

UNIVERSITÉ PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE  
UFR DE PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le titre de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI**  
**Spécialité : Champs, Particules, Matière**

présentée par

**Jennifer PRENDKI**

**Étude de la désintégration  $B^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^0$  avec le  
détecteur BABAR à SLAC**

soutenue le 08 octobre 2009 devant la commission d'examen composée de :

Mme	Ursula BASSLER	Rapporteur
MM	Jacques CHAUVEAU	Directeur de thèse
	Renaud LE GAC	Rapporteur
	Reynald PAIN	
	Georges VASSEUR	

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Contexte théorique</b>	<b>4</b>
<b>1</b>	<b>Introduction à la violation de <math>CP</math></b>	<b>6</b>
1.1	Les symétries $C, P$ et $T$	6
1.1.1	Les symétries en physique	6
1.2	La violation de $CP$ dans le Modèle Standard	7
1.2.1	La matrice $V_{CKM}$	9
1.2.2	Le Triangle d'Unitarité	10
1.2.3	Les trois types de violation de $CP$	11
1.2.4	Accomplissements et enjeux des usines à $B$	14
<b>2</b>	<b>Modélisation de la désintégration <math>B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0</math></b>	<b>18</b>
2.1	Etat des connaissances en 2005	19
2.2	Diagramme de Dalitz de la désintégration $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$	19
2.2.1	Diagramme de Dalitz	19
2.2.2	Modèle isobare	23
2.2.3	Profils des résonances	25
2.2.4	Diagramme de Dalitz carré	27
2.2.5	Grandeurs physiques mesurables	28
<b>3</b>	<b>Relations entre les mesures et le modèle CKM</b>	<b>31</b>
3.1	Structure générique des amplitudes quasi-2-corps $B \rightarrow K^* \pi$	33
3.2	Relations avec les observables	34
3.3	Relations d'isospin	34
3.4	Les articles CPS et GPSZ	35
3.5	Conclusions	36
<b>II</b>	<b>Dispositif Expérimental</b>	<b>38</b>
<b>4</b>	<b>Dispositif Expérimental</b>	<b>40</b>
4.1	Sections efficaces	40

4.2	L'usine à mésons $B$ PEP-II . . . . .	41
4.2.1	Cahier des charges . . . . .	41
4.2.2	L'accélérateur linéaire du SLAC . . . . .	42
4.2.3	Le collisionneur asymétrique PEP-II . . . . .	42
4.2.4	Zone d'interaction . . . . .	43
4.2.5	Performances . . . . .	45
4.3	Le détecteur <i>BABAR</i> . . . . .	45
4.3.1	Cahier des charges . . . . .	45
4.3.2	Description d'ensemble . . . . .	45
4.3.3	Système de coordonnées . . . . .	47
4.3.4	Détecteur de vertex SVT . . . . .	51
4.3.5	Chambre à dérive DCH . . . . .	51
4.3.6	Détecteur Cherenkov DIRC . . . . .	53
4.3.7	Calorimètre électromagnétique EMC . . . . .	56
4.3.8	Aimant supraconducteur . . . . .	59
4.3.9	Instrumentation du fer de l'aimant IFR . . . . .	62
4.4	Déclenchement et acquisition des données . . . . .	62
4.5	Les données . . . . .	64
4.5.1	Données expérimentales . . . . .	64
4.5.2	Données simulées . . . . .	64
4.5.3	Reconstruction des particules chargées . . . . .	66
4.5.4	Reconstruction des $K_S^0$ . . . . .	66
4.5.5	Reconstruction des $\pi^0$ . . . . .	67

### **III Analyse Dalitz du mode $B^{+/-} \rightarrow K_S \pi^{+/-} \pi^0$ 70**

<b>5</b>	<b>Lots d'événements 73</b>
5.1	Data . . . . . 73
5.2	Monte Carlo . . . . . 73
<b>6</b>	<b>Reconstruction et sélection 77</b>
6.1	Vocabulaire . . . . . 77
6.2	Conditions requises par une analyse de Dalitz . . . . . 78
6.3	Différences entre le signal et le continuum . . . . . 78
6.3.1	Cinématique, variables $m_{ES}$ et $\Delta E$ . . . . . 78
6.3.2	Géométrie et topologie, variables de forme . . . . . 81
6.4	La Sélection . . . . . 86
6.4.1	Efficacités . . . . . 91
6.5	Candidats multiples . . . . . 91
6.6	Ajustement cinématique . . . . . 93

6.7	Evénements bien et mal reconstruits	95
6.7.1	Etude avec la simulation Monte Carlo	95
6.7.2	Classification des événements de <b>SCF</b>	95
6.7.3	Position des événements mal reconstruits dans le plan de Dalitz	96
6.7.4	Migration des événements de <b>SCF</b>	96
6.7.5	Catégories d'événements pour l'analyse de Dalitz	96
<b>7</b>	<b>Bruits de fond <math>B\bar{B}</math></b>	<b>102</b>
7.1	Détermination des modes de bruits de fond $B$	103
7.2	Classification des modes de bruits de fond $B$	103
7.2.1	Qualité de la reconstruction	103
7.2.2	Les catégories BB1 à BB5	103
<b>8</b>	<b>Le bruit de fond irréductible <math>B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K_S^0\pi^0)\pi^+</math></b>	<b>109</b>
8.1	Forme du $D^0$ dans le plan de Dalitz	110
8.2	Distributions de $m_{ES'}$ et $\Delta E'$	110
8.3	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K_S^0\pi^0)\pi^+$ comme échantillon de contrôle	111
<b>9</b>	<b>L'ajustement de Dalitz</b>	<b>115</b>
9.1	Position du problème	115
9.2	Choix des observables, corrélations	116
9.2.1	Corrélations avec les variables de Dalitz	116
9.2.2	Corrélations entre les variables utilisées dans l'ajustement	117
9.3	La fonction de vraisemblance	117
9.4	Paramétrisation des distributions de $m_{ES}$	124
9.4.1	Signal	124
9.4.2	Continuum	126
9.4.3	Bruit de fond $B$	128
9.5	Paramétrisation des distributions de $\Delta E$	128
9.5.1	Signal	128
9.5.2	Continuum	130
9.5.3	Bruit de fond $B$	130
9.6	Paramétrisation des distributions de $NN$	130
9.6.1	Signal	130
9.6.2	Continuum	136
9.6.3	Bruit de fond $B$	137
9.7	Paramétrisation des distributions de Dalitz	141
9.7.1	Signal	141
9.7.2	Continuum	144
9.7.3	Bruit de fond $B$	153
9.8	Fonctions de densité de probabilités : résumé	159

<b>10 Validation</b>	<b>160</b>
10.1 Introduction	160
10.2 Point de départ	160
10.3 Démarche	161
10.4 Ajustements du signal seul à haute statistique	162
10.4.1 Deux résonances	162
10.4.2 Trois et quatre résonances	162
10.4.3 Modèle nominal à six résonances	164
10.5 Ajustements avec la statistique expérimentale	164
10.6 Retour à une étape antérieure	170
<b>IV Résultats</b>	<b>174</b>
<b>11 Résultats</b>	<b>180</b>
11.1 La démarche	180
11.2 Configuration du programme d'ajustement	180
11.3 Présentation des résultats	181
11.4 Ajustement d'un lot simulé complet	182
11.5 Ajustement aveugle à la violation de $CP$	191
11.6 Ajustement complet	199
11.7 Discussion	207
<b>12 Erreurs Systématiques</b>	<b>209</b>
12.1 Méthode	209
12.2 Principaux effets systématiques	209
12.2.1 Résonances additionnelles	209
12.2.2 Effet de la fixation de paramètres dans le modèle d'ajustement	210
12.2.3 Paramètres physiques dans le modèle nominal du signal	212
12.2.4 PDF de Dalitz pour le continuum	212
12.2.5 Biais de l'ajustement	213
12.2.6 Imperfections de la reconstruction et de la sélection	213
12.3 Résumé des incertitudes systématiques	213
<b>13 Interprétation physique</b>	<b>216</b>
13.1 Introduction	216
13.2 Rapports d'embranchement	218
13.2.1 Désintégration totale $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$	218
13.2.2 Désintégrations partielles en quasi-2-corps	218
13.2.3 Désintégration $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$	219
13.3 Incertitude prévisible sur les asymétries de $CP$	219

13.4 Comparaison avec les mesures les plus récentes . . . . .	221
13.5 Conclusions . . . . .	221

<b>V Annexes</b>	<b>232</b>
A Détermination de $f_{SCF}$ dans l'ajustement . . . . .	234
B Combien de randomisations sont -elles nécessaires pour un échantillon ?	236
C Détail des études de simulations <i>Monte Carlo</i> . . . . .	238
D Détails pour les erreurs systématiques . . . . .	246

# Liste des figures

1.1	La matrice $CKM$	9
1.2	Le Triangle d'Unitarité	11
1.3	Schéma des trois types de violation de $CP$	13
1.4	$\mathcal{A}_{CP}(t)$ pour les désintégrations $B^0 \rightarrow \text{charmonium}K_s^0$	14
1.5	Violation directe de $CP$ dans $B^+ \rightarrow K\rho\pi^-$	15
1.6	Résultats de CKMfitter	16
1.7	Violation de $CP$ directe dans $B^+ \rightarrow \rho^0 K^+$	17
2.1	Convention adoptée pour les angles d'hélicité	23
2.2	Dalitz Plot classique et Dalitz plot carré pour MC	29
2.3	Projections du Dalitz plot carré sur les axes $m'$ et $\theta'$	29
2.4	Le déterminant Jacobien	30
3.1	Diagrammes de Feynman T et P	32
4.1	Section efficace $e^+e^-$ à 10 Gev	41
4.2	Vue aérienne du SLAC	42
4.3	Le LINAC et les anneaux de PEP-II	43
4.4	Instrumentation de la zone d'interaction	44
4.5	Section efficaces $e^+e^-$ à 10 Gev	46
4.6	Le détecteur <i>BABAR</i> vu de face	48
4.7	Le détecteur <i>BABAR</i> vu de côté	49
4.8	X0 vs $\theta$	50
4.9	Le SVT	52
4.10	Coupe longitudinale de la DCH	53
4.11	Efficacité de reconstruction des particules chargées par la DCH	54
4.12	Résolution sur les paramètres d'impact	55
4.13	$dE/dx$ dans la DCH	55
4.14	Vue schématique du DIRC	57
4.15	Séparation $\pi K$ par le DIRC	57
4.16	Coupe longitudinale du EMC	58
4.17	Résolution en énergie de l'EMC	59

4.18	Résolution angulaire de l'EMC	60
4.19	Spectre de la masse invariante de deux $\gamma$ reconstruits dans l'EMC	60
4.20	Identification des électrons	61
4.21	Schéma de l'IFR	62
4.22	Luminosité intégrée	65
6.1	Effet des corrections neutres sur la variable $\Delta E$	80
6.2	Topologie des événements signal et continuum	81
6.3	Variables d'entrée de TMVA : variables de formes	83
6.4	Variable d'entrée de TMVA : variable de tagging	84
6.5	Réseau de Neurones <i>MLP</i>	84
6.6	Performance du <i>NN</i>	85
6.7	Distributions de <i>NN</i> pour le signal et le continuum	85
6.8	Définition de la "signal box" et des sidebands	87
6.9	Coupures appliquées sur les différentes variables de sélection 1	89
6.10	Coupures appliquées sur les différentes variables de sélection 2	90
6.11	Cartes d'efficacités de reconstruction	91
6.12	Multiplicité des candidats pour les événements de signal sélectionnés	93
6.13	Vertex chi squared	94
6.14	Situation des événements de SCF sur le plan de Dalitz	97
6.15	Migration des événements TM et SCF	98
6.16	Migration des événements de SCF	99
6.17	Distributions de $m_{ES}$ et $\Delta E'$ pour le $K_S$ -SCF	100
6.18	Différentes catégories de signal pour le NR	101
7.1	Description d'un événement BBTM	107
7.2	Description d'événements BBSCF	108
8.1	Plans de Dalitz pour le canal $D^0$	110
8.2	Distribution de $\theta'$ pour le $D^0$	111
8.3	Structure du $D^0$ pour les composantes TM et SCF	112
8.4	Distributions de $m_{ES'}$ et $\Delta E'$ pour le $D^0$	113
8.5	Distribution de la masse du $D^0$	113
8.6	Etude de l'échantillon de contrôle sur $m'_{ES}$ et $\Delta E'$	114
9.1	Corrélations des variables cinématiques avec le plan de Dalitz	118
9.2	Corrélations des variables de forme avec le plan de Dalitz	119
9.3	Corrélations des variables temporelles avec le plan de Dalitz	120
9.4	Cartes de $\Delta_{Dalitz}$ pour le continuum	120
9.5	Profils de <i>NN</i> et <i>NN'</i> versus $\Delta_{Dalitz}$ pour le continuum	121
9.6	Matrices de corrélation entre les variables de l'ajustement	122
9.7	Profils des corrélations entre $m_{ES}$ , $\Delta E$ et <i>NN</i>	123



9.8	PDF de $m_{ES'}$ pour les événements de TM	125
9.9	PDF de $m_{ES'}$ pour les événements de SCF	126
9.10	Endpoint de $m_{ES}$ pour le continuum	127
9.11	PDF de $m_{ES'}$ pour le continuum	127
9.12	PDF des variables $m_{ES'}$ et $\Delta E'$ pour les bruit de fond $B$	129
9.13	PDF de $\Delta E'$ pour les événements de TM	131
9.14	Moyenne et écart-type de $\Delta E'$	132
9.15	PDF de $\Delta E'$ pour les événements de SCF	133
9.16	PDF de $\Delta E'$ pour le continuum	133
9.17	PDF de $NN'$ pour les événements de TM	134
9.18	PDF de $NN'$ pour les événements de SCF	135
9.19	PDF de $NN'$ pour le continuum intégrée sur le plan de Dalitz	136
9.20	PDF de $NN'$ pour le continuum	138
9.21	Ajustements des moyenne et écart-type de $NN'$ pour le continuum	139
9.22	Distributions de $NN'$ pour les données offpeak et le MC $q\bar{q}$	139
9.23	Qualité des PDF de $NN'$ pour le continuum	140
9.24	PDF de $NN'$ pour la classe BB5	140
9.25	Cartes d'efficacité pour le signal	143
9.26	Construction de la matrice -1	145
9.27	Construction de la matrice -2	146
9.28	Plans de Dalitz carrés du Monte Carlo et des toys purs	147
9.29	Plan de Dalitz pour le SCF : MC vs simulation	148
9.30	$m'$ et $\theta'$ pour le <i>offpeak</i> : coupure sur $m_{ES'}$ avant et après choix du meilleur candidat	149
9.31	Simulation du continuum vs données offpeak	149
9.32	Découpage du plan Dalitz pour le continuum	150
9.33	Variables de Dalitz : onpeak sideband et offpeak	151
9.34	Plan de Dalitz continuum : histogramme, PDF et projections	152
9.35	Plans de Dalitz lissés du <i>Monte Carlo</i> $q\bar{q}$	153
9.36	Carte des corrections coupures larges $\rightarrow$ strictes	154
9.37	Plan de Dalitz continuum : histogramme, PDF et projections	155
9.38	Distribution de $\theta'$ pour le $D^0$	156
9.39	Distribution de $m'$ pour le $D^0$	157
9.40	PDF du plan de Dalitz pour les bruits de fond $B$	158
10.1	Scans à haute statistique : cas à deux résonances	163
10.2	Scans à haute statistique : cas à trois résonances ( $K^{*+}, K^{*0}, \rho^+$ )	164
10.3	Autre cas à trois résonances ( $K^*(892)^+, K^*(892)^0, K_0^*(1430)$ )	165
10.4	Scans à haute statistique : cas à six résonances	166
10.5	Coupures de la sélection de 2008 (1)	177
10.6	Coupures de la sélection de 2008 (2)	178

11.1	Spectre de $NLL_{min}$ pour la randomisation de l'ajustement sur le MC complet	183
11.2	Distribution du $NLL_{min}$ des essais d'ajustement (E)	184
11.3	Matrice de corrélation de l'ajustement sur le Monte Carlo complet	185
11.4	Rapport de vraisemblance pour l'ajustement du MC complet	186
11.5	Distributions des variables discriminantes	187
11.6	Spectre des masses pour le MC complet	188
11.7	Zoom sur la masse du $\bar{D}^0$ pour le MC complet	189
11.8	Spectre de $NLL_{min}$ pour l'ajustement en aveugle randomisé	193
11.9	Table de corrélation pour l'ajustement aveugle à $CP$ (solution-1)	194
11.10	Rapport de vraisemblance (ajustement aveugle à $CP$ )	195
11.11	Variables discriminantes (ajustement aveugle à $CP$ )	196
11.12	Spectres des masses Dalitz (ajustement aveugle à $CP$ )	197
11.13	Zoom sur la région de la masse du $\bar{D}^0$ (fit aveugle à $CP$ )	198
11.14	Spectre de $NLL_{min}$ pour l'ajustement nominal randomisé	201
11.15	Table des corrélations pour l'ajustement nominal (solution-1)	202
11.16	Rapport de vraisemblance (ajustement nominal)	203
11.17	Variables discriminantes (ajustement nominal)	204
11.18	Spectres des masses Dalitz (ajustement nominal)	205
11.19	Zoom sur la région de la masse du $\bar{D}^0$ (ajustement nominal)	206
11.20	Interférence S-P en $K_S^0 \pi^+$ (ajustement nominal)	207
12.1	Systématiques et plan de Dalitz pour le continuum	214
13.1	Diagramme de Dalitz engendré avec les paramètres solution de l'ajustement	217
13.2	Fraction de SCF obtenue lors d'ajustements sur lots de signal MC pur	234
13.3	Fraction de SCF obtenue lors d'une étude "embedded fits"	235
13.4	Histogramme de NLL pour randomiser les toys complets	237
13.5	Pulls, résidus et erreurs pour les amplitudes (toy complet)	239
13.6	Pulls, résidus et erreurs pour les phases (toy complet)	240
13.7	Pulls, résidus et erreurs pour les anti-amplitudes (toy complet)	241
13.8	Pulls, résidus et erreurs pour les anti-phases (toy complet)	242
13.9	Pulls, résidus et erreurs pour les yields (toy complet) (1)	243
13.10	Pulls, résidus et erreurs pour les yields (toy complet) (2)	244

# Liste des tables

2.1	Compilation par HFAG des mesures sur $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0$ . . . . .	20
2.2	Présentation du modèle nominal . . . . .	26
4.1	Sections efficaces (signal et bruits de fond) . . . . .	63
5.1	L'échantillon de données <i>Final Run 1 thru 5</i> . . . . .	73
5.2	Data samples: mode number and number of events . . . . .	75
5.3	Paramètres d'amplitude et de phase pour le SP7037 'Denis' MC . . . . .	76
6.1	Efficacité de la coupure sur le $NN$ pour les événements de TM . . . . .	88
6.2	Fraction de SCF selon la coupure appliquée sur le $NN$ . . . . .	88
6.3	Efficacités de sélection pour le Monte Carlo des modes résonants . . . . .	92
7.1	Modes $B^+B^-$ trouvés dans SP-1235 . . . . .	104
7.2	Modes $B^0\bar{B}^0$ trouvés dans SP-1237 . . . . .	105
7.3	Nombre d'événements de bruits de fond $B$ attendus . . . . .	106
8.1	Echantillon de contrôle et paramètres de $m'_{ES}$ . . . . .	112
8.2	Echantillon de contrôle et paramètres de $\Delta E'$ . . . . .	113
9.1	Nombre d'événements attendus selon le MC . . . . .	116
9.2	Paramètres de la PDF de $m_{ES}$ pour les événements de TM . . . . .	125
9.3	Paramètres de la PDF de $\Delta E'$ pour les événements de TM . . . . .	130
9.4	Paramètres de la PDF de $NN'$ pour les événements de TM . . . . .	135
9.5	Paramètres de la PDF de $NN'$ pour les événements de SCF . . . . .	135
9.6	Paramètres de la PDF de $NN'$ pour le continuum (intégrée sur DP) . . . . .	137
9.7	Paramètres de la PDF de $NN'$ pour le continuum . . . . .	137
9.8	Paramètres de la PDF de $\theta'$ pour les événements $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^0$ TN . . . . .	156
9.9	Résumé des PDFs utilisées . . . . .	159
10.1	Nombre d'événements attendus pour les différentes catégories . . . . .	161
10.2	Modèle de signal Monte Carlo . . . . .	161
10.3	Comparaison entre les études toys Signal plus une composante . . . . .	168

