un maggiore angolo solido a parità di superficie di rivelazione ed inoltre evita che le tracce siano rivelate con un angolo di incidenza troppo largo. Nei tre strati più interni i moduli sono ruotati di 5° parallelamente alla direzione del fascio (figura 2.7) in modo da sovrapporsi leggermente sui bordi e quindi coprire completamente l'angolo solido. Nei due strati più esterni la forma ad arco non permette di inclinare i moduli. La sovrapposizione è quindi ottenuta suddividendo ogni strato in due substrati di raggio leggermente diverso che in figura 2.7 sono indicati con le sigle L4 a, L4 b ed L5 a, L5 b.

2.2.2 LA CAMERA A DERIVA

Lo strumento principale per la misura delle tracce cariche con impulso trasverso superiore a $\sim 100 \text{ MeV}/c$ è la camera a deriva. Questa è composta da 7104 celle esagonali disposte su 40 strati cilindrici, le cui dimensioni sono approssimativamente 12 cm nella direzione radiale, 18 cm nella direzione azimutale e 2.80 m in lunghezza. La disposizione dei primi 16 strati è presentata in figura 2.9. Complessivamente il volume sensibile si estende tra $17.2^\circ < \vartheta_{\text{Lab}} < 152.6^\circ$.

Il principio di funzionamento è quello delle camere a ionizzazione: il passaggio di una particella carica produce coppie ione-elettrone che vengono accelerate dal campo elettrico, producendo un effetto a valanga. Misurando il tempo di deriva (cioè il tempo che gli elettroni prodotti impiegano a raggiungere il filo sensibile) è possibile determinare il punto in cui è passata la particella. In figura 2.8 sono mostrate le isocrone (cioè il luogo dei punti con uguale tempo di deriva) di due celle.

La camera è stata costruita con materiali che riducono al minimo il numero di lunghezze di radiazione che una particella deve percorrere prima di raggiungere il calorimetro (complessivamente è spessa $\sim 0.04 X_0$). Il gas utilizzato nelle camere è una miscela di elio (80%) ed isobutano (20%) che fornisce un tempo di deriva ragionevolmente breve, una buona risoluzione spaziale, su $\frac{dE}{dx}$ e sul momento trasverso. I fili sensibili sono in una lega di tungsteno e renio, rivestiti d'oro, con un diametro complessivo di $20 \mu\text{m}$; i fili di campo sono di alluminio, rivestiti d'oro, con un diametro complessivo di $120 \mu\text{m}$. La tensione nominale applicata ai fili è di +1960 V per quelli sensibili, mentre quelli di campo sono posti a terra; il guadagno che si ottiene con tali tensioni per effetto a valanga è di circa $5 \cdot 10^4$.

La risoluzione spaziale di ogni singola cella è in media del $140 \mu\text{m}$ (figura 2.10); la risoluzione sull'impulso trasverso è graficata in figura 2.11 ed infine la risoluzione sulla

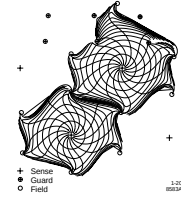


FIGURA 2.8: ISOCRONE (CON UNA SPAZIATURA DI 100 ns) DI DUE CELLE APPARTENENTI AGLI STRATI 3 E 4.

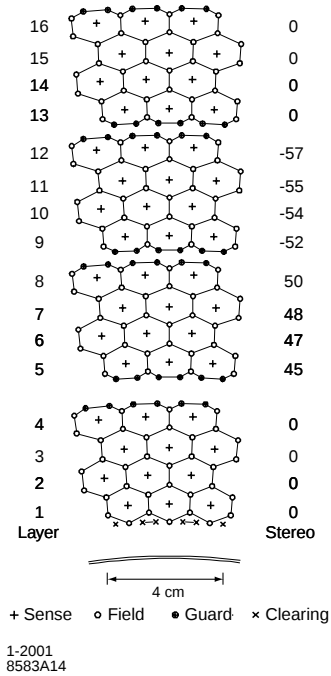


FIGURA 2.9: DISPOSIZIONE SCHEMATICA DEI PRIMI 16 STRATI DELLE CELLE DELLA DCH. CON IL SIMBOLO + SONO INDICATI I FILI SENSIBILI, CON IL SIMBOLO o I FILI DI CAMPO, CON I SIMBOLI • E x ULTERIORI FILI, IL CUI SCOPO È QUELLO DI SCHERMARE I VARI SETTORI DELLA DCH DALL'AMBIENTE ESTERNO.

perdita di energia ($\frac{dE}{dx}$) è del 7.5% (figura 2.12). Quest'ultima permette di separare i $K^\pm$ dai $\pi^\pm$ di almeno 3σ fino ad impulsi nell'ordine dei 700 MeV/c (figura 2.13).

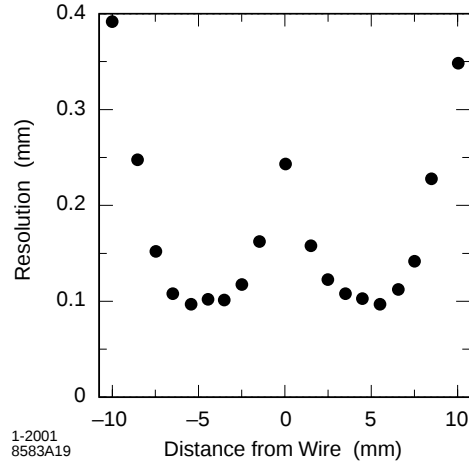


FIGURA 2.10: RISOLUZIONE SULLA POSIZIONE IN FUNZIONE DELLA DISTANZA DAL FILO SENSIBILE^[5].

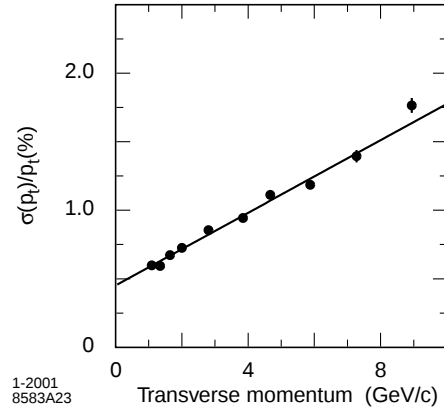


FIGURA 2.11: RISOLUZIONE IN IMPULSO TRASVERSO, DETERMINATA SU MUONI COSMICI^[5]. LA RETTA “fittata” VALE $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = (0.13 \pm 0.01) \% \frac{p_T}{\text{GeV}/c} + (0.45 \pm 0.03) \%$.

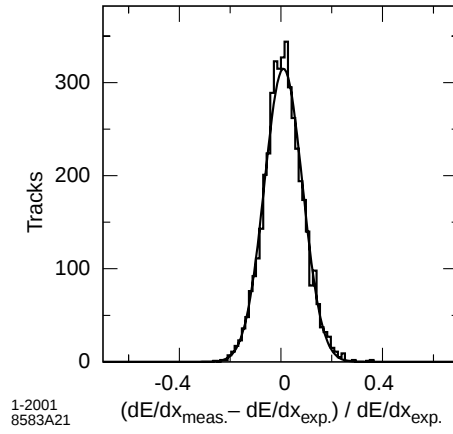


FIGURA 2.12: RISOLUZIONE $\frac{dE}{dx}$ MISURATA SU EVENTI $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ [5]. L'ISTOGRAMMA È "fittato" CON UNA GAUSSIANA DI LARGHEZZA 7.5%.

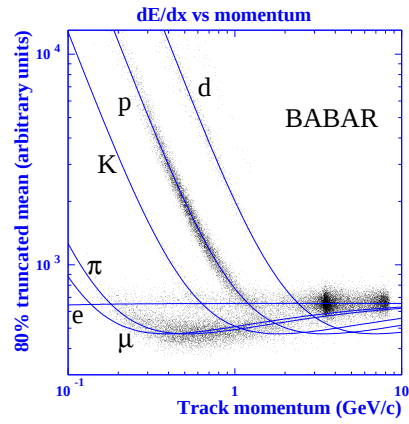


FIGURA 2.13: MISURA DI $\frac{dE}{dx}$ IN FUNZIONE DELL'IMPULSO [5].

2.2.3 IL DIRC

Lo scopo principale del DIRC è quello di discriminare i $K^\pm$ dai $\pi^\pm$, non solo per meglio determinare il sapore del B, quando esso decade in autostati di sapore contenenti $K^\pm$, ma anche per studiare i processi rari in cui B decade in $\pi^+\pi^-$ e $K^\pm\pi^\mp$. Per questo secondo obiettivo, è necessario essere in grado di separare i $K^\pm$ dai $\pi^\pm$ fino ad impulsi nell'ordine di $4.5 \text{ GeV}/c$.

Il principio di funzionamento è lo stesso del RICH^[34]: quando una particella carica attraversa un mezzo con indice di rifrazione η ad una velocità $\beta = \frac{v}{c}$ superiore a $\frac{1}{\eta}$, per effetto Cherenkov vengono prodotti fotoni le cui direzioni formano con quella della particella carica un angolo ϑ_c legato a β e η dalla relazione:

$$\cos(\vartheta_c) = \frac{1}{\eta\beta} \quad (2.1)$$

I fotoni emessi vengono successivamente rivelati come anelli da mappe di fotomoltiplicatori opportunamente disposti: studiando il numero di fotoni rivelati e la forma dell'anello è possibile risalire all'angolo ϑ_c e quindi alla velocità della particella carica.

Il DIRC è stato progettato per essere il più sottile possibile, sia in termini di lunghezze di interazione, per ridurre l'ammontare di materiale che una particella deve attraversare prima di raggiungere il calorimetro, sia in termini di dimensioni reali, per ridurre il volume (e quindi i costi) del calorimetro stesso. Tutto ciò si è ottenuto usando una nuova^{[35][36]} tecnica per la trasmissione e la rivelazione dei fotoni Cherenkov: il DIRC si affida al fatto che la luce, se riflessa da una superficie piana, conserva la sua inclinazione. La figura 2.14 mostra lo schema dell'apparato: il materiale radiante è composto da 144 barre di quarzo disposte attorno alla camera a deriva. I fotoni vengono direttamente trasportati dal quarzo, per successive riflessioni interne, fino alla zona di rivelazione degli stessi, posta nella regione posteriore di BABAR, al di fuori del campo magnetico. In questa zona, le traiettorie di volo dei fotoni vengono fatte espandere in acqua purissima (che ha praticamente lo stesso indice di rifrazione del quarzo) e successivamente vengono rivelate da una mappa di fotomoltiplicatori. In figura 2.15 mostro i fotoni rivelati dal DIRC in un evento $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Il DIRC radialmente occupa solo 80 mm, inoltre ha uno spessore pari a $\sim 0.22 X_0$ per una particella che lo attraversa perpendicolarmente. Esso è in grado di fornire

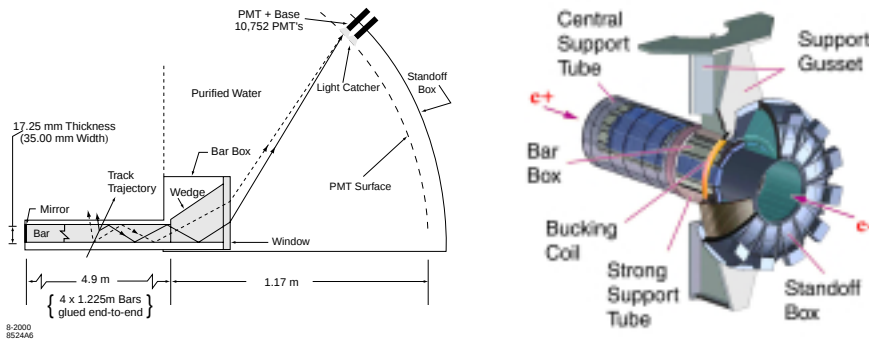


FIGURA 2.14: SCHEMA DEL DIRC E SUO FUNZIONAMENTO.

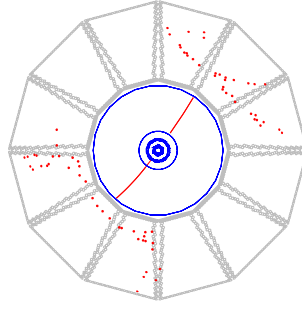


FIGURA 2.15: FOTONI CHERENKOV PRODOTTI DA DUE MUONI IN UN EVENTO $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ [5].

una separazione di almeno 4σ tra le ipotesi $K^\pm$ e $\pi^\pm$ per impulsi tra $700 \text{ MeV}/c$ e $4.5 \text{ GeV}/c$ (al di sotto dei $700 \text{ MeV}/c$ la separazione tra queste due ipotesi di massa, si basa principalmente sulla perdita di energia nella camera a deriva). A titolo di esempio mostro in figura 2.16 come diminuisca il fondo nello spettro della massa invariante $K^\pm\pi^\mp$ per valori intorno alla massa del D^0 quando si utilizzano le informazioni del DIRC per identificare i $K^\pm$.

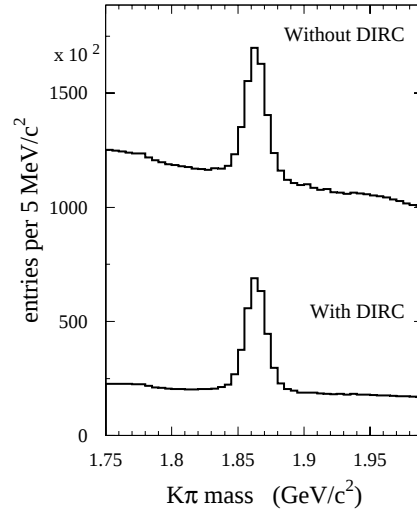


FIGURA 2.16: SPETTRO DELLA MASSA INVARIANTE $K^\pm\pi^\mp$ CON E SENZA LE INFORMAZIONI DEL DIRC SULL'IDENTIFICAZIONE DEI $K^\pm$. IL PICCO NELLO SPETTRO CORRISPONDE ALLA MASSA DEL D^0 [5].

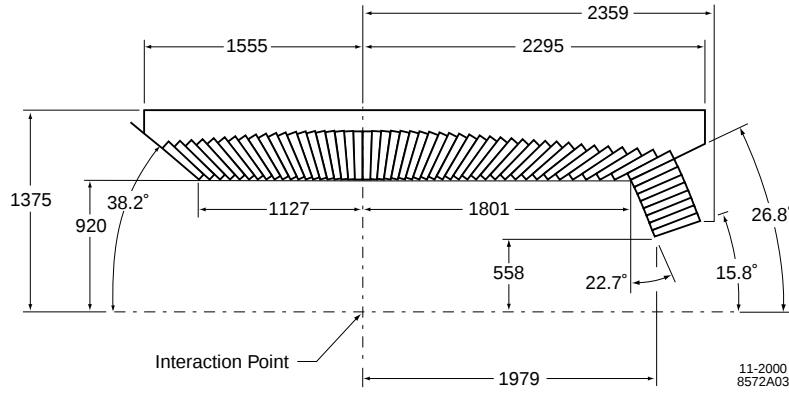


FIGURA 2.17: DISPOSIZIONE DEI CRISTALLI ALL'INTERNO DELL'EMC.

2.2.4 IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO

Il calorimetro elettromagnetico è stato progettato per essere in grado di rivelare sciame elettromagnetici con una buona risoluzione angolare ed in energia. Deve inoltre poter rivelare con una buona efficienza sia i decadimenti del B in stati contenenti più di un π^0 o più di un η^{02} , sia processi di QED come $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\gamma)$ e $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ indispensabili per la calibrazione e la misura della luminosità dell'apparato. I precedenti decadimenti pongono i limiti (rispettivamente inferiore e superiore) all'energia che il calorimetro elettromagnetico deve essere in grado di rivelare: $20 \text{ MeV} < E < 9 \text{ GeV}$.

Il calorimetro elettromagnetico è inoltre l'apparato principale per la rivelazione degli elettroni: esso quindi è indispensabile in tutti i processi i cui stati finali abbiano elettroni. In particolare contribuisce alla ricostruzione di mesoni vettori quali J/ψ e $\psi(2S)$ ed all'identificazione del sapore dei B neutri quando decadono semileptonicamente.

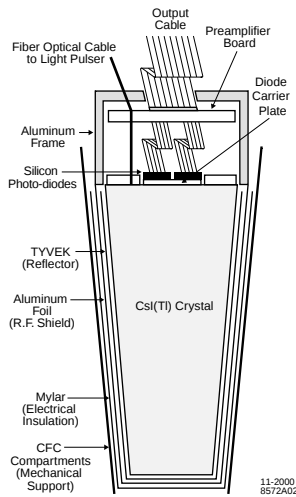


FIGURA 2.18: RAPPRESENTAZIONE SCHEMATICA DELLA STRUTTURA DI UN CRISTALLO DELL'EMC.

che non è possibile rivelare completamente lo sciame ai bordi, la regione effettivamente utile per le misure fisiche è leggermente inferiore). I cristalli variano il loro spessore

²Ricordo che il π^0 decade in 2 fotoni nel $98.792 \pm 0.032\%$ ^[1] dei casi e che l' η^0 invece decade in fotoni e π^0 nella maggior parte dei casi.

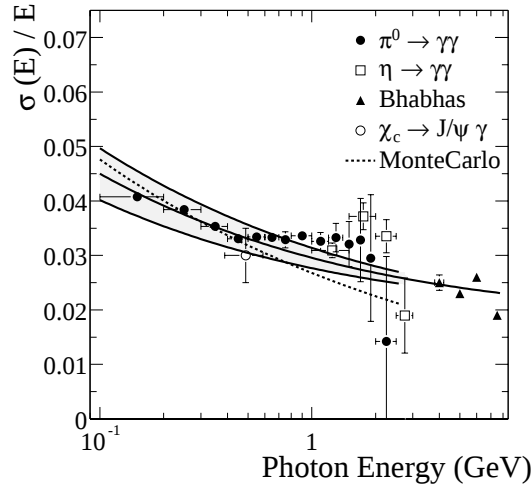


FIGURA 2.19: RISOLUZIONE IN ENERGIA SU ELETTRONI E FOTONI PRODOTTI DA ALCUNI PROCESSI. LA CURVA CENTRALE CONTINUA SI RIFERISCE AL “fit” DELLA FUNZIONE 2.2^[5] MENTRE LA REGIONE EVIDENZIATA INDICA L’ERRORE.

tra $16.0X_0$ e $17.5X_0$ e, al fine sempre di minimizzare il materiale che li precede, sono tenuti da un solo supporto nella parte più esterna.

La risoluzione in energia (figura 2.19) è descritta empiricamente dalla funzione:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{\sqrt{\frac{E}{\text{GeV}}}} + b^2} \quad (2.2)$$

Dove i parametri nel “fit” di figura 2.19 valgono^[5] $a = 2.32 \pm 0.30\%$ e $b = 1.85 \pm 0.12\%$.

La risoluzione angolare varia tra 12 mrad a basse energie e 3 mrad ad alte energie. In figura 2.20 mostro i risultati sperimentali che sono descritti empiricamente dalla funzione:

$$\sigma_\vartheta = \frac{a}{\sqrt{\frac{E}{\text{GeV}}}} + b \quad (2.3)$$

Dove i parametri nel “fit” di figura 2.20 hanno i valori^[5] $a = 3.87 \pm 0.07 \text{ mrad}$ e $b = 0.00 \pm 0.04 \text{ mrad}$.

2.2.5 IL RIVELATORE DI MUONI

L’IFR è stata progettata per identificare i muoni con un’alta efficienza e per rivelare gli adroni neutri (principalmente il K_L^0) in un ampio spettro di impulsi. L’identificazione dei muoni è importante sia per determinare il sapore dei B che decadono semileptonicamente, sia per la ricostruzione di mesoni vettoriali quali J/ψ e $\psi(2S)$. La rivelazione del K_L^0 è indispensabile per la completa ricostruzione dei decadimenti del B negli autostati di CP che lo contengono.

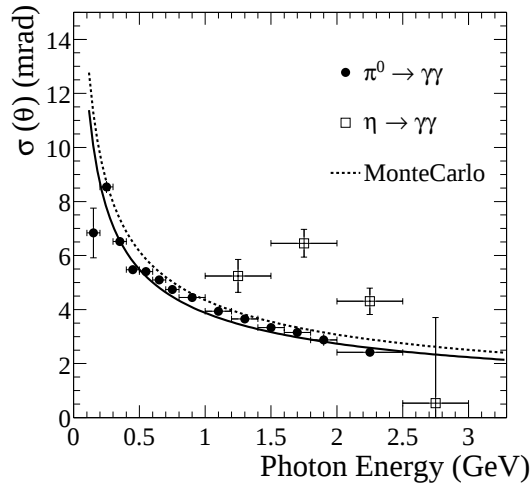


FIGURA 2.20: RISOLUZIONE ANGOLARE^[5] SUI FOTONI MESSI DAL DECADIMENTO DI UN π^0 . LA CURVA CONTINUA È IL “fit” DELLA FUNZIONE 2.3.

I principali requisiti che deve soddisfare l'IFR sono: per l'identificazione dei $\mu^\pm$, la copertura di un ampio angolo solido, una buona efficienza ed un'alta reiezione del fondo; per l'identificazione dei K_L^0 , una buona risoluzione angolare ed ancora un'alta efficienza.

L'IFR è certamente una caratteristica innovativa dell'esperimento BABAR: il ferro,

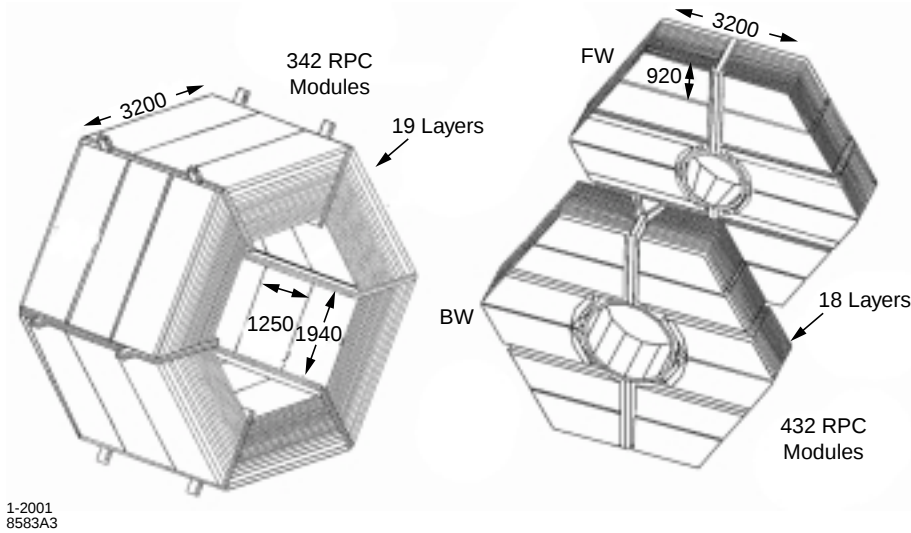


FIGURA 2.21: FORMA DEI VARI MODULI RPC INSERITI NELLA ZONA CENTRALE, NELLE PORTE IN AVANTI ED IN QUELLE IN INDIETRO.

che serve come ritorno di flusso del campo magnetico, è stato finemente segmentato, sia nella regione cilindrica, che nelle porte in avanti ed in indietro ed al suo interno sono stati inseriti degli elementi attivi: gli RPC^[37] (contatori a piani resistivi). Il ferro è suddiviso in 19 strati nella parte cilindrica e 18 strati nelle porte in avanti ed in indietro e questi variano il loro spessore tra 2 cm negli strati più interni e 10 cm negli strati più esterni. Lo spazio che vi è tra due strati consecutivi, in cui sono inseriti gli RPC varia tra 3.2 cm e 3.5 cm. Vi sono infine due strati aggiuntivi installati tra il magnete ed il calorimetro di forma cilindrica che servono a rivelare le particelle uscite dall'EMC. In figura 2.21 è schematizzata la forma dei vari strati di RPC che compongono l'IFR.

2.2.5.1 GLI RPC

Gli RPC sono camere composte da due fogli di bachelite spessi 2 mm posti ad una distanza di 2 mm in maniera uniforme per mezzo di distanziatori. Le superfici esterne sono rivestite di grafite (che ha un'alta resistività superficiale), connesse rispettivamente all'alta tensione (tipicamente 7.6 kV) ed a terra ed infine isolate con una pellicola di *mylar*. Le superfici interne della bachelite sono invece trattate con olio di lino al fine di renderle il più lisce possibile ed aumentare l'assorbimento senza emissioni secondarie dei fotoni ultravioletti eventualmente prodotti in seguito ad una scarica nel gas. Il volume attivo è riempito con una miscela di gas non infiammabile composta da argon ($\sim 60\%$), freon 134a ($\sim 35\%$) ed isobutano ($\sim 5\%$). Il passaggio di una particella all'interno della zona sensibile produce una scintilla che induce un segnale elettrico su delle strisce di alluminio disposte al di sopra dell'isolante. Queste ultime sono orientate sui due lati in maniera perpendicolare, al fine di avere una informazione bidimensionale sul passaggio della particella. In figura 2.22 vi è uno schema dei vari strati che compongono un RPC.

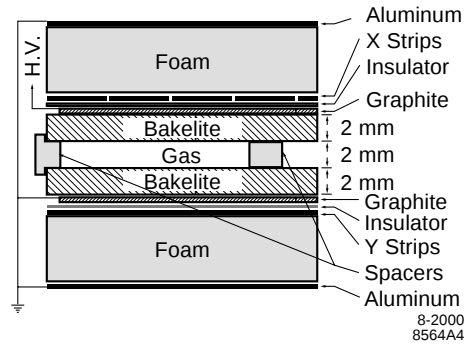


FIGURA 2.22: RAPPRESENTAZIONE SCHEMATICA DEI VARI STRATI CHE COMPONGONO UNA CAMERA RPC.

La scelta degli RPC offre diversi vantaggi: infatti sono oggetti semplici, a basso costo e che possono essere facilmente sagomati. Quest'ultimo fatto ha permesso di adattare le RPC nell'IFR alle forme del ferro, con un minimo spazio morto. Ulteriori benefici si hanno dai segnali di risposta che sono alti e rapidi.

Complessivamente l'IFR ha una superficie sensibile di $\sim 2000 \text{ m}^2$, per un totale di 806 moduli RPC: 57 in ognuno dei 6 settori centrali, 108 nelle 2 porte in avanti e nelle 2 indietro ed infine 32 nei 2 strati cilindrici.

2.2.5.2 L'EFFICIENZA DELL'IFR NEL PRIMO ANNO DI PRESA DATI

L'efficienza delle RPC è verificata usando gli eventi prodotti dalle collisioni e^+e^- a PEP-II ed anche registrando settimanalmente eventi prodotti da muoni cosmici. Durante l'estate del 2000, poiché il locale in cui è alloggiato il rivelatore era privo di un sistema di condizionamento, sono state raggiunte temperature superiori ai 30°C nell'ambiente e superiori a 37°C negli spazi in cui sono alloggiate le RPC. In questo periodo più del 50% delle stesse mostrarono un aumento delle correnti parassite e contemporaneamente una diminuzione dell'efficienza. Per eliminare il problema fu installato un sistema di raffreddamento ad acqua: alcune RPC continuarono a deteriorare la loro efficienza, mentre altre rimasero stabili (più del 30% con efficienza ~ 1). In figura 2.23 è presentata l'efficienza di tre camere in funzione del tempo.