10.4	Étude comparative entre “Toys” purs et “Embedded Fits” . . . . .	169
10.5	Moyenne et écart-type pour les EmbFits Full Model . . . . .	171
10.6	Evolution des erreurs sur les paramètres de l’ajustement . . . . .	172
10.7	Efficacité de la sélection utilisée en 2008 . . . . .	176
10.8	Nombre d’événements attendus pour les différentes espèces . . . . .	179
10.9	Statistiques attendues pour le bruit de fond $B$ . Analyse de 2008 . . . . .	179
11.1	Résultats de l’ajustement du MC complet . . . . .	190
11.2	$A_{CP}$ et $FF$ tirées des résultats de l’ajustement du MC complet . . . . .	191
11.3	Résultat de l’ajustement $CP$ -Blind : paramètres ajustés . . . . .	192
11.4	$FF$ tirées des résultats de l’ajustement aveugle à la violation de $CP$ . . . . .	193
11.5	Résultat de l’ajustement nominal : paramètres ajustés . . . . .	200
11.6	Paramètres Q2B (ajustement nominal) . . . . .	201
12.1	Ajout ou retrait d’une composante au modèle de signal . . . . .	210
12.2	Addition de résonances au modèle de signal nominal . . . . .	211
12.3	Systématiques associées aux paramètres fixés dans l’ajustement . . . . .	212
12.4	Incertitudes systématiques sur les fractions isobares . . . . .	215
13.1	$FF$ de l’ajustement aveugle à la violation de $CP$ avec systématiques . . . . .	217
13.2	Taux de désintégration en quasi-2-corps bruts . . . . .	219
13.3	Rapports d’embranchement quasi-2-corps prenant en compte l’isospin . . . . .	220
13.4	Erreurs sur $A_{CP}$ mesurables en $K_s^0\pi^+\pi^0$ . . . . .	221
13.5	Compilation 2009 par HFAG des rapports d’embranchement . . . . .	222
13.6	Compilation 2009 par HFAG des $A_{CP}$ . . . . .	224
13.7	Fraction de SCF obtenue lors d’ajustements sur lots de signal MC pur . . . . .	234
13.8	Fraction de SCF obtenue lors d’une étude “embedded fits” . . . . .	235
13.9	Nombre nécessaire d’ajustements par toy . . . . .	236
13.10	Moyenne et écart-type des pulls des résonances (MC complet) . . . . .	238
13.11	Moyenne et écart-type des résidus des résonances (MC complet) . . . . .	245
13.12	Moyenne et écart-type des pulls et résidus des nombres d’événements (MC complet) . . . . .	245
13.13	Variations de paramètres fixés dans l’ajustement nominal utilisées pour estimer des systématiques . . . . .	
13.14	Paramètres fixés lors de l’ajustement nominal et leurs variations utilisés lors de l’estimation . . . . .	

# Introduction

Les désintégrations des mésons  $B$  en trois corps sans particule charmée dans l'état final offrent un riche champ d'études en physique des saveurs lourdes. Dépasser le modèle standard consiste, dans le secteur des saveurs des quarks, à trouver un processus en contradiction avec le formalisme de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa **CKM**. Pour ce faire, une méthode éprouvée conduit à rechercher des désintégrations rares induites par des fluctuations quantiques comme celles que décrivent les diagrammes de Feynman de type *Pingouin*. Les phases fondamentales qui décrivent la violation de  $CP$  sont mesurables à l'aide d'analyses en amplitude de désintégrations en plus de deux corps des mésons  $B$ , comme celles du diagramme de Dalitz pour un processus à trois corps. Les amplitudes Pingouins du modèle standard sont amplifiées lorsqu'un méson  $K$  est présent dans l'état final. S'il en était de même dans un mécanisme de désintégration encore inconnu, les désintégrations de mésons  $B$  dans un état final  $K\pi\pi$  seraient propices à la mise en évidence de la nouvelle physique. L'étude de la désintégration  $B^+ \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^0$  qui fait l'objet de ce mémoire, s'inscrit dans cette stratégie adoptée par les physiciens du LPNHE pour la fin de l'expérience *BABAR*.

Dans une première partie, le sujet est situé dans le contexte théorique. Le formalisme de Kobayashi et Maskawa est brièvement rappelé. Suit une description des propriétés de l'amplitude de désintégration d'un méson  $B$  pseudoscalaire en trois mésons pseudoscalaires, où sont détaillées les mesures accessibles par l'analyse des états intermédiaires résonnants. Cette partie se termine par un bref exposé du cadre théorique fondé sur la symétrie  $SU(2)$  pouvant permettre de confronter les résultats expérimentaux au modèle CKM.

La seconde partie est consacrée au dispositif expérimental. Il est constitué du collisionneur PEP-II et du détecteur *BABAR*. L'usine à mésons  $B$  PEP-II produit à haute luminosité des collisions  $e^+e^-$  au pic de la résonance  $\Upsilon(4S)$  qui, puisque sa masse est située immédiatement au-dessus du seuil, se désintègre exclusivement en paires  $B\bar{B}$ . Le collisionneur est asymétrique de sorte que la résonance  $\Upsilon(4S)$  est produite en vol et que les parcours des mésons  $B$  avant leur disparition sont accessibles. L'expérience *BABAR* détecte les particules émergentes des collisions, en particulier les produits de désintégration des mésons  $B$ . La description du dispositif expérimental est rédigée en insistant sur les caractéristiques qui influencent le travail d'analyse.

La troisième partie rend compte de l'analyse de Dalitz des désintégrations  $B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm \pi^0$ . La procédure de sélection et de reconstruction des événements est d'abord exposée. Un grand soin a été apporté pour conserver assez d'événements avec un  $\pi^0$  de faible impulsion partiellement reconstruits vu l'intérêt de leur configuration cinématique pour les interférences recherchées. Pour paramétrer le modèle statistique sur quoi repose l'algorithme d'ajustement, des méthodes sophistiquées ont été développées. Elles sont décrites en grand détail. Leur développement reste perfectible. L'ajustement mis en œuvre est complexe. Il est nécessaire de vérifier que les solutions mathématiques auxquelles il aboutit ont un sens physique. Les procédures employées à cet effet sont expliquées.

La dernière partie du mémoire est consacrée aux résultats expérimentaux et à leur interprétation. Avec la statistique disponible, compte tenu du niveau des bruits de fond et des performances de l'analyse, il apparaît que seuls les modules des amplitudes complexes des états intermédiaires contribuant à la désintégration étudiée sont mesurables. Puisque les phases n'ont pu être déterminées, il n'est pas possible de confronter les résultats avec le modèle de CKM. Les mesures de rapports d'embranchement et les asymétries de violation de  $CP$  directe sont donc résumées et placées dans le contexte général des désintégrations  $B \rightarrow K\pi\pi$ .

Au moment de la rédaction, l'analyse est encore perfectible. Nous avons donc choisi de présenter ce travail en distinguant les derniers développements des outils de l'analyse d'une part et, d'autre part les résultats obtenus avec une version antérieure des logiciels.



**Partie I**  
**CONTEXTE THÉORIQUE**





# Chapitre 1

## Introduction à la violation de $CP$

### 1.1 Les symétries $C, P$ et $T$

#### 1.1.1 Les symétries en physique

Reconnaître les invariances et les symétries d'un système physique permet de contraindre les interactions à l'œuvre. Cette méthode déjà efficace en physique classique l'est encore davantage en physique quantique. A l'aide de la théorie des groupes, les bosons messagers des interactions faible, électromagnétique et forte sont associés dans le modèle standard (MS) de la physique des particules, à chacun des générateurs de symétries de jauge locales. La violation maximale des symétries discrètes  $P$  (réflexion d'espace ou parité) et  $C$  (conjugaison de charge) par les interactions faibles est comprise dès lors que les bosons messagers de cette interaction se couplent aux fermions de chiralité définie.

En ce qui concerne la violation de  $CP$ , l'hypothèse hardie de Kobayashi et Maskawa qui ont proposé d'étendre à un ensemble d'au moins 6 quarks le mélange des saveurs inventé par Cabibbo pour rendre compte des désintégrations des particules étranges a été vérifiée expérimentalement au cours de la dernière décennie et récompensée par le prix Nobel en 2008[1]. Les expériences alimentées par les anneaux de stockage  $e^+e^-$  appelés usines à mésons  $B$ , *BABAR* auprès du collisionneur PEP-II au SLAC et *Belle* auprès du collisionneur KEKB ont joué un rôle prépondérant en étudiant les désintégrations rares des mésons  $B$ . La violation de  $CP$  est désormais intégrée dans le MS et quantitativement décrite par une phase complexe irréductible dans la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) de mélange des quarks. La marge d'incertitude sur cette phase est encore assez grande pour laisser place à une physique non standard. Les désintégrations de mésons  $B$  en trois corps sans particule charmée dans l'état final, comme celles examinées dans ce travail de thèse sont un canal de choix pour rechercher de tels effets au-delà du MS.

Dans un premier chapitre, nous rappelons brièvement le formalisme du modèle

CKM et la façon dont la violation de CP se manifeste dans les désintégrations des mésons B. Dans un second chapitre, nous décrivons les mesures réalisables sur le canal de désintégration étudié et expliquons l'impact de ces mesures sur la détermination de la matrice CKM.

## 1.2 La violation de CP dans le Modèle Standard

Dans cette partie, nous nous plaçons dans le cadre du MS ([2], [3], [4]). La non-nullité des masses des neutrinos récemment mise en évidence est négligée car sans impact sur les phénomènes liés aux quarks. La violation de CP dans les interactions fortes, théoriquement possible, mais jamais observée là où elle est prédite, est également négligée.

C'est dans l'extension à 6 quarks par Kobayashi-Maskawa du modèle de Glashow, Salam et Weinberg *GSW* qui rend compte des interactions électromagnétique et faibles dans un cadre unifié qu'est décrite la violation de CP.

Le modèle *GSW* est une théorie quantique de champs de jauge fondée sur le groupe  $SU(2) \otimes U(1)$ . La symétrie de jauge locale est spontanément brisée de sorte que via le mécanisme de Higgs, les bosons messagers des interactions faibles  $W^\pm$  et  $Z^0$  acquièrent une masse. Les champs de quarks sont rangés en doublets d'isospin faible gauches  $Q_L$  et singulets droits  $Q_R$ . Nous omettons les champs de leptons, construits à l'identique, mais qui, puisque nous négligeons la masse des neutrinos ne se mélangent pas.

Dans le modèle *GSW*, la masse vient aux quarks par leurs interactions de Yukawa avec le champ de Higgs :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} &= \sum_{i,j} (G_U)_{ij} (\bar{U}_{i,L}, \bar{D}_{i,L}) \begin{pmatrix} \phi^0 \\ -\phi^- \end{pmatrix} U_{j,R} \\ &+ \sum_{i,j} (G_D)_{ij} (\bar{U}_{i,L}, \bar{D}_{i,L}) \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} D_{j,R} \\ &+ c.h. \end{aligned} \quad (1.1)$$

où  $i, j$ , sont les indices de famille,  $\phi$  est le champ de Higgs (doublet d'isospin faible) et les champs de quarks  $Q$  écrits dans la base de l'interaction faible sont explicités suivant la charge électrique en notant  $U$  et  $D$  les quarks de charge  $+\frac{2}{3}e$  et  $-\frac{1}{3}e$  respectivement. Les éléments des matrices  $G$  sont les couplages de Yukawa. L'abréviation *c.h.* désigne la conjugaison hermitique.

Une fois que le champ de Higgs neutre acquiert sa valeur dans le vide (ou *vacuum expectation value, vev*),  $\langle \phi_0 \rangle = v$ , l'équation 1.1 s'exprime (en omettant les indices de famille pour simplifier l'écriture) comme une somme de termes de masse :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \overline{U}_L v G_U U_R + \overline{D}_L v G_D D_R \} + c.h. \quad (1.2)$$

C'est encore plus manifeste lorsqu'on diagonalise les matrices  $\mathcal{M} \equiv vG$  au moyen de quatre matrices unitaires :

$$\begin{aligned} T_{U,L} \mathcal{M}_U T_{U,R}^\dagger &= \mathcal{M}_U^{diag} \\ T_{D,L} \mathcal{M}_D T_{D,R}^\dagger &= \mathcal{M}_D^{diag}. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Les valeurs propres sont les masses des quarks (masses *courant*) qui doivent être entrées à la main dans le MS faute de prédiction théorique (les couplages de Yukawa sont arbitraires). Les vecteurs propres sont les états propres de masse :

$$U_{L[R]}^m = T_{U,L[R]} U_{L[R]}, \quad (1.4)$$

$$D_{L[R]}^m = T_{D,L[R]} D_{L[R]}. \quad (1.5)$$

Le courant chargé  $J_\mu$  (relation 1.7) qui intervient avec la constante de couplage  $g$  de  $SU(2)$  dans l'interaction faible par échange de bosons  $W$ ,

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} (J_\mu^+ W^{+,\mu}) + c.h., \quad (1.6)$$

$$J_\mu^+ = J_\mu^1 + iJ_\mu^2 = \overline{U}_L \gamma_\mu D_L, \quad (1.7)$$

s'écrit en fonction des états propres de masse :

$$\overline{U}_L \gamma_\mu D_L = \overline{U}_L^m T_{U,L} \gamma_\mu T_{D,L}^\dagger D_L^m = \overline{U}_L^m \gamma_\mu \mathbf{V}_{CKM} D_L^m \quad (1.8)$$

en définissant suivant Kobayashi et Maskawa[7], la matrice unitaire :

$$\mathbf{V}_{CKM} \equiv T_{U,L} T_{D,L}^\dagger. \quad (1.9)$$

Ecrivons  $\mathcal{L}_{CC}$  en faisant explicitement figurer le terme de conjugaison hermitique :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} (\overline{U}_L^m \gamma_\mu \mathbf{V}_{CKM} D_L^m W^{+,\mu} + \overline{D}_L^m \mathbf{V}_{CKM}^\dagger \gamma_\mu U_L W^{-,\mu}), \quad (1.10)$$

et comparons avec l'expression de l'interaction conjuguée par  $CP$  :

$$CP \mathcal{L}_{CC} CP = \frac{g}{\sqrt{2}} (\overline{D}_L^m \mathbf{V}_{CKM}^{*\dagger} \gamma_\mu U_L W^{-,\mu} + \overline{U}_L^m \gamma_\mu \mathbf{V}_{CKM}^* D_L^m W^{+,\mu}). \quad (1.11)$$

Les expressions des équations 1.10 et 1.11 diffèrent si la matrice  $\mathbf{V}_{CKM}$  n'est pas réelle. Ainsi une condition nécessaire à la violation de CP est que la matrice  $\mathbf{V}_{CKM}$  soit complexe.

$$V_{CKM} = \begin{bmatrix} u \\ c \\ t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d & s & b \\ V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix}$$

Figure 1.1: La matrice CKM. On a représenté graphiquement les différents ordres de grandeur des éléments ce qui permet de visualiser la pertinence du développement de Wolfenstein.

### 1.2.1 La matrice $V_{CKM}$

Kobayashi et Maskawa [7] ont montré que l'apparition d'une phase irréductible (ne pouvant être absorbée par une convention de phase pour les champs de quarks) n'intervient que dans une théorie comprenant au moins trois familles de quarks. Leur hypothèse sur le mélange des quarks qui étend le formalisme à deux familles de Cabibbo [8], publiée bien avant la découverte des fermions de la troisième famille, en était donc une prédiction théorique. Dans le cas de trois familles (où nous nous plaçons dorénavant), pourvu que les masses des quarks de même charge électrique ne soient pas dégénérées [9], une phase unique et 3 angles de mélange interviennent ce qui rend le modèle prédictif et donc *falsifiable*.

Il existe une infinité de façons d'exprimer les éléments de la matrice  $V_{CKM}$  en termes de trois angles de rotation et d'une phase. La représentation standard [10] adoptée par la revue des propriétés des particules *le PDG* [11] est donnée ci-dessous :

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

où  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  et  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  sont les cosinus et sinus des angles d'Euler  $\theta_{ij}$  de rotations dans l'espace des familles. Les conditions de Jarlskog [9] nécessaires et suffisantes pour la violation de *CP* s'expriment par :

$$m_u \neq m_c \neq m_t, \quad (1.13)$$

$$m_d \neq m_s \neq m_b, \quad (1.14)$$

$$\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23} \neq 0, \pi/2, \quad (1.15)$$

$$\delta \neq 0, \pi/2, \quad (1.16)$$

Une autre paramétrisation inspirée par la hiérarchie de l'équation 1.17 des couplages mesurés expérimentalement est la représentation de Wolfenstein [5]. La matrice est approximée par un développement en puissance du sinus de l'angle de Cabibbo,  $\sin \theta_C = \lambda$ , en se limitant à l'ordre 4. Il en résulte une matrice quasi-symétrique et quasi-diagonale (voir figure 1.1) :

$$|V_{ub}|^2 \ll |V_{cb}|^2 \ll |V_{us}|^2 \ll 1 \quad (1.17)$$

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta + \frac{1}{2}\eta\lambda^2) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - i\eta A^2\lambda^4 & A\lambda^2(1 + i\eta\lambda^2) \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Les quatre quantités réelles indépendantes,  $\lambda$ ,  $A$ ,  $\rho$  et  $\eta$  sont des paramètres fondamentaux du modèle standard. La violation de CP est quantitativement déterminée par la valeur de  $\eta$ .

## 1.2.2 Le Triangle d'Unitarité

L'unitarité de la matrice  $\mathbf{V}_{\text{CKM}}$  apporte les relations suivantes :

$$\sum_{i=1}^3 |V_{ij}|^2 = 1 \quad j = 1, \dots, 3 \quad (1.19)$$

$$\sum_{i=1}^3 V_{ji}V_{ki}^* = 0 = \sum_{i=1}^3 V_{ij}V_{ik}^* \quad j = 1, \dots, 3 \quad (1.20)$$

L'équation 1.19 montre que la somme des couplages des courants chargés pour chaque quark de charge  $+2/3$  vers tous les quarks de charge  $-1/3$  est de force universelle. Chaque relation 1.20 définit dans un plan complexe un triangle de forme invariante sous une redéfinition des phases des champs de quark. Leurs angles sont des observables caractéristiques de la violation de CP. Tous ces triangles ont même aire  $J/2$  où  $J$  est l'invariant de Jarlskog [9] de la matrice  $\mathbf{V}_{\text{CKM}}$ . De grands angles apparaissent naturellement pour les triangles dont les côtés sont de tailles comparables, comme c'est le cas pour

$$V_{td}V_{ud}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{tb}V_{ub}^* = \delta_{ut} = 0 \quad (1.21)$$

$$\mathcal{O}(\lambda^3) \quad \mathcal{O}(\lambda^3) \quad \mathcal{O}(\lambda^3) \quad (1.22)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = \delta_{db} = 0 \quad (1.23)$$

$$\mathcal{O}(\lambda^3) \quad \mathcal{O}(\lambda^3) \quad \mathcal{O}(\lambda^3), \quad (1.24)$$

en particulier celui qui est associé à la relation 1.23 dont les termes contiennent les facteurs CKM qui interviennent dans les désintégrations du quark  $b$ . C'est pourquoi l'étude de ces phénomènes est le moyen le plus sensible pour tester expérimentalement la description de la violation de  $CP$  dans le MS.