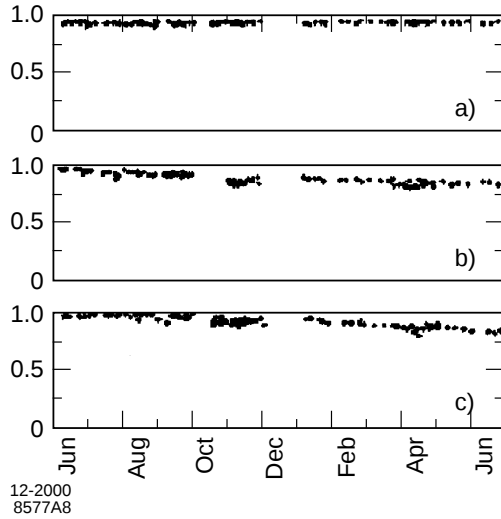


FIGURA 2.23: EFFICIENZA DI TRE CAMERE RPC DAL GIUGNO 1999: NELLA PRIMA (a) L'EFFICIENZA È STABILE A $\sim 100\%$, NELLA SECONDA (b) SI HA UNA LENTA E CONTINUA DECRESCITA DELL'EFFICIENZA, NELLA TERZA (c) L'EFFICIENZA È DIMINUISCE PIÙ VELOCEMENTE A PARTIRE DAL FEBBRAIO-MARZO^[5].

trattato di olio di lino; inoltre si è programmata, nei prossimi periodi di manutenzione ordinaria, la sostituzione di tutte le camere nelle porte in avanti. Per ciò che riguarda la regione centrale, il discorso è più complicato in quanto l'accesso e la sostituzione delle camere in tale regione richiede tempi sensibilmente più lunghi. Pertanto si stanno cercando soluzioni alternative che permettano di fermare o persino di invertire la perdita di efficienza delle camere, senza doverle sostituire.

Per concludere presento in figura 2.24 l'andamento dell'efficienza media delle camere della regione cilindrica a partire dall'anno 2000 fino ai primi mesi del 2001.

Diversi studi sono stati svolti per comprendere la causa della perdita di efficienza. In particolare alcune camere sono state messe in funzione per 2 settimane ad una temperatura superiore ai 36°C : dopo l'apertura delle stesse, si è trovato che in alcune di esse l'olio di lino, sotto l'azione dei campi elettrici, si era accumulato formando delle gocce.

Attualmente non si è ancora compreso totalmente come questo processo avvenga e come ciò sia legato alla perdita di efficienza, anche se sicuramente le cause sono da ricercarsi nell'olio di lino e nell'elevata temperatura a cui sono state sottoposte le camere. Per questo motivo sono ancora in fase di svolgimento studi per comprendere il fenomeno.

Si è comunque iniziato a sostituire 24 moduli RPC nelle porte in avanti con altrettanti nuovi in cui è stato usato uno strato più sottile e meglio

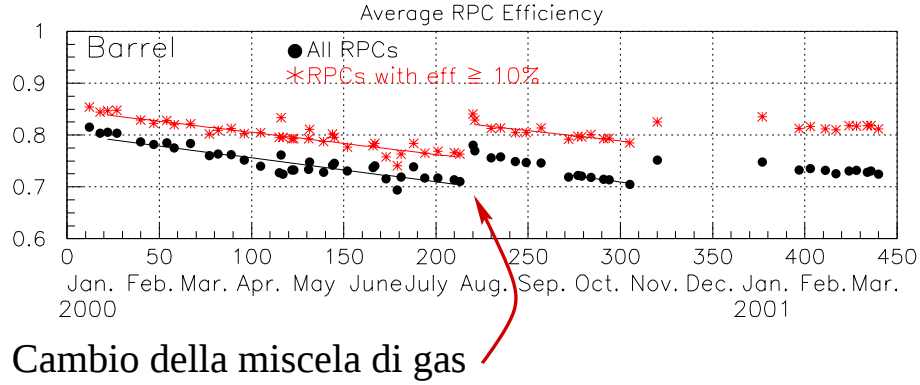


FIGURA 2.24: STORIA DELL'EFFICIENZA DELLE CAMERE RPC A PARTIRE DAL GENNAIO 2000. COME SI PUÒ NOTARE L'ANDAMENTO DELL'EFFICIENZA PER I PRIMI MESI DEL 2001 APPARE PIATTO.

2.2.5.3 IMPATTO DELL'IFR SULL'EFFICIENZA DI RICOSTRUZIONE DEL CANALE $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$

La selezione del canale $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$ risente dell'efficienza dell'IFR sia nella ricostruzione delle $\psi(2S)$ che decadono emettendo muoni ($\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$), sia attraverso l'identificazione dei K_L^0 . Diversi studi sono stati svolti al fine di valutare come la perdita di efficienza delle camere RPC influenzi l'efficienza con cui vengono identificati questi stati finali. Nell'ipotesi in cui le camere si continuino a deteriorare con lo stesso tasso dello scorso anno, le previsioni ottenute sono di una perdita di efficienza annua pari a circa il 10% sia sull'identificazione dei $\mu^\pm$ che su quella del K_L^0 .

2.2.6 IL “trigger”

L'elevata luminosità di PEP-II introduce due grosse difficoltà nella acquisizione dati: innanzi tutto le collisioni e^+e^- avvengono con una frequenza (238 MHz) talmente alta, che in pratica, per i tempi di risposta dell'elettronica, è come se fossero continue; in secondo luogo, un'alta luminosità significa anche avere molti eventi di fondo prodotti dall'acceleratore. Non bisogna infine dimenticare che, nel loro complesso, i 5 sotto-rivelatori di BABAR hanno 230,000 canali di lettura.

	$\epsilon_{B\bar{B}}$	$\epsilon_{B \rightarrow \pi^0 \pi^0}$	$\epsilon_{B \rightarrow \tau^+ \nu_\tau}$	$\epsilon_{c\bar{c}}$	ϵ_{uds}	$\epsilon_{\tau^+ \tau^-}$
L1	> 99.9%	99.8%	99.7%	99.9%	98.2%	94.5%
L1 + L3	> 99.9%	99.1%	97.8%	98.9%	95.8%	92.0%

TAVOLA 2.1: EFFICIENZE DEI “trigger” L1 ED L3 PER ALCUNI CANALI DI DECADIMENTO FISICAMENTE INTERESSANTI^[5].

L'unico modo per affrontare questo problema è quello di introdurre nuove tecniche di acquisizione dati^[38]. Innanzi tutto il sistema di “trigger” di BABAR è suddiviso in

due stadi: il “*trigger*” di primo livello (L1) è completamente “*hardware*”, mentre il “*trigger*” di terzo livello (L3) è completamente “*software*”³. Inoltre non esistendo alcuna possibilità che permetta di selezionare i dati prima di averli immagazzinati, le decisioni riguardanti il “*trigger*” L1 sono svolte in contemporanea con l’acquisizione dei segnali che arrivano dai 5 sotto-rivelatori. Tutto ciò è schematizzato in figura 2.25: gli eventi vengono temporaneamente immagazzinati in un “*buffer*” ciclico; in parallelo il “*trigger*” L1 sceglie quali eventi tenere, andando a guardare un ristretto numero di informazioni provenienti da DCH, EMC e IFR chiamate *primitive*. Il numero medio di eventi selezionati dal “*trigger*” di primo livello si aggira intorno a 1000 al secondo. In tabella 2.1 è riportata l’efficienza del “*trigger*” di primo livello per alcuni canali fisicamente interessanti.

Il “*trigger*” di terzo livello è il primo stadio che analizza l’evento nel suo complesso e può quindi eliminare quei fondi, dovuti alla macchina, che il “*trigger*” di primo livello non ha potuto rigettare con le poche informazioni di cui disponeva. Gli eventi che passano il “*trigger*” di terzo livello hanno una frequenza inferiore a 100 Hz, mentre l’efficienza complessiva dei due “*trigger*” per alcuni canali fisicamente interessanti è riportata in tabella 2.1.

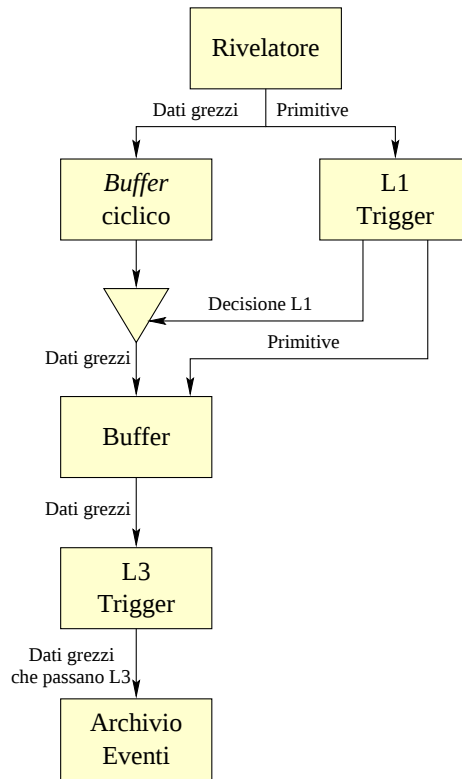
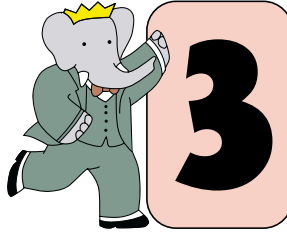


FIGURA 2.25: SCHEMA DI FUNZIONAMENTO DEL “*trigger*” DI BABAR^[38].

³Chiamato così per il fatto che inizialmente era stato progettato anche un “*trigger*” di secondo livello che ora è inglobato in L3.



Il “*software*” di ricostruzione e la misura di $\sin(2\beta)$

Mentre nel precedente capitolo ho descritto l'apparato sperimentale usato per l'esperimento BABAR, in questo voglio mostrare gli strumenti “*software*” e di analisi che ho utilizzato nel mio lavoro di Tesi. La struttura di questo capitolo è la seguente: nel paragrafo 3.1 vado brevemente a motivare la scelta, piuttosto innovativa nel panorama della fisica delle alte energie, di avere un codice orientato ad oggetti per la gestione dell'apparato, l'archiviazione dei dati, la ricostruzione degli eventi e l'analisi “*off-line*”; nel paragrafo 3.2 descrivo la struttura del codice di simulazione ed i pacchetti “*software*” usati; nel paragrafo 3.3 mostro i criteri di selezione che vengono applicati ai dati ottenuti dai vari sotto-rivelatori al fine di determinare quali siano gli stati finali prodotti in ogni evento; nell'ultimo paragrafo descrivo come viene svolta la misura del parametro $\sin(2\beta)$ in BABAR, misura a cui, in un prossimo futuro, potrebbero contribuire i canali da me selezionati.

3.1 LA STRUTTURA DEL CODICE DI BABAR

Il confronto del codice di analisi di BABAR con quello utilizzato nei precedenti esperimenti di alte energie mostra che questo è, per molti aspetti, innovativo. Il motivo principale è legato alla scelta di una programmazione orientata ad oggetti (il linguaggio utilizzato è il C++) che rende il codice più robusto e flessibile, ma che comporta la rinuncia alle librerie già scritte, disponibili e verificate in **Fortran**. Anche i dati vengono registrati su di un archivio orientato ad oggetti: il vantaggio di questo approccio sarà descritto in seguito.

3.1.1 I VANTAGGI DELLA PROGRAMMAZIONE AD OGGETTI

Molto del codice scritto dalla comunità scientifica delle alte energie è in **Fortran**, che, come molti altri linguaggi di programmazione, tradizionalmente considera due entità ben distinte le funzioni ed i dati. Questo tipo di programmazione porta spesso a dei problemi, specialmente nella fase di mantenimento del codice, in quanto sia le

funzioni che i dati sono assai sensibili alle modifiche ed alle aggiunte. Infatti le funzioni, per accedere ai dati, devono conoscerne la struttura: ne consegue che anche piccole modifiche di quest’ultima obbligano a cambiare tutte le funzioni che accedevano ai dati. Va poi osservato che vi sono situazioni in cui una stessa funzione deve accedere a dati simili, ma con strutture diverse: questo problema, nei linguaggi sequenziali, può essere risolto solo inserendo svariate condizioni all’interno della funzione stessa.

La programmazione orientata agli oggetti non separa dati e funzioni, ma anzi li considera un’unica entità. Quando si inizia a scrivere un “software” orientato agli oggetti è innanzi tutto necessario capire quali siano le entità primitive di cui è costituito il sistema che vogliamo andare a costruire. A queste entità, che saranno gli oggetti del codice, vengono attribuiti dei compiti (sotto forma di funzioni) che dovranno da un lato caratterizzare il fine dell’oggetto e dall’altro gestirne i dati. Se la scelta degli oggetti è stata effettuata con attenzione, secondo le necessità del sistema, molto probabilmente gli oggetti non cambieranno radicalmente i loro compiti con l’evoluzione del codice. Essendo inoltre affidata unicamente agli oggetti la gestione dei propri dati, ci si aspetta che una modifica della loro struttura abbia un impatto solo locale.

In quest’ottica, un oggetto non è altro che un’entità che fornisce un ben particolare servizio al resto del codice. Per meglio separare il servizio fornito dal resto del codice, si utilizzano degli strumenti “software” chiamati interfacce. Questi non contengono né dati né funzioni, ma descrivono solo, in maniera astratta, quali proprietà e quali compiti una certa categoria di oggetti debba possedere: in questo modo è del tutto indifferente, per il codice che lo utilizza, quale sia l’oggetto particolare che realizza il servizio descritto nella categoria. Usando questa tecnica, è praticamente impossibile che la modifica di parte delle funzioni di un oggetto, produca effetti imprevisti e deleteri in altre regioni del codice.

3.1.2 L’ARCHIVIAZIONE DEI DATI IN BABAR

Tutti gli eventi che hanno passato le selezioni del “trigger” vengono completamente ricostruiti ed archiviati. Le operazioni di elaborazione dei dati e ricostruzione degli eventi vengono svolte 24 ore su 24, per ridurre al minimo il tempo che trascorre tra l’acquisizione degli stessi e la loro reale disponibilità per l’analisi.

Con frequenza mensile vengono generati anche eventi Monte Carlo: questi vengono processati e ricostruiti con lo stesso software utilizzato per i dati reali ed infine anch’essi archiviati.

Gli archivi sono strutturati su 4 livelli di dettaglio:

- *Digi*: in questo archivio vengono registrati tutte le informazioni relative ai segnali rilasciati dalle particelle nei vari rivelatori durante un evento
- *Reco*: in questo archivio viene immagazzinato nel suo complesso il risultato della ricostruzione dei dati. Poiché contiene una elevata mole di informazioni, questo archivio è tenuto solo su nastro. Come conseguenza, la maggior parte dell’analisi è svolta senza accedervi
- *Micro*: questo archivio contiene solamente i candidati ricostruiti usando direttamente le informazioni degli apparati rivelatori. Questi ultimi sono candidati di stati a vita media lunga e vengono utilizzati per la ricostruzione di un particolare processo.

- **Tag:** (chiamato anche **Nano**) in cui vengono registrate variabili globali riguardanti l'evento tra cui molte variabili *booleane* utili a filtrare gli eventi prima della elaborazione

La mia analisi è stata esclusivamente svolta usando i candidati dell'archivio **Micro** (che saranno descritti al paragrafo 3.3) e selezionando particolari eventi guardando le variabili *booleane* dell'archivio **Tag**.

L'archiviazione è gestita attraverso una serie di “*routines*” presenti in un “*data base*” commerciale chiamato **Objectivity**. Questa ha la caratteristica di essere anch'essa orientata agli oggetti: in questo modo è possibile trattare oggetti aventi la stessa interfaccia, ma nella sostanza differenti, allo stesso modo anche durante il processo di archiviazione. Va infine evidenziato che l'archiviazione dei dati non è svolta in maniera sequenziale, ma anche in questo caso si usa una filosofia innovativa: i dati vengono fisicamente registrati su nastro o su disco, ma l'accesso ad essi avviene attraverso delle collezioni di puntatori. Il vantaggio di questo sistema sta nel fatto che è sempre possibile costruirsi, senza una duplicazione delle informazioni, un archivio che non comprende tutti gli eventi, ma solo una frazione scelta in base qualche criterio.

3.1.3 LA MODULARIZZAZIONE DEL CODICE^[6]

In BABAR, il sistema che gestisce il codice sviluppato da ogni utente e lo combina con quello degli altri si chiama “*framework*”. Più in particolare, quando viene eseguito il codice, il “*framework*” gestisce l'ordine con cui vengono chiamate diverse classi, dette moduli. Ogni modulo realizza un particolare passo dell'analisi e, come tale, il suo comportamento può dipendere dai valori di alcuni parametri.

Mentre la scelta dei moduli è fissata in compilazione, l'ordine con cui vengono chiamati ad ogni evento ed i valori dei parametri che li caratterizzano non sono determinati in quella fase: al momento dell'esecuzione del codice compilato, vengono inizialmente letti diversi file scritti in linguaggio **Tcl** e solo in questi ultimi viene fissato l'ordine ed il comportamento dei moduli; successivamente il “*framework*” inizia a processare gli eventi, andando a chiamare, nell'ordine stabilito, un particolare metodo che è presente in ogni modulo. Questo sistema è estremamente vantaggioso in quanto, essendo i tempi di compilazione assai lunghi, permette di regolare alcune opzioni, senza dover necessariamente ricompilare tutto.

I risultati dell'analisi, almeno nel mio caso, sono “*files*” in formato **hbook** che poi vengono ulteriormente elaborati con il “*software*” di analisi **PAW++**. Anche questa divisione è motivata dai tempi di elaborazione: non è infatti conveniente, quando si ha ancora da scegliere e regolare i criteri riguardanti la selezione di un canale, andare a svolgere tutta l'analisi con il codice compilato. La soluzione migliore è quella di ricostruire nel “*framework*” solo il processo di decadimento, applicando dei criteri piuttosto larghi ed invece svolgere la vera e propria selezione del canale con un programma in linguaggio **kumac** sotto **PAW++**.

3.2 LA SIMULAZIONE

Il processo di simulazione degli eventi è svolto con tecniche Monte Carlo ed è suddiviso in tre stadi: in un primo stadio si va a generare l’evento, successivamente si fanno interagire le particelle di vita media lunga con le varie parti dell’apparato sperimentale ed infine si simula la risposta digitale dei vari rivelatori.

Per la generazione degli eventi vengono utilizzati diversi pacchetti “software”, a seconda di quali processi si è interessati ad ottenere. Il principale generatore per la fisica $B-\bar{B}$ è **EvtGen**^[39] che è in grado di generare in dettaglio un largo numero di decadimenti esclusivi. In particolare questo tiene conto delle asimmetrie nei decadimenti che violano CP e genera correttamente le distribuzioni in Δt ed il “mixing” $B^0-\bar{B}^0$ presenti nel decadimento della $\Upsilon(4S)$. Per la generazione di eventi esclusivi non simulati da **EvtGen** ed il continuo generico viene invece utilizzato **Jetset 7.4**^[40]. Vi sono poi altri generatori utilizzati per simulare particolari processi quali eventi cosmici con muoni, eventi Bhabha, eventi a 2 fotoni ed eventi con $\tau^+\tau^-$. Tutti questi generatori in BABAR sono gestiti attraverso un’interfaccia comune chiamata **GenFwkInt**. Quest’ultima si occupa di simulare i parametri dei fasci (come il punto di interazione e la loro energia) in base alle caratteristiche aggiornate di PEP-II.

Fino al Febbraio 2001, la simulazione dell’interazione delle particelle con l’apparato rivelatore era stata svolta con **BBsim**, un pacchetto “software” basato su **Geant321**^[41]. Dai primi mesi di quest’anno si è passati ufficialmente ad utilizzare **Bogus**, un pacchetto “software” basato su **Geant4**^[42] che, a differenza della precedente versione, è scritto in C++. La simulazione avviene facendo transitare le particelle nei vari stadi rivelatori e dando loro la possibilità di interagire con i materiali o decadere. Gli sciami adronici vengono simulati usando uno dei seguenti tre pacchetti: **Gheisha**, **Fluka** o **GCalor**. Quando le particelle interagiscono con le zone sensibili dell’apparato, vengono registrate diverse informazioni, chiamate in BABAR **GHits**. Queste informazioni vengono poi utilizzate nel terzo stadio per simulare la risposta dell’elettronica. I dati ottenuti da questo stadio vengono infine registrati nello stesso formato con cui si registrano i dati reali.

3.3 LA PRIMA ANALISI DELLE INFORMAZIONI RACCOLTE NEI SOTTO-RIVELATORI

Quando una particella attraversa un sotto-rivelatore questo può registrare un segnale in una o più delle sue regioni sensibili. Il primo passo verso la ricostruzione della particella e la sua identificazione, consiste nel raggruppare i segnali che si hanno all’interno dello stesso sotto-rivelatore. Quello che si ottiene da questo raggruppamento è un oggetto dalle cui proprietà si può risalire ad alcune caratteristiche della particella che lo ha prodotto. Qui di seguito andrò a descrivere questi oggetti:

- Nel SVT e nella DCH vengono rivelate per ionizzazione solo le particelle cariche. Essendo lo spessore complessivo di questi sotto-rivelatori estremamente inferiore ad una lunghezza di radiazione ($\sim 0.08X_0$), in prima approssimazione né gli elettroni, né i fotoni interagiscono elettromagneticamente. Possiamo quindi dire che le particelle cariche percorrono quasi la stessa traiettoria che percorrerebbero nel vuoto, sotto l’azione di un campo magnetico: un’elica. Vi sono però due

effetti di cui bisogna tenere conto: il primo è la diffusione multipla, che influenza la precisione con cui è noto l'impulso trasverso della particella, ed il secondo è l'interazione della particella con gli elettroni degli atomi del materiale. Questo secondo effetto viene descritto con la formula di Bethe-Block di cui ricordo l'andamento in figura 3.1. Considerando questi due effetti, opportuni algoritmi determinano le traiettorie delle particelle cariche. Voglio osservare che dalla traccia della particella è possibile sapere la sua carica e l'impulso:

$$\begin{aligned} p_T &\propto rBQ \\ p_z &= p_T \frac{\Delta z}{2\pi r} \end{aligned} \quad (3.1)$$

dove Δz è il passo dell'elica, r è il raggio dell'elica e B è il campo magnetico. Infine dalla misura della perdita di energia e dal momento della particella si potrebbe risalire all'ipotesi di massa della stessa usando la formula di Bethe-Block; in pratica questo è possibile solo se la particella non ha velocità ultra-relativistiche, cioè per bassi impulsi (come si può osservare in figura 2.12).

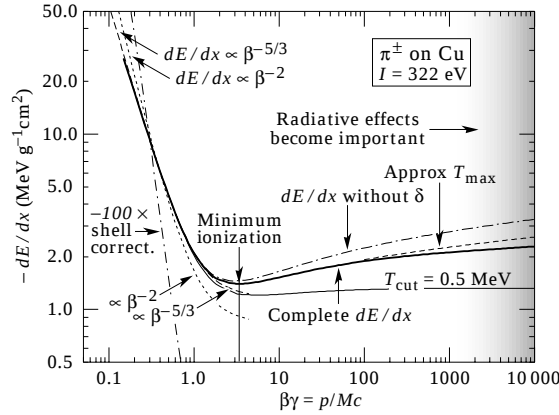


FIGURA 3.1: $-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ IN FUNZIONE DI $\frac{p}{m}$ IN Cu PER I PIONI CARICHI^[1].

Nell'EMC e nell'IFR interagiscono molte particelle producendo sciame elettromagnetici o adronici a seconda della loro natura. Questi sciame vengono rivelati come rilasci di energia nei cristalli dell'EMC o come segnali delle “strips” dell'IFR. La ricostruzione di uno sciame nell'EMC inizia cercando un cristallo che abbia energia superiore a 10 MeV; prosegue aggiungendo ricorsivamente tutti i cristalli con energia superiore a 1 MeV che tocchino un cristallo già attribuito allo sciame. Quando il processo di ricostruzione dello sciame è finito, si calcola l'energia complessiva dello stesso. Solo se questa è superiore a 20 MeV, lo sciame viene inserito nelle liste che si utilizzano per ricostruire le particelle. Gli elementi di queste liste prendono il nome di “cluster”. Dagli sciame si possono ottenere le seguenti informazioni: se questo è stato prodotto da un elettrone o da un fotone, poiché l'EMC è lungo $\sim 16.0X_0$, si ottiene con buona approssimazione l'energia totale di questa particella; negli altri casi l'energia misurata è solo una frazione

dell'energia della particella. Nell'IFR la ricostruzione è analoga con la differenza che non è disponibile una misura dell'energia rilasciata dalla particella.

A questo punto si cerca di identificare quali sciame siano dovuti a particelle cariche e quali a particelle neutre: si prolungano le tracce al di fuori della DCH tenendo conto che la diffusione multipla non permette di conoscere precisamente la traiettoria della particella e, nel solo caso dell'IFR, che il campo magnetico non è uniforme; se questo prolungamento interseca un “cluster”, il “cluster” viene segnato come carico. I “cluster” non carichi vengono attribuiti a particelle neutre. Di una particella neutra a priori è noto molto poco, in particolare la direzione del suo impulso è ottenuta solo conoscendo il punto da cui la particella è stata prodotta¹. Prima di iniziare la ricostruzione del decadimento, a tutti i “clusters” neutri viene attribuita come direzione quella calcolata supponendo che arrivino dal punto di interazione dei due fasci.

3.3.1 G_{LI} e[±]

Come ho già scritto, gli elettroni sono le uniche particelle cariche che vengono fermate completamente nel calorimetro elettromagnetico. Essendo il loro impulso molto maggiore della loro massa, vale la relazione $E \simeq p$. Allora, usando le grandezze misurate, ci aspettiamo che la quantità $\frac{E_{Mis}}{p_{Mis}}$ valga $\simeq 1$ per gli elettroni e sia inferiore ad 1 per le altre particelle. Inoltre gli sciame elettromagnetici presentano una forma diversa da quella degli sciame adronici:

- La maggior parte dell'energia è depositata in pochi cristalli (1 o 2). Una variabile che permette di discriminare quanto l'energia è concentrata nei primi due cristalli è la variabile LAT , definita come^[43]:

$$\frac{\sum_{i=3}^n E_i r_i^2}{\sum_{i=3}^n E_i r_i^2 + (E_1 + E_2) r_0^2} \quad (3.2)$$

dove i corre sui vari cristalli del “cluster”, $E_1 < \dots < E_n$, r_i è la distanza dal baricentro del “cluster” e r_0 è la distanza media tra due cristalli (5 cm).

- Gli sciame adronici tendono ad essere più irregolari di quelli elettromagnetici. Attualmente per separarli si utilizza come variabile di discriminazione il momento di Zernike $|A_{4,2}|$, definito^[44]:

$$A_{n,m} = \sum_{r_i < R_0} \frac{E_i}{E_{Mis}} f_{m,n} \left(\frac{r_i}{R_0} \right) e^{-im\phi_i} \quad (3.3)$$

$$f_{m,n}(\rho) = \sum_{s=0}^{\frac{n-m}{2}} \frac{(-1)^s (n-s)! \rho^{n-2s}}{s! \left(\frac{n+m}{2} - s \right)! \left(\frac{n-m}{2} - s \right)!} \quad (3.4)$$

Un'ulteriore variabile usata per selezionare gli elettroni è perdita di energia nella DCH.

¹La direzione del suo impulso sarà quella del segmento che congiunge il punto di produzione con il baricentro del “cluster”.

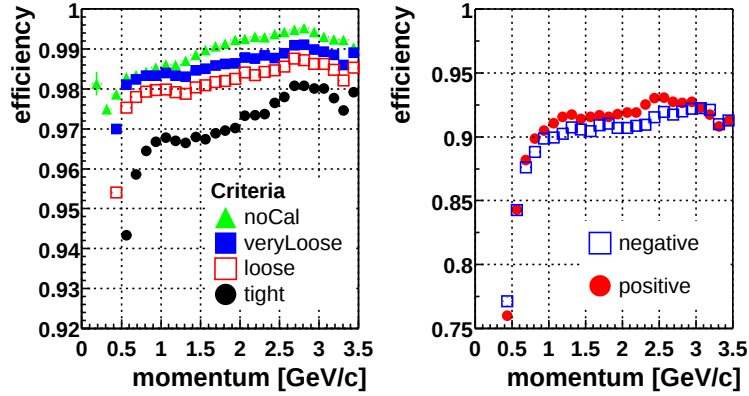


FIGURA 3.2: EFFICIENZE^[45] SULL'IDENTIFICAZIONE DEGLI ELETTRONI IN FUNZIONE DELL'IMPULSO PER I 4 CRITERI DI SELEZIONE PIÙ LARGHI (SINISTRA; NOCAL, VERY LOOSE, LOOSE, TIGHT) E PER QUELLO PIÙ STRETTO (DESTRA; VERY TIGHT).

Le variabili descritte sopra vengono utilizzate per selezionare, dall'elenco delle tracce cariche di un evento, i candidati elettroni. Da ogni evento sono disponibili 5 liste di candidati elettroni, che differiscono tra di loro per la rigidità con cui vengono applicati i tagli sulle variabili descritte sopra. In figura 3.2 sono riportate le loro efficienze in funzione dell'impulso. Il calo improvviso per impulsi inferiori a ~ 0.5 GeV è legato alla mancanza di informazione nell'EMC: per tali impulsi, infatti, gli elettroni non riescono a raggiungere il calorimetro elettromagnetico.

Ci si potrebbe chiedere che vantaggio ci sia nel selezionare i candidati elettroni con uno di questi 5 criteri piuttosto che avendo piena libertà nella scelta delle variabili su cui tagliare. La risposta è che per essi si hanno a disposizione studi molto accurati sulle efficienze e le probabilità che vengano identificate altre particelle come elettroni, indispensabili per la stima degli errori sistematici.

3.3.2 IL RECUPERO DEI FOTONI EMESSI PER “*bremsstrahlung*”

Se si prova a graficare la massa invariante di coppie di candidati elettrone-positrone nell'intorno della massa della $\psi(2S)$ o della J/ψ è possibile notare un picco con una lunga coda alla sua sinistra. Questa coda è dovuta al fatto che gli elettroni possono aver emesso dei fotoni per “*bremsstrahlung*” mentre attraversavano ancora la camera a deriva e quindi la misura del momento ottenuta da in questo rivelatore può essere scorretta.

Poiché l'angolo medio che si ha tra elettrone e fotone di “*bremsstrahlung*” è nell'ordine di $\frac{m_{e\pm}}{E_{e\pm}}$ (~ 5 mRad per un fotone da 1 GeV), il fotone, quando viene emesso, ha pressoché la stessa direzione dell'elettrone. Si ha però che il fotone e l'elettrone raggiungono il calorimetro separati, in quanto il secondo subisce l'azione del campo magnetico.

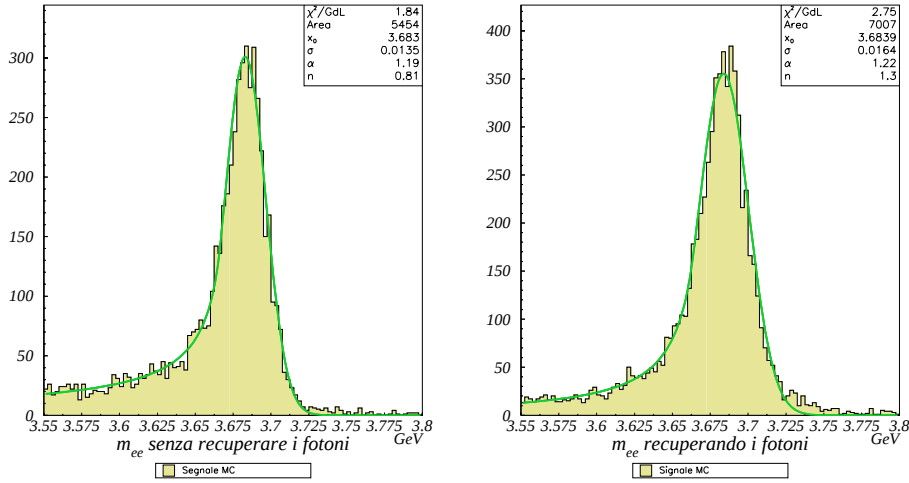


FIGURA 3.3: DISTRIBUZIONE DI MASSA INVARIANTE PER I CANDIDATI $\psi(2S) \rightarrow e^+e^-$ RICOSTRUITI USANDO COLLEZIONI MONTE CARLO $\psi(2S)$ -INCLUSIVE. A DESTRA VIENE APPLICATO L'ALGORITMO CHE RECUPERA I FOTONI DI “*bremstrahlung*”, MENTRE A SINISTRA NON È UTILIZZATO.

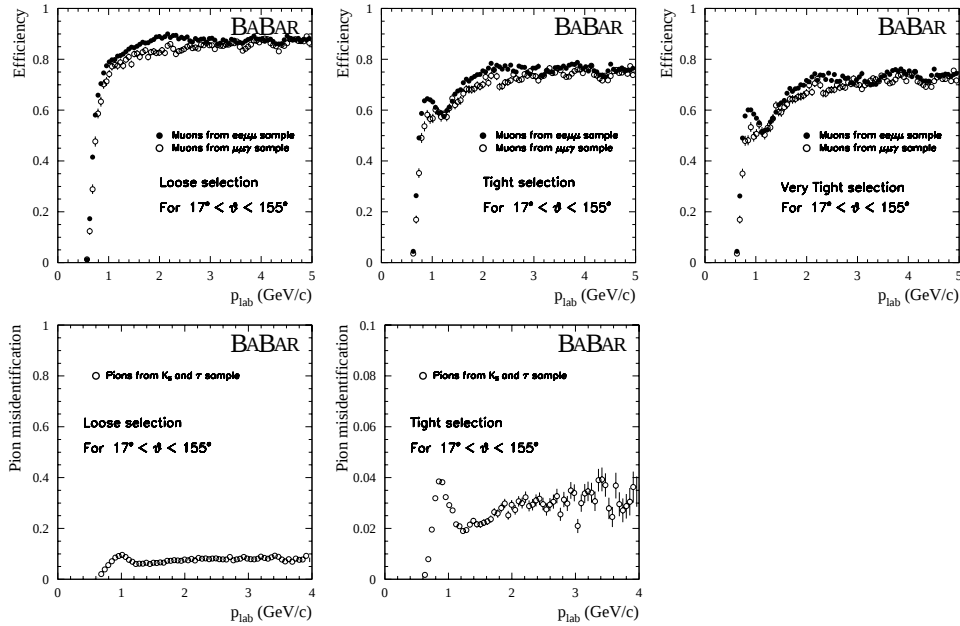


FIGURA 3.4: IN ALTO È RIPORTATA L'EFFICIENZA^[46] IN FUNZIONE DELL'IMPULSO PER L'IDENTIFICAZIONE DEI MUONI, VALUTATA SUI DATI REALI, SELEZIONANDO EVENTI $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ (●) ED $e^+e^- \rightarrow \gamma\mu^+\mu^-$ (○) PER I 3 CRITERI CHE SONO STATI UTILIZZATI NELLA MIA ANALISI: **LOOSE** (SINISTRA), **TIGHT** (CENTRO) E **VERY TIGHT** (DESTRA). IN BASSO È RIPORTATA LA PROBABILITÀ DI IDENTIFICARE COME MUONI I PIONI CARICHI, VALUTATA SUI DATI REALI, SELEZIONANDO EVENTI I CUI K_S^0 O $\tau^\pm$ DECADONO IN PIONI.

Tenuto conto di questi fatti è possibile cercare di associare ad ogni candidato elettrone uno o più “clusters” neutri del calorimetro. A questi ultimi si richiede che le variabili LAT e $|A_{4,2}|$ siano compatibili con l’ipotesi di fotone, che la loro energia sia superiore ai 30 MeV e che la loro direzione sia vicino a quelle calcolate con la traccia ed il “cluster” del candidato elettrone.

In figura 3.3 si mostra come cambia la distribuzione di massa invariante per i candidati $\psi(2S) \rightarrow e^+e^-$ quando si utilizzano anche i fotoni di “bremsstrahlung”. Si può notare una diminuzione della coda a sinistra e contemporaneamente un allargamento della parte gaussiana della distribuzione. Questo secondo effetto può venire spiegato nel seguente modo: la larghezza dalla parte gaussiana in figura 3.3 è dovuta solamente alla risoluzione che ha la DCH sulla misura degli impulsi degli elettroni; quando si applica l’algoritmo che recupera i fotoni emessi per “bremsstrahlung”, all’errore sulla misura dell’impulso dell’elettrone, si aggiungono gli errori sulla misure dell’energie dei fotoni che gli vengono associati.

I grafici sono stati “fittati” con una funzione chiamata “crystal ball”, così definita

$$f_{\text{CrystalBall}}(x) = \begin{cases} N e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} & \text{per } x - x_0 > -\alpha\sigma \\ N e^{-\frac{\alpha^2}{2}} \left(\frac{n\sigma}{(x_0-x)\alpha + (n-\alpha^2)\sigma} \right)^n & \text{per } x - x_0 \leq -\alpha\sigma \end{cases} \quad (3.5)$$

dove N è un fattore di scala, la parte gaussiana è determinata dai parametri x_0 e σ e la parte che descrive la coda di “bremsstrahlung” è parametrizzata con n (che indica la potenza con cui si azzerla la coda) e α (che indica dopo quante σ si sostituisce l’andamento gaussiano con quello a potenza).

3.3.3 I $\mu^\pm$

Poiché i muoni hanno una massa molto vicina a quella dei pioni, la loro identificazione non è possibile usando le sole informazioni dei rivelatori di tracce e del DIRC e, anzi, si basa quasi esclusivamente sui segnali che vengono rilasciati nell’IFR. Infatti i $\mu^\pm$ attraversano l’IFR senza produrre sciame e quindi nel loro passaggio colpiscono con continuità gli strati di questo sotto-rivelatore ed in ogni strato il numero di strisce colpite è basso. I $\pi^\pm$, invece, possono produrre uno sciame adronico. Quando ciò accade, i $\pi^\pm$ sono riconoscibili, perchè la dimensione trasversale del “cluster” non è trascurabile, inoltre può accadere che alcuni strati dell’IFR non risultino colpiti, in quanto lo sciame, mentre attraversa questo sotto-rivelatore, può ad un certo istante essere composto anche di sole particelle neutre. Va infine osservato che la penetrazione nel ferro di muoni e pioni è differente: in figura 3.5 è appunto graficata per impulsi tra 0.3 GeV/c e 1.5 GeV/c. Le variabili utilizzate per discriminare il passaggio di un muone da quello di un pione sono quindi:

- λ : Il numero di lunghezze di interazione percorse dalla traccia
- $\Delta\lambda$: La differenza tra il numero di lunghezze di interazione attese e quelle effettivamente percorse dalla traccia
- $\bar{m}, \sigma_m$: Il numero medio e la varianza del numero di strisce colpite in ogni strato dell’IFR

- $T_c = \frac{N_H}{L_H - F_H}$: Definito come il rapporto tra il numero di strati colpiti ed il numero di strati che vi sono tra il primo e l’ultimo strato colpito. Questa variabile valuta la continuità della traccia del candidato nell’IFR

Anche in questo caso, in ogni evento vengono prodotte 5 liste di candidati muoni che differiscono tra loro per la rigidità con cui vengono imposti i criteri sopra descritti. In figura 3.4 sono presentate le efficienze dei soli 3 criteri più stretti, quelli da me utilizzati nella selezione del canale $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$.

3.3.4 I $\pi^\pm$

Attualmente non sono ancora stati sviluppati dei selettori standard per i $\pi^\pm$. Questo è giustificato dal fatto che la maggior parte delle particelle cariche prodotte in un evento sono già $\pi^\pm$ ($\gtrsim 80\%$). Non è quindi un problema prioritario trovare un selettore per i $\pi^\pm$. Viceversa gli sforzi sono diretti all’identificazione dei $\mu^\pm$ e $K^\pm$ con una buona reiezione dei $\pi^\pm$. In particolare i $K^\pm$ sono utilizzati per “taggare” gli eventi: è quindi indispensabile identificare meno pioni possibili come $K^\pm$ in modo da ottenere un buon fattore di diluizione (si veda il paragrafo 3.4).

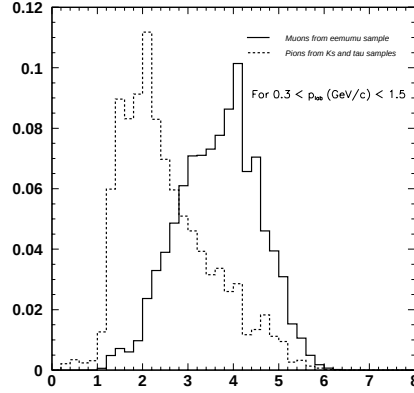


FIGURA 3.5: NUMERO DI LUNGHEZZE DI INTERAZIONE PERCORSE NELL’IFR DAI MUONI PROVENIENTI DAL PROCESSO $e^+e^- \rightarrow \gamma\mu^+\mu^-$ (LINEA CONTINUA) E DAI PIONI PROVENIENTI DAL DECADIMENTO DI UN K_S^0 O DI UN $\tau^\pm$ (LINEA TRATTEGGIATA). TUTTI I PROCESSI SONO STATI RICOSTRUITI DAI DATI REALI^[46].

3.3.5 I K_L^0

Poiché il K_L^0 ha una vita media piuttosto lunga ($c\tau = 15.51 \text{ m}^{[1]}$) solitamente non decade internamente al volume di BABAR. In compenso molto spesso un K_L^0 a causa di un urto anelastico con un nucleo, rilascia dell’energia nell’IFR o nell’EMC. Simulazioni svolte con decadimenti $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ prevedono che il 68% dei K_L^0 lasci un segnale nell’EMC, il 77% nell’IFR, il 49% nell’EMC e nell’IFR ed infine il 96% nell’EMC o nell’IFR.

I candidati K_L^0 che hanno rilasciato un segnale nell’EMC^[47], vengono cercati nella lista dei “clusters” neutri dell’EMC. Si richiede che soddisfino $0.2 \text{ GeV} < E < 2.0 \text{ GeV}$ e che si trovino all’interno della regione fiduciale $\cos(\vartheta) < 0.935$. Infine vengono imposti alcuni tagli per rigettare la maggiore fonte di fondo: i π^0 . Un π^0 decade (nel $98.792 \pm 0.032\%^{[1]}$) emettendo due fotoni: se il candidato K_L^0 ha uno sciame con forma simile a quella degli sciami elettromagnetici ($|A_{2,0}| > 0.8$) e forma con un secondo “cluster” neutro la massa invariante di un π^0 , allora il candidato K_L^0 viene rigettato. Analogamente se il “cluster” è piuttosto energetico e possiede due massimi relativi al suo interno, si prova a scomporlo in due oggetti separati, se questi formano ancora la massa invariante di un π^0 , nuovamente il candidato K_L^0 viene rigettato.

Nell’IFR con buona approssimazione possiamo affermare che tutti i “clusters” neutri sono K_L^0 in quanto quasi tutto il fondo non raggiunge l’IFR. Gli unici tagli applicati^[48] sono la selezione del volume fiduciale ($-0.75 < \cos(\vartheta) < 0.93$), la richiesta che siano stati colpiti almeno 2 strati dell’IFR (per ridurre il fondo intrinseco dell’apparato) e che il “cluster” non inizi dopo lo strato 14 nella regione in avanti, zona colpita dalla radiazione di sincrotrone prodotta dai fasci (si veda il paragrafo 2.1).

Per studiare le prestazioni^[47] con cui vengono ricostruiti i K_L^0 , si utilizza un campione di controllo formato da eventi $e^+e^- \rightarrow \Phi (\rightarrow K_S^0 (\rightarrow \pi^+\pi^-) K_L^0) \gamma$. La scelta di questo decadimento è dovuta al fatto che nella ricostruzione del canale, il fondo è molto basso in quanto i due pioni ed il fotone possono essere facilmente identificati, inoltre la produzione di eventi di questo tipo è piuttosto elevata.

3.4 IL “tagging”

Nel paragrafo 1.3.2.3 ho definito l’osservabile che sperimentalmente permette di misurare la violazione di CP .

$$a_{f_{CP}}(t) = \frac{\Gamma_{B^0(t) \rightarrow f_{CP}} - \Gamma_{\overline{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}}}{\Gamma_{B^0(t) \rightarrow f_{CP}} + \Gamma_{\overline{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}}} \quad (3.6)$$

Per potere costruire questa osservabile, bisogna essere in grado di:

- ricostruire completamente il decadimento del B^0 o del $\overline{B}^0$ nello stato finale f_{CP}
- conoscere il tempo t_2 in cui avviene il decadimento in questione
- conoscere il tempo t_1 in cui il B neutro si trovava in un puro stato B^0 o $\overline{B}^0$
- conoscere il sapore (B^0 o $\overline{B}^0$) del B neutro al tempo t_1

Queste misure possono essere fatte con un acceleratore asimmetrico e^+e^- che lavori con un’energia nel centro di massa pari alla massa della $\Upsilon(4S)$. Infatti la coppia di B^0 prodotta dal decadimento della $\Upsilon(4S)$, si trova in uno stato coerente $B-\overline{B}$ con $L = 1$. Questo significa che il B^0 ed il $\overline{B}^0$ evolvono nel tempo oscillando tra questi due stati in fase e, ad ogni istante t , vi è quindi sempre un solo B^0 ed un solo $\overline{B}^0$. Se ad un certo istante t_1 conosciamo il sapore di uno dei due B, potremo concludere che in quell’istante l’altro B ha sapore opposto². Inoltre poiché i fasci hanno energie asimmetriche, il centro di massa si muove nel riferimento del laboratorio ed è quindi possibile ottenere una misura della separazione temporale $\Delta t = t_1 - t_2$ tra i decadimenti dei due B misurando la differenza spaziale tra i due vertici di decadimento. Vale infatti

$$\Delta z = \beta \gamma c \Delta t \quad (3.7)$$

dove β e γ sono i parametri relativistici legati alla velocità della $\Upsilon(4S)$ nel riferimento del laboratorio ($\beta \gamma \simeq 0.56$).

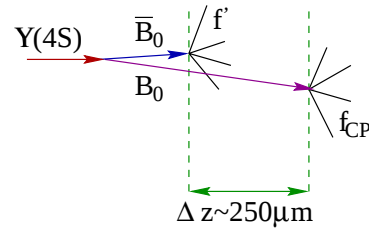


FIGURA 3.6: ESEMPIO DI DECADIMENTO DELLA $\Upsilon(4S)$.

La misura $a_{f_{CP}}$ viene quindi svolta nel seguente modo:

- si ricostruiscono completamente gli eventi in cui un B neutro decade nello stato finale f_{CP}
- si determina il punto in cui il B neutro è decaduto in f_{CP}
- si cerca di determinare il sapore del secondo B neutro, andando a studiare la carica degli stati finali attribuiti al suo decadimento
- si determina il punto in cui il secondo B neutro è decaduto e si calcola la differenza spaziale e quindi temporale tra i due decadimenti tenendo anche conto dell'ordine con cui sono avvenuti

L'operazione di *etichettare* il secondo B neutro come B^0 o $\overline{B}^0$ prende il nome di “*tagging*” (che in inglese significa proprio etichettatura) e verrà descritta più in dettaglio nel prossimo paragrafo.

Tornando invece alla misura di $a_{f_{CP}}$ osservo che dal punto di vista sperimentale vi sono due effetti di cui bisogna tenere conto: innanzi tutto vi sarà una frazione di eventi w per cui l'algoritmo di “*tagging*” non ha dato la risposta corretta; in secondo luogo nella misura sperimentale è anche rilevante la risoluzione spaziale (e quindi temporale) sulla misura del vertice. In conclusione la quantità che si misura sperimentalmente è:

$$a_{f_{CP}}(\Delta t) = \mathcal{D} \frac{\mathcal{N}_{B^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}} \otimes \mathcal{R}(\Delta t) - \mathcal{N}_{\overline{B}^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}} \otimes \mathcal{R}(\Delta t)}{\mathcal{N}_{B^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}} \otimes \mathcal{R}(\Delta t) + \mathcal{N}_{\overline{B}^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}} \otimes \mathcal{R}(\Delta t)} \quad (3.8)$$

dove $\mathcal{D} = 1 - 2w$ è chiamato fattore di diluizione e $\mathcal{R}(\Delta t)$ è la risoluzione temporale dell'apparato. Ricordo ancora che Δt può anche avere segno negativo².

Sfruttando quanto visto alla fine del capitolo 1.3.2.3, si può concludere che nel caso dei processi che misurano $\sin(2\beta)$ con il decadimento dei B^0 in uno stato del charmonio ed in un K^0 , vale la formula

$$a_{f_{CP}}(\Delta t) \simeq \eta_{f_{CP}} \mathcal{D} \sin(2\beta) \sin(\Delta M \Delta t) \quad (3.9)$$

dove $\eta_{f_{CP}}$ ricordiamo essere l'autovalore di CP dello stato finale.

I primi risultati sulla misura di $\sin(2\beta)$ svolta a BABAR sono di recente pubblicazione^[3]: i canali utilizzati per la misura sono³ $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, $B^0 \rightarrow \psi(2S) K_S^0$ e $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$, mentre, per stimare il fattore di diluizione $\mathcal{D}$, sono stati selezionati eventi in cui uno dei due B^0 decade adronicamente in⁴ $J/\psi K^{*0}$ o in $D^{(*)-} h^+$ con $h^+ = \pi^+, \rho^+, a_1^+$.

L'intera analisi è stata svolta con una tecnica chiamata “*blinding*” che permette di eseguire studi sugli errori sistematici della misura senza conoscere il valore della stessa, eliminando in questo modo eventuali pregiudizi di chi la esegue.

² Va evidenziato che questa conclusione può venire sfruttata anche nel caso in cui il secondo B sia già decaduto.

³ con la $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$ ($\ell^\pm = e^\pm, \mu^\pm$), la $\psi(2S) \rightarrow \ell^+ \ell^-$ o $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ ed il $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ o $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

⁴ con il $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$.

3.4.1 GLI ALGORITMI DI “tagging” USATI A BABAR

Come si è spiegato nel paragrafo precedente, gli algoritmi di “tagging” hanno lo scopo di determinare il sapore del B neutro in un evento in cui l’altro B è decaduto in un autostato di CP . Per attribuire al B un sapore si vanno a studiare le tracce cariche che restano in un evento, dopo aver escluso quelle già utilizzate nella ricostruzione del B che è decaduto nell’autostato di CP . Se, ad esempio il B è decaduto semileptonicamente, vi è una correlazione tra il suo sapore ed il leptone del decadimento: più precisamente, un B^0 ($\bar{B}^0$) decade semileptonicamente emettendo un leptone positivo (negativo). Se però il leptone non viene prodotto dal decadimento diretto di un quark b ma in un decadimento a cascata di un quark c (si veda figura 3.7), allora avrà carica opposta a quella descritta nel caso precedente. Per distinguere tra questi due tipi di decadimenti, si applica un taglio all’impulso del leptone. Infatti nel primo caso il leptone avrà impulso maggiore che nel secondo.

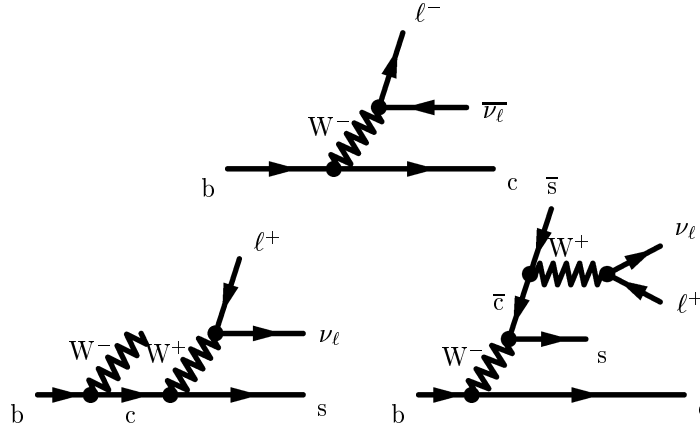


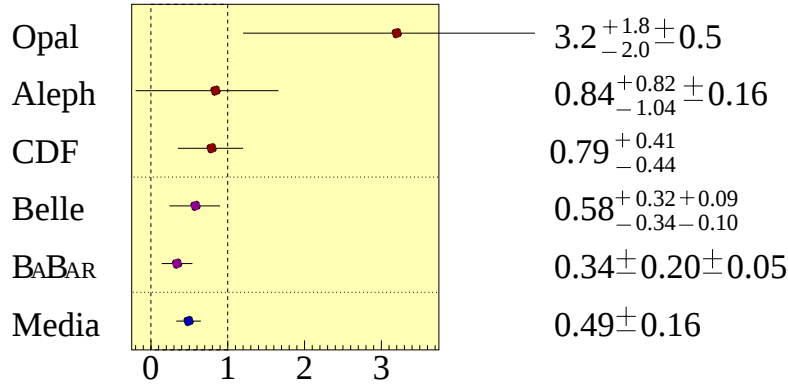
FIGURA 3.7: PRODUZIONE DIRETTA DI UN LEPTONE (IN ALTO) CON LO STESSO SEGNO DI CARICA DEL QUARK b ED IN CASCATA (IN BASSO) CON CARICA DI SEGNO OPPOSTO A QUELLA DEL QUARK b.

Altri eventi che possono essere facilmente etichettati sono quelli in cui vi siano uno o più $K^\pm$ nel decadimento: si calcola la carica complessiva di tutti questi e, nel caso in cui sia positiva (negativa), è più probabile che il decadimento adronico sia quello di un B^0 ($\bar{B}^0$). In questo caso non sono però sfruttabili quantità cinematiche che rigettano i decadimenti che portano ad un “tagging” sbagliato.

Quando gli eventi non possono essere etichettati con questi due algoritmi oppure quando questi ultimi danno risultati contrastanti, si vanno ad utilizzare algoritmi più complessi basati su reti neurali.

Complessivamente gli algoritmi di “tagging” hanno un’efficienza del^[3] $68.9 \pm 1.0\%$ e la frazione di B neutri a cui viene attribuito il sapore sbagliato è^[3] $11.6 \pm 2.0\%$ per l’algoritmo che sfrutta i leptoni, $17.1 \pm 1.3\%$ per l’algoritmo che sfrutta i $K^\pm$ e $21.2 \pm 2.9\%$, $31.7 \pm 2.6\%$ per i due algoritmi che utilizzano le reti neurali.

3.4.2 LA SITUAZIONE ATTUALE SULLA MISURA DI $\sin(2\beta)$

FIGURA 3.8: MISURE DIRETTE DI $\sin(2\beta)$ E LORO MEDIA.