Il est d'usage de définir **LE triangle d'unitarité** (voir figure 1.2), en prenant une convention de phase qui rend réel le second terme de la relation et en divisant celle-ci par  $V_{cd}V_{cb}^*$ . Les notations [12] :

$$\bar{\rho} + i\bar{\eta} \equiv \frac{-V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = \frac{\sqrt{1-\lambda^2}(\rho + i\eta)}{\sqrt{1-A^2\lambda^4} + \sqrt{1-\lambda^2}A^2\lambda^4(\rho + i\eta)}, \quad (1.25)$$

$$\alpha \equiv \arg\left(\frac{-V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right), \quad (1.26)$$

$$\beta \equiv \arg\left(\frac{-V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \quad (1.27)$$

$$\gamma \equiv \arg\left(\frac{-V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right), \quad (1.28)$$

$$(1.29)$$

définissent le sommet du triangle comme l'image du nombre complexe  $\bar{\rho} + i\bar{\eta}$  et les angles caractérisant la violation de  $CP$  en physique des mésons B.

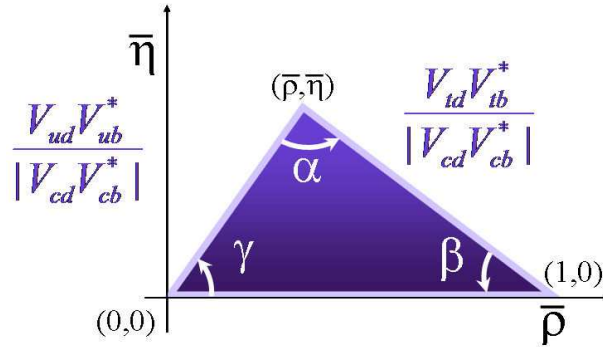


Figure 1.2: Le Triangle d'Unitarité.

### 1.2.3 Les trois types de violation de $CP$

Les mésons  $B$  se comportent au regard des interactions faibles et, en particulier de la violation de  $CP$  comme tous les mésons pseudoscalaires de saveurs étrange ou lourdes [13]. Le temps de vie, long pour un quark qui ne peut se désintégrer dans sa

propre famille, permet aux phénomènes recherchés (oscillations de saveur, violation de CP) d'avoir lieu avant la désintégration.

L'amplitude de désintégration d'un méson  $B$ , d'hamiltonien  $\mathcal{H}$ , dans un état final  $f$  s'écrit :

$$A = \langle f | \mathcal{H} | B \rangle \quad (1.30)$$

$$\bar{A} = \langle \bar{f} | \mathcal{H} | \bar{B} \rangle . \quad (1.31)$$

$\bar{A}$  est l'amplitude de la désintégration conjuguée de CP.

Lorsque plusieurs mécanismes contribuent à un canal de désintégration, leurs amplitudes s'ajoutent :

$$A = \sum_j |A_j| e^{i\delta_j} e^{i\phi_j} \quad (1.32)$$

$$\bar{A} = \sum_j |A_j| e^{i\delta_j} e^{-i\phi_j} \quad (1.33)$$

Chaque amplitude comprend deux types de phases : les phases faibles  $\phi_j$  qui changent de signe par application de CP et les phases fortes  $\delta_j$  qui restent invariantes. Dans le MS, les phases faibles sont issues de la matrice  $V_{CKM}$ . Les phases fortes viennent de l'habillage des quarks.

Il existe trois types d'effets de violation de CP illustrés sur la figure 1.3.

### La violation de CP directe

C'est le cas où la largeur de désintégration du méson vers un état final  $f$ ,  $\Gamma(B \rightarrow f)$  diffère de la largeur de la désintégration de l'antiméson vers l'état final  $\bar{f}$  conjugué de CP,  $\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})$ . Expérimentalement, on mesure une asymétrie indépendante du temps :

$$\mathcal{A}_f \equiv \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) - \Gamma(B \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) + \Gamma(B \rightarrow f)} . \quad (1.34)$$

La violation directe est la seule manifestation possible de violation de CP pour les mésons chargés. C'est ce type de violation de CP que nous cherchons à mettre en évidence dans cette thèse. Pour la violation directe de CP au moins deux diagrammes doivent contribuer. En utilisant les relations 1.32 et 1.33, le numérateur de l'asymétrie s'écrit :

$$|\bar{A}|^2 - |A|^2 = 2 \sum_{j,k \neq j} A_j A_k \sin(\phi_j - \phi_k) \sin(\delta_j - \delta_k) \quad (1.35)$$

Nous examinons au chapitre suivant le détail des désintégrations  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$ . Précisons dès l'abord que dans tout ce travail, et sauf indication contraire, dès que



l'on écrit une réaction entre particules, la réaction conjuguée de  $CP$  est implicitement prise en compte. La violation directe de  $CP$  a été mise en évidence pour la première fois dans les désintégrations de mésons  $B$  par BABAR [14], puis Belle [15] dans le canal  $B^0 \rightarrow K^- \pi^+$ .

**La violation de  $CP$  dans le mélange  $B\bar{B}$**

Les mésons  $B$  neutres  $B^0$  et  $\bar{B}^0$  états propres de l'interaction forte sont distincts des états propres de l'interaction faible :

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle \\ |B_H\rangle &= p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle. \end{aligned} \tag{1.36}$$

La violation de  $CP$  dans le mélange se produit dès lors que  $|\frac{q}{p}| \neq 1$ . Le MS prédit que cet effet est très rare. Il n'a pas été observé expérimentalement. Dans tout ce travail nous admettons que  $|\frac{q}{p}| = 1$ .

**La violation de  $CP$  dans l'interférence entre le mélange et la désintégration**

Lorsqu'un état final autoconjugué au niveau des quarks (le cas particulier le plus simple est celui d'un état propre de  $CP$ ,  $f_{CP}$ ) est accessible par désintégration du méson neutre  $B^0$  ou de l'antiméson  $\bar{B}^0$ , l'interférence entre les voies  $B^0 \rightarrow f_{CP}$  et  $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}$  diffère de celle entre  $\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}$  et  $\bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow f_{CP}$ . Pour des canaux dits *en or*, le MS prédit que l'asymétrie dépendante du temps observable est une sinusoïde dont l'amplitude est  $\sin 2\beta$ .

Les mesures par les usines à mésons  $B$  de telles asymétries sont une contribution essentielle à la vérification expérimentale du modèle de Kobayashi-Maskawa. Nous ne décrivons pas plus avant la violation de  $CP$  du *troisième type* dans ce travail consacré aux mésons  $B$  chargés

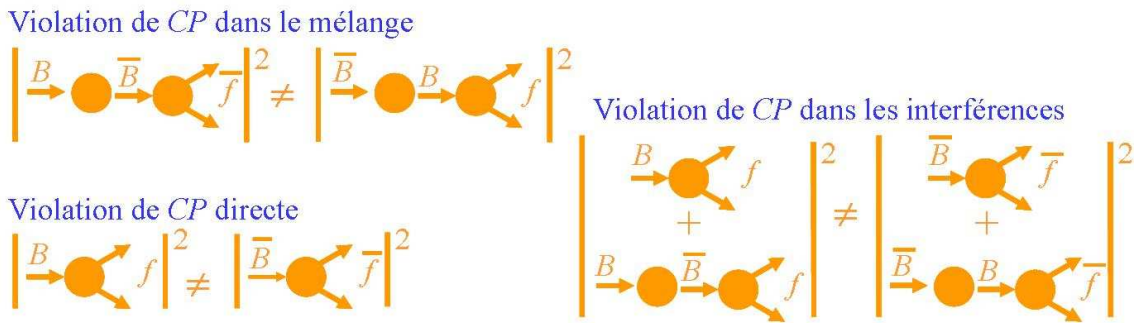


Figure 1.3: Schéma représentant les trois types de violation de  $CP$  : dans les désintégrations (ou directe), dans le mélange (ou indirecte) et dans les interférences.

## 1.2.4 Accomplissements et enjeux des usines à B

Construites pour mesurer la violation de CP dans les désintégrations des mésons B, les usines à mésons B ont rempli leur programme. Les principales découvertes sont l'observation et la mesure de la violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration dans les désintégrations des mésons B neutres en charmonium et un méson K neutre [16],[17], principalement dans le canal  $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow J/\psi K_S^0$  (figure 1.4), et l'observation de la violation de CP directe dans les désintégrations  $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow K^\pm \pi^\mp$  [14],[15] (figure 1.5).

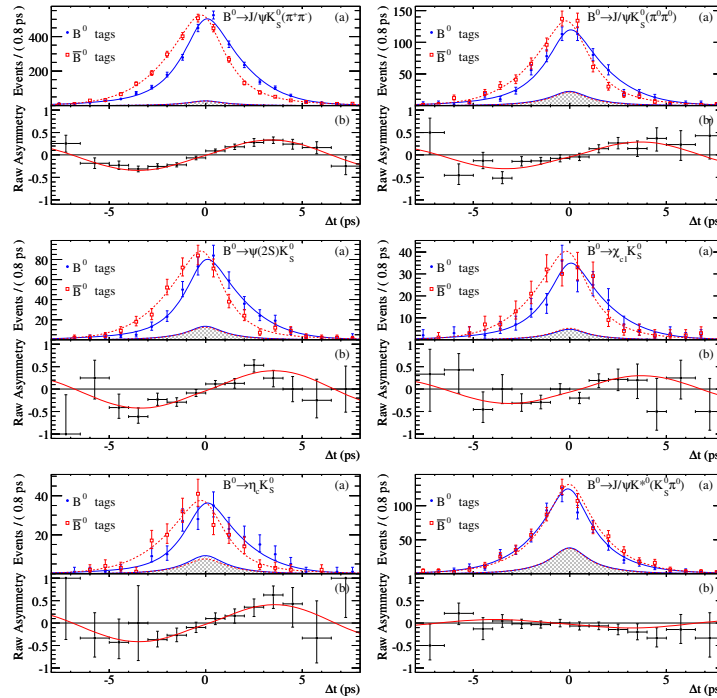


Figure 1.4: Asymétrie dépendant du temps dans les désintégrations  $B^0 \rightarrow \text{charmonium} K_S^0$  [16].

La mesure de  $\sin 2\beta$  par les usines à mésons B et la mesure de la fréquence des oscillations  $B_s \bar{B}_s$ ,  $\delta m_s$ , obtenue au TeVatron, fournissent les contraintes les plus précises sur  $\bar{\rho}$  et  $\bar{\eta}$  et les éléments de la matrice  $V_{CKM}$ . Les usines à mésons B produisent de plus de nombreuses mesures qui contraignent ces paramètres. Les collaborations CKMfitter [18] et UTfit [19] se sont données comme objectif de résumer ces informations à mesure qu'elles se précisent. Les résultats sont en accord. Nous transcrivons et présentons graphiquement sur la figure 1.6 les plus récents, établis par CKMfitter [20] pour les conférences de l'hiver 2009 :

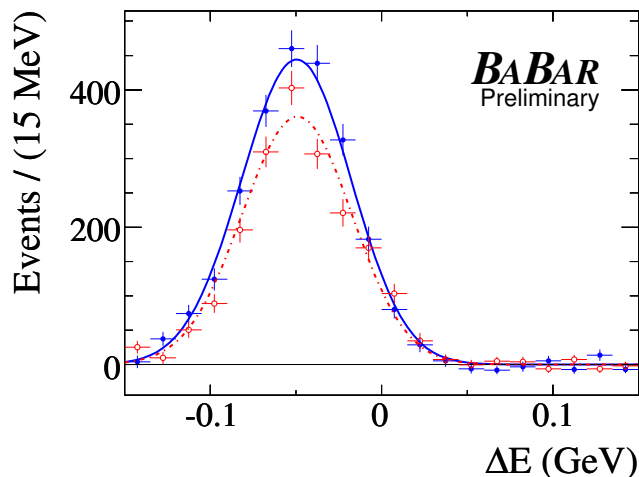


Figure 1.5: Différence entre les taux de désintégrations  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  et  $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$ .

$$\begin{aligned}
 A &= 0.8118^{+0.0097}_{-0.0241}, \\
 \lambda &= 0.22521 \pm 0.00082, \\
 \bar{\rho} &= 0.130^{+0.025}_{-0.027}, \\
 \bar{\eta} &= 0.341^{+0.016}_{-0.015}.
 \end{aligned}$$

Les marges d'incertitude correspondent à la région permise que l'on observe sur la figure 1.6. Cette région représente graphiquement l'accord entre le modèle standard dans le secteur des saveurs de quarks et les données expérimentales.

Même si les objectifs initiaux [21] ont été dépassés, la moisson des résultats des usines à mésons  $B$  n'est pas terminée. Les analyses de Dalitz comme celles entreprise dans cette thèse visent à apporter de nouvelles informations sur les éléments de  $V_{CKM}$  et la violation de  $CP$ . L'analyse des désintégrations  $B^+ \rightarrow K^+\pi^-\pi^+$ , moins difficile du fait de l'absence de particules neutres dans l'état final et d'une valeur relativement élevée du rapport d'embranchement, a déjà apporté des mesures intéressantes [22],[23] sur la violation de  $CP$  directe dans le système  $\rho^0 K^+$  (figure 1.7). Le laboratoire a poursuivi les analyses de Dalitz de systèmes  $K\pi\pi$  [25, 26, 27], [28], [29] au cours de ces dernières années. Le consortium  $HFAG$  effectue régulièrement les moyennes des données expérimentales concernant les saveurs lourdes de quarks sur le site [30]. Les références [31] présente une synthèse récente des désintégrations de mésons  $B$  sans particule charmée dans l'état final.

Il reste néanmoins possible de rechercher une nouvelle physique dans le secteur de la saveur après les usines à mésons  $B$ . En effet, pour nombre de mesures les incerti-

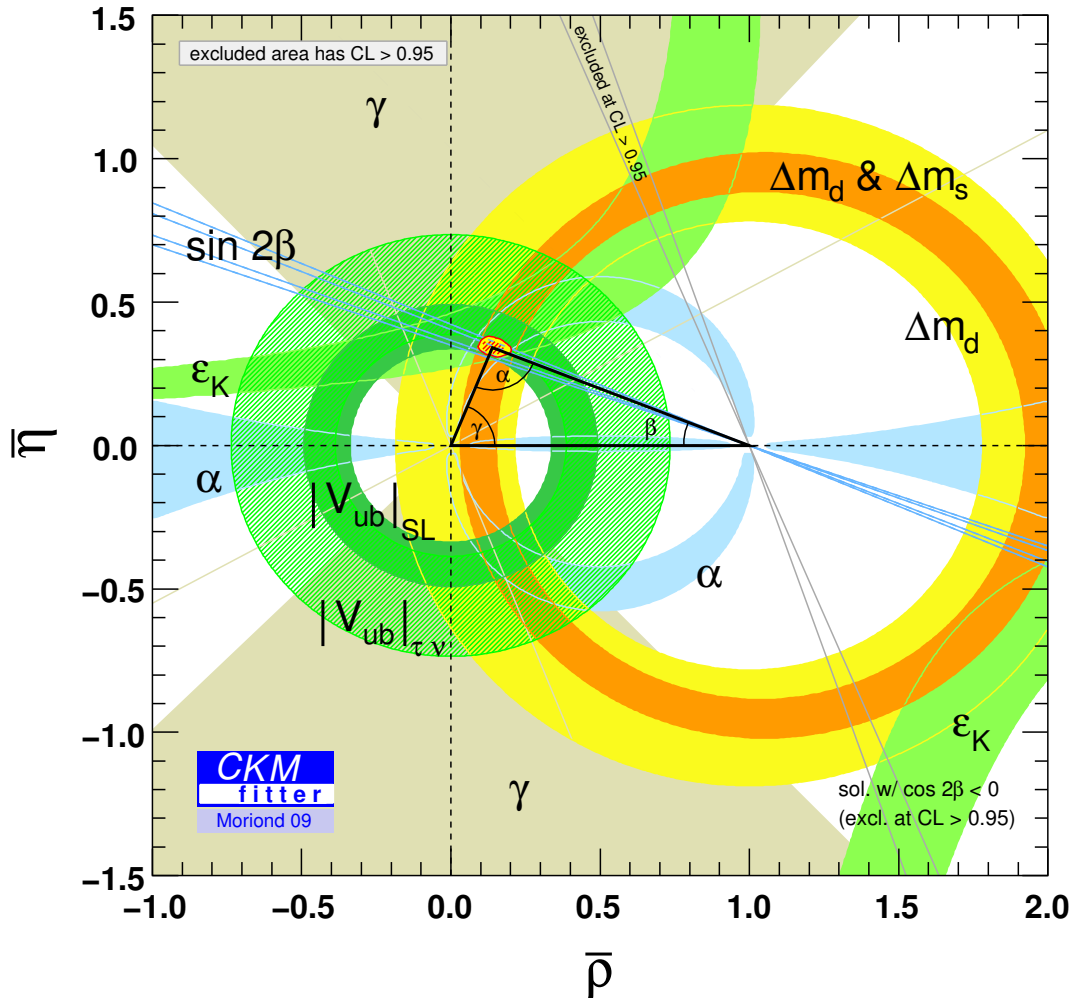


Figure 1.6: Représentation graphique de l'ajustement complet de CKMfitter [20] sur les données expérimentales. Les zones permises à un niveau de confiance supérieur à 95% sont coloriées. On constate qu'un domaine du plan  $\bar{\rho}, \bar{\eta}$  est compatible avec l'ensemble des mesures expérimentales.

tudes statistiques sont dominantes. Une loupe peut donc être appliquée sur la région de compatibilité en augmentant le nombre de désintégrations de mésons  $B$  examinées. Aux machines hadroniques (le TeVatron et bientôt le LHC avec une expérience dédiée, LHCb) la section efficace de production de quarks  $b$  est élevée, cependant pour la plupart des désintégrations rares, des méthodes sophistiquées devront réussir à séparer le signal du bruit de fond. Une autre approche en cours d'évaluation consiste à construire des *Super* usines à mésons  $B$  [32],[33] cent fois plus lumineuses que PEP-II/KEK-B.

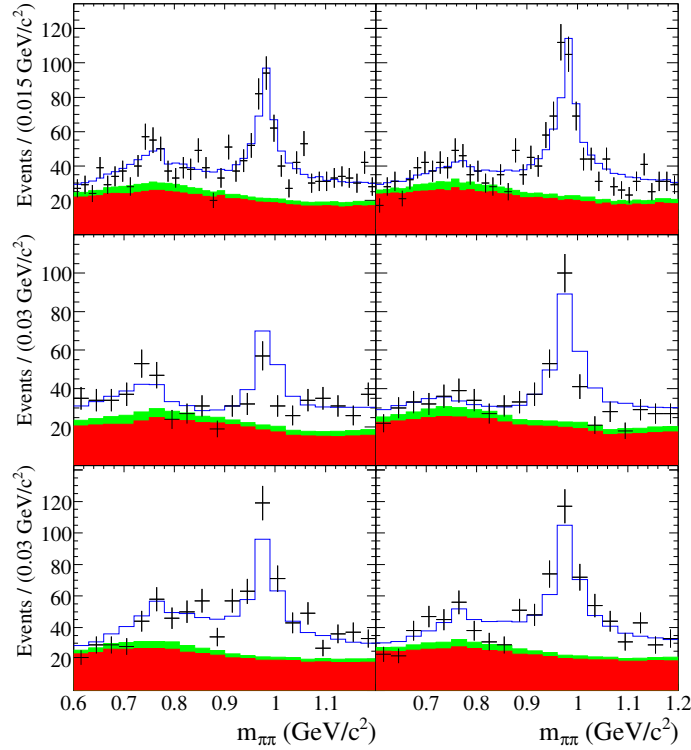


Figure 1.7: *Comparaison des spectres de masses invariantes de deux particules parmi les trois de la désintégration  $B^+ \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+$ . Les distributions des désintégrations des  $B^+$  (à gauche) et des  $B^-$  (à droite) obtenues par une analyse de Dalitz similaire à celle entreprise dans cette thèse pour le canal  $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0$  montrent des différences de plus de trois écarts-type dans la région du  $\rho$ , interprétables comme une indication de violation de CP directe [22].*

# Chapitre 2

## Modélisation de la désintégration

$$B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$$

Les désintégrations de mésons sans particule charmée dans l'état final sont rares dans le modèle standard. De ce fait elles offrent un moyen sensible de recherche de la physique inconnue qui pourrait par exemple intervenir dans les corrections radiatives aux amplitudes de plus bas ordre. Au chapitre précédent nous avons vu que la violation de  $CP$  dans le modèle standard résulte d'une phase complexe de la matrice  $V_{CKM}$ . Alors que dans les désintégrations en deux corps des mésons  $B$  chargés, l'asymétrie caractérisant la violation de  $CP$  directe mêle de façon non séparable les phases fortes et les phases faibles, la situation est plus favorable dans le cas des désintégrations en trois corps. En effet, une désintégration en trois corps résulte en général de la superposition de plusieurs canaux en *quasi-2-corps* où deux des produits de désintégration proviennent d'une résonance intermédiaire. Une analyse en amplitudes (analyse du diagramme de Dalitz) permet de mesurer les interférences entre les canaux intermédiaires pourvu que les résonances soient suffisamment larges et se recouvrent. En utilisant la forme bien connue des pics de résonance, il est possible d'obtenir des informations sur les phases faibles.