Vi sono già 3 esperimenti che in passato hanno provato a dare una stima di $\sin(2\beta)$:

1. *OPAL*: ha usato 24 candidati $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ prodotti a LEP al picco di produzione della Z^0 , ottenendo^[49]:

$$\sin(2\beta) = 3.2^{+1.8}_{-2.0} \pm 0.5$$

2. *ALEPH*: ha usato 23 candidati $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ prodotti a LEP, ottenendo^[50]:

$$\sin(2\beta) = 0.84^{+0.82}_{-1.04} \pm 0.16$$

3. *CDF*: ha usato ~ 400 candidati $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ prodotti al Tevatron all'energia $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$, ottenendo^[51]:

$$\sin(2\beta) = 0.79^{+0.41}_{-0.44}$$

Oltre a queste tre misure, sono stati di recente pubblicati i primi risultati ottenuti dalle due B-Factory BABAR e Belle:

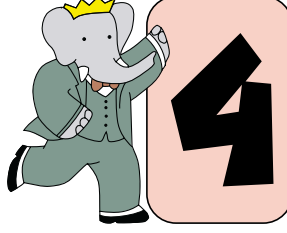
1. *BABAR*: usando le tecniche ed i canali descritti nei paragrafi precedenti, con dati registrati al picco della $\Upsilon(4S)$ pari ad una luminosità di 19.6 fb^{-1} ha ottenuto^[3]:

$$\sin(2\beta) = 0.34 \pm 0.20 \pm 0.05$$

2. *Belle*: in maniera concettualmente simile, usando 10.5 fb^{-1} di dati ed usando, oltre ai decadimenti già citati per BABAR, anche quelli del B^0 in $\chi_1 K_S^0$, $\eta_C K_S^0$ e $J/\psi \pi^0$, ha ottenuto^[52]:

$$\sin(2\beta) = 0.58^{+0.32+0.09}_{-0.34-0.10}$$

In figura 3.8 riporto un grafico che riassume tutte le misure sopra descritte e la loro media pesata con gli errori.



La ricostruzione del canale $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$ con la $\psi(2S)$ che decade in $\ell^+\ell^-$

Come ho spiegato nel paragrafo 1.3.2.3 i decadimenti del B^0 in uno stato del charmonio ed un K^0 sono particolarmente interessanti perché permettono di misurare l'angolo β senza grosse incertezze teoriche. Nel paragrafo 3.4 ho poi mostrato quale sia la stima più recente di $\sin(2\beta)$ fornita dall'esperimento BABAR. Per essa ricordo che sono stati utilizzati i canali di decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$ e $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$.

Lo studio delle asimmetrie di CP nei canali in cui il B^0 decade in uno stato del charmonio ed un K_L^0 , sono interessanti, non tanto perché aumentano la statistica con cui ottenere la misura di $\sin(2\beta)$, ma piuttosto perché sono eventi in cui il B decade in un autostato di CP opposto rispetto al corrispondente canale con il K_S^0 . Questi canali sono quindi utili per lo studio degli errori sistematici sulla misura dell'asimmetria di CP $a_{f_{CP}}(t)$: infatti per i decadimenti con un K_L^0 ci aspettiamo una asimmetria uguale in ampiezza, ma opposta in segno rispetto alla corrispondente misura eseguita sui decadimenti contenenti un K_S^0 .

Per questo motivo è interessante ricostruire anche il canale $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$, CP -coniugato del canale $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$. Nel primo anno di presa dati BABAR ha accumulato una luminosità integrata di 19.6fb^{-1} al picco della $\Upsilon(4S)$. Tenendo conto dei valori misurati^[1] per i vari rapporti di decadimento in gioco, si stima che nell'insieme delle collisioni e^+e^- prodotte da PEP-II nel periodo indicato abbiano già avuto luogo nell'ordine di 400 decadimenti $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+\ell^-) K_L^0$ e $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+\ell^-) \pi^+\pi^-) K_L^0$.

Questi canali presentano un fondo (in primo luogo dovuto al K_L^0) non trascurabile: è quindi necessario studiare se esista e quale sia un buon compromesso tra efficienza di ricostruzione e rapporto segnale su fondo. Lo scopo di questa tesi è stato proprio quello di verificare se effettivamente fosse possibile nei canali $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+\ell^-) K_L^0$ e $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+\ell^-) \pi^+\pi^-) K_L^0$ separare il segnale dal fondo e se l'efficienza fosse tale da renderli utili per la misura di $\sin(2\beta)$ in un prossimo futuro.

In questo e nel prossimo capitolo andrò a mostrare i risultati ottenuti per il decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$ rispettivamente nel caso in cui la $\psi(2S)$ decada in $\ell^+\ell^-$ ed in $J/\psi \pi^+\pi^-$.

4.1 RIMOZIONE DEL CONTINUO

Una frazione di fondo assai rilevante è data dagli eventi in cui non viene formata una $\Upsilon(4S)$ che coinvolgono sostanzialmente processi in cui vengono prodotti quark leggeri o leptoni (in tabella 4.1 riporto le sezioni d'urto di questi processi). Tenendo conto che a noi interessano eventi con un rapporto di decadimento nell'ordine di 10^{-4} – 10^{-5} e che la sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ vale $1.05 \text{ nb}^{[53]}$, si conclude che è necessario rigettare il fondo di un fattore almeno 10^5 , conservando più segnale possibile.

$u\bar{u}$	1.39 nb	$e^+e^- \sim 40 \text{ nb}^1$ $\mu^+\mu^- 1.16 \text{ nb}$ $\tau^+\tau^- 0.94 \text{ nb}$
$d\bar{d}$	0.35 nb	
$c\bar{c}$	1.30 nb	
$s\bar{s}$	0.35 nb	
Totale	3.39 nb	

TAVOLA 4.1: SEZIONE D'URTO $e^+e^- \rightarrow X$ DI VARI PROCESSI PER $\sqrt{s} = 10.580 \text{ GeV}^{[7]}$.

La rimozione del fondo dovuto ai quark leggeri (u, d, c, s) si ottiene andando a studiare la distribuzione delle tracce cariche. In un evento di segnale, si ha il processo $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$: poiché la $\Upsilon(4S)$ ha una massa pari a $10.580 \text{ GeV}/c^2$ ed i due B hanno una massa pari a $5.279 \text{ GeV}/c^2$, essi sono praticamente fermi nel riferimento della $\Upsilon(4S)$ ($p_{B^0}^{[\Upsilon(4S)]} = 341 \text{ MeV}/c$) e gli stati finali sono distribuiti in maniera pressoché isotropa. Un evento $q\bar{q}$ ha invece una forma con due getti ben pronunciati (più evidente nei tre quark più leggeri) e quindi una direzione particolare che caratterizza l'intero evento. Vi sono diversi parametri che permettono di separare queste due categorie di eventi; qui di seguito elenco i più comuni:

- L'asse di “*Thrust*”^[54]: è la direzione $\hat{T}$ che massimizza la variabile

$$T = \frac{\sum_i |\hat{T} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (4.1)$$

Dove $\vec{p}_i$ sono gli impulsi delle particelle nel riferimento del centro di massa. La variabile T varia tra 0.5 (evento isotropo) e 1 (evento estremamente direzionato).

- La sfericità^[55]: è definita come:

$$S = \frac{3(\lambda_1 + \lambda_2)}{2} \quad (4.2)$$

¹Per la diffusione elastica, la sezione d'urto è quella attesa entro l'accettanza del rivelatore.

dove λ_1 e λ_2 sono gli autovalori maggiori della matrice 3×3

$$S^{\alpha, \beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_i \vec{p}_i^2} \quad (4.3)$$

e α e β corrono sulle componenti dei vettori p_i . La variabile S varia tra 1 (evento isotropo) e $\frac{3}{2}$ (evento planare).

· *L'aplanarità*: è definita come:

$$A = \frac{3\lambda_3}{2} \quad (4.4)$$

dove λ_3 è il terzo autovalore di $S^{\alpha, \beta}$. La variabile A varia tra 0 (evento planare) e $\frac{1}{2}$ (evento isotropo).

· *I momenti di Fox–Wolfram*^[56]: definiti come:

$$H_l = \sum_{i, j} \frac{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{E_{\text{Tot}}^2} P_l(\vartheta_{i, j}) \quad (4.5)$$

dove E_{Tot} è l'energia totale dell'evento, P_l è il polinomio di Legendre di grado l e $\vartheta_{i, j}$ è l'angolo tra gli impulsi delle particelle i e j . Trascurando le masse delle particelle, $H_0 = 1$; mentre H_1 è sempre esattamente uguale a 0; infine per un evento con due getti $H_2 \simeq 1$.

· *Direzione del B rispetto a quella del getto*: Nel caso in cui sia ricostruito un (falso) candidato B in un evento a due getti, esso avrà mediamente un impulso diretto come uno di questi due. Tagliando sull'angolo formato tra il candidato B e la $\hat{T}$ o l'autovettore di $S^{\alpha, \beta}$ con autovalore λ_1 , è possibile discriminare ancora una volta i decadimenti di una $\Upsilon(4S)$ da eventi nel continuo. (ci si aspetta una distribuzione dell'angolo uniforme nel primo caso e piccata a 0 nel secondo).

I tagli sopra elencati hanno ovviamente delle correlazioni tra di loro. Attualmente gli eventi $B\bar{B}$ vengono selezionati usando $R_2 = \frac{H_2}{H_0}$ calcolata su tutte le tracce cariche rivelate all'interno del volume fiduciale $23.5^\circ < \vartheta_{\text{Lab}} < 145.5^\circ$ e su quelle neutre con $E > 30 \text{ MeV}$ e $23.5^\circ < \vartheta_{\text{Lab}} < 138^\circ$.

L'eliminazione di eventi $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ (dove $\ell^\pm = e^\pm, \mu^\pm, \tau^\pm$) viene anche svolta tagliando sul numero di tracce cariche: per un evento adronico mediamente ne sono prodotte ~ 7 , mentre per un evento leptonic ~ 2 . Infatti i muoni praticamente non interagiscono con il rivelatore mentre gli elettroni, dopo aver attraversato la DCH, hanno percorso solo $\sim 0.30X_0$: è quindi difficile che vengano prodotte da essi altre particelle in questo volume. I $\tau^\pm$, invece, possono decadere anche adronicamente, ma comunque mediamente vengono prodotte meno tracce cariche che nel caso $B\bar{B}$. In figura 4.1 sono graficate R_2 ed il numero di tracce cariche per eventi $B\bar{B}$, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$. Attualmente gli eventi vengono selezionati con $R_2 < 0.5$ e $N_{\text{Tracce}} > 3$.

Le liste di eventi che ho elaborato non contengono tutti gli eventi registrati da BABAR, ma solo quelli che hanno già passato alcuni criteri. Questi criteri sono da un lato sufficientemente larghi da avere un'efficienza praticamente pari a 1 sugli eventi $B\bar{B}$ e dall'altro permettono di eliminare già in partenza una cospicua frazione di fondo.

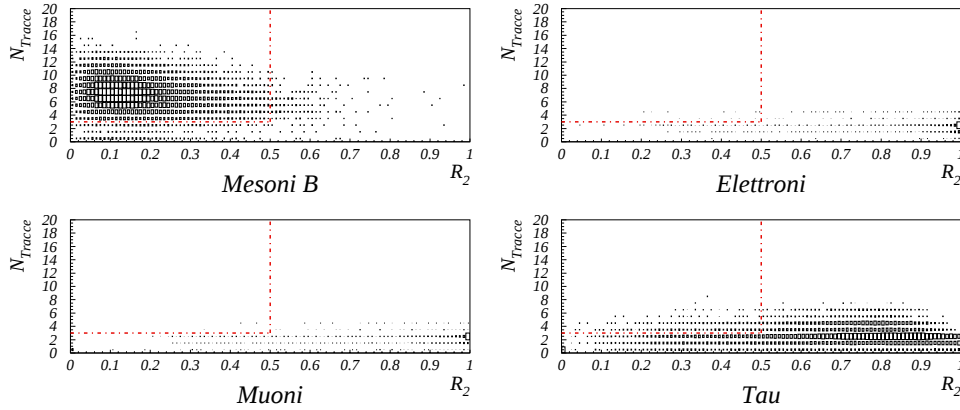


FIGURA 4.1: DISTRIBUZIONE DI $N_{\text{Tracce}}-R_2$ PER LE TRACCE RICOSTRUITE DA COLLEZIONI MONTE CARLO $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- (\gamma)$ E $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

Oltre ai tagli su R_2 e sul numero delle tracce cariche, agli eventi viene richiesto di avere un'energia rivelata superiore ai 4.5 GeV e che il vertice primario² sia entro 6 cm lungo $\hat{z}$ e 0.5 cm lungo $\hat{x}\hat{y}$ dal punto di interazione. Questo secondo taglio serve ad eliminare il fondo dovuto alle collisioni del fascio con il gas residuo nella camera a vuoto dell'acceleratore o con la camera a vuoto stessa. Infatti per gli eventi di segnale il vertice primario si trova in una regione che ha dimensioni lineari dello stesso ordine di grandezza^[1] di quelle di un “bunch” ($1 \text{ cm} \times 157 \mu\text{m} \times 4.7 \mu\text{m}$).

4.2 LA RICOSTRUZIONE DELLA $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$

La $\psi(2S)$ è una risonanza $c\bar{c}$ con una massa di $3.68596 \pm 0.0009 \text{ GeV}/c^2$ ^[1] ed una larghezza di $277 \pm 31 \text{ keV}$ ^[1]. La regola di Okubo–Zweig giustifica un valore così piccolo per la larghezza: da una parte l'annichilazione dei due quark c è fortemente vietata dalla QCD e dell'altra non vi sono mesoni con $c \neq 0$ di massa inferiore in cui decadere. Risultato di questo fatto è che le interazioni elettromagnetiche competono con quelle forti: lo possiamo verificare guardando i principali modi di decadimento (tavola 4.2).

La ricostruzione delle $\psi(2S)$ inizia andando a cercare due tracce di carica opposta.

- Ho identificato il candidato con una $\psi(2S)$ che decade in e^+e^- se una delle due tracce cariche ha $0.89 < \frac{E}{p} < 1.2$ e l'altra $0.75 < \frac{E}{p} < 1.3$, dove E è l'energia rilasciata nell'EMC e p è l'impulso misurato nella DCH. Alle tracce vengono

²Il vertice primario di un evento dovrebbe rappresentare il punto di interazione tra i due fasci. Esse viene calcolato minimizzando un opportuno χ^2 che considera la traiettoria di tutte le tracce, cariche e neutre, presenti nell'evento. Per migliorare i risultati dell'algoritmo che determina il vertice primario, se vi sono tracce che penalizzano eccessivamente il χ^2 , queste vengono escluse dal conto. Per lo stesso motivo se si ha che due tracce di carica opposta formano un vertice secondario, queste vengono sostituite con il candidato neutro di cui esse sono il prodotto di decadimento.

$\psi(2S) \rightarrow e^+ e^-$	$(3.3 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$
$\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$1.03 \pm 0.35\%$
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$	$31.0 \pm 2.8\%$
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0$	$18.2 \pm 2.3\%$

TAVOLA 4.2: PRINCIPALI MODI DI DECADIMENTO DELLA $\psi(2S)$ ED I LORO RAPPORTI DI DECADIMENTO^[1].

inoltre applicati tagli riguardanti la perdita di energia nella DCH e la forma dello sciame elettromagnetico rivelato dall'EMC. Una trattazione più tecnica dei tagli è presente nel paragrafo 3.3.1.

- Ho identificato il candidato con una $\psi(2S)$ che decade in $\mu^+ \mu^-$ se una delle due tracce cariche ha $\Delta\lambda < 0.8$ e l'altra ha $\Delta\lambda < 1$, dove $\Delta\lambda$ è la differenza tra il numero di lunghezze di interazione che si era previsto la traccia percorresse nell'IFR ed il numero di lunghezze di interazione che essa ha effettivamente percorso. Le tracce vengono inoltre selezionate in base all'energia rilasciata nel calorimetro, alla forma del relativo “cluster” ed alla continuità con cui vengono colpiti i vari strati dell'IFR. Anche in questo caso una trattazione più dettagliata è presente nel paragrafo 3.3.3.
- Nel caso il candidato soddisfi entrambe le condizioni, lo ho identificato come una $\psi(2S) \rightarrow e^+ e^-$.

Le efficienze dei singoli tagli sono graficate in funzione dell'impulso in figura 3.2 per gli elettroni (criteri *Very Tight* e *Tight*) ed in figura 3.4 per i muoni (ancora criteri *Very Tight* e *Tight*). Nel caso di decadimento elettronico, va ricordato che si applica l'algoritmo che recupera i fotoni emessi per “*bremsstrahlung*” già descritto nel paragrafo 3.3.2.

Dopo questa selezione si cerca di far passare le due tracce per uno stesso punto *muovendo* i parametri che le caratterizzano entro gli errori sperimentali. Questa operazione è svolta da un'algoritmo di “*fit*” che restituisce un χ^2 . Ho poi utilizzato quest'ultimo per rigettare eventuale fondo richiedendo che la probabilità di χ^2_{Vertex} soddisfi $\text{Prob}(\chi^2_{\text{Vertex}}) > 1.5 \cdot 10^{-3}$.

A questo punto alla $\psi(2S)$ viene assegnato come quadri-impulso la somma dei quadri-impulsi dei due candidati leptoni e come vertice di decadimento quello ottenuto dal “*fit*”.

Di tutte le $\psi(2S)$ così ricostruite ho preso in considerazione solo quelle per cui $0.6 \text{ GeV}/c < p_{\psi(2S)}^{[\Upsilon(4S)]} < 1.6 \text{ GeV}/c$, dove $p_{\psi(2S)}^{[\Upsilon(4S)]}$ è l'impulso della $\psi(2S)$ nel riferimento della $\Upsilon(4S)$. Come si può vedere in figura 4.2, questo taglio ha efficienza pari a $\sim 100\%$ per le $\psi(2S)$ provenienti da un decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S) K_L^0$ (per le quali i vincoli cinematici impongono $1.0 \text{ GeV}/c \lesssim p_{\psi(2S)}^{[\Upsilon(4S)]} \lesssim 1.6 \text{ GeV}/c$) e viene imposto a questo stadio per ridurre il numero di (falsi) candidati $B^0 \rightarrow \psi(2S) K_L^0$ su cui processare il “*software*” di ricostruzione. Va ancora osservato che la finestra in cui vengono selezionati i candidati è asimmetrica: questa scelta verrà spiegata nel paragrafo 4.8.

In figura 4.3 mostro la massa dei candidati $\psi(2S) \rightarrow e^+ e^-$ ricostruiti usando collezioni Monte Carlo $\psi(2S)$ -inclusive ed i dati raccolti da BABAR; in maniera analoga

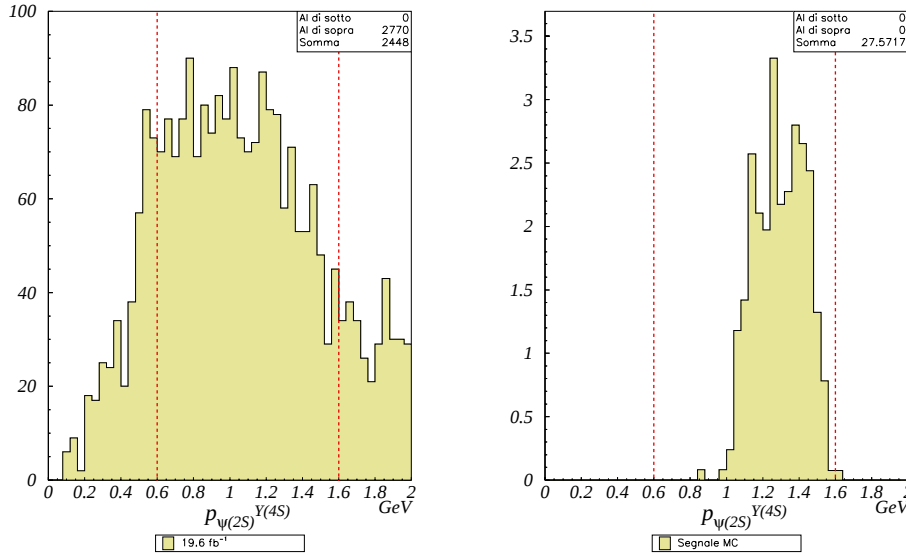


FIGURA 4.2: SPETTRO DELLA VARIABILE $p_{\psi(2S)}^{[\Upsilon(4S)]}$ PER I CANDIDATI $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$ RICOSTRUITI USANDO I DATI RACCOLTI DA BABAR, PARI AD UNA LUMINOSITÀ INTEGRATA DI 19.6 fb^{-1} (SINISTRA) ED EVENTI MONTE CARLO DI SEGNALE (DESTRA). LA FINESTRA SELEZIONATA È DELIMITATA CON LE DUE LINEE VERTICALI DI COLORE ROSSO.

la figura 4.4 si riferisce alla massa invariante dei candidati $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$. Poiché le collezioni Monte Carlo utilizzate sono $\psi(2S)$ -inclusive, l'unico fondo che viene da esse simulato, che per altro è del tutto trascurabile, è il fondo combinatorio. Nei dati è invece presente un fondo esponenziale dovuto alla ricostruzione di falsi candidati $\psi(2S)$ in eventi in cui la $\psi(2S)$ non è presente.

Le distribuzioni Monte Carlo sono state “fittate” con la funzione “*crystal ball*” (graficata in verde chiaro con una linea continua) definita a pagina 47 (formula (3.5)). Nel “*fit*” dei dati è stata aggiunta una funzione esponenziale (tratteggiata in verde scuro) per tener conto del fondo non- $\psi(2S)$; inoltre i parametri x_0 , α e n della funzione di “*crystal ball*” sono stati vincolati ai valori ottenuti nei “*fit*” delle rispettive distribuzioni Monte Carlo.

Il parametro σ nel “*fit*” della massa invariante delle $\psi(2S)$ ricostruite usando i dati reali vale $20 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$ nel caso del decadimento elettronico e $17 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$ nel caso del decadimento muonico. Queste larghezze sono dovute alla risoluzione in impulso della DCH. Nel caso elettronico possiamo notare che avendo utilizzato l'algoritmo che recupera i fotoni emessi per “*bremstrahlung*” (descritto al paragrafo 3.3.2), il picco gaussiano è più largo ed inoltre è comunque ancora evidente la coda a sinistra.

Tenuto conto delle larghezze delle distribuzioni, ai candidati $\psi(2S)$ ricostruiti ho imposto $3.60 \text{ GeV}/c^2 < m_{e^+e^-} < 3.72 \text{ GeV}/c^2$ nel caso elettronico e $3.64 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu^+\mu^-} < 3.72 \text{ GeV}/c^2$ nel caso muonico. Nel caso elettronico ho scelto un taglio asimmetrico per tener conto della coda di “*bremstrahlung*”. Queste finestre sono segnate nelle figure 4.3 e 4.4 con le linee di colore rosso.

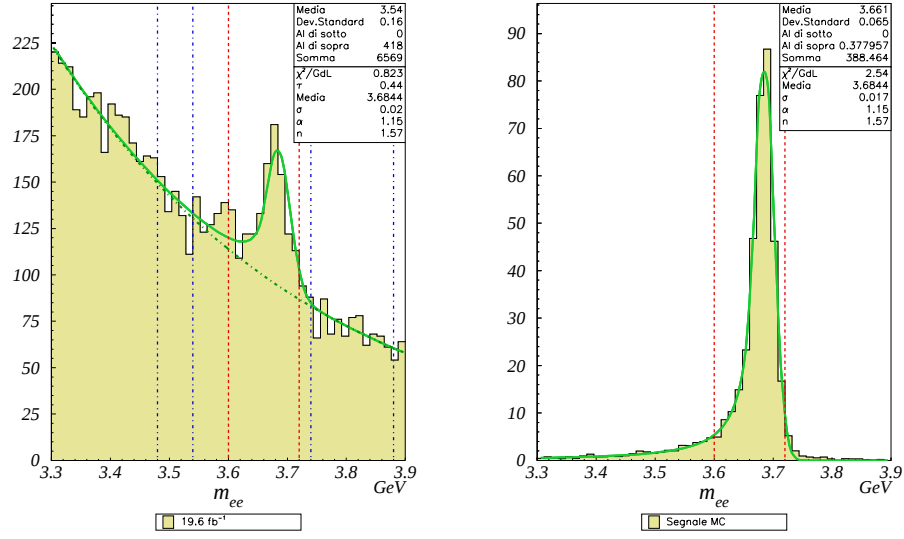


FIGURA 4.3: $m_{\psi(2S)}$ PER I CANDIDATI $\psi(2S) \rightarrow e^+e^-$ RICOSTRUITI USANDO I DATI RACCOLTI DA BABAR (SINISTRA) E COLLEZIONI MONTE CARLO $\psi(2S)$ -INCLUSIVE (DESTRA). LA FINESTRA UTILIZZATA PER LA SELEZIONE DEL SEGNALE È DELIMITATA DALLE LINEE ROSSE, MENTRE LE REGIONI DELIMITATE IN BLU SONO UTILIZZATE (SI VEDA PARAGRAFO 4.5) PER SIMULARE IL FONDO NON- $\psi(2S)$. IL SEGNALE È “fittato” CON LA FUNZIONE IN VERDE CHIARO ED IL FONDO CON LA FUNZIONE IN VERDE SCURO. IL GRAFICO A DESTRA È NORMALIZZATO IN MODO CHE IL NUMERO DI $\psi(2S)$ ENTRO LA FINESTRA, SIA UGUALE AL NUMERO DI $\psi(2S)$ NELLA STESSA FINESTRA DEL GRAFICO DI SINISTRA.

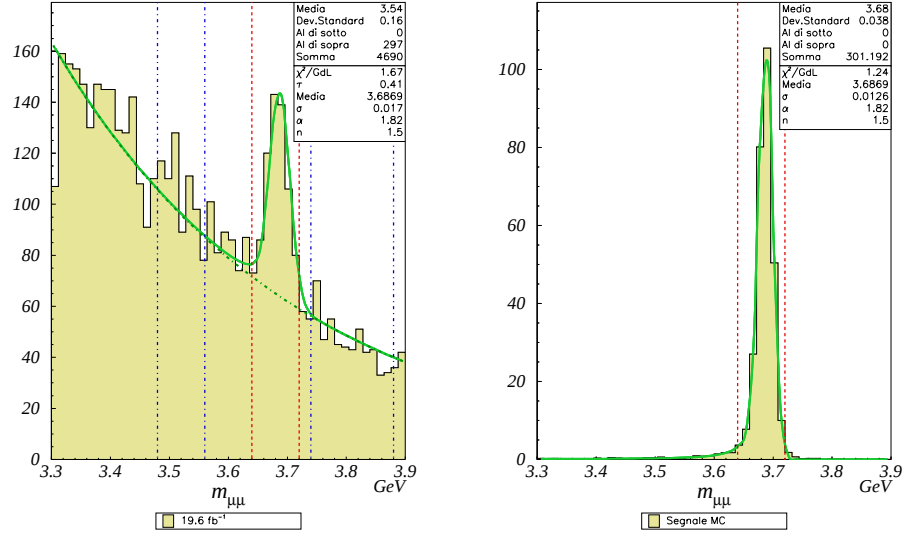


FIGURA 4.4: $m_{\psi(2S)}$ PER I CANDIDATI $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ RICOSTRUITI USANDO I DATI RACCOLTI DA BABAR (SINISTRA) E COLLEZIONI MONTE CARLO $\psi(2S)$ -INCLUSIVE (DESTRA). PER UNA SPIEGAZIONE DEI COLORI, SI VEDA LA DIDASCALIA DI FIGURA 4.3. IL GRAFICO A DESTRA È NORMALIZZATO IN MODO CHE IL NUMERO DI $\psi(2S)$ ENTRO LA FINESTRA, SIA UGUALE AL NUMERO DI $\psi(2S)$ NELLA STESSA FINESTRA DEL GRAFICO DI SINISTRA.

Poiché il taglio su $p_{\psi(2S)}^{[\Upsilon(4S)]}$ è inefficiente sulle $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$ che non provengono dal decadimento del B^0 in $\psi(2S)K_L^0$, l'efficienza di ricostruzione delle $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$ è stata stimata su collezioni Monte Carlo ($B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$)–esclusive e vale $41.5 \pm 0.8\%$. Il rapporto segnale su fondo invece vale 0.43 ed è stato stimato direttamente dai dati facendo il rapporto tra le aree del fondo esponenziale e del picco di segnale all'interno della finestra di massa scelta. In tabella 4.3 sono riassunti questi valori distinguendo anche tra decadimenti elettronici e muonici.