L'imbrication entre l'interaction faible responsable de la désintégration et l'interaction forte entre les quarks de l'état final d'une désintégration non leptonique rend illusoire l'idée de calculer l'amplitude totale *ab initio*. Le travail d'une précédente thèse [29] au laboratoire et les références [34] montrent qu'il n'est pas possible d'extraire des désintégrations  $B \rightarrow K\pi\pi$  l'information sur la phase de  $V_{CKM}$  de façon indépendante de tout modèle hadronique.

Dans une première partie, nous résumons l'état des connaissances sur la désintégration étudiée au moment où ce travail a été initié. Faute de statistiques, les résultats antérieurs à ce travail ne proviennent pas d'analyses en amplitudes. Nous décrivons l'analyse de Dalitz de la désintégration  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$ , en définissant précisément les grandeurs physiques mesurées. Le chapitre suivant rappelle le cadre

théorique fondé sur l'invariance d'isospin des interactions fortes, permettant de traiter ensemble toutes les désintégrations de mésons  $B$  neutres et chargés en un kaon et deux pions.

## 2.1 Etat des connaissances en 2005

Les mesures de rapports d'embranchement qui existaient avant ce travail sont rassemblées dans la table 2.1 extraite du site *HFAG* [30]. Elles se rapportent aux modes entrés dans la deuxième colonne du tableau. Les désintégrations étudiées sont rares. Le rapport d'embranchement le plus élevé de la table est d'environ  $10^{-5}$ . Les seules analyses de Dalitz ayant abouti à l'époque sont celles de modes avec uniquement des particules chargées dans l'état final. Les contributions des résonances de hautes masses ainsi que les contributions non-résonnantes ne sont pas mesurées.

Une estimation approximative du rapport d'embranchement de la désintégration étudiée  $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0$  se calcule en sommant les contributions des différents canaux  $c$  (on néglige ainsi les interférences) :

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0) = \mathcal{P}(K^0 \rightarrow K_s^0) \times \Sigma_c (\mathcal{B}(B^+ \rightarrow c) \times \mathcal{B}(c \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^0)) \quad (2.1)$$

En négligeant tous les canaux pour lesquels il n'y a pas de mesure ainsi que l'inélasticité des résonances  $K^*(1430)$ , nous obtenons  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0) = 17.4 \cdot 10^{-6}$ , qu'il faut encore multiplier par

$$F = \mathcal{B}(K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \times \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) = 0.684 \quad (2.2)$$

pour obtenir  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^+ (\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) (K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)) \sim 12 \cdot 10^{-6}$ . Avec l'efficacité de la sélection décrite au chapitre refsec:secSelection et la luminosité intégrée pour l'analyse, nous attendons environ 900 événements.

## 2.2 Diagramme de Dalitz de la désintégration $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0$

### 2.2.1 Diagramme de Dalitz

La plupart des informations proviennent des références [47, 42, 43, 29, 27].

Dans son référentiel de repos, la désintégration d'une particule de spin nul en trois corps, ici :  $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0$ , dépend de deux variables. Le diagramme de Dalitz est une représentation de la largeur différentielle de désintégration dans le plan des deux variables (de Mandelstam)  $s_{K_S \pi^0}$  et  $s_{K_S \pi^+}$  choisies parmi les trois masses invariantes élevées au carré :

RPP#	Mode	Moy. PDG2006	BABAR	ref.	Belle	ref.	CLEO	ref.	Moy. actualisée
192	$K^{*0} \pi^+$	$11.6 \pm 1.9$	$10.8 \pm 0.6^{+1.1}_{-1.3}$	[35]	$9.7 \pm 0.6^{+0.8}_{-0.9}$	[23]	$7.6^{+3.5}_{-3.0} \pm 1.6$	[36]	$10.0 \pm 0.8$
193	$K^{*+} \pi^0$	$6.9 \pm 2.4$	$6.9 \pm 2.0 \pm 1.3$	[37]			$7.1^{+11.4}_{-7.1} \pm 1.0$	[36]	$6.9 \pm 2.3$
203	$K_0^{*0}(1430) \pi^+$	$38 \pm 5$	$32.0 \pm 1.2^{+10.8}_{-6.0}$	[35]	$51.6 \pm 1.7^{+7.0}_{-7.4}$	[23]			$45.2^{+6.2}_{-6.3}$
204	$K_2^{*0}(1430) \pi^+$	$< 6.9$	$5.6 \pm 1.2^{+1.8}_{-0.8}$	[35]	$< 6.9$	[38]			$5.6^{+2.2}_{-1.4}$
205	$K^{*0}(1410) \pi^+$	$< 45$			$< 45$	[38]			$< 45$
206	$K^{*0}(1680) \pi^+$	$< 12$	$< 15$	[24]	$< 12$	[38]			$< 12$
210	$K^0 \pi^+ \pi^0$	$< 66$					$< 66$	[39]	$< 66$
211	$K^0 \rho^+$	$< 48$	$8.0^{+1.4}_{-1.3} \pm 0.6$	[40]			$< 48$	[41]	$8.0^{+1.5}_{-1.4}$

Table 2.1: *Compilation par HFAG des mesures de  $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0$  disponibles le 15 mai 2008. Les rapports d'embranchement du  $B^+$  sont en unités de  $(10^{-6})$ . Les limites supérieures sont données pour un niveau de confiance à 90%. En noir : données du “PDG 2006” [46]. En bleu : “nouveau (préliminaires) depuis le PDG2006”. En rouge : “nouveau (publiés) depuis le PDG2006”.*



$$s_{K_S \pi^0} = (p_{K_S} + p_{\pi^0})^2, \quad (2.3)$$

$$s_{\pi^+ \pi^0} = (p_{\pi^+} + p_{\pi^0})^2, \quad (2.4)$$

$$s_{K_S \pi^+} = (p_{K_S} + p_{\pi^+})^2. \quad (2.5)$$

Elles sont reliées par :

$$s_{K_S \pi^+} = m_{B^+}^2 + m_{K_S}^2 + m_{\pi^+}^2 + m_{\pi^0}^2 - s_{K_S \pi^0} - s_{\pi^+ \pi^0}. \quad (2.6)$$

La largeur de désintégration différentielle du  $B^+$  s'écrit après intégration partielle (sur les angles) de l'espace des phases :

$$d\Gamma(B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^0) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{|\mathcal{A}_{B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0}|^2}{8m_{B^+}^3} ds_{K_S \pi^+} ds_{K_S \pi^0}, \quad (2.7)$$

où  $\mathcal{A}_{B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0}$  est l'amplitude invariante de Lorentz de la désintégration en trois corps. Dans la suite, nous utilisons aussi les notations alternatives :  $x \equiv s_{K_S \pi^+}$ ,  $y \equiv s_{K_S \pi^0}$  et  $\{DP\}$  pour le couple  $\{s_{K_S \pi^+}, s_{K_S \pi^0}\} = (x, y)$  et  $dDP = ds_{K_S \pi^+} ds_{K_S \pi^0} = dx \cdot dy$  pour l'élément d'aire dans le plan de Dalitz.

Par construction, le diagramme est peuplé de façon uniforme pour une désintégration sans structure dynamique. La présence d'une résonance de masse  $M$  (dans le canal  $K_S^0 \pi^0$  par exemple) se manifeste par une *bande* surpeuplée à l'endroit où la variable pertinente  $s_{ij}$  (ici  $s_{K_S \pi^0}$ ) est au voisinage de  $M^2$ . Puisqu'à l'échelle de  $M_B$ , la différence de masse entre pions chargés et neutres est infime et que les mêmes résonances interviennent dans les systèmes  $K_S^0 \pi^+$  et  $K_S^0 \pi^0$ , le diagramme est quasi symétrique par rapport à la première bissectrice ( $y = x$ , ou  $s_{K_S \pi^+} = s_{K_S \pi^0}$ ).

Les résonances étant beaucoup plus légères que les mésons  $B$ , le diagramme est essentiellement peuplé dans les régions où au moins l'une des variables  $s_{ij}$  est petite à l'échelle de  $M_B^2$ , c'est à dire le long de la courbe limitant le diagramme. Cette courbe frontière correspond aux configurations de désintégration où les impulsions des trois particules produites sont colinéaires. Les valeurs maximales des  $s_{ij}$  correspondent au cas où la particule ne provenant pas de la résonance est produite au repos. Les impulsions  $\vec{p}_i$  et  $\vec{p}_j$  sont alors antiparallèles. Le minimum de  $s_{ij}$  est atteint lorsque  $\vec{p}_i$  et  $\vec{p}_j$  sont parallèles. La courbe frontière (voir figure 2.1, à droite) est caractérisée par :

$$s_{K_S \pi^0}[\max/\min](s_{K_S \pi^+}) = (E_{K_S}^* + E_{\pi^0}^*)^2 - \left( \sqrt{E_{K_S}^{*2} - m_{K_S}^2} \mp \sqrt{E_{\pi^0}^{*2} - m_{\pi^0}^2} \right)^2 \quad (2.8)$$

où :

$$E_{K_S}^* = \frac{s_{K_S \pi^+} - m_{\pi^+}^2 + m_{K_S}^2}{2\sqrt{s_{K_S \pi^+}}}, \quad (2.9)$$

$$E_{\pi^+}^* = \frac{s_{K_S \pi^+} - m_{K_S}^2 + m_{\pi^+}^2}{2\sqrt{s_{K_S \pi^+}}}, \quad (2.10)$$

$$E_{\pi^0}^* = \frac{m_{B^+}^2 - s_{K_S \pi^+} - m_{\pi^0}^2}{2\sqrt{s_{K_S \pi^+}}}, \quad (2.11)$$

sont les énergies exprimées dans le référentiel du centre de masse de  $K_S^0 \pi^+$ . Numériquement, les valeurs extrêmes sont :

$$\begin{aligned} s_{K_S \pi^0}[\max] &= (m_{B^+} - m_{\pi^+})^2 = 26.415 \text{ (GeV}/c^2\text{)}^2 \\ s_{K_S \pi^0}[\min] &= (m_{K_S} + m_{\pi^0})^2 = 0.363 \text{ (GeV}/c^2\text{)}^2. \end{aligned}$$

Le long de la bande d'une résonance la population dépend du spin de la résonance. En effet, dans la désintégration d'une particule de spin nul en trois particules de spins nuls, la conservation du moment angulaire impose que l'hélicité de tout état intermédiaire soit nulle. Nous choisissons de définir l'angle d'hélicité des  $K^{*0}$  (en fait de tout système  $K_S^0 \pi^0$ ) comme l'angle dans le référentiel de repos du système  $K_S^0 \pi^0$  entre l'impulsion du  $\pi^0$  et l'opposé du vecteur impulsion du méson  $B^+$ . Cet angle défini entre 0 et  $\pi$ , est donné par :

$$\cos \theta_{K_S^0 \pi^0} = \frac{2E_{K_S}^* E_{\pi^+}^* + m_{K_S}^2 + m_{\pi^+}^2 - s_{K_S \pi^+}}{2\|\vec{p}_{K_S}^*\| \|\vec{p}_{\pi^+}^*\|}, \quad (2.12)$$

où maintenant les quantités *étoilées* sont prises dans le référentiel de repos du système  $K_S^0 \pi^0$ . En développant et en résolvant selon  $s_{K_S \pi^+}$ ,  $s_{K_S \pi^0}$  on obtient la relation suivante où il est implicite que  $s_{\pi^+ \pi^0}$  est éliminée à l'aide de la relation 2.6 :

$$\begin{aligned} \cos \theta_{K_S^0 \pi^0} &= [s_{K_S \pi^0} (s_{\pi^+ \pi^0} - s_{K_S \pi^+}) - (m_{B^+}^2 - m_{\pi^+}^2) (m_{\pi^0}^2 - m_{K_S}^2)] \\ &\times [m_{K_S}^4 + (s_{K_S \pi^0} - m_{\pi^0}^2)^2 - 2m_{K_S}^2 (s_{K_S \pi^0} + m_{\pi^0}^2)]^{-1/2} \\ &\times [m_{B^+}^4 + (s_{K_S \pi^0} - m_{\pi^+}^2)^2 - 2m_{B^+}^2 (s_{K_S \pi^0} + m_{\pi^+}^2)]^{-1/2}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

La convention d'hélicité complète, illustrée à la figure 2.1 (à gauche) fait intervenir les angles :

- $\theta_{K_S^0 \pi^0}$  l'angle entre l'impulsion du  $\pi^0$  dans le référentiel du système  $K_S^0 \pi^0$  ( $K^{*0}$ ) et la direction de vol du  $K^{*0}$  dans le référentiel du  $B^+$ .

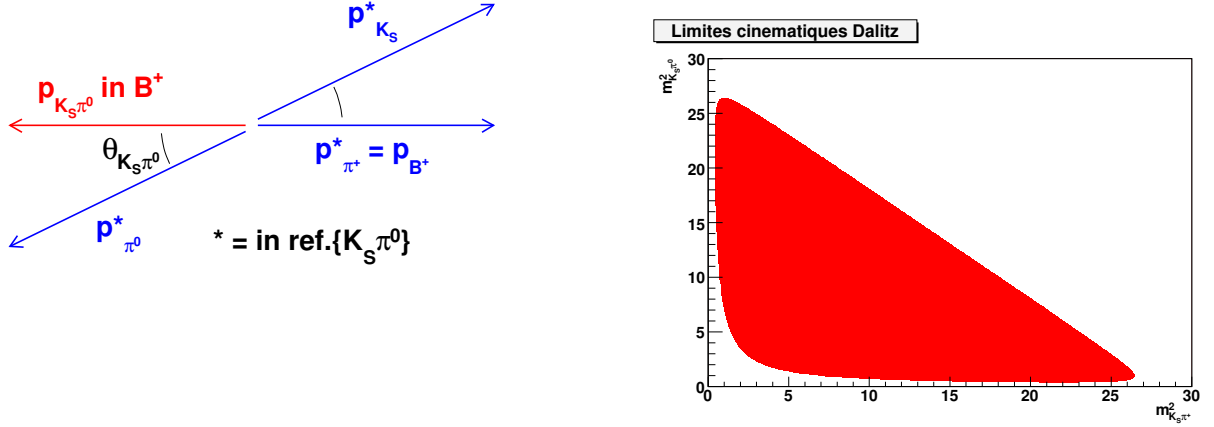


Figure 2.1: *A gauche : convention adoptée pour les angles d'hélicité. Avec cette convention, si les phases fortes sont nulles, l'interférence est destructive en tout point du diagramme où deux des masses invariantes sont égales. A droite: domaine de définition de la largeur de désintégration délimité par la courbe frontière du diagramme de Dalitz.*

- $\theta_{\pi^+\pi^0}$  l'angle entre l'impulsion du  $\pi^+$  dans le référentiel du système  $\pi^+\pi^0$  ( $\rho^+$ ) et la direction de vol du  $\rho^+$  dans le référentiel du  $B^+$ .
- $\theta_{K_S^0\pi^+}$  l'angle entre l'impulsion du  $\pi^+$  dans le référentiel du système  $K_S^0\pi^+$  ( $K^{*+}$ ) et la direction de vol du  $K^{*+}$  dans le référentiel du  $B^+$ .

A partir de l'équation 2.13, on obtient  $-\cos \theta_{\pi^+\pi^0}$  en permutant  $s_{K_S\pi^0} \leftrightarrow s_{\pi^+\pi^0}$ , et  $-\cos \theta_{K_S^0\pi^+}$  en permutant  $s_{K_S\pi^0} \leftrightarrow s_{K_S\pi^+}$  et  $m_{\pi^0} \leftrightarrow m_{K_S}$ . Les conventions sont telles que si les phases fortes relatives sont nulles entre di-mésons de masses invariantes égales, l'interférence est destructive.

## 2.2.2 Modèle isobare

Pour des analyses de Dalitz à statistiques modérées (quelques milliers d'événements) on a recours à un modèle isobare pour décrire l'amplitude de désintégration  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$ ,  $\mathcal{A}_{B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0}$  (équation 2.7). Celle-ci désormais notée  $\mathcal{A}$ , s'écrit comme une

somme sur les états intermédiaires :

$$\mathcal{A}(x, y) = \sum_j t_j e^{i\phi_j} f_j(x, y). \quad (2.14)$$

Une expression similaire décrit le diagramme de la désintégration conjuguée de  $CP B^- \rightarrow K_S^0 \pi^- \pi^0$  :

$$\bar{\mathcal{A}}(x, y) = \sum_j \bar{t}_j e^{i\bar{\phi}_j} f_j(x, y). \quad (2.15)$$

Chaque état intermédiaire est caractérisé par un coefficient isobare de module  $t_j$  et de phase  $\phi_j$ , somme d'une phase forte, la même pour les désintégrations des  $B^+$  et des  $B^-$  et d'une phase faible qui change de signe. La dynamique de la désintégration via un état intermédiaire  $j$  est décrite par la fonction  $f_j(x, y)$  qui contribue à la structure du diagramme de Dalitz. Par exemple, la contribution d'une résonance formée dans le système  $K_S^0 \pi^+$  (accompagnée par un  $\pi^0$  célibataire) se factorise comme suit :

$$f_j(x, y) = R_j(x) \times T_j(x, y) \times X_L(rp_j^*(x)) \times X_L(rq_j(x)), \quad (2.16)$$

où  $R_j(x)$  est la distribution en masse (profil) de la résonance,  $T_j(x, y)$  modélise la dépendance angulaire et les facteurs de barrière centrifuge  $X_L(u)$  sont reliés aux facteurs d'atténuation  $X_L(u) = \frac{B_L(u)}{B_L(u_0)}$  relation dans laquelle l'indice  $_0$  se rapporte à la masse nominale de la résonance. La faible déviation par rapport à l'unité des facteurs d'atténuation de Blatt-Weisskopf [44], est décrite en fonction de  $x$  à travers l'impulsion de dissociation  $p_j^*$ , commune à la particule célibataire et à la résonance dans le référentiel de repos du méson  $B$  ou  $q_j$ , l'impulsion des produits de désintégration de la résonance dans son référentiel propre. Un paramètre de distance  $r$  multiplie  $p^*$  et  $q$  selon les données répertoriées dans la référence [46] (PDG) (voir aussi [45]). Les  $f_j$  sont normalisés,

$$\int_{DP} |f_j(x, y)|^2 dx dy = 1. \quad (2.17)$$

Nous utilisons des tenseurs de Zemach [48, 49] pour les distributions angulaires  $T_j^{(J)}(x, y)$  caractérisant les processus où le méson pseudoscalaire  $B$  produit une résonance de spin- $J$  en association avec un méson célibataire pseudoscalaire. Pour  $J = 0, 1, 2$ , nous avons :

$$\begin{aligned} T_j^{(0)} &= 1, \\ T_j^{(1)} &= -2\vec{p}_j \cdot \vec{q}_j, \\ T_j^{(2)} &= \frac{4}{3}[3(\vec{p}_j \cdot \vec{q}_j)^2 - (|\vec{p}_j||\vec{q}_j|)^2]. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Les vecteurs définis dans le référentiel de repos de la résonance  $\vec{p}_j(x, y)$  impulsion de la particule célibataire et  $\vec{q}_j(x)$  impulsion du produit de désintégration de la résonance tel que  $\theta_j = (\vec{p}_j, \vec{q}_j)$  est l'angle d'hélicité précédemment défini.