Il numero di veri candidati $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$ che hanno passato i tagli può venire stimato direttamente dai dati andando a considerare l'area della sola funzione “*crystal ball*” entro la finestra di massa utilizzata. Questo numero deve essere compatibile con quello dei candidati attesi, che può venire calcolato moltiplicando il rapporto di decadimento del canale per la luminosità integrata e per l'efficienza di ricostruzione (stimata questa volta sul Monte Carlo $\psi(2S)$ –inclusivo). In tabella 4.3 sono anche riportati questi valori e, come si può vedere, vi è compatibilità tra di essi.

	ε	$\frac{S}{B}$	$\psi(2S)$ ricostruite	$\psi(2S)$ attese
Elettroni	$49 \pm 1\%$	0.34	335	335
Muoni	$34.0 \pm 0.8\%$	0.63	283	260
Totale	$41.5 \pm 0.8\%$	0.43	618	595

TAVOLA 4.3: PRINCIPALI CARATTERISTICHE DELLA RICOSTRUZIONE DELLA $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$. L'EFFICIENZA (ε) È STIMATA DA EVENTI MONTE CARLO ($B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$)–ESCLUSIVI; IL RAPPORTO SEGNALE SU FONDO ($\frac{S}{B}$) È STIMATO DAL “*fit*” DELL'ISTOGRAMMA RELATIVO ALLA MASSA INVARIANTE DEI CANDIDATI RICOSTRUITI USANDO GLI EVENTI REGISTRATI A BaBar ($\mathcal{L} = 19.6 \text{ fb}^{-1}$); LE $\psi(2S)$ MISURATE SONO STIMATE CON IL PRECEDENTE “*fit*”, MENTRE QUELLE ATTESE SONO CALCOLATE CON L'EFFICIENZA (CALCOLATA SU EVENTI $\psi(2S)$ –INCLUSIVI), LA LUMINOSITÀ INTEGRATA ED I RAPPORTI DI DECADIMENTO NOTI^[1].

4.3 CINEMATICA DEL PROCESSO $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$

Una volta ottenuto un candidato $\psi(2S)$, questo viene accoppiato con un candidato K_L^0 che ricordo essere solo un gruppo cristalli (nell'EMC) o strati (nell'IFR) che risultano colpiti ma che non sono stati associati a nessuna traccia carica³. Del K_L^0 quindi è noto molto poco: né l'energia, né l'impulso e neppure la direzione. Per ottenere queste tre quantità bisogna accoppiarlo con una $\psi(2S)$ sfruttando alcuni vincoli geometrico–cinematici:

1. Poiché il vertice del B^0 coincide con ottima approssimazione⁴ con il vertice della $\psi(2S)$, avremo che la direzione del K_L^0 è la direzione del segmento che congiunge il vertice della $\psi(2S)$ al baricentro del deposito di energia rilasciato dal K_L^0 .

³I criteri che devono superare i “*clusters*” neutri per diventare candidati K_L^0 sono descritti al paragrafo 3.3.5.

⁴La vita media della $\psi(2S)$ è più breve di quella del B^0 di ben 8 ordini di grandezza.

2. Si impone direttamente la relazione relativistica tra massa ed energia:

$$E_{K_L^0} = \sqrt{m_{K_L^0}^2 + p_{K_L^0}^2} \quad (4.6)$$

dove $m_{K_L^0}$ è il valore noto^[1] (498.7 MeV/ c^2).

3. Per ottenere il modulo dell'impulso è ancora necessario usare uno dei quattro vincoli sulla conservazione del quadri-impulso nel decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$

$$\begin{aligned} m_{B^0}^2 &= p_{B^0}^2 = \\ &= \left(p_{\psi(2S)} + p_{K_L^0} \right)^2 = \\ &= m_{\psi(2S)}^2 + m_{K_L^0}^2 + 2E_{\psi(2S)}E_{K_L^0} - 2\vec{p}_{\psi(2S)} \cdot \vec{p}_{K_L^0} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Sostituendo il vincolo della (4.6), si ottiene

$$m_{B^0}^2 - m_{\psi(2S)}^2 - m_{K_L^0}^2 + 2p_{\psi(2S)}p_{K_L^0} \cos(\vartheta) = 2E_{\psi(2S)}\sqrt{m_{K_L^0}^2 + p_{K_L^0}^2} \quad (4.8)$$

e quindi quadrando i due membri:

$$a p_{K_L^0}^2 + b p_{K_L^0} + c = 0 \quad (4.9)$$

dove

$$\begin{aligned} a &= 4 \left(E_{\psi(2S)}^2 - p_{\psi(2S)}^2 \cos^2(\vartheta) \right) \\ &= 4 \left(m_{\psi(2S)}^2 + p_{\psi(2S)}^2 \sin^2(\vartheta) \right) \\ b &= -4 \left(m_{B^0}^2 - m_{\psi(2S)}^2 - m_{K_L^0}^2 \right) p_{\psi(2S)} \cos(\vartheta) \\ c &= 4E_{\psi(2S)}^2 m_{K_L^0}^2 - \left(m_{B^0}^2 - m_{\psi(2S)}^2 - m_{K_L^0}^2 \right)^2 \end{aligned} \quad (4.10)$$

Questa equazione ha due soluzioni, ma, nel caso in questione, solo uno dei due valori è positivo: infatti $a > 0$ e $c < 0$ se $E_{\psi(2S)} < \frac{m_{B^0}^2 - m_{\psi(2S)}^2 - m_{K_L^0}^2}{2m_{K_L^0}} = 14.08 \text{ GeV}$.

Quindi $|b| < \sqrt{b^2 - 4ac}$: vi è sempre una soluzione positiva ed una negativa.

$$p_{K_L^0} = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (4.11)$$

Una volta calcolato $p_{K_L^0}$, il candidato B^0 è ricostruito assegnandogli come quadri-impulso, la somma dei quadri-impulsi della $\psi(2S)$ e del K_L^0 e come vertice di decadimento, il vertice di decadimento della $\psi(2S)$.

A questo punto è possibile calcolare l'energia del B^0 e vedere se essa è compatibile con l'energia di un B^0 che decade da una $\Upsilon(4S)$. La variabile utilizzata per questo confronto è ΔE , definita come $E_B^{[\Upsilon(4S)]} - E_{\text{Fascio}}^{[\Upsilon(4S)]} / 2.4.8$

Va osservato che per tutti i decadimenti del mesone B per i quali lo stato finale è ricostruito completamente, nel senso che direzione di volo ed energia (o impulso) sono misurati direttamente per tutte le particelle dello stato finale, la compatibilità cinematica del candidato B ricostruito con i vincoli imposti dalla conservazione di

energia ed impulso nel decadimento $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ può essere verificata mediante due variabili cinematiche indipendenti: per esempio le variabili ΔE e m_B definite sopra. Qualora invece, come nel caso dei decadimenti $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$, per una particella dello stato finale (K_L^0) sia disponibile soltanto la misura diretta della direzione di volo (ma non dell'energia), la ricostruzione cinematica del candidato richiede l'utilizzo di una delle due equazioni di conservazione, riducendo di una unità il numero delle osservabili sulle quali è possibile verificare a posteriori la compatibilità cinematica con il processo $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$.

4.4 REIEZIONE DI ALCUNI CANALI $\psi(2S)$ ESCLUSIVI

All'interno del codice di BABAR sono già presenti gli algoritmi di ricostruzione di alcuni decadimenti dei B neutri e carichi:

- $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$ con la $\psi(2S)$ che decade in e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $J/\psi (\rightarrow \ell^+\ell^-) \pi^+\pi^-$ ed il K_S^0 che decade in $\pi^+\pi^-$ o $\pi^0\pi^0$
- $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^{*0}$ con il K^{*0} che decade in $K^\pm\pi^\mp$ o $K_S^0\pi^0$ e la $\psi(2S)$ ed il K_S^0 che decadono come già descritto
- $B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm$ con la $\psi(2S)$ che decade come già descritto
- $B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^{*\pm}$ con il $K^{*\pm}$ che decade in $K_S^0\pi^\pm$ o $K^\pm\pi^0$ e la $\psi(2S)$ ed il K_S^0 che decadono come già descritto

Ho quindi sfruttato questo codice per rigettare gli eventi in cui viene ricostruito un B che decade in uno di questi modi. Più precisamente ho rigettato gli eventi in cui i B sono ricostruiti con $|\Delta E| < 60 \text{ MeV}$ e $|m_B| > 5.27 \text{ GeV}/c^2$. In figura 4.5 mostro la distribuzione delle variabili $m_B - \Delta E$ per i candidati ricostruiti da collezioni Monte Carlo $\psi(2S)$ -inclusive con questi algoritmi nel caso in cui si considerino solo gli eventi in cui effettivamente è presente quel tipo di decadimento (riga in alto) e nel caso in cui si considerino solo gli eventi in cui è presente un decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$ (riga in basso). Le linee tratteggiate delimitano la finestra scelta per rigettare l'evento. Come si può vedere dalla tabella 4.4, l'efficienza di questo taglio sulla ricostruzione del $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+\ell^-) K_L^0$ è del $98.3 \pm 0.3\%$.

Eventi rigettati	ε
$B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm$	$99.8 \pm 0.2\%$
$B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0 (\rightarrow \pi^0\pi^0)$	$99.8 \pm 0.2\%$
$B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0 (\rightarrow \pi^+\pi^-)$	$99.6 \pm 0.3\%$
$B^0 \rightarrow \psi(2S)K^{*0} (\rightarrow K^\pm\pi^\mp)$	$99.5 \pm 0.3\%$
$B^0 \rightarrow \psi(2S)K^{*0} (\rightarrow K_S^0\pi^0)$	$99.9 \pm 0.1\%$
$B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^{*\pm} (\rightarrow K^\pm\pi^0)$	$99.9 \pm 0.1\%$
$B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^{*\pm} (\rightarrow K_S^0\pi^\pm)$	$99.3 \pm 0.4\%$
Combinati	$98.3 \pm 0.3\%$

TAVOLA 4.4: EFFICIENZA SULLA RICOSTRUZIONE DEL CANALE DI DECADIMENTO $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+\ell^-) K_L^0$ DELLA REIEZIONE DI ALCUNI CANALI ($B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$)-ESCLUSIVI.

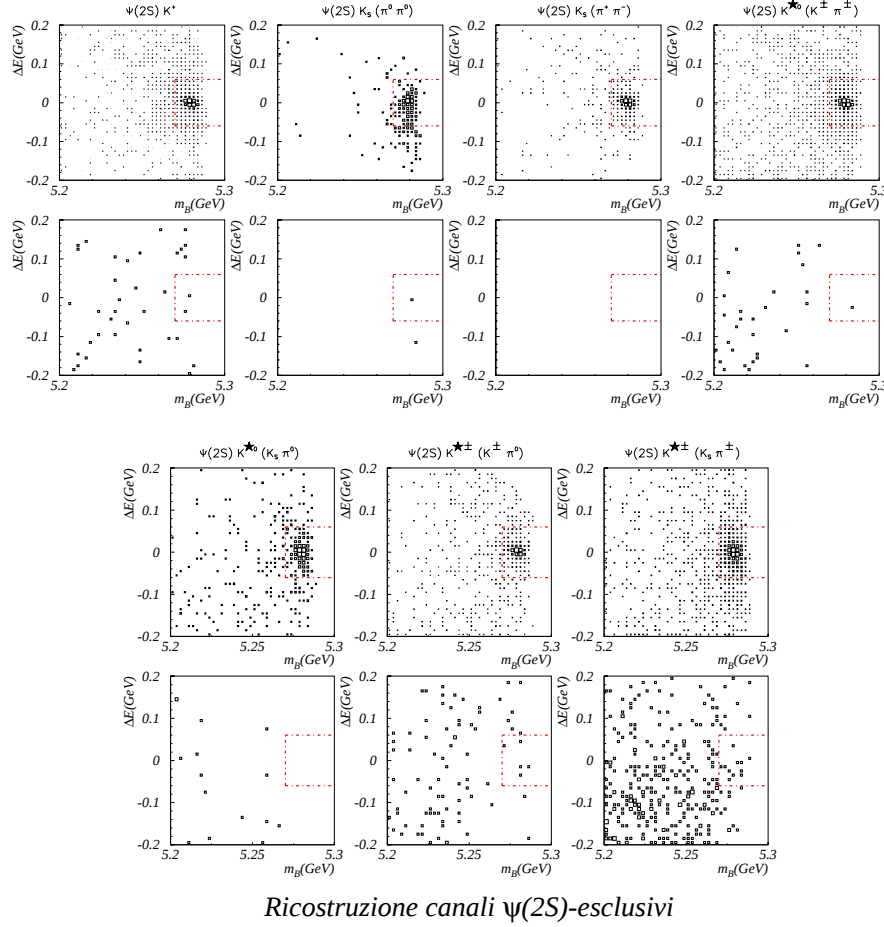


FIGURA 4.5: DISTRIBUZIONE DELLE VARIABILI $m_B - \Delta E$ PER DIVERSE CLASSI DI CANDIDATI. SI RIMANDA AL TESTO PER UNA SPIEGAZIONE DEI DIVERSI GRAFICI.

4.5 AGGIUNTA DEL FONDO NON- $\psi(2S)$ AL MONTE CARLO

Prima di proseguire voglio spiegare le caratteristiche dei grafici che andrò a presentare in seguito. Questi sono prodotti in modo da mostrare se le distribuzioni Monte Carlo e le distribuzioni reali delle variabili studiate sono compatibili. Per fare questo è stato innanzitutto necessario normalizzare in numero di $\psi(2S) \rightarrow \ell^+ \ell^-$ presenti nel Monte Carlo al numero di $\psi(2S) \rightarrow \ell^+ \ell^-$ misurate nei dati attraverso i “fit”. Ma questo non è stato sufficiente. Nei dati è infatti presente il fondo non- $\psi(2S)$ che non è simulato nel Monte Carlo. Per tenere conto anche di esso si sono introdotti dei candidati $B^0 \rightarrow \psi(2S) K_L^0$ le cui $\psi(2S)$ avevano una massa invariante esterna alla finestra scelta per selezionare il segnale. Più precisamente le $\psi(2S)$ dovevano avere una massa invariante interna ad una delle due finestre che in figura 4.3 e 4.4 sono delimitate con delle linee blu. Queste finestre prendono il nome di “side-bands” e sono

state scelte tenendo conto che dovevano contenere pochi eventi di segnale ma anche che dovevano essere in zone cinematicamente vicine a quelle con cui si selezionano gli eventi di segnale. Anche in questo caso è stato poi necessario normalizzare il numero di candidati presenti nelle “side-bands” all’area del fondo presente sotto il picco di segnale. In figura 4.6 riporto un disegno “esplicativo”.

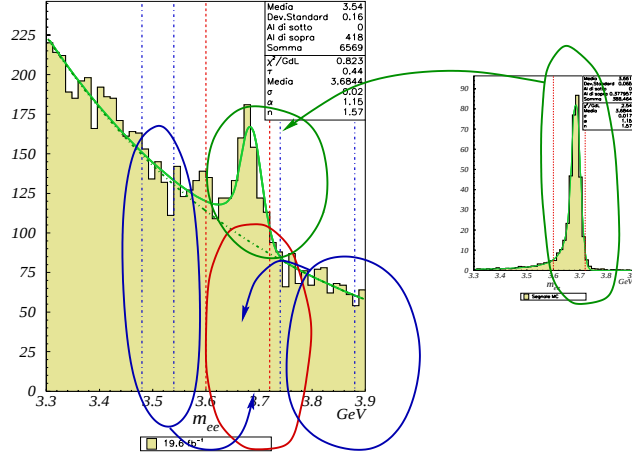


FIGURA 4.6: DISEGNO “ESPLICATIVO” SULLA NORMALIZZAZIONE DEL MONTE CARLO CHE SIMULA SIA IL SEGNALE CHE IL FONDO $\psi(2S)$ E DELLE REGIONI LATERALI CHE *simulano* IL FONDO NON- $\psi(2S)$.

4.6 SELEZIONE DEI CANDIDATI B^0

Una volta ricostruiti i candidati B^0 , vi sono ancora alcune variabili (principalmente di tipo angolare) con cui è possibile rigettare una cospicua frazione di fondo. Queste saranno descritte nei prossimi paragrafi.

4.6.1 LA DISTRIBUZIONE ANGOLARE DEL PROCESSO $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$

Essendo il B^0 ed il K_L^0 mesoni pseudo-scalari ed avendo la $\psi(2S)$ spin 1, per conservare il momento angolare totale, dovrà valere $\vec{l} + \vec{j}_{\psi(2S)} = 0$ (dove $\vec{l}$ è il momento angolare orbitale dei due corpi e $\vec{j}_{\psi(2S)}$ è lo spin della $\psi(2S)$). Mettiamoci nel riferimento di quiete del B^0 . Se indichiamo con p l’impulso relativo tra $\psi(2S)$ e K_L^0 , necessariamente

$$\vec{p} \cdot \vec{l} = 0 \quad (4.12)$$

Quindi la $\psi(2S)$ è polarizzata trasversalmente alla sua direzione di moto. Se passiamo nel riferimento della $\psi(2S)$ ed indichiamo con $\hat{z}$ il versore orientato come l’impulso del B^0 in questo riferimento, allora $j_{\psi(2S),z} = 0$.

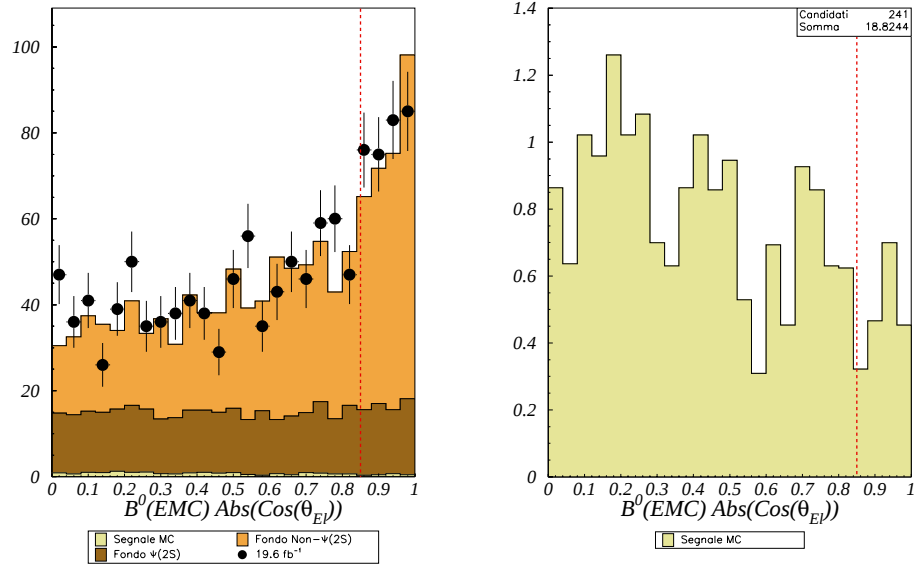


FIGURA 4.7: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE $|\cos(\vartheta_{E1})|$ PER I B^0 IL CUI K_L^0 È STATO RIVELATO NELL'EMC. PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 66.

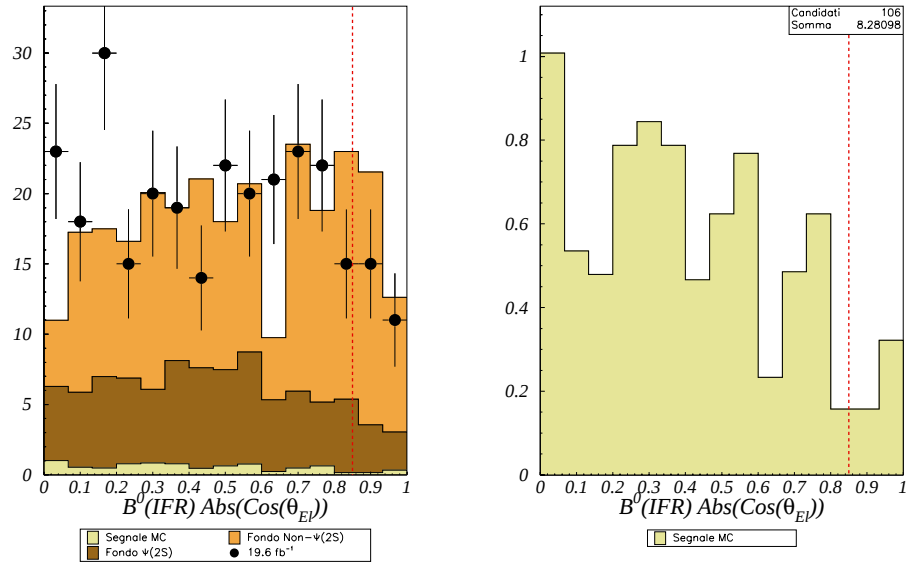


FIGURA 4.8: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE $|\cos(\vartheta_{E1})|$ PER I B^0 IL CUI K_L^0 È STATO RIVELATO NELL'IFR. PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 66.

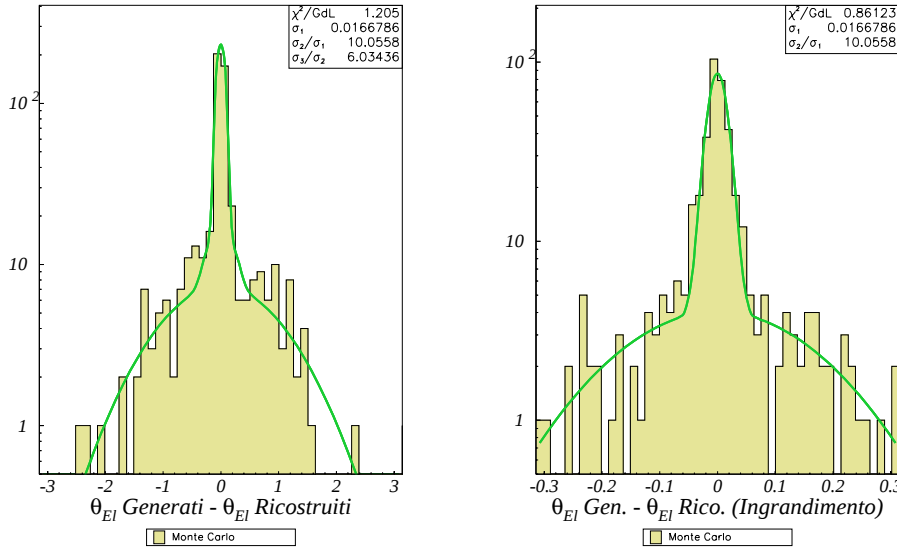


FIGURA 4.9: DISTRIBUZIONE DELLA DIFFERENZA TRA LA VARIABILE ϑ_{El} CALCOLATA SUI CANDIDATI MONTE CARLO ($B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$)—ESCLUSIVI *generati* E LA STESSA VARIABILE CALCOLATA SUI CORRISPONDENTI CANDIDATI MONTE CARLO *ricostruiti*. COME SI PUÒ VEDERE LA DISTRIBUZIONE È COSTITUITA DI TRE CONTRIBUTI GAUSSIANI (LA SCALA È LOGARITMICA), TUTTI CENTRATI SULLO ZERO, MA DI DIFFERENTE LARGHEZZA (A DESTRA VI È UN INGRANDIMENTO).

Il decadimento della $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$ avviene con la formazione di un fotone virtuale da cui si produce una coppia di leptoni reali. Se indichiamo con $\hat{k}$ la direzione di moto dei due leptoni, poiché il vertice della QED richiede che questi ultimi abbiano elicità opposte, possiamo concludere che j_k può valere solo ± 1 , dove j è il momento angolare totale dei due leptoni. Allora la probabilità di transizione di questo decadimento sarà:

$$\frac{1}{2} \left(|\langle j_k = +1 \mid j_z = 0 \rangle|^2 + |\langle j_k = -1 \mid j_z = 0 \rangle|^2 \right) \propto \sin^2(\vartheta_{El}^{[\psi(2S)]}) \quad (4.13)$$

Dove $\vartheta_{El}^{[\psi(2S)]}$ è l'angolo compreso tra $\hat{z}$ e $\hat{k}$ nel riferimento della $\psi(2S)$ appunto.

In figura 4.7 presento la distribuzione di $|\cos(\vartheta_{El})|$ per i B^0 il cui K_L^0 è stato rivelato nell'EMC. Nel grafico di sinistra la distribuzione dei dati ($\mathcal{L} = 19.6 \text{ fb}^{-1}$) è segnata con il simbolo $\bullet$, mentre gli istogrammi rappresentano la distribuzione attesa usando collezioni Monte Carlo $\psi(2S)$ —inclusive e le “side-bands” con le normalizzazioni spiegate nel paragrafo 4.5. I colori diversi distinguono diversi contributi all'istogramma; più precisamente: in arancione sono graficati i fondi non- $\psi(2S)$, in marrone il fondo $\psi(2S)$ simulato dal Monte Carlo ed in “beige” il segnale simulato dal Monte Carlo. Quest'ultimo essendo un contributo piuttosto piccolo è presentato anche da solo nel grafico di destra, sempre di figura 4.7. Infine la linea tratteggiata rossa indica quale è il taglio che ho scelto per questa variabile: $|\cos(\vartheta_{El})| < 0.85$. Con le stesse notazioni,

$$\begin{aligned} \text{Ricordo che } |j_k = +1\rangle &= \frac{1 - \cos(\vartheta_{El}^{[\psi(2S)]})}{2} |j_z = +1\rangle + \frac{\sin(\vartheta_{El}^{[\psi(2S)]})}{\sqrt{2}} |j_z = 0\rangle + \\ &\frac{1 + \cos(\vartheta_{El}^{[\psi(2S)]})}{2} |j_z = -1\rangle. \end{aligned}$$

in figura 4.8 presento la distribuzione di $|\cos(\vartheta_{\text{EI}})|$ per i B^0 il cui K_L^0 è stato rivelato nell'IFR. Anche su questa variabile ho imposto $|\cos(\vartheta_{\text{EI}})| < 0.85$.

Possiamo notare che il rapporto segnale su fondo nell'IFR è migliore di un fattore ~ 2.5 . Infatti i principali fondi al K_L^0 (γ e π^0) non raggiungono neppure questo sotto-rivelatore, ma si fermano nell'EMC.

Va poi osservato che la distribuzione della variabile $|\cos(\vartheta_{\text{EI}})|$, a differenza di quanto ci si aspetterebbe dalla formula (4.13), sperimentalmente non va a zero per $|\cos(\vartheta_{\text{EI}})| = 1$. Questo effetto è dovuto al fatto che la risoluzione sperimentale sull'angolo ϑ_{EI} non è trascurabile (si veda figura 4.9) infatti quest'ultima è dominata dalla risoluzione sulla direzione del B^0 nel riferimento della $\psi(2S)$ che è strettamente legata alla risoluzione sulla direzione del K_L^0 :

$$\mathbf{p}_{B^0}^\mu = \mathbf{p}_{\psi(2S)}^\mu + \mathbf{p}_{K_L^0}^\mu \quad \Longrightarrow \quad \vec{p}_{B^0}^{[\psi(2S)]} = \vec{p}_{K_L^0}^{[\psi(2S)]} \quad (4.14)$$

4.6.2 LA DISTRIBUZIONE ANGOLARE DEL PROCESSO $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \overline{B}^0$

La risonanza $\Upsilon(4S)$ in un acceleratore e^+e^- viene formata dopo che l'elettrone ed il positrone si sono annichilati in un fotone virtuale. Per lo stesso motivo discusso al precedente paragrafo, la $\Upsilon(4S)$, sarà polarizzata longitudinalmente alla direzione di moto. Possiamo concludere che nel suo riferimento di quiete, indicato con $\hat{z}$ la direzione del fascio, la $\Upsilon(4S)$ si trova in uno stato misto 50% con $\vec{s}_z = +1$ e 50% con $\vec{s}_z = -1$. Poiché, i due B^0 in cui decade la $\Upsilon(4S)$ sono mesoni pseudo-scalari, dovranno necessariamente trovarsi in uno stato di momento angolare orbitale $l = 1$, $l_z = \pm 1$. Si conclude che:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \overline{B}^0)}{d\Omega_B^{[\Upsilon(4S)]}} &\propto \left| Y_1^1(\Omega_B^{[\Upsilon(4S)]}) \right|^2 + \left| Y_1^{-1}(\Omega_B^{[\Upsilon(4S)]}) \right|^2 \\ &\propto^6 \sin^2(\vartheta_B^{[\Upsilon(4S)]}) \end{aligned} \quad (4.15)$$

dove $\vartheta_B^{[\Upsilon(4S)]}$ è l'angolo tra un B^0 e la direzione del fascio nel riferimento della $\Upsilon(4S)$. Quindi la distribuzione della variabile $\cos(\vartheta_B^{[\Upsilon(4S)]})$ va come $\sin^2(\vartheta_B^{[\Upsilon(4S)]})$ per il segnale.