Notre modèle (table 2.2) de la désintégration  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$  contient un terme non résonnant constant sur tout le plan de Dalitz et les termes de cinq résonances :  $\rho^+(770)$ ,  $K^*(892)^{+,0}$ ,  $(K\pi)_0^{*+,0}$ . Cette dernière notation introduite dans BABAR [24] désigne des amplitudes phénoménologiques qui décrivent les ondes  $S$  des systèmes  $(K\pi)$  à basse masse par une superposition cohérente d'un terme élastique de portée effective d'un terme associé à la résonance scalaire  $K_0^*(1430)$ .

Nous utilisons trois types de profils en masse  $R_j(x)$ . Les paramètres sont tirés de [46] sauf avis contraire.

### 2.2.3 Profils des résonances

**Distribution de Breit-Wigner relativiste** La paramétrisation de Breit-Wigner relativiste ( $RBW$ ) est utilisée pour  $K^*(892)^{+,0}$ ,  $K_2^*(1430)^{+,0}$ , and  $K^*(1680)^{+,0}$  :

$$R_j^{(J)}(x; m_j, \Gamma_j^0) = \frac{1}{m_j^2 - x - im_j \Gamma_j^{(J)}(x)}. \quad (2.19)$$

La dépendance en masse invariante de la largeur  $\Gamma_j^{(J)}$  peut être ignorée pour les états de haute masse. Pour les états de basses masses, qui se désintègrent uniquement de façon élastique, cette dépendance s'écrit :

$$\Gamma_j^{(J)}(x) = \Gamma_j^0 \frac{m_j}{\sqrt{x}} \left( \frac{q(x)}{q(m_j^2)} \right)^{2J+1} \frac{B^{(J)}(Rq(x))}{B^{(J)}(Rq(m_j^2))}, \quad (2.20)$$

où  $m_j$  est la masse de la résonance  $j$ ,  $\Gamma_j^0 = \Gamma_j(m_j^2)$  sa largeur, et les facteurs de barrière centrifuge (carrés des facteurs d'atténuation de Blatt-Weisskopf [44]) sont :

$$\begin{aligned} B^{(0)} &= 1, \\ B^{(1)} &= \frac{1}{1 + r^2 q^2}, \\ B^{(2)} &= \frac{1}{9 + 3r^2 q^2 + r^4 q^4}. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Les facteurs  $r$  sont tirés de la référence [46] ou interpolés selon les données que l'on y trouve.

Etat intermédiaire	Profil	Paramètres
<i>Modèle nominal</i>		
Non résonnant	Constant	
$\rho^+(770)$	GS [50]	$r = 5.3_{-0.7}^{+0.9} (\text{GeV}/c)^{-1}$
$K^*(892)^+$	RBW	$r = 3.6 \pm 0.6 (\text{GeV}/c)^{-1}$
$K^*(892)^0$	RBW	$r = 3.6 \pm 0.6 (\text{GeV}/c)^{-1}$
$(K\pi)_0^{*+}$ $(K\pi)_0^{*0}$	LASS	$m^0 = 1412 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$ $\Gamma^0 = 294 \pm 6 \text{ MeV}$ cutoff $m_j^{max} = 1800 \text{ MeV}/c^2$ $a = 2.07 \pm 0.10 (\text{GeV}/c)^{-1}$ $r = 3.32 \pm 0.34 (\text{GeV}/c)^{-1}$
<i>Résonances additionnelles</i>		
$\rho(1450)$	GS	$m = 1439 \text{ MeV}/c^2$ $\Gamma^0 = 550 \text{ MeV}$
$\rho(1700)$	GS	$m = 1795 \text{ MeV}/c^2$ $\Gamma^0 = 278 \text{ MeV}$
$K_2^*(1430)^{+,0}$	RBW	
$K^*(1680)^{+,0}$	RBW	

Table 2.2: Le modèle isobare nominal de la désintégration  $B^+ \rightarrow K\pi^+\pi^0$  comprend une partie non résonnante et cinq états intermédiaires. Les masses et largeurs des résonances ainsi que les facteurs de barrière  $r$  sont tirés de la référence [46], sauf pour le profil LASS [52]. Les mêmes paramètres de la fonction LASS sont utilisés dans *BABAR* pour les systèmes  $K\pi$  neutres et chargés. Les *résonances additionnelles* qui pourraient contribuer de façon sensible à la dynamique sont incluses dans des modèles isobares étendus utilisés pour étudier les effets systématiques de l'analyse.

**La distribution de Gounaris-Sakurai** La paramétrisation de Gounaris-Sakurai (GS) [50] (équation 2.22) est utilisée pour les résonances  $\rho^-(770)$ ,  $\rho^-(1450)$  and  $\rho^-(1700)$  :

$$\begin{aligned}
 R_j^{GS}(x; m_j, \Gamma_j^0) &= \frac{1 + d_j \Gamma_j^0 / m_j}{m_j^2 + F_j(x) - x - im_j \Gamma_j(x)}, \quad (2.22) \\
 F_j(x) &= \Gamma_j^0 \frac{m_j^2}{q(m_j^2)^3} \left( q(x)^2 [h(\sqrt{x} - h(m_j))] + [m_j^2 - x] q(m_j^2)^2 \frac{dh}{d\sqrt{x}}|_{m_j} \right) \\
 h(\sqrt{x}) &= \frac{2q(x)}{\pi\sqrt{x}} \ln\left(\frac{\sqrt{x} + 2q(x)}{2m_{\pi^+}}\right) \\
 d &= \frac{3m_{\pi^+}^2}{\pi q(m_j^2)^2} \ln\left(\frac{m_j + 2q(m_j^2)}{2m_{\pi^+}}\right) + \frac{m_j}{2\pi q(m_j^2)} - \frac{m_{\pi^+}^2 m_j}{\pi q(m_j^2)^3}
 \end{aligned}$$

avec la même dépendance en  $x$  de la largeur que pour une RBW.

**La distribution de LASS** Pour les résonances en onde  $S$ ,  $(K\pi)_0^{*+,0}$ , qui dominent pour  $m_{K\pi}$  en-dessous d'une valeur limite  $m_j^{max} = 1.8 \text{ GeV}/c^2$ , une paramétrisation de portée effective a été proposée [51] pour décrire la lente croissance du déphasage en fonction de la masse  $K\pi$ . Nous utilisons les formules de l'expérience LASS [52], adaptées aux désintégrations des mésons  $B$  :

$$R_j^{LASS}(x; m_j^0, \Gamma_j^0, a, r) = \frac{\sqrt{x}}{q(x) \cot \delta_B(x) - iq(x)} + e^{2i\delta_B(x)} \frac{m_j^0 \Gamma_j^0 \frac{m_j^0}{q_0}}{[(m_j^0)^2 - x] - im_j^0 \Gamma_j^0 \frac{q(x)}{\sqrt{x}} \frac{m_j^0}{q_0}}, \quad (2.23)$$

où

$$\cot \delta_B = \frac{1}{aq(x)} + \frac{1}{2} r q(x), \quad (2.24)$$

$a$  est la longueur de diffusion et  $r$ , la portée effective (table 2.2). Un isobare-LASS est la superposition cohérente de la résonance  $K_0^*(1430)$  elle-même (82%), du terme de portée effective (57%) et du terme d'interférence (destructive) entre les deux (39%).

## 2.2.4 Diagramme de Dalitz carré

L'espace des phases accessible aux produits des désintégrations en trois corps sans charme est inhabituellement vaste. On l'a vu, les masses des résonances étant beaucoup plus faibles que  $M_{B^+}$ , les événements se concentrent à la frontière du diagramme. C'est aussi le cas pour les événements de bruit de fond<sup>1</sup>. Un changement de variable

<sup>1</sup>Les événements du bruit de fond de continuum qui domine ont une topologie en deux jets de sorte que les impulsions des particules sont presque (anti)parallèles entre elles.

a été inventé [53] pour répartir les événements plus uniformément dans le plan des variables transformées (diagramme de Dalitz carré) et davantage étaler les zones où se manifestent les interférences (figures 2.2 et 2.3) :

$$\begin{aligned} dx \, dy &\longrightarrow dm' \, d\theta' \\ m' &\equiv \frac{1}{\pi} \arccos\left(2 \frac{m - m_{min}}{m_{max} - m_{min}} - 1\right) \\ \theta' &\equiv \frac{1}{\pi} \theta, \end{aligned} \quad (2.25)$$

où  $m = \sqrt{y}$  et  $\theta$  sont respectivement la masse invariante et l'angle d'hélicité du système  $K_S^0 \pi^0$  ;  $m_{max} = m_{B^+} - m_{\pi^+}$  et  $m_{min} = m_{K_S} + m_{\pi^0}$  sont les limites cinématiques de  $m$ . Les variables transformées sont comprises entre 0 et 1.

Remarquons que la transformation (2.25) amplifie les détails de la distribution de  $y = s_{K_S \pi^0}$ . Ce choix du changement de variable a été effectué afin de modéliser le bruit de fond irréductible très intense de la désintégration  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 [K_S^0 \pi^0] \pi^+$  (voir chapitre 8).

Le déterminant du Jacobien du changement de variables représenté graphiquement sur la figure 2.4 est donné par :

$$|\det J| = 4 \|\vec{p}_{K_S}^*\| \|\vec{p}_{\pi^+}^*\| m_{K_S \pi^0} \cdot \frac{\partial m_{K_S \pi^0}}{\partial m'} \cdot \frac{\partial \cos \theta_{K_S \pi^0}}{\partial \theta'}, \quad (2.26)$$

Les dérivées partielles de l'équation (2.26) s'expriment comme suit :

$$\frac{\partial m_{K_S \pi^0}}{\partial m'} = -\frac{\pi}{2} \sin(\pi m') (m_{K_S \pi^0}[\max] - m_{K_S \pi^0}[\min]), \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial \cos \theta_{K_S \pi^0}}{\partial \theta'} = -\pi \sin(\theta' \pi). \quad (2.28)$$

## 2.2.5 Grandeurs physiques mesurables

L'analyse du diagramme de Dalitz est réalisée par un ajustement fondé sur la méthode du maximum de vraisemblance qui mesure le nombre d'événements de *signal* dont on déduit le rapport d'embranchement de la désintégration  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$ , et les amplitudes complexes des isobares qui permettent de déterminer les amplitudes de désintégration puis l'asymétrie globale,

$$\mathcal{B}^{incl} \equiv \mathcal{B}(B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0) \quad (2.29)$$

$$\mathcal{A}_{CP} \equiv \frac{\int_{DP} [|\bar{\mathcal{A}}(x, y)|^2 - |\mathcal{A}(x, y)|^2] dx \, dy}{\int_{DP} [|\bar{\mathcal{A}}(x, y)|^2 + |\mathcal{A}(x, y)|^2] dx \, dy}, \quad (2.30)$$



## 2.2. DIAGRAMME DE DALITZ DE LA DÉSINTÉGRATION $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$

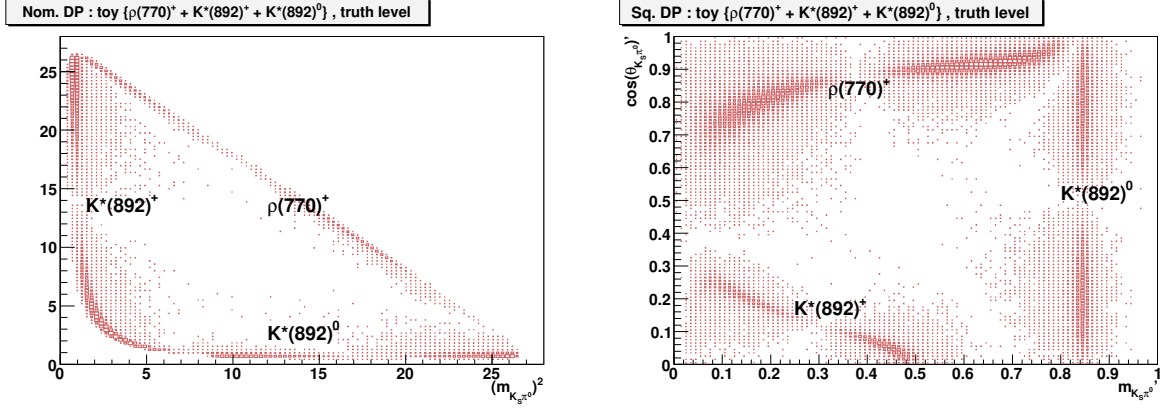


Figure 2.2: *Dalitz Plot nominal (à gauche) et Dalitz Plot carré (à droite)  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$  obtenu avec un processus Monte Carlo sans simulation du détecteur.*

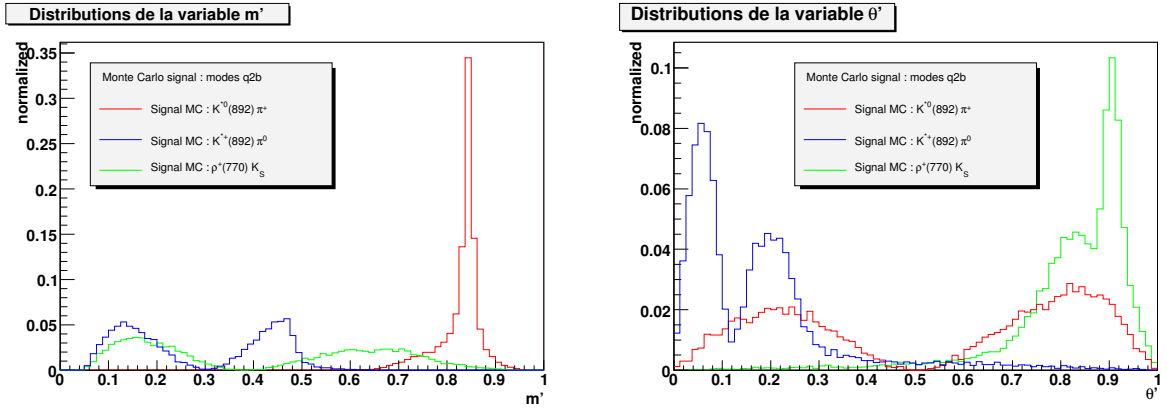


Figure 2.3: *Distributions de  $m'$  (à gauche) et  $\theta'$  (à droite) pour les désintégrations  $B^+ \rightarrow K^*(892)^+ \pi^0$  (courbe bleue),  $B^+ \rightarrow K^*(892)^0 \pi^+$  (courbe rouge) et  $B^+ \rightarrow \rho^+ K_S^0$  (courbe verte) obtenues à partir de Monte Carlo sans simulation de détecteur.*

ainsi que les *fractions isobares* moyennées sur  $B^+$  et  $B^-$  et les asymétries de charge (violation de  $CP$  directe) :

$$\begin{aligned}
 FF_k &= \frac{\int_{DP} [|t_k e^{i\phi_k} f_k(x, y)|^2 + |\bar{t}_k e^{i\bar{\phi}_k} \bar{f}_k(x, y)|^2] dx dy}{\int_{DP} [|\sum_j t_j e^{i\phi_j} f_j(x, y)|^2 + |\sum_j \bar{t}_j e^{i\bar{\phi}_j} \bar{f}_j(x, y)|^2] dx dy}, \\
 A_{CP}^k &= \frac{\bar{t}_k^2 - t_k^2}{\bar{t}_k^2 + t_k^2}, \tag{2.31}
 \end{aligned}$$

et enfin les phases des isobares relatives à celle du canal  $K^{*\pm} \pi^0$  arbitrairement choisie comme référence. Dans ces expressions,  $t_j$  et  $\bar{t}_j$  sont les résultats de l'ajustement pour les modules des amplitudes isobares de l'état intermédiaire  $j$  ;  $\phi_j$  et  $\bar{\phi}_j$  sont les phases

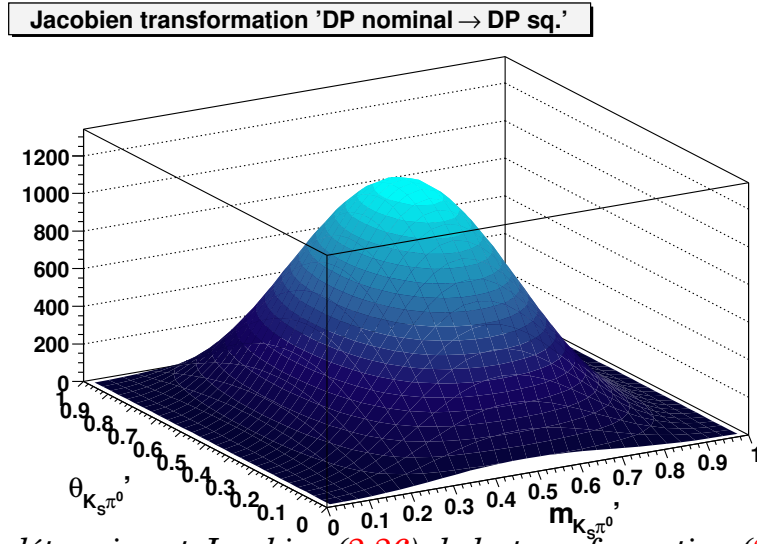


Figure 2.4: Le déterminant Jacobien (2.26) de la transformation (2.25). Le graphique montre la distribution obtenue pour le diagramme de Dalitz carré à partir d'un diagramme nominal (non-résonnant) uniforme.

relatives ajustées. Remarquons que du fait des interférences, les  $FF_k$  ne se somment pas à l'unité. Néanmoins, l'usage est de définir les rapports d'embranchement des désintégrations du méson  $B$  en quasi 2 corps  $B \rightarrow R_j b_j$  comme suit :

$$\mathcal{B}_j \equiv FF_j \cdot \mathcal{B}^{incl}. \quad (2.32)$$

# Chapitre 3

## Relations entre les mesures et le modèle CKM

Dans ce chapitre, nous examinons comment remonter aux paramètres de  $V_{\text{CKM}}$  à partir des mesures de la désintégration  $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0$ . Il s'agit d'une désintégration  $b \rightarrow u\bar{u}s$  au niveau des quarks. En général, la désintégration d'un quark  $b$  est décrite par des diagrammes de topologies *en arbre* (T -tree en anglais) et *pingouins* (P) représentés à la figure 3.1. Au niveau des mésons observables expérimentalement, l'interaction forte est intervenue engendrant des phases fortes et des facteurs de forme. Lorsqu'une seule phase faible contribue, par exemple si les diagrammes T et P ont même phase faible, la phase forte s'élimine dans l'interférence entre désintégration directe et désintégration après mélange des méson  $B$  neutres. C'est le cas de  $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow J/\psi K_s^0$ , le mode *en or* emblématique ( $b \rightarrow c\bar{c}s$ ). C'est parce que de tels modes sont accessibles à l'expérience que nous connaissons avec précision la phase CKM  $\beta$ . Les désintégrations  $b \rightarrow s\bar{s}s$ , régies uniquement par des diagrammes P déterminent également cette phase sans incertitude hadronique pour la même raison. Soit  $\beta_P$  une telle mesure. Puisque des particules de la boucle pourraient être inconnues, mesurer  $\beta_P - \beta$  permet de rechercher une nouvelle physique au-delà du MS.

Pour les désintégrations  $b \rightarrow u\bar{u}(s, d)$  les deux phases faibles sont distinctes. Les phases fortes sont des inconnues difficilement séparables des phases faibles. Différentes méthodes ont été inventées et mises en œuvre pour résoudre ces problèmes. Les facteurs CKM défavorisent P par rapport à T dans une désintégration  $b \rightarrow u\bar{u}d$  de sorte que la phase CKM  $\alpha$  est mesurable, avec les mésons B neutres ( $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ) en négligeant les diagrammes P, au prix d'une incertitude théorique substantielle. Pour s'en affranchir, la méthode la plus précise est l'analyse en isospin [54] qui exploite les relations entre désintégrations non leptoniques faisant intervenir les mêmes mésons dans tous les états de charge. L'inconvénient est la multiplicité des solutions-fantômes associées à des ambiguïtés trigonométriques. Les désintégrations en trois corps  $B \rightarrow \rho\pi$  sont exploitables par des analyses de Dalitz [60, 61, 62]. La meilleure

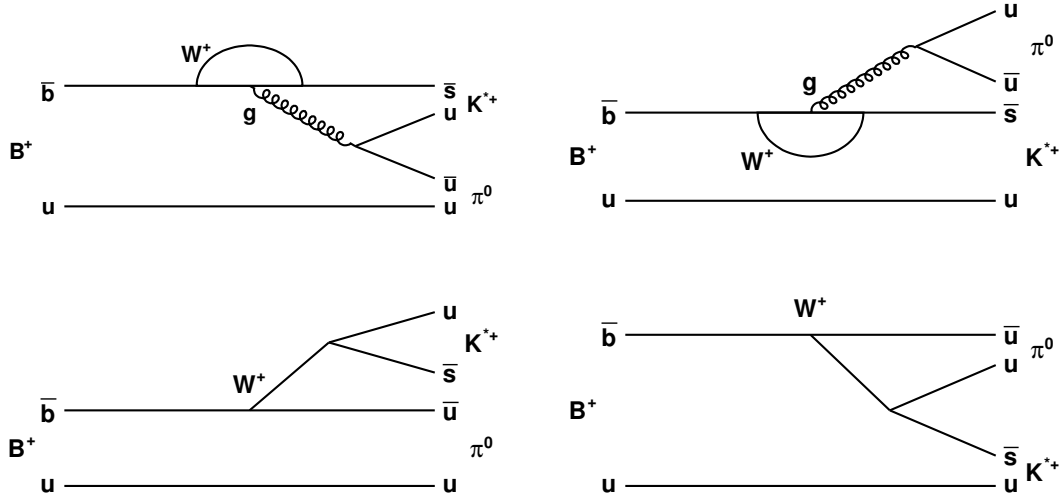


Figure 3.1: Diagrammes de Feynman en pingouin (première ligne) et en arbre (seconde ligne). A gauche : les diagrammes favorisés de couleur (CA). A droite : les diagrammes supprimés de couleur (CS).

détermination actuelle de l'angle  $\alpha$  vient de l'analyse en isospin des désintégrations  $B \rightarrow \rho\rho$  [30].

L'analyse d'isospin a également été théorisée [63] pour les désintégrations  $b \rightarrow u\bar{u}s$ . Dans ce cas les facteurs CKM favorisent le rapport P par rapport à T ( $|\frac{V_{tb}^*V_{ts}}{V_{ub}^*V_{us}}| \simeq 50$ ) et il n'est pas sûr que les facteurs de forme contrebalancent cet effet. Il est possible que l'amplification des processus P du modèle standard s'étende aux processus P non standard et qu'ainsi les désintégrations  $b \rightarrow u\bar{u}s$  soient propices à la recherche de la nouvelle physique.

Dans ce chapitre, après avoir rappelé la structure générale des amplitudes des désintégrations non leptoniques  $B \rightarrow K\pi\pi$  en quasi-2-corps, nous examinons brièvement comment les résultats des mesures obtenues dans cette thèse peuvent contribuer à l'analyse d'isospin. Nous ne développons pas le formalisme. Nous référons pour cela le lecteur aux précédentes thèses du laboratoire [55, 56, 29]. Nous discutons de l'applicabilité au canal  $B^+ \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^0$  de la méthode CPS/GPSZ [57, 58] construite à partir de l'analyse d'isospin pour déterminer la phase CKM. Nous ne traitons pas des analyses élargies à la symétrie SU(3) permettant de traiter dans un même cadre les désintégrations  $b \rightarrow u\bar{u}s$  et  $b \rightarrow u\bar{u}d$ .

## 3.1 Structure générique des amplitudes quasi-2-corps

$$B \rightarrow K^*\pi$$

Les systèmes  $K\pi$ ,  $K^*\pi$  et  $\rho K$  se prêtent à un même formalisme. Pour fixer les idées nous décrivons dans la suite la désintégration  $B \rightarrow K^*\pi$  où le kaon et le pion résonnent dans un état  $K^*(892)$ . De façon générale dans le MS, l'amplitude de la désintégration  $B^+ \rightarrow K^{*+}\pi^0$  s'écrit :

$$A^{+0} \equiv A(B^+ \rightarrow K^{*+}\pi^0) = V_{ub}^*V_{us}M_u + V_{cb}^*V_{cs}M_c + V_{tb}^*V_{ts}M_t. \quad (3.1)$$

$M_q$  sont des amplitudes phénoménologiques qui contiennent les éléments de matrices de transition des quarks aux états finals hadroniques. Les diagrammes principaux (figure 3.1), en arbre et pingouins gluoniques (le quark virtuel de la boucle émet un gluon) sont complétés par des graphes pingouins électrofaibles où le gluon est remplacé par un  $\gamma$  ou un  $Z^0$ . Ces diagrammes ne sont pas négligeables car, bien qu'atténués par le rapport  $\alpha_{EM}/\alpha_S$  des constantes de couplage, ils sont amplifiés par un effet du quark  $t$  [59]. L'unitarité de la matrice  $V_{CKM}$  permet de transformer l'équation 3.1 en éliminant l'un des préfacteurs CKM. L'élimination de  $V_{cb}^*V_{cs}$  donne une expression où les préfacteurs restants sont précisément ceux des graphes dominants de la figure 3.1 :

$$A^{+0} = V_{ub}^*V_{us}(M_u - M_c) + V_{tb}^*V_{ts}(M_t - M_c) \equiv V_{ub}^*V_{us}T^{+0} + V_{tb}^*V_{ts}P^{+0}. \quad (3.2)$$

Des relations similaires faisant intervenir les amplitudes phénoménologiques  $T^{ij}$  et  $P^{ij}$  s'écrivent pour tous les états de charge où  $i, j = +, 0$  désignent respectivement la charge du  $K^*$  et du pion. Ce sont des amplitudes complexes dont les arguments sont les phases fortes.

Par abus de langage, on nomme les amplitudes  $T$ , *les arbres* et les amplitudes  $P$ , *les pingouins*. Cependant, seul compte le préfacteur (la phase faible) pour leur définition. Ainsi des topologies P contribuent à  $T$  si leurs préfacteurs sont  $V_{ub}^*V_{us}$ , comme par exemple les diagrammes pingouins de la figure 3.1 (en haut) où un quark  $u$  circule dans la boucle. Une notation alternative  $N^{0+} \equiv T^{0+}$  est introduite pour rappeler que dans la désintégration  $B^+ \rightarrow K^{*0}\pi^+$ , interviennent avec le préfacteur  $V_{ub}^*V_{us}$ , les graphes d'annihilation et d'échange de la figure ???. Pour insister sur le fait que le processus de quarks à l'origine de la désintégration  $\bar{B}^0 \rightarrow K^{*0}\pi^0$  est supprimé de couleur, la notation  $T^{00} \equiv T_C^{00}$  est introduite.

A ce stade, le problème posé réside dans les 8 équations donnant  $A^{ij}$  et  $\overline{A^{ij}}$  à ajuster aux données expérimentales. Les équations dépendent de 8 modules des paramètres hadroniques  $T^{ij}$  et  $P^{ij}$  et de 7 phases relatives ainsi que de 2 paramètres de la matrice  $V_{CKM}$ ,  $\bar{\rho}$  et  $\bar{\eta}$  ( $A$  et  $\lambda$  étant supposés connus). Il y a donc 17 inconnues.

## 3.2 Relations avec les observables

L'analyse d'isospin [29] se fonde sur les amplitudes complexes des isobares (amplitudes quasi-2-corps) mesurées dans les diagrammes de Dalitz des désintégrations  $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$  [28],  $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$  [27] et  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$  (cette thèse). Le laboratoire a contribué de façon majeure à chacune des trois analyses de Dalitz.

La désintégration  $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$  a fait l'objet d'une analyse dépendant du temps qui donne accès aux interférences entre le mélange  $B\bar{B}$  caractérisé par le rapport  $\frac{q}{p} = \frac{V_{td}V_{ts}^*}{V_{td}^*V_{ts}} = e^{2i\beta}$ , dans la convention de phase utilisée pour fixer le triangle d'unitarité. Nous disposons des 13 mesures suivantes :

- les rapports d'embranchement et des asymétries directes de  $CP$  donnés aux équations 2.31,
- la phase  $\Delta\Phi$  (équation 3.3) accessible dans l'analyse dépendante du temps du diagramme de Dalitz de la désintégration  $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ ,

$$\Delta\Phi = \arg\left(\frac{q}{p} \frac{\overline{A^{+-}}}{A^{+-}}\right) \quad (3.3)$$

- les phases relatives  $\Phi^{00,+^-} = \arg\left(\frac{A^{00}}{A^{+-}}\right)$  et  $\overline{\Phi^{00,+^-}} = \arg\left(\frac{\overline{A^{00}}}{\overline{A^{+-}}}\right)$ ,
- les phases relatives  $\Phi^{0+,+0} = \arg\left(\frac{A^{0+}}{A^{+0}}\right)$  et  $\overline{\Phi^{0+,+0}} = \arg\left(\frac{\overline{A^{0+}}}{\overline{A^{+0}}}\right)$ .

Sans autre information, il y a trop d'inconnues pour le nombre de mesures disponibles.

Dans le système  $\rho K$ , où n'intervient qu'un seul système dipion, le nombre de mesures réalisables est encore moindre. Nous ne le considérons pas plus avant dans ce chapitre.

## 3.3 Relations d'isospin

L'analyse d'isospin permet de réduire le nombre des inconnues. Nous ne faisons ici qu'en rappeler les idées de base et les résultats. On trouvera des exposés détaillés de la méthode dans de précédentes thèses du laboratoire [56, 29].

La méthode suppose que la désintégration se passe en deux étapes, l'interaction faible qui ne conserve pas l'isospin puis l'interaction forte entre quarks de l'état final qui s'hadronisent. La conservation de l'isospin dans cette seconde étape amène les deux relations suivantes, quadrilatérales dans le plan complexe.

$$A^{0+} + \sqrt{2}A^{+0} = A^{+-} + \sqrt{2}A^{00} \quad (3.4)$$

$$\overline{A^{0+}} + \sqrt{2}\overline{A^{+0}} = \overline{A^{+-}} + \sqrt{2}\overline{A^{00}}, \quad (3.5)$$

soit 4 contraintes réelles. Bien que les nombres d'inconnues et de mesures soient maintenant égaux, on peut démontrer [29, 34] que le système reste ambigu pour la détermination des paramètres CKM. Le problème est toutefois suffisamment simplifié pour être soluble, moyennant une hypothèse supplémentaire. L'alternative est soit de choisir une hypothèse hadronique (une contrainte sur les paramètres hadroniques), afin de déterminer les paramètres CKM ; soit de fixer les paramètres CKM à des valeurs déterminées par d'autres expériences afin de contraindre les paramètres hadroniques.

Diverses paramétrisations peuvent être utilisées pour mettre en œuvre la contrainte d'isospin. La plus classique [29, 56] est donnée par les équations 3.6.

$$A^{+-} = V_{us}V_{ub}^*T^{+-} + V_{ts}V_{tb}^*P^{+-} \quad (3.6)$$

$$A^{0+} = V_{us}V_{ub}^*N^{0+} + V_{ts}V_{tb}^*(-P^{+-} + P_C^{EW}) \quad (3.7)$$

$$\sqrt{2}A^{+0} = V_{us}V_{ub}^*(T^{+-} + T_C^{00} - N^{0+}) + V_{ts}V_{tb}^*(P^{+-} - P_C^{EW} + P^{EW}) \quad (3.8)$$

$$\sqrt{2}A^{00} = V_{us}V_{ub}^*T_C^{00} + V_{ts}V_{tb}^*(-P^{+-} + P^{EW}) \quad (3.9)$$

Les amplitudes  $P^{EW}$  et  $P_C^{EW}$  décrivent les processus *pingouins électrofaibles* avec changement d'isospin respectivement favorisés et supprimés de couleur. Les processus *pingouins électrofaibles* sans changement d'isospin sont groupés dans  $P^{+-}$  avec les *pingouins gluoniques* qui conservent l'isospin puisque les gluons sont d'isospin nul.

### 3.4 Les articles CPS et GPSZ

L'intérêt des désintégrations  $B \rightarrow K\pi\pi$  s'est accru lorsque les articles [57, 58] que nous appelons CPS/GPSZ suivant les initiales des auteurs, ont fait remarquer que les amplitudes

$$A^0 \equiv A^{+-} + \sqrt{2}A^{00} \quad (3.10)$$

$$A^+ \equiv A^{+0} + \sqrt{2}A^{0+} \quad (3.11)$$

ainsi que leurs conjuguées par  $CP$   $\overline{A^0}$  et  $A^- \equiv \overline{A^+}$  ont une pure structure en arbre si les *pingouins électrofaibles* sont négligés. Cette hypothèse hadronique rend soluble le problème de détermination des paramètres CKM. Les mesures des désintégrations des  $B$  neutres permettent de construire le rapport physiquement mesurable (indépendants de la convention de phase pour les états de mésons  $B$  [29]) :

$$R_n = \frac{q}{p} \frac{\overline{A^0}}{A^0} \quad (3.12)$$

tel que dans le MS :

$$R_n = e^{-2i\alpha}. \quad (3.13)$$

La détermination expérimentale de  $R_n$  repose de façon cruciale sur la mesure de la phase  $\Delta\Phi$  définie par l'équation 3.3) dans l'analyse dépendante du temps du diagramme de Dalitz de la désintégration  $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ . Le rapport

$$R_p = \frac{q A^-}{p A^+}, \quad (3.14)$$

de même valeur dans le MS pour les désintégrations des mésons  $B$  chargés n'est pas déterminable expérimentalement car il n'est pas possible de trouver une référence de phase commune aux diagrammes de Dalitz des mésons  $B^+$  et  $B^-$ . Il est toutefois possible de contraindre cette phase au moyen d'hypothèses théoriques supplémentaires.

En résumé, l'analyse d'isospin du système  $K^* \pi$  permet d'obtenir une mesure de la phase CKM  $\alpha$  dans l'hypothèse où les amplitudes *pingouins électrofaibles* sont négligés. Remarquons toutefois que cette hypothèse est peu vraisemblable au regard du facteur amplificateur  $|\frac{V_{ts} V_{tb}^*}{V_{us} V_{ub}^*}|$ . Une discussion approfondie de cette problématique se trouve dans la thèse d'Alejandro Perez [29].

## 3.5 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons rappelé le cadre phénoménologique de l'analyse en isospin applicable aux canaux quasi-2-corps des désintégrations  $B \rightarrow K \pi \pi$ . Les mesures de la désintégration étudiée sont celles qui manquaient pour appliquer complètement la méthode jusqu'à présent.

\*\*\*

Ce chapitre conclut la description du contexte théorique où se placent les mesures réalisables sur la désintégration  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$ . Comme nous le verrons au chapitre 11 l'analyse de Dalitz n'a pu être finie. Nous ne disposons donc pas des mesures des amplitudes complexes  $A^{+0}$ ,  $\overline{A^{+0}}$ ,  $A^{0+}$  et  $\overline{A^{0+}}$  des désintégrations en quasi-2-corps  $B^\pm \rightarrow K^{*\pm} \pi^0$  et  $B^\pm \rightarrow (K^{*0}/\overline{K}^{*0}) \pi^\pm$  pour étudier le système d'équations 3.6 et le rapport  $R_p$  de la relation 3.14 comme nous en avons le projet avec l'équipe de CKMfitter.

Dans la suite, nous expliquons comment les mesures ont été entreprises en sélectionnant avec le détecteur *BABAR* succinctement décrit, les événements provoqués par les désintégrations recherchées, et en ajustant le modèle de signal sur le lot de données qui les contiennent. Une brève interprétation des résultats partiels obtenus et une idée de la sensibilité atteignable closent la description du travail effectué.





**Partie II**

**DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL**

---

# Chapitre 4

## Dispositif Expérimental

Le dispositif expérimental employé pour mesurer les désintégrations  $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0$  comprend l'usine à mésons  $B$  PEP-II et le détecteur *BABAR*.

Les usines à mésons  $B$  et leurs détecteurs, PEP-II et *BABAR* au SLAC et, au Japon KEKB et Belle, ont été conçus pour étudier la violation de  $CP$  dans les désintégrations des mésons  $B$ . Nous ne rappelons pas ici les études comparatives [64] qui ont amené à choisir les collisions  $e^+e^-$  de basse énergie à cet effet. Une brève description de la section efficace totale est donnée au paragraphe 4.1. L'objectif initial et premier, la mesure de l'asymétrie dépendante du temps dans les modes *en or* comme  $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow J/\psi K_s^0$  (voir paragraphe 1.2), a été atteint en 2001, deux ans après la mise en service des expériences. L'objectif final, la mesure d'un vaste ensemble de désintégrations de fermions lourds (quarks  $b$ ,  $c$  et lepton  $\tau$ ) dont le canal  $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0$  fait partie, a été poursuivi pendant dix années au cours desquelles des statistiques sans précédent ont été accumulées.

Le paragraphe 4.2 est consacré à l'accélérateur PEP-II et ses performances. Il s'agit d'un collisionneur asymétrique  $e^+e^-$  de haute intensité dont l'énergie est réglée sur le pic de la résonance  $\Upsilon(4S)$  du système  $b\bar{b}$ , la première au-dessus du seuil de production des paires  $B\bar{B}$ . Nous décrivons brièvement le détecteur *BABAR* au paragraphe 4.3 avec quelques mots au paragraphe 4.4 sur le déclenchement et l'acquisition des données. Au paragraphe 4.5, nous détaillons les caractéristiques des données enregistrées ainsi que les traitements de base qui permettent d'en extraire les informations physiques nécessaires à la mise en œuvre de l'analyse expérimentale.

### 4.1 Sections efficaces

La section efficace de l'annihilation  $e^+e^-$  en hadrons pour  $\sqrt{s} \approx 10$  GeV, présentée à la figure 4.1 montre la série des résonances  $\Upsilon$  du système  $b\bar{b}$  au-dessus du *continuum* des annihilations  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ,  $q \in u, d, s, c$  [65]. La quatrième,  $\Upsilon(4S)$  de masse

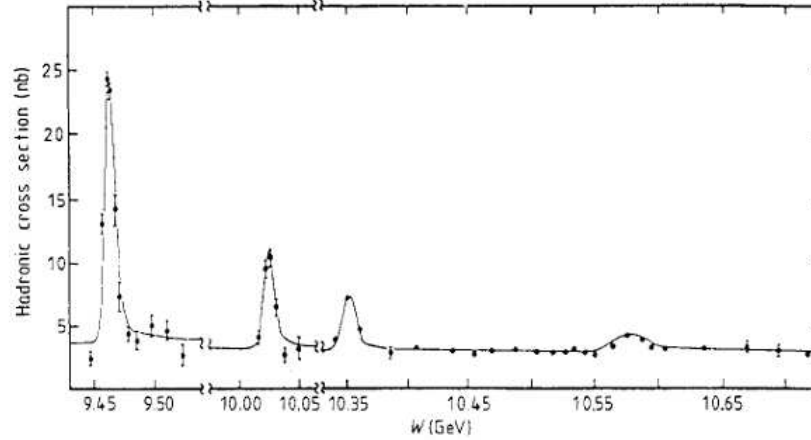


Figure 4.1: Section efficace de l'annihilation  $e^+e^-$  pour  $\sqrt{s} \in [9.4, 10.6]$  GeV.

$10.5794 \pm 0.0012$  GeV/ $c^2$ , est large ce qui indique qu'elle est située juste au-dessus du seuil de production des paires  $B^0\bar{B}^0$  et  $B^+B^-$ . Cette position au-dessus du seuil  $B\bar{B}$ , mais en dessous de celui d'une paire  $B_s\bar{B}_s$  est stratégique, car seules les désintégrations  $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$ ,  $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$  se produisent (avec le même taux). Ainsi, des échantillons de désintégrations de mésons  $B^+$  et  $B^-$  de grande pureté peuvent être isolés compte tenu du niveau relativement bas de la section efficace de continuum, 3.4 nb, comparée à la section efficace au pic du  $\Upsilon(4S)$ , 1.13 nb.