In figura 4.10 e 4.11 presento la distribuzione di $|\cos(\vartheta_B)|$ per i B^0 il cui K_L^0 è stato rispettivamente rivelato nell'EMC o nell'IFR. Le notazioni ed i colori sono quelli già spiegati nel paragrafo precedente. Anche in questo caso, tenuto conto delle distribuzioni del segnale e del fondo, ho deciso di imporre $|\cos(\vartheta_B)| < 0.85$ per i B^0 il cui K_L^0 è stato rivelato sia nell'EMC che nell'IFR.

⁶Ricordo che $Y_1^{\pm 1}(\Omega) = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin(\vartheta) e^{\pm i\phi}$.

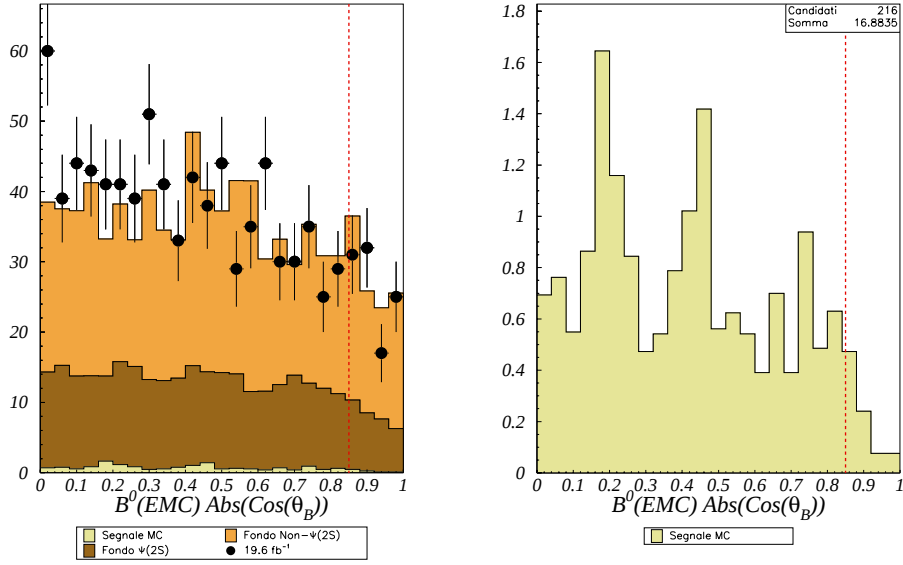


FIGURA 4.10: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE $|\cos(\vartheta_B)|$ PER I B^0 IL CUI K_L^0 È STATO RIVELATO NELL'EMC. PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 66.

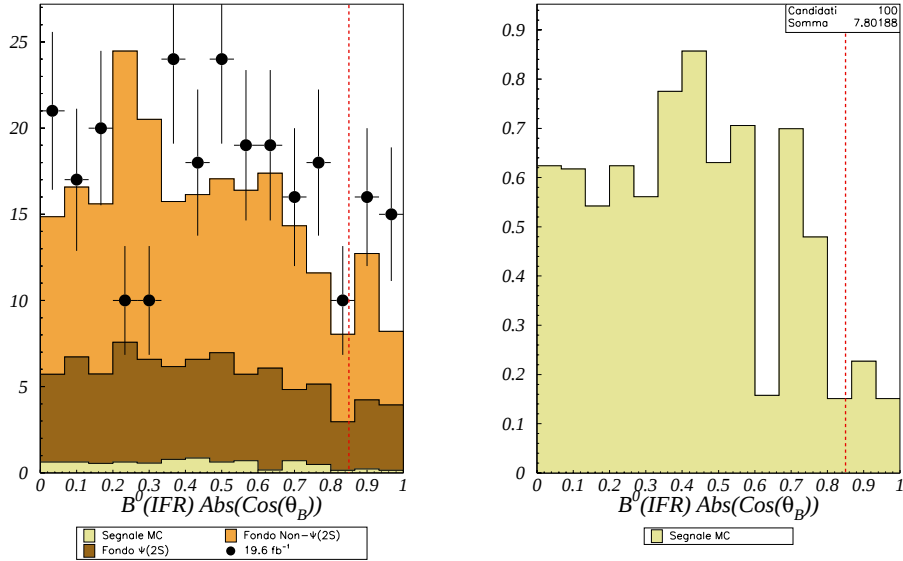


FIGURA 4.11: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE $|\cos(\vartheta_B)|$ PER I B^0 IL CUI K_L^0 È STATO RIVELATO NELL'IFR. PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 66.

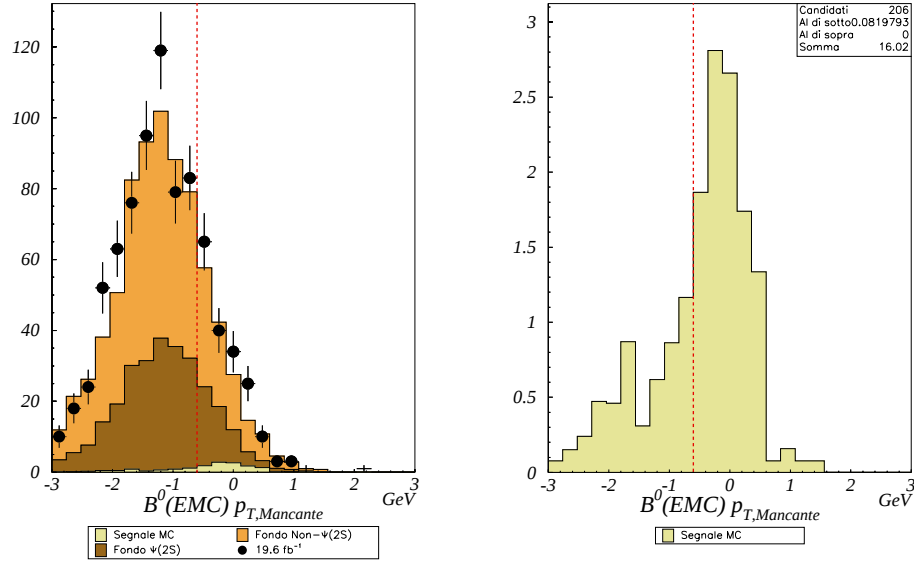


FIGURA 4.12: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE $p_{T,Mancante}$ (DEFINITA NEL PARAGRAFO 4.7) PER I B^0 IL CUI K_L^0 È STATO RIVELATO NELL'EMC. PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 66.

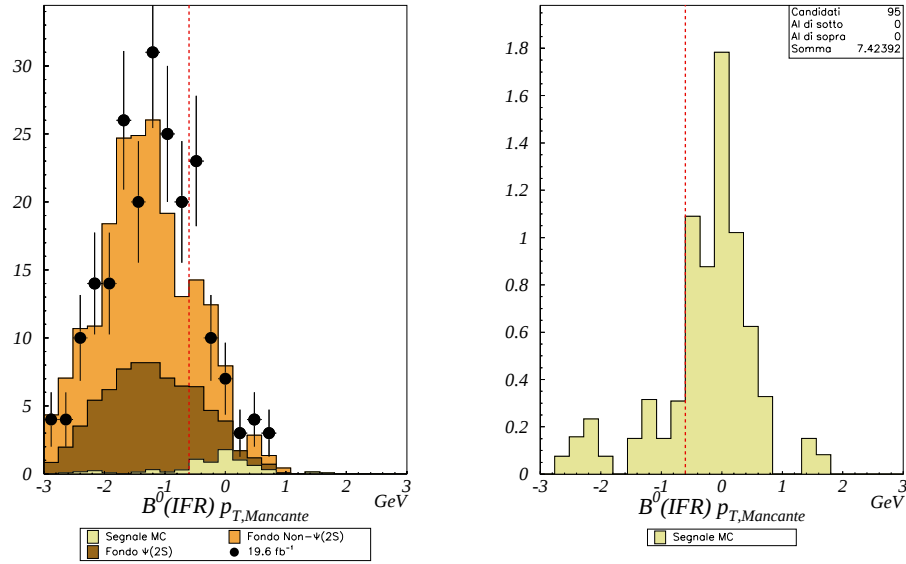


FIGURA 4.13: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE $p_{T,Mancante}$ (DEFINITA NEL PARAGRAFO 4.7) PER I B^0 IL CUI K_L^0 È STATO RIVELATO NELL'IFR. PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 66.

4.7 IL $p_{T, \text{Mancante}}$

Nel decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$, il K_L^0 è l'unica particella neutra che non rilascia tutta la sua energia nell'EMC: ci aspettiamo infatti che, se vi sono altri “clusters” neutri nell'EMC, questi siano dovuti a fotoni o π^0 ⁷. Non facciamo quindi un grosso errore se attribuiamo a questi un impulso che in modulo è pari alla loro energia e che ha come direzione quella ottenuta congiungendo il loro baricentro con il punto in interazione tra i due fasci. A questo punto calcoliamo il momento complessivo dovuto a tutte le tracce cariche ed a tutti i “clusters” neutri dell'EMC escludendo il K_L^0 . Sottraiamo questa quantità all'impulso della $\Upsilon(4S)$ nel riferimento del laboratorio ed indichiamola con $\vec{p}_{\text{Mancante}}$. Se effettivamente abbiamo rivelato tutte le particelle, $\vec{p}_{\text{Mancante}}$ sommato all'impulso del K_L^0 dovrebbe darci 0. Possono però succedere due cose:

- Alcune particelle non vengono rivelate perché al di fuori del volume sensibile del rivelatore.
- L'altro B^0 decade emettendo particelle neutre che non vengono poi rivelate (neutrini).

Per ridurre il primo effetto si proiettano $\vec{p}_{\text{Mancante}}$ e $\vec{p}_{K_L^0}$ sul piano trasverso al fascio (indicherò con il pedice T gli impulsi proiettati su tale piano). A questo punto la distribuzione di $|\vec{p}_{T, \text{Mancante}} + \vec{p}_{T, K_L^0}|$ per il segnale non sarebbe ancora centrata sullo 0 a causa del secondo effetto. Poiché il momento mancante dovuto a decadimenti semileptonici non è correlato all'impulso del K_L^0 , se noi proiettiamo $\vec{p}_{T, \text{Mancante}}$ lungo la direzione del $\vec{p}_{T, K_L^0}$ e poi lo aggiungiamo al $\vec{p}_{T, K_L^0}$ stesso, dovremmo ottenere per il segnale una distribuzione piccata a 0 (ora l'unico effetto dovuto ai decadimenti semileptonici è quello di contribuire alla larghezza della distribuzione stessa). Le figure 4.12 e 4.13 mostrano la potenzialità di questa variabile che indichiamo con $p_{T, \text{Mancante}}$.

In base alle distribuzioni della variabile $p_{T, \text{Mancante}}$ per il segnale e per i fondi (figure 4.12 e 4.13), ho deciso di richiedere $p_{T, \text{Mancante}} > -0.6 \text{ GeV}/c$, ovunque sia stato rivelato il K_L^0 .

4.8 LA DISTRIBUZIONE DEL ΔE E RISULTATI FINALI

Una volta applicati tutti i tagli descritti in questo capitolo, si va a studiare lo spettro della variabile ΔE , definita alla fine del paragrafo . In figura 4.14 riporto la distribuzione di questa variabile per i dati reali e per gli eventi ottenuti dal Monte Carlo $\psi(2S)$ -inclusivo e dalle “side-bands”. Si osservi che, come nei grafici precedenti, vi è buon accordo in forma e normalizzazione tra i dati e la distribuzione attesa.

Come si può vedere il fondo ha un andamento pressoché costante per tutti i valori di ΔE , mentre il segnale è piccato intorno allo 0 ed è praticamente tutto contenuto entro la finestra $-8 \text{ MeV} < \Delta E < 8 \text{ MeV}$. La larghezza del picco di segnale, per questo canale, è dominata da due effetti: la risoluzione in energia dei fasci e la risoluzione angolare con cui viene ricostruito il K_L^0 . La forma con cui è distribuito il fondo invece

⁷I π^0 decadono nel $98.792 \pm 0.032\%$ in due fotoni^[1].

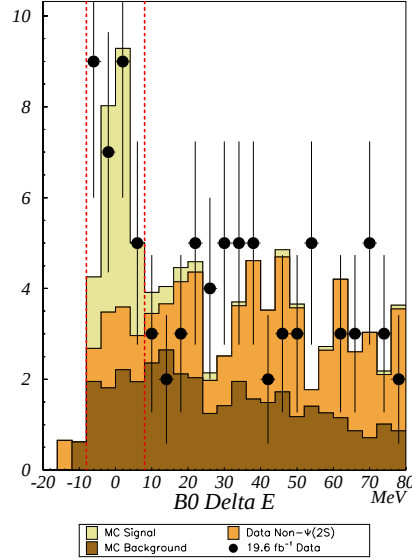


FIGURA 4.14: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE ΔE . PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 66.

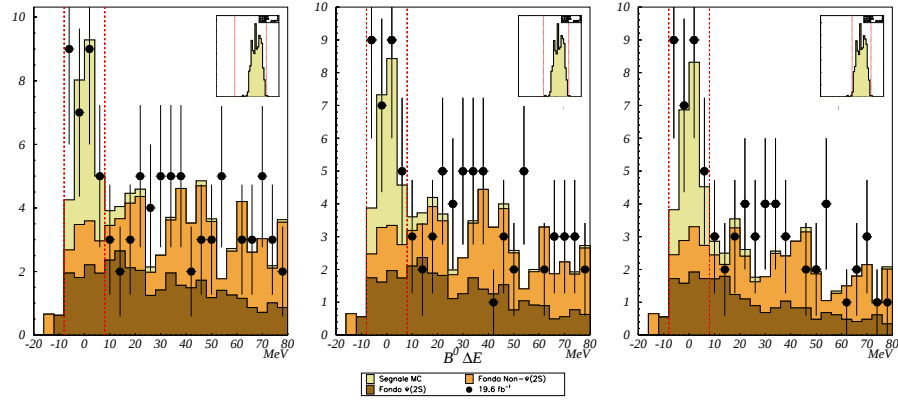


FIGURA 4.15: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE ΔE PER $0.6 \text{ GeV} < p_{\psi(2S)}^{[\chi(4S)]} < 1.6 \text{ GeV}$ (SINISTRA), $0.8 \text{ GeV} < p_{\psi(2S)}^{[\chi(4S)]} < 1.6 \text{ GeV}$ (CENTRO) E $1.0 \text{ GeV} < p_{\psi(2S)}^{[\chi(4S)]} < 1.6 \text{ GeV}$ (DESTRA). IN ALTO A DESTRA È RIPORTATO LO SPETTRO DI $p_{\psi(2S)}^{[\chi(4S)]}$ PER IL SEGNALE MONTE CARLO.

Selezione $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$	ε	$\varepsilon_{\text{parziale}}$
Solo ricostruzione	$78.2 \pm 0.7\%$	—
Criteri di selezione degli eventi	$72.6 \pm 0.7\%$	$92.8 \pm 0.5\%$
$0.6 \text{ GeV}/c < p_{\psi(2S)}^{[\Upsilon(4S)]} < 1.6 \text{ GeV}/c$	$72.4 \pm 0.7\%$	$99.79 \pm 0.09\%$
Identificazione delle tracce cariche come $e^\pm$ o $\mu^\pm$	$48.2 \pm 0.8\%$	$66.5 \pm 0.9\%$
$\text{Prob}(\chi_{\text{Vertice}}^2) > 1.5 \cdot 10^{-3}$	$46.8 \pm 0.8\%$	$97.1 \pm 0.4\%$
$3.60 \text{ GeV}/c^2 < m_{e^+e^-} < 3.72 \text{ GeV}/c^2$	$41.5 \pm 0.8\%$	$88.7 \pm 0.7\%$
$3.64 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu^+\mu^-} < 3.72 \text{ GeV}/c^2$		
Selezione $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+\ell^-) K_L^0$	ε	$\varepsilon_{\text{parziale}}$
Ricostruzione del B^0 e applicazione dei soli criteri di selezione per $\psi(2S)$ e K_L^0	$36.2 \pm 0.8\%$	—
Reiezione dei canali $\psi(2S)$ -esclusivi	$35.6 \pm 0.8\%$	$98.3 \pm 0.3\%$
$ \cos(\vartheta_{\text{El}}) < 0.85$	$33.3 \pm 0.8\%$	$93.5 \pm 0.7\%$
$ \cos(\vartheta_{\text{B}}) < 0.85$	$31.1 \pm 0.7\%$	$93.5 \pm 0.7\%$
$p_{\text{T, Mancante}} > -0.6 \text{ GeV}/c$	$22.4 \pm 0.7\%$	$72. \pm 1. \%$
$-8 \text{ MeV} < \Delta E < 8 \text{ MeV}$	$17.8 \pm 0.6\%$	$79. \pm 1. \%$

TAVOLA 4.5: EFFICIENZA SULLA RICOSTRUZIONE DEL DECADIMENTO $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+\ell^-) K_L^0$ IN FUNZIONE DEI TAGLI APPLICATI, VALUTATA USANDO COLLEZIONI MONTE CARLO ($B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$)-ESCLUSIVE.

dipende dalla finestra scelta per la variabile $p_{\psi(2S)}^{[\Upsilon(4S)]}$. Variando l'estremo sinistro di questa finestra si vede (figura 4.15) che il fondo, pur non diminuendo al di sotto del picco di segnale, assume un andamento meno piatto.

Ho quindi scelto una finestra di taglio asimmetrica per la variabile $p_{\psi(2S)}^{[\Upsilon(4S)]}$, come già descritto al paragrafo 4.2, per favorire un'estrapolazione del fondo direttamente dai dati oltre che dalle distribuzioni Monte Carlo.

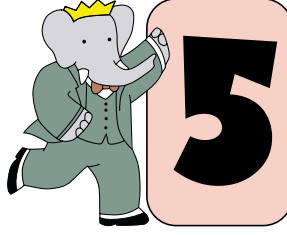
Complessivamente la selezione dei B^0 che decadono in $\psi(2S)K_L^0$ con la $\psi(2S)$ che decade in e^+e^- o $\mu^+\mu^-$ ha un'efficienza del $17.8 \pm 0.6\%$ ed un rapporto segnale su fondo pari a 1. Quindi mi aspetto che, con una statistica non molto superiore a quella

	ε	$\frac{S}{B}$	Candidati $\psi(2S)$ ottenuti dai dati reali ($\mathcal{L} = 19.6 \text{ fb}^{-1}$)	$\psi(2S)$ attese	Fondo atteso (MC+non- $\psi(2S)$)
EMC	$11.7 \pm 0.5\%$		22	9	10 (6 + 4)
IFR	$6.1 \pm 0.4\%$		8	5	3 (2 + 1)
Totale	$17.8 \pm 0.6\%$	1	30	14	13 (8 + 5)

TAVOLA 4.6: PRINCIPALI CARATTERISTICHE DELLA RICOSTRUZIONE DELLA $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+\ell^-) K_L^0$. L'EFFICIENZA (ε) È STIMATA DAL MONTE CARLO ($B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$)-ESCLUSIVO; IL RAPPORTO SEGNALE SU FONDO ($\frac{S}{B}$), LE $\psi(2S)$ ATTESE ED IL FONDO ATTESO SONO STIMATI DAL MONTE CARLO $\psi(2S)$ -INCLUSIVO E DALLE “side-bands”.

già utilizzata, in questo canale sarà possibile ottenere una buona evidenza del segnale.

In tabella 4.6 riporto le principali caratteristiche di questa selezione distinguendo se il K_L^0 è stato ricostruito nell'EMC o nell'IFR. In tabella 4.5 infine mostro l'efficienza di ciascuno dei criteri di selezione che ho applicato. Come si può notare da questa tabella, i due criteri caratterizzati da un'inefficienza maggiore per il segnale sono quello applicato per l'identificazione dei leptoni nel decadimento $\psi(2S) \rightarrow \ell^+ \ell^-$ ed il taglio sulla variabile $p_{T, \text{Mancante}}$. Questi due criteri di selezione sono d'altro canto indispensabili per ottenere un buon rapporto segnale su fondo in quanto particolarmente efficaci nella selezione di quest'ultimo.



La ricostruzione del canale di decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$ con la $\psi(2S)$ che decade in $J/\psi \pi^+ \pi^-$

La $\psi(2S)$ può venir ricostruita, non solo quando decade in leptoni, ma anche quando decade in $J/\psi \pi^+ \pi^-$ ricostruendo la J/ψ nel suo decadimento $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$. Infatti tenuto conto che la $\psi(2S)$ decade nel^[1] $31.0 \pm 2.8\%$ dei casi in $J/\psi \pi^+ \pi^-$ e che la J/ψ decade nel^[1] $11.8 \pm 0.2\%$ dei casi in $e^+ e^-$ o $\mu^+ \mu^-$, si conclude che il rapporto di decadimento complessivo del canale è del $3.6 \pm 0.4\%$, cioè dello stesso ordine di grandezza del rapporto di decadimento della $\psi(2S)$ in leptoni (che è del^[1] $1.91 \pm 0.48\%$). Vi è però da tenere presente che in questo caso ci si aspetta un maggiore fondo combinatorio, dovuto ai due $\pi^\pm$ addizionali nello stato finale.

5.1 LA RICOSTRUZIONE DELLA $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$

La ricostruzione inizia, ancora una volta, cercando due tracce di carica opposta da cui ottenere un candidato J/ψ . I criteri di selezione che ho imposto sui leptoni sono del tutto analoghi a quelli descritti nel precedente capitolo:

- Il candidato è identificato con il decadimento $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ se una traccia soddisfa $0.89 < \frac{E}{p} < 1.2$ e l'altra $0.75 < \frac{E}{p} < 1.3$ (ricordo che si applica l'algoritmo che recupera i fotoni emessi per “*bremstrahlung*” descritto al paragrafo 3.3.2).
- Il candidato è identificato con il decadimento $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ se una traccia soddisfa $\Delta\lambda < 1$ e l'altra $\Delta\lambda < 2$.
- Ricordo sempre che se il candidato non soddisfa i due casi precedenti viene rigettato, mentre se li soddisfa entrambi è trattato come un decadimento $\psi(2S) \rightarrow e^+ e^-$.

Le efficienze dei singoli tagli sono graficate in funzione dell'impulso in figura 3.2 per gli elettroni (criteri *Very Tight* e *Tight*) ed in figura 3.4 per i muoni (criteri *Tight* e *Loose*).

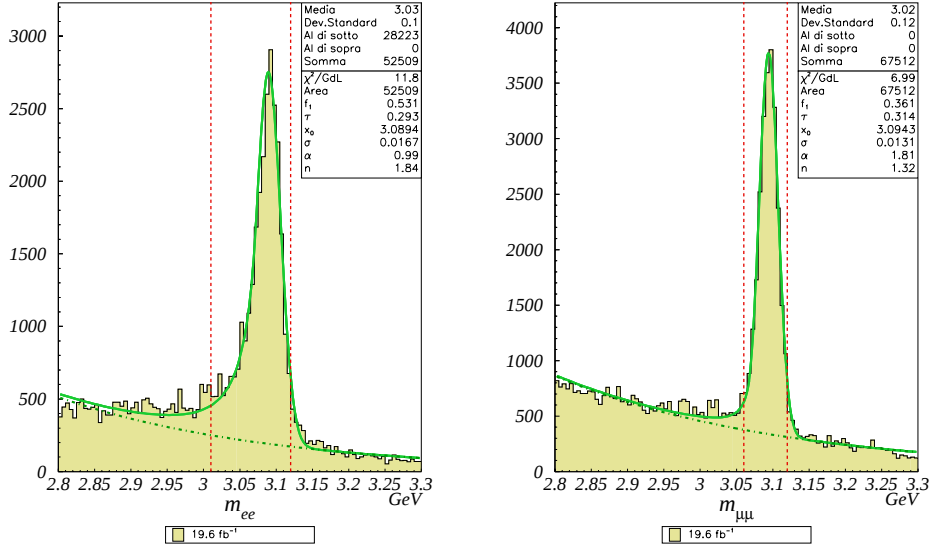


FIGURA 5.1: MASSA INVARIANTE DEI CANDIDATI $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ (SINISTRA) E $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (DESTRA) RICOSTRUITI USANDO GLI EVENTI REGISTRATI DA BABAR ($\mathcal{L} = 19.6 \text{ fb}^{-1}$) ED APPLICANDO I CRITERI DESCRITTI NEL TESTO. LA FINESTRA IN MASSA È INDICATA CON LE DUE LINEE VERTICALI.

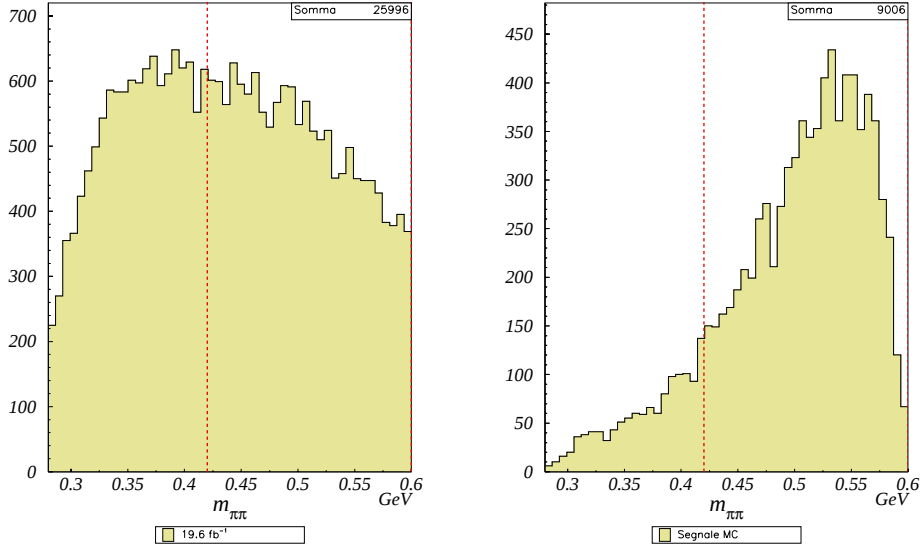


FIGURA 5.2: MASSA INVARIANTE DELLA COPPIA DI PIONI DEL DECADIMENTO $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ PER LE $\psi(2S)$ RICOSTRUITE USANDO I DATI REALI (SINISTRA) E CON EVENTI $\psi(2S)$ -INCLUSIVI (DESTRA) IN CUI NON È PRESENTE IL FONDO COMBINATORIO.