## 4.2 L'usine à mésons $B$ PEP-II

### 4.2.1 Cahier des charges

L'étude expérimentale des asymétries de violation de  $CP$  dépendantes du temps requiert d'isoler des désintégrations rares (rapports d'embranchement de quelques  $10^{-4}$ ) et de mesurer la différence des temps que mettent à disparaître les mésons  $B$ . En conséquence, les critères majeurs du cahier des charges de l'accélérateur sont qu'il délivre :

- une luminosité aussi élevée que possible,
- des faisceaux d'énergies différentes afin de produire en vol la résonance  $\Upsilon(4S)$  et les mésons  $B$  (qui sont quasiment au repos dans le référentiel de la résonance).

L'accélérateur d' $e^+e^-$  comprend deux systèmes (figure 4.2): l'accélérateur linéaire du SLAC, qui sert d'injecteur et le collisionneur PEP-II proprement dit [66].

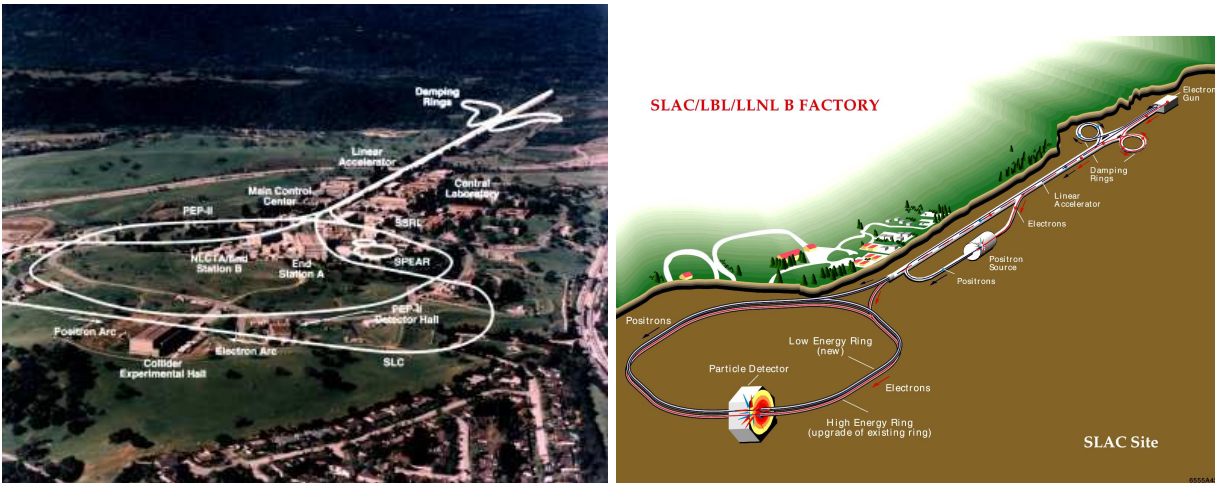


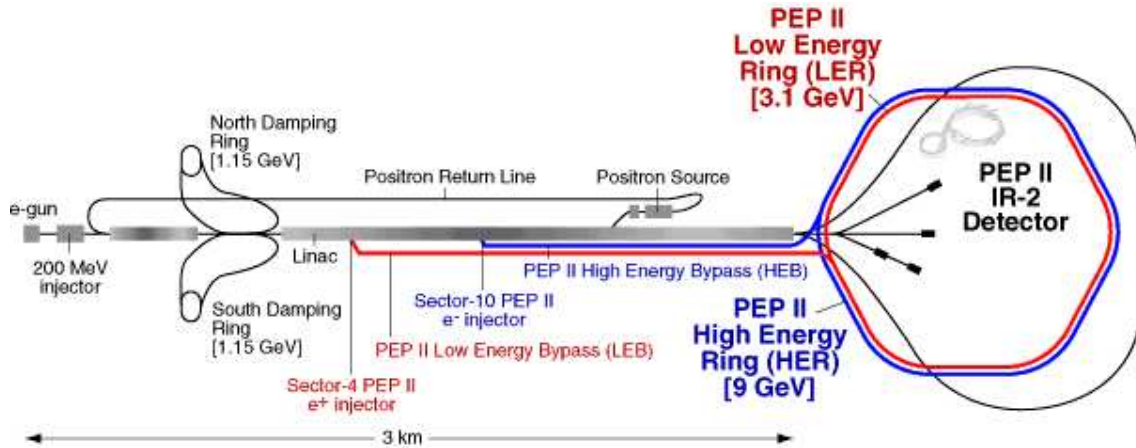
Figure 4.2: A gauche : vue aérienne du site de SLAC. A droite : schéma de l'usine à mésons  $B$  où l'on distingue l'accélérateur linéaire du SLAC qui sert d'injecteur et les anneaux de collision de PEP-II dont les faisceaux se rencontrent au centre du détecteur BABAR.

## 4.2.2 L'accélérateur linéaire du SLAC

L'accélérateur linéaire du SLAC (qui a donné son nom au laboratoire) peut commuter jusqu'à 50 GeV à des électrons et des positrons. Au regard de l'énergie, il est surdimensionné pour injecter dans PEP-II les faisceaux requis. L'intensité des faisceaux permettait au début de l'expérience, un remplissage rapide des anneaux du collisionneur. Une injection continue a finalement été mise au point en 2004 après quoi aucun temps n'était plus perdu pour intégrer la luminosité en opération nominale.

## 4.2.3 Le collisionneur asymétrique PEP-II

Le collisionneur PEP-II présenté sur la figure 4.3 est constitué de deux anneaux de stockage superposés dans un tunnel de 2.2 km de circonférence. Un faisceau d'électrons de 9 GeV circule dans l'anneau de haute énergie nommé HER (suivant l'acronyme anglais de *High Energy Ring*). Le faisceau de positrons de 3.1 GeV est stocké dans l'anneau de basse énergie LER (*Low Energy Ring*). L'énergie totale de la collision  $e^+e^-$  dans le référentiel du centre de masse (CM) est égale à 10.58 GeV, soit l'énergie de la masse de  $\Upsilon(4S)$ . Le facteur de Lorentz  $\beta\gamma = 0.56$  caractérise le mouvement de la résonance dans le référentiel du laboratoire. Les mésons  $B$  volent en moyenne 260  $\mu\text{m}$ . La taille de la *zone lumineuse* est caractérisée par les écarts-type

Figure 4.3: *Le LINAC et les anneaux de PEP-II.*

de Gaussiennes équivalentes :  $120 \mu\text{m}$  en  $x$ ,  $5.6 \mu\text{m}$  en  $y$  et  $9 \text{ mm}$  en  $z$ . La valeur minimale de  $\beta\gamma$  permettant de mesurer les parcours des mésons  $B$  a été choisie pour ne pas compromettre l'acceptance vers l'avant.

#### 4.2.4 Zone d'interaction

L'instrumentation de la zone d'interaction est complexe comme on l'imagine à la vue du schéma de la figure 4.4 [67]. Des aimants dipolaires permanents  $B_1$  de 0.84 Tesla, choisis pour séparer les faisceaux tout en assurant que les collisions se produisent de plein fouet (à angle nul), sont placés à 21 cm de part et d'autre du point d'interaction. Ainsi, les paquets se succèdent tous les 1.26 m dans chaque faisceau sans subir de collisions parasites. Les premiers quadrupôles  $Q_1$  sont intégrés au sein du détecteur *BABAR*. Les bruits de fond engendrés par la machine, monitorés en permanence, sont atténués à l'aide de masques contre le rayonnement synchrotron et de collimateurs contre les interactions entre les faisceaux et le gaz résiduel dans le tube à vide où la pression est inférieure au *nanoTorr*. Le taux de comptage d'événements parasites comme les événements Bhabha radiatifs, engendrés par les collisions  $e^+e^-$  augmente avec la luminosité. Le tube à vide de la zone d'interaction a un rayon extérieur de 28 mm. Il est blindé contre le rayonnement synchrotron grâce à une couche mince d'or de  $4 \mu\text{m}$  sur sa paroi interne. Pour le refroidir, de l'eau circule à travers une section de 2 mm entre ses parois en béryllium.

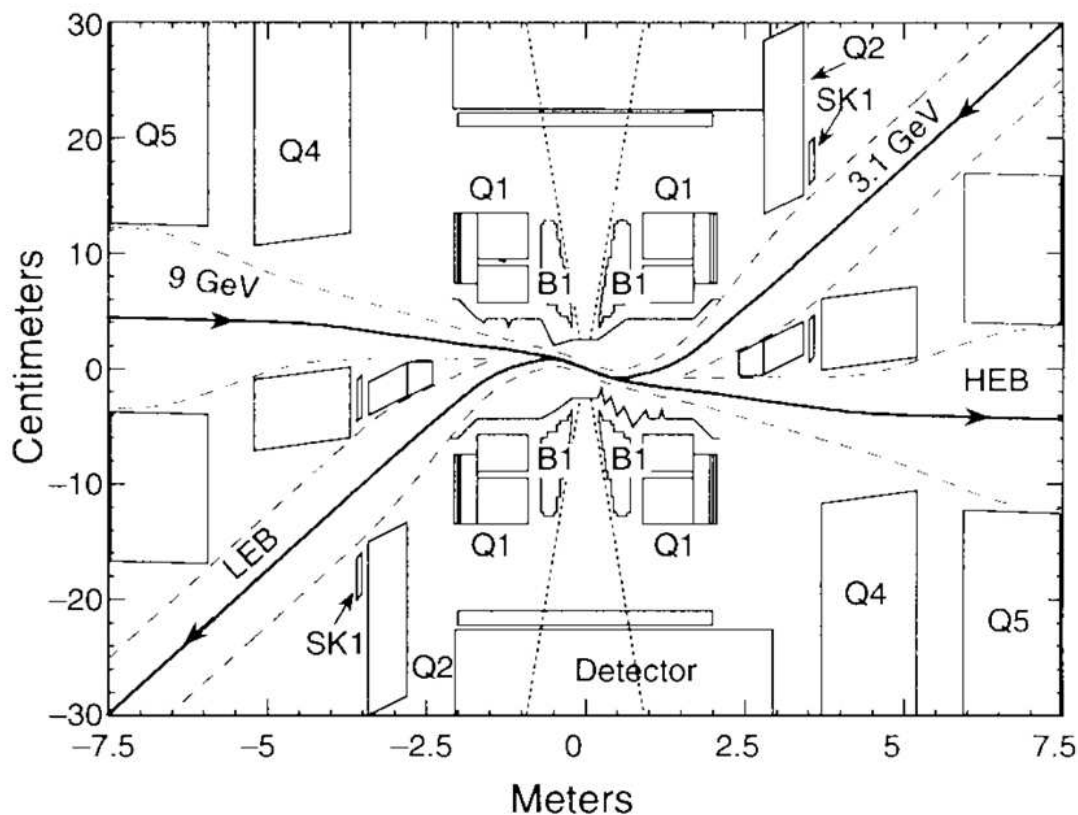


Figure 4.4: Vue de dessus de l'instrumentation de la zone d'interaction de PEP-II. L'échelle verticale est fortement dilatée. Les droites obliques marquent les limites de l'acceptance angulaire du détecteur BABAR. Les aimants  $B_1$  sont des dipôles,  $Q$  des quadrupôles. Le faisceau d'électrons arrive par la gauche du dessin et subit des déviations bien plus petites que le faisceau de positron. Il passe autant que possible au voisinage de l'axe optique des aimants pour minimiser le rayonnement synchrotron.



### 4.2.5 Performances

L'énergie des faisceaux est mesurée par les champs magnétiques des dipôles des anneaux et la puissance des cavités radiofréquence qui compensent les pertes par rayonnement synchrotron. Les énergies moyennes, contrôlées toutes les 5 secondes, sont stables à 1 MeV près, mais entachées d'incertitudes systématiques de sorte que  $\sqrt{s}$  est connu à 5 MeV près. La stabilité est une propriété déterminante des collisionneurs  $e^+e^-$  fonctionnant au seuil  $B\bar{B}$  comme nous le verrons au chapitre 6 (équation 6.3).

Le maximum de la luminosité instantanée,  $12.069 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , atteint en août 2006 dépasse d'un facteur quatre le cahier des charges. Les usines à mésons  $B$  sont dix fois plus intenses que les collisionneurs  $e^+e^-$  précédemment construits. Le gain en luminosité est obtenu en stockant de nombreux paquets (1732) le long de la circonférence des anneaux. Les valeurs maximales des courants sont respectivement de 2.069 A pour le HER et 3.213 A pour le LER (record mondial). Le fonctionnement de l'accélérateur pendant une journée typique de prise de données sur le pic de la résonance est résumé sur la figure 4.5. Intégrée sur toute la durée de l'expérience, la luminosité délivrée par PEP-II est de  $557 \text{fb}^{-1}$ .

## 4.3 Le détecteur BABAR

### 4.3.1 Cahier des charges

Pour mesurer les asymétries dépendantes du temps, le détecteur doit être apte à :

- reconstruire les vertex de désintégrations des mésons  $B$ ,
- reconstruire les désintégrations exclusives de façon efficace et précise,
- identifier les particules neutres et chargées pour déterminer (*étiqueter*) la saveur (beauté) d'un méson  $B$  à partir de désintégrations inclusives, reconnaître les désintégrations exclusives en deux corps sans charme,
- encaisser sans temps mort toutes les désintégrations produites à haute luminosité.

Le détecteur construit avec ce cahier des charges permet de reconstruire les désintégrations  $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0$  de façon efficace et précise.

### 4.3.2 Description d'ensemble

Le détecteur [68] installé dans la région d'interaction n°2 (IR2) de PEP-II, ressemble aux détecteurs universels des collisionneurs  $e^+e^-$  symétriques. Un décalage de

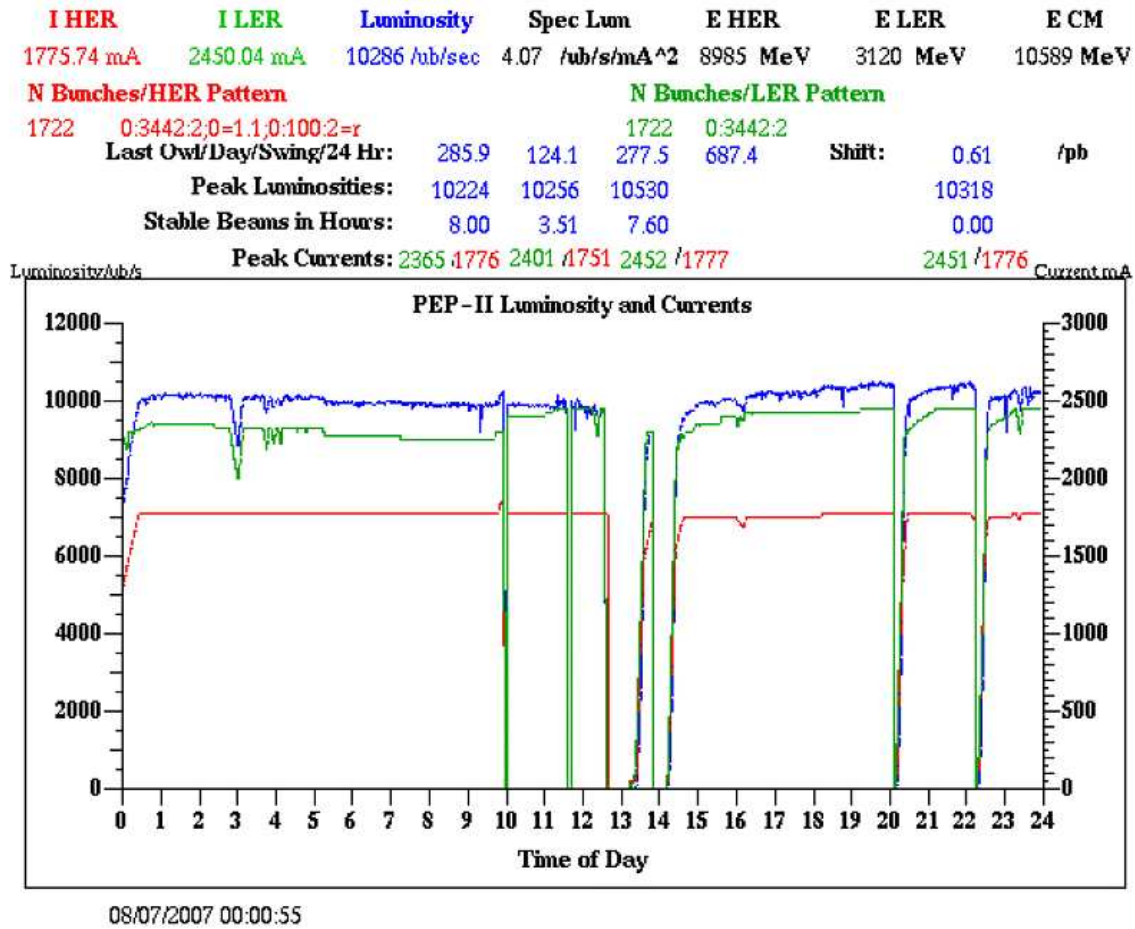


Figure 4.5: Tableau de bord de l'accélérateur lors d'un (bon) jour typique de prise de données au pic de l' $\Upsilon(4S)$ .

37 cm du centre de *BABAR* par rapport au point d'interaction permet de maximiser l'acceptance géométrique. En allant du point d'interaction vers l'extérieur, les *sous détecteurs* suivants composent l'appareillage illustré sur les figures 4.6 et 4.7 :

- le détecteur de vertex *Silicon Vertex Tracker* (SVT) permet la reconstruction des vertex de désintégration des mésons  $B$  et la mesure des impulsions des particules chargées de faible impulsion transverse,
- la chambre à dérive *Drift Chamber* (DCH) mesure les trajectoires des particules chargées, contribue à la détermination de leurs impulsions, et de leurs masses à partir de l'ionisation qu'elles déposent dans le gaz,
- le détecteur Cherenkov *Detection of Internally Reflected Cherenkov light* (DIRC) sert à l'identification des particules chargées,
- le calorimètre électromagnétique (EMC) détecte les photons, identifie les électrons et mesure leur énergie à partir des gerbes électromagnétiques,
- l'aimant supraconducteur courbe les trajectoires des particules chargées ce qui permet la mesure des impulsions par le SVT et la DCH,
- le retour de flux instrumenté *Instrumented Flux Return* (IFR) permet l'identification des muons et la détection des  $K_L^0$

L'ensemble SVT-DCH constitue le trajectographe. Comme la DCH, le SVT fournit des mesures d'ionisation et contribue à l'identification des particules chargées. L'épaisseur de matière traversée après chaque sous-détecteur sur des trajets rectilignes partant du point d'interaction est représentée sur la figure 4.8 en unités de longueur de radiation. Les éléments les plus importants pour l'analyse de la désintégration  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$  sont le trajectographe, le calorimètre et les systèmes qui contribuent à l'identification des particules chargées.

### 4.3.3 Système de coordonnées

Le repère de coordonnées utilisé pour reconstruire les événements est centré sur le point d'interaction. L'axe des  $y$  est vertical, l'axe des  $x$  dirigé vers l'extérieur des anneaux. L'axe des  $z$  coïncide avec le faisceau d'électrons. Il est tourné dans le plan horizontal, de 20 mrad par rapport à l'axe de symétrie longitudinal de la DCH lui-même parallèle au champ magnétique. Nous utilisons aussi les coordonnées cylindriques  $(r, \phi, z)$ .