La ricostruzione della J/ψ è per il resto del tutto analoga a quella della $\psi(2S)$ descritta al paragrafo 4.2: viene innanzi tutto imposto che le due tracce passino per lo stesso punto per mezzo di un “*fit*”; a questo punto ho preso in considerazione solamente i candidati J/ψ per cui $\text{Prob}(\chi^2_{\text{Vertice}}) > 0.5 \cdot 10^{-3}$ e che verificano $3.01 \text{ GeV}/c^2 < m_{e^+e^-} < 3.12 \text{ GeV}/c^2$ nel caso elettronico o $3.06 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu^+\mu^-} < 3.12 \text{ GeV}/c^2$ nel caso muonico. L’efficienza di ricostruzione, stimata su collezioni Monte Carlo J/ψ -inclusive, risulta del $50.6 \pm 0.5\%$, mentre il rapporto segnale su fondo, stimato dai “*fit*” sugli istogrammi dei dati, risulta del 5.3.

In figura 5.1 riporto la massa invariante dei candidati $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ e $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, ricostruiti usando i dati registrati da BABAR. L’istogramma è stato “*fittato*” con una funzione di “*crystal ball*” a cui viene sommata un’esponenziale. Le linee verticali stanno ad indicare la finestra su questa variabile che viene utilizzata nella ricostruzione delle $\psi(2S)$. In tabella 5.1 riporto invece le principali caratteristiche di questa selezione.

	ϵ	$\frac{S}{B}$
Elettroni	$52 \pm 1\%$	5.3
Muoni	$48.8 \pm 0.8\%$	5.3
Totale	$50.6 \pm 0.5\%$	5.3

TAVOLA 5.1: PRINCIPALI CARATTERISTICHE DELLA RICOSTRUZIONE DELLA $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$. L’EFFICIENZA (ϵ) È STIMATA DA COLLEZIONI MONTE CARLO J/ψ -INCLUSIVE ED IL RAPPORTO SEGNALE SU FONDO ($\frac{S}{B}$) È STIMATO DAL “*fit*” DEI DATI REALI.

5.2 LA RICOSTRUZIONE DELLA $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$

Una volta ricostruita la J/ψ , come π^+ e π^- si usano altre due tracce di carica opposta a cui viene assegnata la massa di un pione: attualmente non viene applicato alcun criterio di selezione per eliminare i falsi candidati $\pi^\pm$, perché la quasi totalità delle tracce cariche ricostruite ($\gtrsim 80\%$) sono effettivamente pioni. Ancora una volta il quadri-impulso del candidato $\psi(2S)$ è ottenuto sommando i quadri-impulsi delle 4 tracce cariche, mentre il suo vertice di decadimento si ottiene imponendo con un nuovo “*fit*” che le tracce dei due $\pi^\pm$ e dei due $\ell^\pm$ passino per lo stesso punto. Ho poi utilizzato il χ^2 del “*fit*” per eliminare altro fondo, imponendo $\text{Prob}(\chi^2_{\text{Vertice}}) > 0.15$.

Per i motivi spiegati al paragrafo 4.8 ho anche richiesto che $0.6 \text{ GeV}/c < p_{\psi(2S)}^{[\Upsilon(4S)]} < 1.6 \text{ GeV}/c$.

5.2.1 LA MASSA INVARIANTE DEI DUE PIONI

Una variabile che permette di rigettare una frazione del fondo è la massa invariante del sistema formato dai due pioni.

$$m_{\pi\pi}^2 = (\mathbf{p}_{\pi^+} + \mathbf{p}_{\pi^-})^2 \quad (5.1)$$

Infatti, già i primi studi svolti a MARK I^[57] sul processo $\psi(2S) \rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) \pi^+ \pi^-$ avevano mostrato che la distribuzione di $m_{\pi\pi}$ per il segnale non è quella che si avrebbe considerando il solo spazio delle fasi, ma è più piccata negli alti valori di $m_{\pi\pi}$. Una distribuzione empirica in buon accordo con i dati è^{[58][59]}:

$$dN_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-} \propto (\text{spazio delle fasi}) (m_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2)^2 dm_{\pi\pi} \quad (5.2)$$

dove con (spazio delle fasi) intendo il contributo del solo spazio delle fasi alla distribuzione, che va come:

$$\begin{aligned} |\mathbf{p}_{J/\psi}| |\mathbf{p}_{\pi^+} - \mathbf{p}_{\pi^-}| &\propto \sqrt{\left(m_{\psi(2S)}^2 - m_{J/\psi}^2\right)^2 - 2m_{\pi\pi}^2 \left(m_{\psi(2S)}^2 + m_{J/\psi}^2\right) + m_{\pi\pi}^4} \\ &\times \sqrt{m_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Per il fondo invece la distribuzione che ci si deve aspettare è quella del solo spazio delle fasi. In figura 5.2 presento la distribuzione di $m_{\pi\pi}$ per il segnale e per i dati reali. Il taglio che ho imposto ($m_{\pi\pi} > 0.42 \text{ GeV}/c^2$) è delimitato nei grafici con la linea verticale rossa.

5.2.2 LA VARIABILE $m_{\psi(2S)} - m_{J/\psi}$

Nelle figure 5.3 e 5.4 sono presentate le distribuzioni della variabile $m_{\psi(2S)} - m_{J/\psi}$ per i candidati $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ con la J/ψ che decade rispettivamente in e^+e^- o $\mu^+\mu^-$: gli istogrammi di sinistra si riferiscono a i candidati ricostruiti dai dati reali ($\mathcal{L} = 19.6 \text{ fb}^{-1}$), mentre quelli di destra si riferiscono a quelli ricostruiti usando collezioni Monte Carlo $\psi(2S)$ -inclusive. Il fondo presente negli istogrammi è stato “fittato” con una parabola, mentre il segnale con due distribuzioni gaussiane:

$$\frac{f_2}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_1^2}} + \frac{1-f_2}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_2^2}} \quad (5.4)$$

La regione tra le due linee tratteggiate rosse è la finestra che ho scelto per selezionare il segnale e vale $579 \text{ MeV}/c^2 < m_{e^+e^- \pi^+ \pi^-} - m_{e^+e^-} < 596 \text{ MeV}/c^2$ se la J/ψ decade in elettroni e $580 \text{ MeV}/c^2 < m_{\mu^+ \mu^- \pi^+ \pi^-} - m_{\mu^+ \mu^-} < 597 \text{ MeV}/c^2$ se decade in muoni. Le due regioni ai lati delimitate con linee blu sono quelle scelte per le “side-bands”. A tal proposito anche in questo caso il Monte Carlo $\psi(2S)$ -inclusivo e le “side-bands” saranno nei prossimi grafici opportunamente normalizzate per poter avere un confronto con le distribuzioni sperimentali.

Le principali caratteristiche di questa selezione sono riportate in tabella 5.2. L’efficienza di ricostruzione, stimata su collezioni Monte Carlo $(B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0)$ -esclusive, risulta del $17.4 \pm 0.4\%$, mentre il rapporto segnale su fondo, stimato dai “fit” sugli istogrammi dei dati, risulta del 0.62.

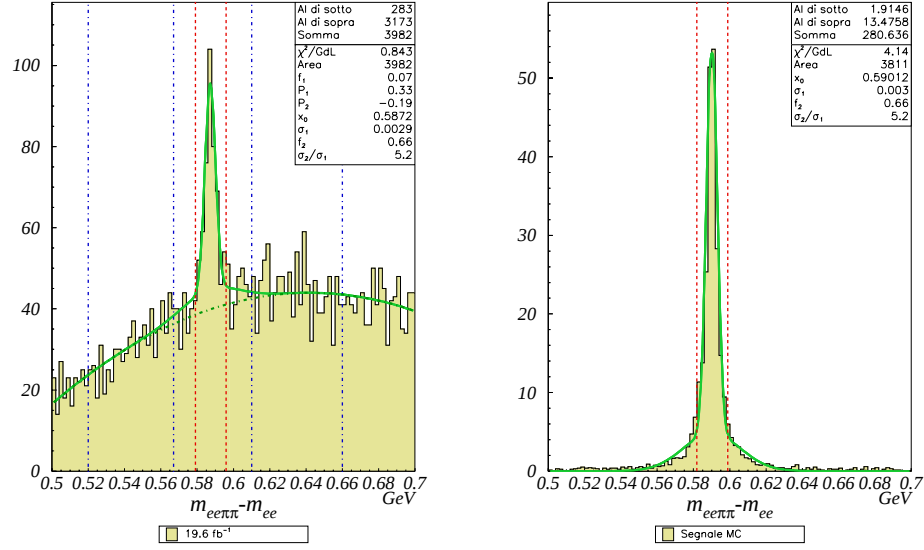


FIGURA 5.3: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABLE $m_{\psi(2S)} - m_{J/\psi}$ PER LE $\psi(2S)$ CHE DECADONO IN $J/\psi \pi^+\pi^-$ CON LA J/ψ CHE DECIDE IN e^+e^- RICOSTRUITE USANDO I DATI REGISTRATI DA BABAR (SINISTRA) E CON EVENTI $\psi(2S)$ -INCLUSIVI (DESTRA) IN CUI NON È PRESENTE IL FONDO COMBINATORIO.

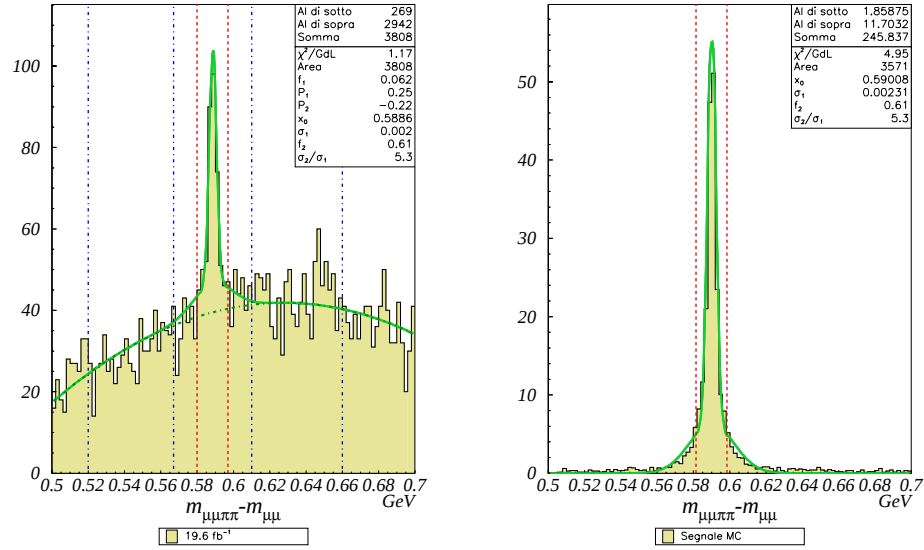


FIGURA 5.4: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABLE $m_{\psi(2S)} - m_{J/\psi}$ PER LE $\psi(2S)$ CHE DECADONO IN $J/\psi \pi^+\pi^-$ CON LA J/ψ CHE DECIDE IN $\mu^+\mu^-$ RICOSTRUITE USANDO I DATI REGISTRATI DA BABAR (SINISTRA) E CON EVENTI $\psi(2S)$ -INCLUSIVI (DESTRA) IN CUI NON È PRESENTE IL FONDO COMBINATORIO.

	ε	$\frac{S}{B}$	$\psi(2S)$ misurate	$\psi(2S)$ attese
Elettroni	$17.8 \pm 0.6\%$	0.59	224	216
Muoni	$16.8 \pm 0.6\%$	0.66	199	204
Totale	$17.4 \pm 0.4\%$	0.62	423	420

TAVOLA 5.2: PRINCIPALI CARATTERISTICHE DELLA RICOSTRUZIONE DELLA $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. L'EFFICIENZA (ε) È STIMATA DA EVENTI MONTE CARLO ($B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$)–ESCLUSIVI; IL RAPPORTO SEGNALE SU FONDO ($\frac{S}{B}$) È STIMATO DAL “*fit*” DELL’ISTOGRAMMA RELATIVO ALLA MASSA INVARIANTE DEI CANDIDATI RICOSTRUITI DAI DATI REALI; LE $\psi(2S)$ MISURATE SONO STIMATE CON IL PRECEDENTE “*fit*”, MENTRE QUELLE ATTESE SONO STIMATE CON L’EFFICIENZA (CALCOLATA SU EVENTI $\psi(2S)$ –INCLUSIVI), LA LUMINOSITÀ INTEGRATA ED I RAPPORTI DI DECADIMENTO NOTI^[1].

5.3 LA RICOSTRUZIONE DEL $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$

Come già descritto al paragrafo 4.3, i candidati B^0 , in ogni evento vengono ricostruiti combinando una candidato $\psi(2S)$ che passa i tagli sopra descritti con un candidato K_L^0 . Per determinare l’impulso del K_L^0 e quindi l’energia del B^0 si impone che m_{B^0} coincida con il valore noto^[1]. In questo modo la cinematica del processo $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$ è completamente ricostruita. Come ultima cosa, si attribuisce come vertice di decadimento del B^0 il vertice di decadimento della $\psi(2S)$. I candidati B^0 ricostruiti in eventi in cui risulta presente anche uno dei decadimenti descritti al paragrafo 4.4, vengono rigettati.

5.3.1 LA DISTRIBUZIONE ANGOLARE DEL PROCESSO

$\psi(2S) \rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) \pi^+ \pi^-$

Prendendo come riferimento quanto descritto per $\psi(2S) \rightarrow \ell^+ \ell^-$ al paragrafo 4.6.1, possiamo subito osservare che, nel caso della $\psi(2S) \rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) \pi^+ \pi^-$, la situazione è più complicata: $\psi(2S)$ è ancora polarizzata ortogonalmente alla sua direzione di moto, ma è la J/ψ che decade in leptoni e la direzione del suo spin dipenderà sia dalla direzione dello spin della $\psi(2S)$ che dai momenti angolari tra J/ψ , π^+ e π^- .

La distribuzione angolare dei tre corpi è stata studiata in dettaglio all’esperimento BES^[59]: indichiamo con $\vec{l}$ il momento angolare dei 2 pioni nel loro centro di massa e con $\vec{L}$ il momento angolare tra la J/ψ e la coppia di pioni nel riferimento della $\psi(2S)$. Poniamo infine $\vec{S} = \vec{s}_{J/\psi} + \vec{l}$. Sviluppando la sezione d’urto in onde parziali^[60] si può vedere che essa è la somma di vari termini con a fattore i coefficienti $|M_{l,L,S}|^2$ (questi indicano quale sia la probabilità di trovare lo stato con valori di l , L e S fissati nel processo considerato).

Nell’esperimento BES^[59] sono stati misurati $|M_{0,0,1}|$, $|M_{2,0,1}|$ e $|M_{0,2,1}|$:

$$\begin{aligned} \left| \frac{M_{2,0,1}}{M_{0,0,1}} \right| &= 0.17 \pm 0.02 \pm 0.04 \\ \left| \frac{M_{0,2,1}}{M_{0,0,1}} \right| &= 0.004 \pm 0.01 \pm 0.01 \end{aligned}$$

Poiché $\vec{s}_{\psi(2S)} = \vec{s}_{J/\psi} + \vec{l} + \vec{L}$ possiamo concludere che $\vec{s}_{\psi(2S)} = \vec{s}_{J/\psi}$ in più del 90% dei decadimenti ed è quindi sensato tagliare sulla distribuzione dei leptoni rispetto alla direzione del B^0 in maniera analoga a quanto fatto nel decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+ \ell^-) K_L^0$ (paragrafo 4.6.1). Il riferimento in cui metterci per misurare l'angolo può essere sia quello della $\psi(2S)$ che quello della J/ψ . In figura 5.5 è riportata la correlazione tra $\cos(\vartheta_{\text{El}}^{[\psi(2S)]})$ e $\cos(\vartheta_{\text{El}}^{[J/\psi]})$ per gli eventi Monte Carlo di segnale. Il taglio attualmente applicato è $|\cos(\vartheta_{\text{El}})| \lesssim 0.80$, come si vede in figura, praticamente vengono esclusi gli stessi candidati qualunque sia la ϑ_{El} utilizzata.

Le distribuzioni di $|\cos(\vartheta_{\text{El}}^{[\psi(2S)]})|$ sono riportate nelle figure 5.6 e 5.7 per i dati reali ($\mathcal{L} = 19.6 \text{ fb}^{-1}$) e per il Monte Carlo $\psi(2S)$ -inclusivo, distinguendo se il K_L^0 viene rivelato nell'EMC o nell'IFR. Anche in questo caso ho presentato su un unico grafico (quello di sinistra) la distribuzione dei dati (con il simbolo $\bullet$), del Monte Carlo $\psi(2S)$ -inclusivo (in marrone il fondo $\psi(2S)$ e color "beige" il segnale) e delle "side-bands" (in arancione) che simulano il fondo non- $\psi(2S)$ opportunamente normalizzati al numero di $\psi(2S)$ come descritto al paragrafo 4.5. A destra è invece presente il solo segnale Monte Carlo. Vista la distribuzione del segnale e del fondo, ho scelto di imporre $|\cos(\vartheta_{\text{El}}^{[\psi(2S)]})| < 0.80$ per quanto riguarda i B^0 i cui K_L^0 sono rivelati nell'EMC e $|\cos(\vartheta_{\text{El}}^{[\psi(2S)]})| < 0.85$ per i B^0 i cui K_L^0 sono rivelati nell'IFR. I tagli sono riportati nelle figure 5.6 e 5.7 con una linea verticale.

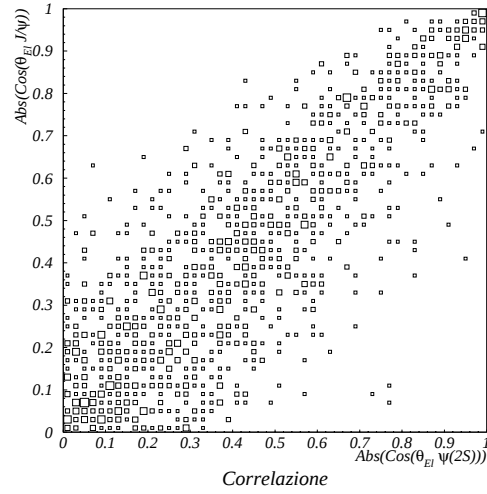


FIGURA 5.5: $|\cos(\vartheta_{\text{El}}^{[J/\psi]})|$ vs $|\cos(\vartheta_{\text{El}}^{[\psi(2S)]})|$ PER I CANDIDATI $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) \pi^+ \pi^-) K_L^0$ RICOSTRUITI USANDO EVENTI MONTE CARLO DI SEGNALE.

5.3.2 I RESTANTI TAGLI

In maniera analoga a quanto fatto nel decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+ \ell^-) K_L^0$, i candidati B^0 devono passare i tagli applicati all'angolo ϑ_B (definito nel paragrafo 4.6.2) ed al $p_{T, \text{Mancante}}$ (definito nel paragrafo 4.7). Le condizioni che ho deciso di imporre sono riportate in tabella 5.3 e graficate nelle figure 5.8, 5.9, 5.10 e 5.11, distinguendo se il K_L^0 è rivelato nell'EMC o nell'IFR.

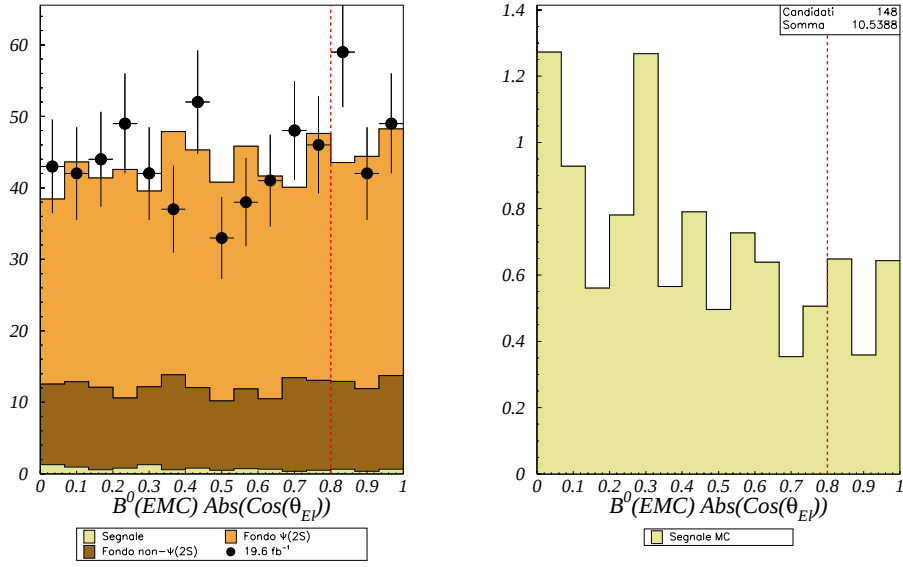


FIGURA 5.6: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE $\left| \cos \left(\vartheta_{El}^{[\psi(2S)]} \right) \right|$ PER I B^0 IL CUI K_L^0 È STATO RIVELATO NELL'EMC. PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 81.

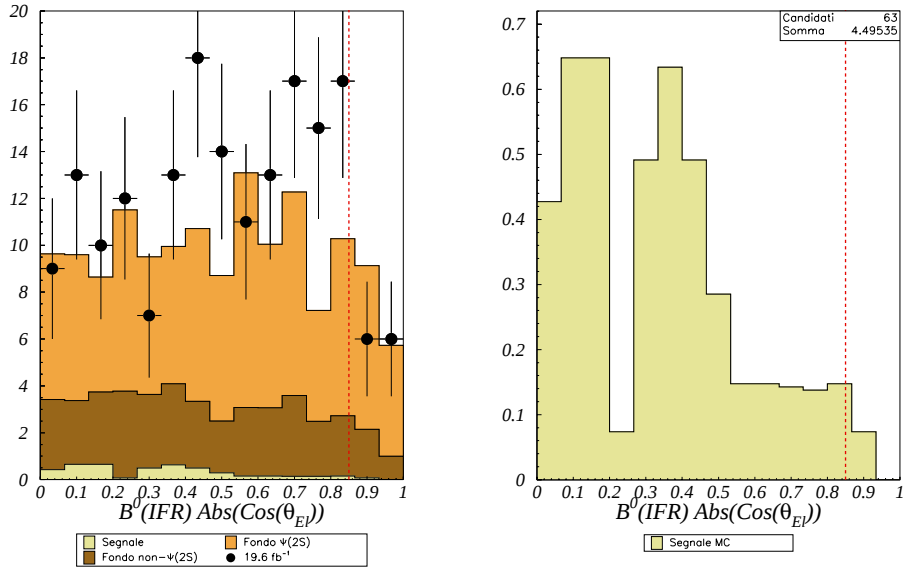


FIGURA 5.7: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE $\left| \cos \left(\vartheta_{El}^{[\psi(2S)]} \right) \right|$ PER I B^0 IL CUI K_L^0 È STATO RIVELATO NELL'IFR. PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 81.

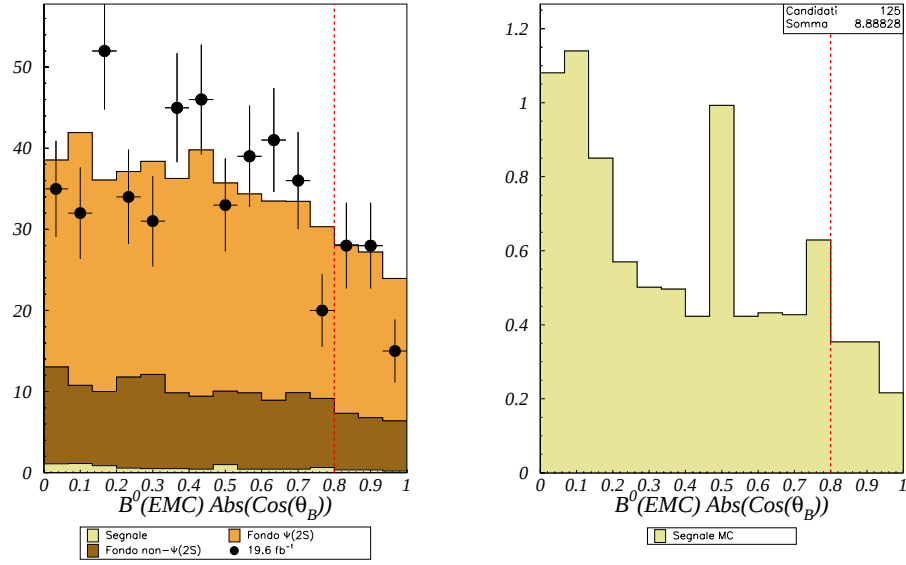


FIGURA 5.8: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE $|\cos(\vartheta_B)|$ PER I B^0 IL CUI K_L^0 È STATO RIVELATO NELL'EMC. PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 81.

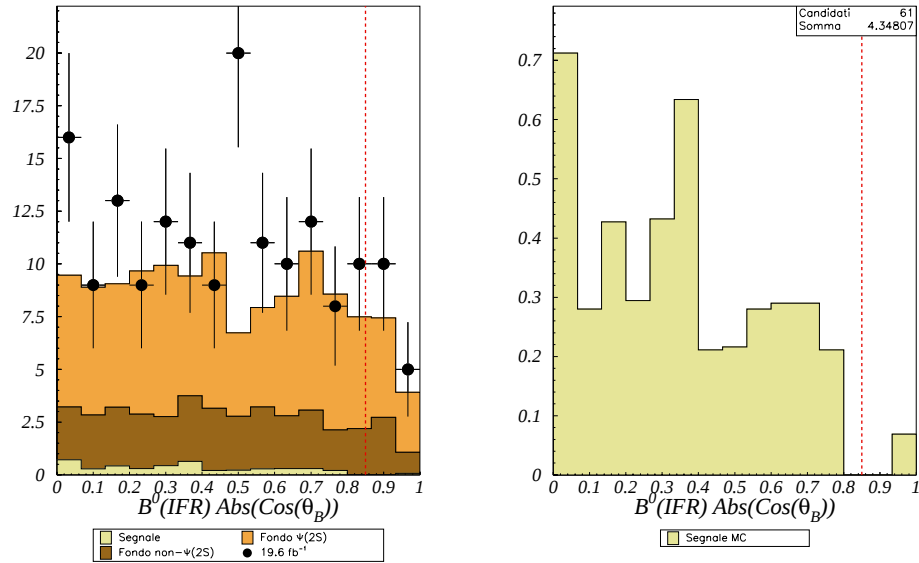


FIGURA 5.9: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE $|\cos(\vartheta_B)|$ PER I B^0 IL CUI K_L^0 È STATO RIVELATO NELL'IFR. PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 81.

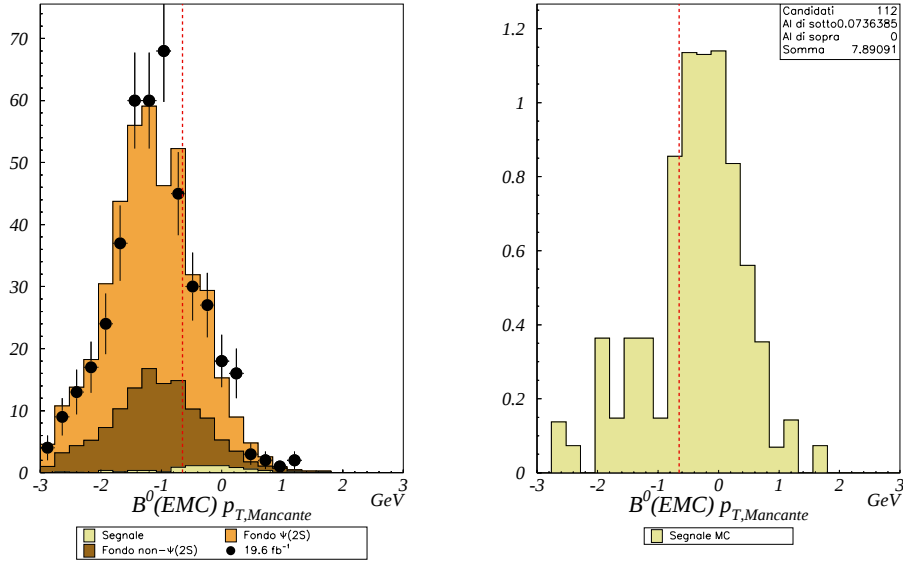


FIGURA 5.10: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE $p_{T,Mancante}$ PER I B^0 IL CUI K_L^0 È STATO RIVELATO NELL'EMC. PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 81.

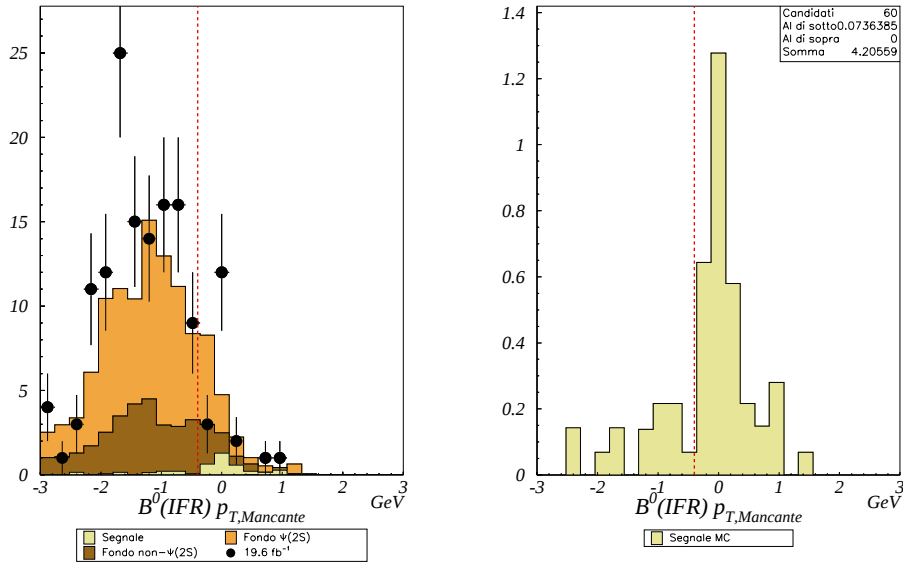


FIGURA 5.11: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE $p_{T,Mancante}$ PER I B^0 IL CUI K_L^0 È STATO RIVELATO NELL'IFR. PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 81.

	Taglio su ϑ_B	Taglio su $p_{T, \text{Mancante}}$
EMC	$ \cos(\vartheta_B) < 0.80$	$p_{T, \text{Mancante}} > -0.65 \text{ GeV}/c$
IFR	$ \cos(\vartheta_B) < 0.85$	$p_{T, \text{Mancante}} > -0.4 \text{ GeV}/c$

TAVOLA 5.3: TAGLI FINALI APPLICATI AI CANDIDATI B^0 , DISTINGUENDO SE IL K_L^0 VIENE RICOSTRUITO NELL'EMC O NELL'IFR.

5.4 RISULTATI FINALI

Come nel capitolo, precedente, dopo aver applicato tutti i tagli, si va a vedere la distribuzione della variabile ΔE (figura 5.12). Considerando sempre la finestra $-8 \text{ MeV} < \Delta E < 8 \text{ MeV}$, ottengo un'efficienza pari a $5.9 \pm 0.2\%$ con un rapporto segnale su fondo pari a 0.6. Nelle tabelle 5.4 e 5.5 riporto i risultati di questa selezione. Come si può vedere, in questo caso un rapporto segnale su fondo accettabile si è ottenuto solo a prezzo di un'inefficienza maggiore. È ragionevole aspettarsi che, quando si disporrà di una maggiore statistica, un rapporto segnale su fondo simile a quello del canale $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+ \ell^-) K_L^0$ sia ottenibile solo a prezzo di una inefficienza ancora maggiore. Per questo motivo, penso che questo canale difficilmente potrà essere utilizzato nella misura di $\sin(2\beta)$, almeno nell'immediato futuro.

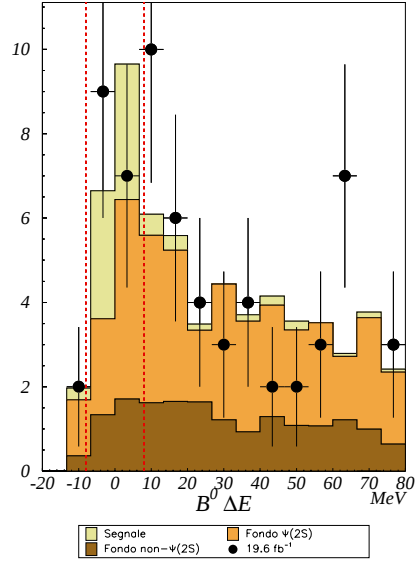


FIGURA 5.12: DISTRIBUZIONE DELLA VARIABILE ΔE . PER UNA SPIEGAZIONE DELLE NOTAZIONI SI RIMANDA AL TESTO DI PAGINA 81.

	ε	$\frac{S}{B}$	Candidati $\psi(2S)$ ottenuti dai dati reali ($\mathcal{L} = 19.6 \text{ fb}^{-1}$)	$\psi(2S)$ attese	Fondo atteso (MC+non- $\psi(2S)$)
EMC	$3.8 \pm 0.2\%$		12	4	8 (2 + 6)
IFR	$2.1 \pm 0.1\%$		6	3	3 (1 + 2)
Totale	$5.9 \pm 0.2\%$	0.6	18	7	13 (8 + 5)

TAVOLA 5.4: PRINCIPALI CARATTERISTICHE DELLA RICOSTRUZIONE DELLA $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) \pi^+ \pi^-) K_L^0$. L'EFFICIENZA (ε) È STIMATA DAL MONTE CARLO $B^0 \rightarrow \psi(2S) K_L^0$ -ESCLUSIVO; IL RAPPORTO SEGNALE SU FONDO ($\frac{S}{B}$), LE $\psi(2S)$ ATTESE ED IL FONDO ATTESO SONO STIMATI DAL MONTE CARLO $\psi(2S)$ -INCLUSIVO E DALLE “side-bands”.

Selezione $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$	ε	$\varepsilon_{\text{parziale}}$
Solo ricostruzione	$80.6 \pm 0.4\%$	—
Criteri di selezione degli eventi	$78.1 \pm 0.4\%$	$96.9 \pm 0.2\%$
Identificazione delle tracce cariche come $e^\pm$ o $\mu^\pm$	$58.3 \pm 0.5\%$	$74.7 \pm 0.5\%$
$\text{Prob}(\chi_{\text{Vertice}}^2) > 0.5 \cdot 10^{-3}$	$56.7 \pm 0.5\%$	$97.3 \pm 0.2\%$
$3.01 \text{ GeV}/c^2 < m_{e^+e^-} < 3.12 \text{ GeV}/c^2$	$50.6 \pm 0.5\%$	$89.2 \pm 0.4\%$
$3.06 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu^+\mu^-} < 3.12 \text{ GeV}/c^2$		
Selezione $\psi(2S) \rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) \pi^+ \pi^-$	ε	$\varepsilon_{\text{parziale}}$
Ricostruzione della $\psi(2S)$ e applicazione dei soli criteri di selezione per la J/ψ	$40.1 \pm 0.5\%$	—
$0.6 \text{ GeV}/c < p_{\psi(2S)}^{[\Upsilon(4S)]} < 1.6 \text{ GeV}/c$	$38.6 \pm 0.5\%$	$96.2 \pm 0.3\%$
$\text{Prob}(\chi_{\text{Vertice}}^2) > 0.15$	$29.3 \pm 0.5\%$	$75.9 \pm 0.7\%$
$m_{\pi\pi} > 0.42 \text{ GeV}/c^2$	$24.2 \pm 0.4\%$	$82.6 \pm 0.7\%$
$579 \text{ MeV}/c^2 < m_{e^+e^- \pi^+ \pi^-} - m_{e^+e^-} < 596 \text{ MeV}/c^2$	$17.4 \pm 0.4\%$	$72. \pm 1. \%$
$580 \text{ MeV}/c^2 < m_{\mu^+\mu^- \pi^+ \pi^-} - m_{\mu^+\mu^-} < 597 \text{ MeV}/c^2$		
Selezione $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) \pi^+ \pi^-) K_L^0$	ε	$\varepsilon_{\text{parziale}}$
Ricostruzione del B^0 e applicazione dei soli criteri di selezione per la $\psi(2S)$ ed il K_L^0	$13.1 \pm 0.4\%$	—
Reiezione dei canali $\psi(2S)$ -esclusivi	$12.3 \pm 0.3\%$	$93.7 \pm 0.7\%$
$\left \cos(\vartheta_{\text{El}}^{[\psi(2S)]}) \right < 0.80$ (EMC)	$11.3 \pm 0.3\%$	$91.6 \pm 0.8\%$
$\left \cos(\vartheta_{\text{El}}^{[\psi(2S)]}) \right < 0.85$ (IFR)		
$ \cos(\vartheta_B) < 0.80$ (EMC)	$10.1 \pm 0.3\%$	$89.9 \pm 0.9\%$
$ \cos(\vartheta_B) < 0.85$ (IFR)		
$p_{\text{T, Mancante}} > -0.65 \text{ GeV}/c$ (EMC)	$7.2 \pm 0.3\%$	$71. \pm 1. \%$
$p_{\text{T, Mancante}} > -0.4 \text{ GeV}/c$ (IFR)	$5.9 \pm 0.2\%$	$82. \pm 1. \%$
$-8 \text{ MeV} < \Delta E < 8 \text{ MeV}$		

TAVOLA 5.5: EFFICIENZA SULLA RICOSTRUZIONE DEL DECADIMENTO $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) \pi^+ \pi^-) K_L^0$ IN FUNZIONE DEI TAGLI APPLICATI, VALUTATA USANDO COLLEZIONI MONTE CARLO ($B^0 \rightarrow \psi(2S)K_L^0$)-ESCLUSIVE.

Conclusioni

Lo scopo del mio lavoro di tesi è stato quello di verificare se fosse possibile ricostruire, con un buon rapporto segnale su fondo ed una ragionevole efficienza, i decadimenti $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+ \ell^-) K_L^0$ e $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) \pi^+ \pi^-) K_L^0$. L'interesse verso questi canali è motivato dal contributo che potrebbero portare alla stima del parametro della matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa “ $\sin(2\beta)$ ”. I canali da me ricostruiti sono processi in cui il B decade con CP opposta a quella dei rispettivi processi $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+ \ell^-) K_S^0$ e $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) \pi^+ \pi^-) K_S^0$. Questi ultimi sono affetti da un minor fondo e quindi possono essere selezionati con maggiore efficienza. Per queste ragioni sono già stati sfruttati nella più recente misura di $\sin(2\beta)$ pubblicata da BABAR^[3] insieme ai canali $B^0 \rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) K_S^0$ e $B^0 \rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) K_L^0$. Il contributo che i decadimenti di cui mi sono occupato potrebbero apportare alla stima di $\sin(2\beta)$ va al di là del solo aumento di statistica in quanto, avendo CP opposta, contribuirebbero allo studio degli errori sistematici di questa misura.

I processi da me studiati, se confrontati con i corrispondenti decadimenti in cui è presente il mesone K_S^0 , sono più difficilmente selezionabili, a causa di un fondo maggiore. Infatti il mesone K_L^0 , come è noto, ha una vita media piuttosto lunga ($c\tau = 15.51 \text{ m}^{[1]}$) e, quindi, non decade all'interno del volume del rivelatore. Esso, attraversando l'apparato sperimentale, può comunque interagire con il calorimetro elettromagnetico o con il rivelatore di muoni. L'unica informazione riguardante questo mesone che si riesce ad ottenere direttamente è la sua direzione di volo: infatti, non disponendo di un calorimetro adronico, non è possibile misurarne l'energia. Nei canali di decadimento da me studiati si riesce comunque a ricostruire l'intera cinematica del processo e, in particolare, l'impulso del mesone K_L^0 sfruttando un vincolo cinematico. In questo modo però viene ridotto, rispetto ai corrispondenti decadimenti in cui è presente il mesone K_S^0 , il numero di osservabili su cui è possibile a posteriori verificare la compatibilità della cinematica del mesone B^0 ricostruito con quella di un mesone B che è prodotto nel decadimento $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$.

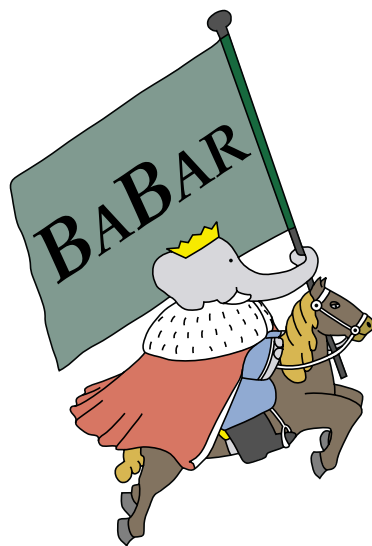
Nei decadimenti del B^0 in cui vi è una $\psi(2S)$ che decade in $J/\psi \pi^+ \pi^-$, la seconda fonte di fondo è di tipo combinatorio, dovuta alla presenza dei pioni carichi.

Nel mio lavoro di tesi ho affrontato la selezione dei due canali sopra descritti, studiando le distribuzioni delle diverse variabili cinematiche che li caratterizzano. L'analisi è stata svolta utilizzando gli eventi che sono stati prodotti da PEP-II nel primo anno di presa dati di BABAR (pari ad una statistica di 19.6 fb^{-1}) ed eventi simulati con tecniche Monte Carlo.

I criteri di selezione scelti per il canale $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+ \ell^-) K_L^0$ mi hanno permesso di ricostruire 30 possibili candidati di questo tipo dal campione dei dati reali. Il risultato ottenuto è compatibile con il numero di candidati che ci si aspetta di osservare in base alla luminosità integrata, al valore dei rapporti di decadimento in gioco^[1] ed all'efficienza di ricostruzione. Infatti, attraverso una stima basata su tali fattori, si prevede di osservare 14 eventi di segnale a cui vanno aggiunti 13 eventi di fondo. L'accordo ottenuto non riguarda soltanto il numero di candidati ricostruiti, ma anche la forma delle diverse distribuzioni delle variabili cinematiche studiate: infatti vi è compatibilità tra le distribuzioni relative agli eventi reali che sopravvivono ai diversi livelli della selezione e quelle relative agli eventi *simulati* (usando tecniche di simulazioni Monte Carlo per simulare il segnale ed il fondo $\psi(2S)$ e dati reali al di fuori del picco della massa della $\psi(2S)$ per tener conto del fondo non- $\psi(2S)$).

In conclusione, per questo canale di decadimento, si è ottenuto un buon rapporto segnale su fondo (~ 1) con una efficienza del 17.8%. Questi risultati portano a concludere che, con una statistica non molto superiore, si dovrebbe ottenere una ragionevole evidenza del segnale.

Per quanto concerne il canale $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) \pi^+ \pi^-) K_L^0$, il maggiore fondo in gioco ha imposto criteri di selezione più rigidi. Per questa ragione, anche se il rapporto di decadimento favorisce questo canale rispetto al precedente per un fattore ~ 2 , i candidati B^0 che passano i tagli nel campione di dati reali sono solo 18. Questo numero è ancora compatibile con il valore che ci si aspetterebbe tenendo conto della luminosità integrata, dei rapporti di decadimento in gioco e dell'efficienza di ricostruzione: 7 eventi di segnale a cui vanno aggiunti 11 eventi di fondo. Infine, anche in questo caso, vi è accordo in forma e normalizzazione tra le distribuzioni degli eventi reali e di quelli *simulati*. Per questo canale, però, un rapporto segnale su fondo non troppo sfavorevole (~ 0.6), ma comunque sensibilmente inferiore a quello ottenuto nel caso $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow \ell^+ \ell^-) K_L^0$, si è ottenuto solo a costo di una maggiore inefficienza ($\varepsilon = 5.9\%$). Si conclude quindi che, anche in presenza di una statistica notevolmente superiore a quella attuale e quindi potendo applicare criteri di selezione più restrittivi rispetto a quelli qui adottati, l'efficienza di ricostruzione per questo canale costituisca un limite che non consentirà al decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S) (\rightarrow J/\psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-) \pi^+ \pi^-) K_L^0$ di contribuire significativamente alla misura di $\sin(2\beta)$.



Ringraziamenti

È doveroso per me ringraziare il mio relatore, Dott. Stefano Passaggio, per avermi seguito con costanza e pazienza durante tutto il periodo della tesi ed il Prof. Alberto Santroni, per avermi dato l'opportunità di prendere parte all'esperimento BABAR. Desidero poi ringraziare di cuore tutto il gruppo genovese che partecipa a questo esperimento, in particolar modo la gente che mi ha aiutato in tutti questi mesi: Silvano, Enrico, Francesca, Maurizio, Stefano B., Saverio e Marco.

Un ringraziamento speciale va poi ai miei genitori, a mio fratello Gabriele ed a tutte le persone che, non solo in questo periodo, mi sono state vicine e di conforto: G.B., Doddo, Marco F., Exo, Valentina, Elisa, Chiara, Laura, Roberta, Fabio, Dario, Annalisa, Jimi Hendrix, Mauro, Gege, Don Salvano; Sara, Alessandro T., Luca B., Roberta, Michele, Andrea, Carlo, Luca M., Alessandro M., Alfonso, Giovanna, Giulia, Maya, Valeria, Silvia, Susanna, Chiara e Riccardo V..

Infine non posso fare a meno di esprimere la mia gratitudine verso Francesca, Debora ed i Sig.ri Contu per avermi ospitato in questi 5 anni.

Bibliografia

- [1] D.E. Groom *et al.*: “Review of particle physics”, **Eur. Phys. J. C** **15** (2000).
<http://pdg.lbl.gov/>
- [2] J. H. Christenson *et al.*: “Evidence for the 2π decay of the $K_{(2)}^0$ meson”, **Phys. Rev. Lett.** **13** p. 138 (1964).
- [3] B. Aubert *et al.*: “Measurement of CP violating asymmetries in B^0 decays to CP eigenstates”, **Phys. Rev. Lett.** **86** p. 2515 (2001), SLAC-PUB-8777, BABAR-PUB-01-01, HEP-EX 0102030.
http://heplibw3.slac.stanford.edu/BFR00T/www/doc/public/journal_pubs/2001/babar-pub-0101.pdf
- [4] D. Boutigny *et al.*: “Letter of intent for the study of CP violation and heavy flavor physics at PEP-II” (1994), SLAC-R-443.
- [5] B. Aubert *et al.*: “The BABAR detector” (2001). In via di pubblicazione su **Nucl. Instr. Methods A**.
- [6] “Workbook for BABAR offline users”. Disponibile solo in rete alla pagina:
<http://heplibw3.slac.stanford.edu/BFR00T/www/doc/workbook/workbook.html>
- [7] P. F. Harrison e H. R. Quinn: “The BABAR physics book: physics at an asymmetric B-Factory”, SLAC-R-504.
- [8] S. L. Glashow: “Partial symmetries of weak interactions”, **Nucl. Phys.** **22** p. 579 (1961).
- [9] A. Salam e J. C. Ward: “Electromagnetic and weak interactions”, **Phys. Lett.** **13** p. 168 (1964).
- [10] S. Weinberg: “A model of leptons”, **Phys. Rev. Lett.** **19** p. 1264 (1967).
- [11] B. Aubert *et al.*: “Experimental observation of a heavy particle J”, **Phys. Rev. Lett.** **33** p. 1404 (1974).
- [12] J. E. Augustin *et al.*: “Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation”, **Phys. Rev. Lett.** **33** p. 1406 (1974), SLAC-PUB-1504.
- [13] M. L. Perl *et al.*: “Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation”, **Phys. Rev. Lett.** **35** p. 1489 (1975), SLAC-PUB-1626.
- [14] S. W. Herb *et al.*: “Observation of a Dimuon resonance at 9.5 GeV in 400 GeV proton-nucleus collisions”, **Phys. Rev. Lett.** **39** p. 252 (1977), FERMILAB-PUB-77/58-EXP.

- [15] M. Banner *et al.*: “Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\bar{p}$ -p collider”, **Phys. Lett. B** **122** p. 476 (1983).
- [16] LEP Collaborations: “Electroweak parameters of the Z^0 resonance and the Standard Model: the LEP collaborations”, **Phys. Lett. B** **276** p. 247 (1992).
- [17] F. Abe *et al.*: “Observation of top quark production in $\bar{p}$ -p collisions”, **Phys. Rev. Lett.** **74** p. 2626 (1995), HEP-EX 9503002.
- [18] S. Abachi *et al.*: “Observation of the top quark”, **Phys. Rev. Lett.** **74** p. 2632 (1995), HEP-EX 9503003.
- [19] Y. Nir: “CP violation in and beyond the Standard Model” (1999). Disponibile solo in rete alla pagina:
<http://www.slac.stanford.edu/gen/meeting/ssi/1999/nir1/nir.pdf>
- [20] A. D. Sakharov: “Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe”, **Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.** **5** p. 32 (1967).
- [21] G. R. Farrar e M. E. Shaposhnikov: “Baryon asymmetry of the universe in the standard electroweak theory”, **Phys. Rev. D** **50** p. 774 (1994), HEP-PH 9305275.
- [22] M. B. Gavela *et al.*: “Standard model CP violation and baryon asymmetry. Part 1: Zero temperature”, **Nucl. Phys. B** **430** p.345 (1994), HEP-PH 9406288.
- [23] P. Huet e E. Sather: “Electroweak baryogenesis and standard model CP violation”, **Phys. Rev. D** **51** p. 379 (1995), HEP-PH 9404302.
- [24] G. S. Abrams *et al.*: “Measurements of Z^0 boson resonance parameters in e^+e^- annihilation”, **Phys. Rev. Lett.** **63** p. 2173 (1989), SLAC-PUB-5113.
- [25] M. Kobayashi e T. Maskawa: “CP Violation in the renormalizable theory of weak interaction”, **Prog. Theo. Phys.** **49** p. 652 (1973).
- [26] L. Chau e W. Keung: “Comments on the parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix”, **Phys. Rev. Lett.** **53** p. 1802 (1984).
- [27] G. Lueders: “Proof of the TCP theorem”, **Annals Phys.** **2** p.1, **Annals Phys.** **281** p.1004 (1957).
- [28] C. Jarlskog: “Commutator of the quark mass matrices in the standard electroweak model and a measure of maximal CP violation”, **Phys. Rev. Lett.** **55** p. 1039 (1985).
- [29] L. Wolfenstein: “Parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix”, **Phys. Rev. Lett.** **51** p. 1945 (1983).

- [30] P. Nason e G. Ridolfi: “An introduction to CP violation”. Disponibile solo in rete alla pagina:
<http://www.ge.infn.it/~ridolfi/notes/cpcom.ps.gz>
- [31] Y. Nir e H. R. Quinn: “ CP violation in B physics”, **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.** **42** p. 211 (1992).
- [32] P. Oddone: “*Proceedings of the UCLA Workshop: Linear collider $B\bar{B}$ factory conceptual design*”, **World Scientific** (1987).
- [33] G. Feldman *et al.*: “*Report of the B physics group: 1. Physics and techniques*” (1989), SLAC-PUB-4838.
- [34] J. Seguinot e T. Ypsilantis: “*Photoionization and cerenkov ring imaging*”, **Nucl. Instr. Methods** **142** p. 377 (1977).
- [35] J. Schwiening: “*DIRC, a new type of particle identification system for BABAR*”, **Nucl. Instr. Methods A** **408** p. 211 (1998), HEP-EX 9712018.
- [36] C. Yeche: “*The DIRC, the particle identification detector of BABAR*”, **Nucl. Phys. B Proc. Suppl.** **75** p. 356 (1999).
- [37] R. Santonico e R. Cardarelli: “*Development of resistive plate counters*”, **Nucl. Instr. Methods A** **187** p.377 (1981).
- [38] N. Cavallo: “*Electronics for the BABAR experiment at PEP-II: A short review*”, **Nucl. Phys. B Proc. Suppl.** **78** p. 64 (1999).
- [39] “*EvtGen a Montecarlo generator for B physics*” (2000). Disponibile solo in rete alla pagina:
<http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/www/Physics/Tools/generators/EvtGen/Evt.ps>
- [40] Torbjörn Sjöstrand: “*Pythia 5.7 and Jetset 7.4 physics and manual*” (1998), HEP-PH 9508391.
<http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [41] “*Geant, detector description and simulation tool*” (1993). Disponibile solo in rete alla pagina:
<http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant.html3/geantall.html>
- [42] “*Geant4 user’s documents*” (2000). Disponibile solo in rete alla pagina:
<http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/G4UsersDocuments/Overview/html/index.html>
- [43] A. Drescher *et al.*: “*The Argus electron–photon calorimeter. — 3. Electron–Hadron Separation*”, **Nucl. Instr. Methods A** **237** p. 464 (1985).
- [44] R. Sinkus e T. Voss: “*Particle identification with neural networks using a rotational invariant moment representation*”, **Nucl. Instr. Methods A** **391** p. 360 (1997).
- [45] U. Langenegger: “*Cut based electron identification*”, BABAR ANALYSIS DOCUMENT # 90, VERSION 3.

- [46] L. Lista e F. Fabozzi: “*Muon Identification in the BABAR Experiment*”, BABAR ANALYSIS DOCUMENT # 60, VERSION 1.
- [47] D. J. Lange *et al.*: “*Study of K_L^0 identification efficiency using the EMC*”, BABAR ANALYSIS DOCUMENT # 59, VERSION 1.
- [48] D. Wright *et al.*: “*Analysis of $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$* ”, BABAR ANALYSIS DOCUMENT # 56, VERSION 7.
- [49] K. Ackerstaff *et al.* (The OPAL Collaboration): **Eur. Phys. J. C** **5** p. 397 (1998).
- [50] R. Barate *et al.* (The ALEPH Collaboration): **Phys. Lett. B** **492** p. 259 (2000).
- [51] T. Affolder *et al.* (The CDF Collaboration): **Phys. Rev. D** **61** p. 72005 (1999), HEP-EX 9909003.
- [52] A. Abashian *et al.*: “*Measurement of the CP violation parameter $\sin(2\phi_1)$ in B/ D^0 meson decays*”, **Phys. Rev. Lett.** **86** p. 2509 (2001), HEP-EX 0102018.
<http://bsunsrv1.kek.jp/belle/preprint/2001-01/icpvpre-rev.ps>
- [53] C. Roat: “ *$\Upsilon(4S)$ scan*” (2000), BABAR ANALYSIS DOCUMENT # 9, VERSION 1.
- [54] S. Brandt *et al.*: “*The principal axis of jets. An attempt to analyze high-energy collisions as two body processes*”, **Phys. Lett.** **12** 57 (1964).
- [55] J. D. Bjorken e S. J. Brodsky: “*Statistical model for electron-positron annihilation into hadrons*”, **Phys. Rev. D** **1** 1416 (1970).
- [56] G. C. Fox e S. Wolfram: “*Event shapes in e^+e^- annihilation*”, **Nucl. Phys. B** **149** p. 413 (1979).
- [57] G.S. Abrams *et al.*: “*Some properties of the ψ' resonance, and features of the total hadronic cross section in e^+e^- annihilation from 2.4 GeV to 5.0 GeV C.M. energy*” (1975), SLAC-PUB-1579.
- [58] L.S. Brown e R.N. Cahn: “*Chiral Symmetry and $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$ Decay*” (1975), FERMILAB-PUB-75/33-THY.
- [59] J.Z. Bai *et al.*: “ *$\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ Decay distributions*” (1989), HEP-EX 9909038.
- [60] R.N. Cahn: “*Angular distributions in the decay $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$* ”, **Phys. Rev. D** **12** p.3559 (1975), FERMILAB-PUB-75/45-THY.