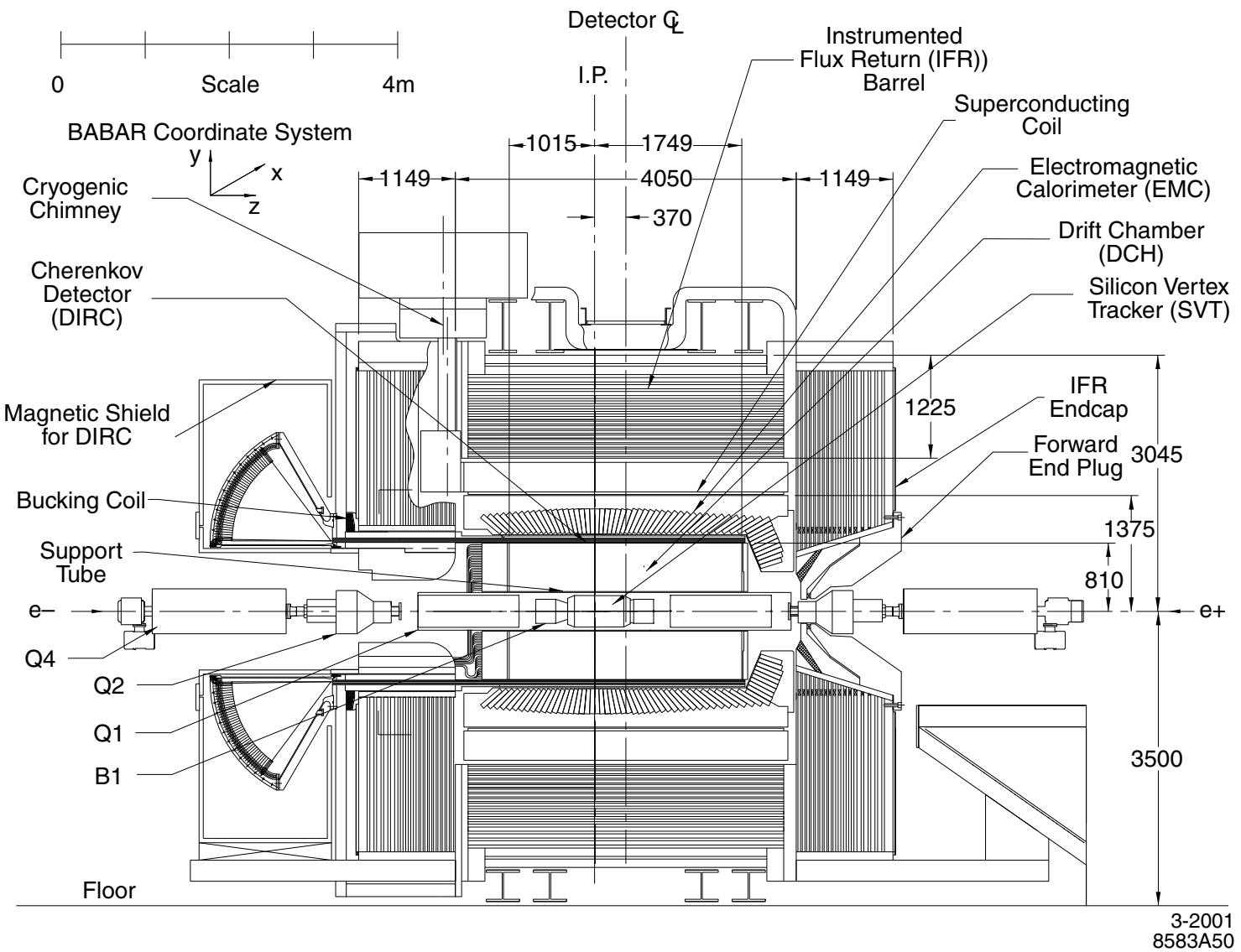
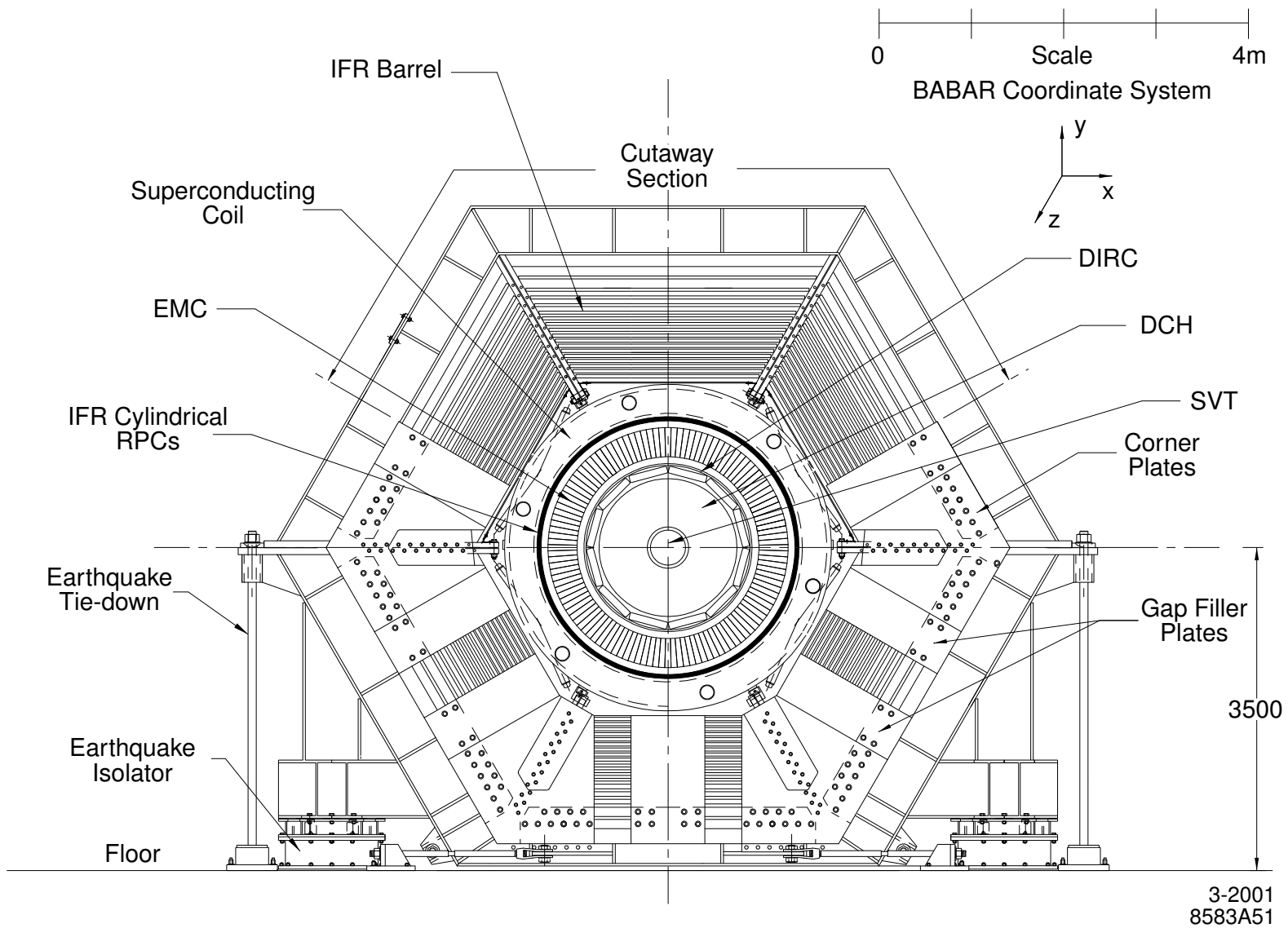


Figure 4.6: Le détecteur BABAR vu de face. Les longueurs sont en mm.

Figure 4.7: Le détecteur BABAR vu de côté. Les longueurs sont en mm.



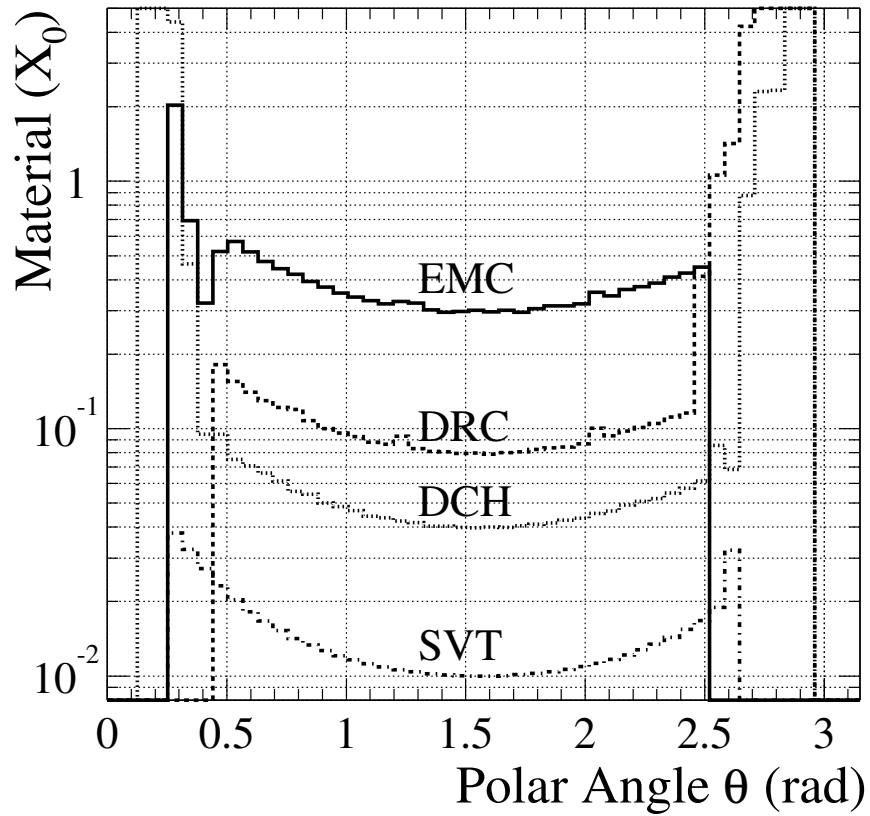


Figure 4.8: *Épaisseur de matière sur le trajet d'une particule neutre émise du point d'interaction selon l'angle polaire  $\theta$ , à la sortie de chaque sous-détecteur.*

### 4.3.4 Détecteur de vertex SVT

Le SVT (Silicon Vertex Tracker) est composé de cinq couches visibles sur la figure 4.9. Chaque couche est segmentée sur toute sa longueur en modules. Les trois premières couches en comportent 6 et les deux dernières 16 et 18. Chaque module comprend entre 4 et 8 détecteurs de silicium (appelées *plaquettes*). Le SVT totalise 340 plaquettes. Une plaquette porte sur une face des micro-pistes parallèles à l'axe  $z$  (mesurant  $\phi$ ) et, sur l'autre, des pistes perpendiculaires (mesurant  $z$ ). La forme en arche des deux dernières couches réduit l'angle d'incidence des particules chargées et par conséquent minimise la diffusion multiple qui affecte la résolution sur les vertex. Les plaquettes des deux dernières couches sont alternées selon 2 sous-couches a et b de rayons  $R_a$  et  $R_b$  (voir la figure 4.9 en bas). L'acceptance géométrique du SVT va de  $20^\circ$  à  $150^\circ$ , ce qui correspond à 90 % de l'angle solide dans le référentiel du centre de masse ( $-0.95 < \cos \theta' < 0.87$ ).

Les trois premières couches où la résolution spatiale est de  $15\mu\text{m}$  permettent d'avoir une bonne détermination des paramètres d'impact des particules chargées dans les plans  $(r, z)$ , et  $(x, y)$ . Les deux couches extérieures ont une résolution moyenne de  $40\mu\text{m}$ . Leurs points de mesure permettent de déterminer les impulsions inférieures à  $100\text{MeV}/c$  des traces de particules chargées trop *molles* pour atteindre la DCH qui s'arrêtent ou interagissent dans le *tube-support* où sont fixés le SVT et le tube à vide.

### 4.3.5 Chambre à dérivation DCH

La DCH représentée sur la figure 4.10 détecte les particules chargées d'impulsion transverse supérieure à  $100\text{MeV}/c$ . Elle est constituée de 40 couches de cellules hexagonales (7104 cellules au total). Une trace peut donc être construite à l'aide de 40 mesures de position (si  $p_T \geq 180\text{ MeV}/c$ , moins sinon) et de perte d'énergie par ionisation ( $dE/dx$ ). La taille des cellules est de 11.9 mm dans la direction radiale et approximativement 19.0 mm dans la direction azimutale. Le nombre total de fils est de 28768. Parmi les 40 couches, 24 sont tissées avec un petit angle (40-70 mrad) avec l'axe  $z$ , ce qui permet d'y obtenir par stéréographie la position longitudinale avec une résolution d'environ 1 mm). Cette information aide à raccorder les éléments de la DCH et du SVT de la trace d'une particule. Ce point est également optimisé en minimisant la quantité de matière de la paroi interne, constituée d'une plaque mince de 1 mm en béryllium capable de supporter une part de la tension des fils. Dans le volume de la DCH, la diffusion multiple est rendue minimale par l'emploi d'un gaz léger, mélange hélium/isobutane (en proportions volumiques de 80%/20%) et le recours à des fils de champ en aluminium. Les fils sensibles sont portés à une tension de 1930 V ou de 1900 V et les fils de champ à 340 V.

Les performances de la DCH et du trajectographe sont illustrées aux figures 4.11 à 4.13 pour des événements multihadrons. L'efficacité de la DCH (voir figure 4.11)

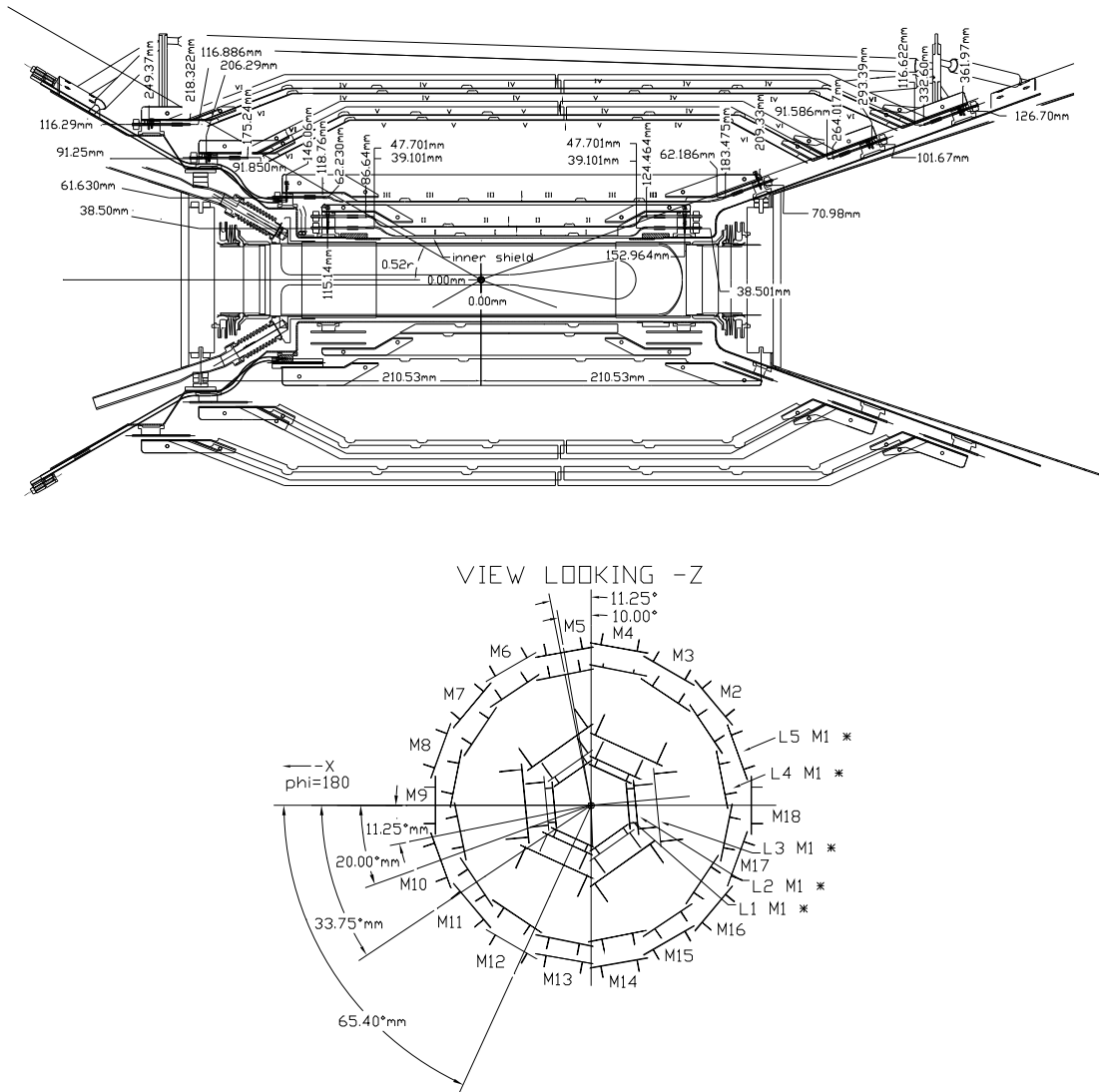


Figure 4.9: Le détecteur de vertex au silicium, SVT : coupe longitudinale (en haut), coupe transversale (en bas).



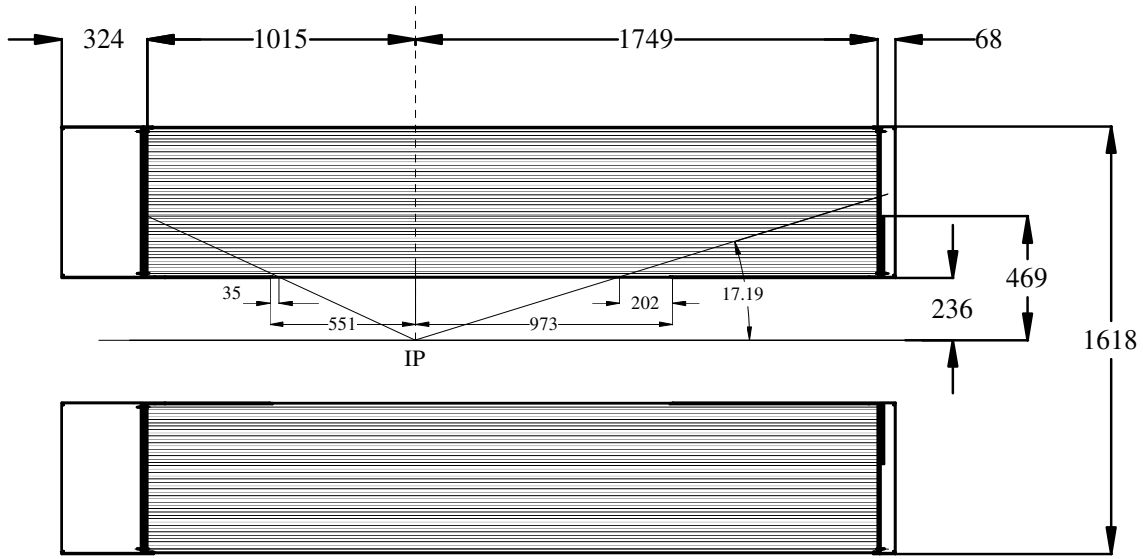


Figure 4.10: Coupe longitudinale de la DCH montrant les principales dimensions du sous-détecteur.

est de  $98 \pm 1 \%$  pour  $p_T > 200 \text{ MeV}/c$  et  $\theta > 500 \text{ mrad}$ . Pour les particules chargées de basse impulsion transverse, l'efficacité repose sur la reconstruction par le seul SVT. Les résolutions à haute impulsion sur les paramètres d'impact montrées sur la figure 4.12 sont respectivement de  $25 \mu\text{m}$  dans le plan  $(r, z)$  et de  $40 \mu\text{m}$  dans le plan  $(x, y)$ . La résolution sur l'impulsion transverse obtenue en combinant les informations du SVT et de la DCH de muons cosmiques est représentable par la relation :

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = ((0.13 \pm 0.01) \cdot p_t \oplus (0.45 \pm 0.03))\% \quad (4.1)$$

L'identification des particules chargées par  $dE/dx$  est résumée sur la figure 4.13. Une résolution de de 7% est obtenue pour les particules d'impulsion inférieure à  $700 \text{ MeV}/c$ .

### 4.3.6 Détecteur Cherenkov DIRC

Le DIRC est un détecteur Cherenkov imageur. C'est le principal élément qui sert à l'identification des particules chargées d'impulsion transverse supérieure à  $250 \text{ MeV}/c$  qui l'atteignent. Rappelons que dans un milieu d'indice  $n$  (le *radiateur*), une particule chargée de vitesse  $\beta \geq 1/n$  émet un cône de lumière d'ouverture  $\theta_C$  autour de sa trajectoire, tel que  $\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n}$ . L'effet Cherenkov présente donc un seuil égal à  $1/n$  en

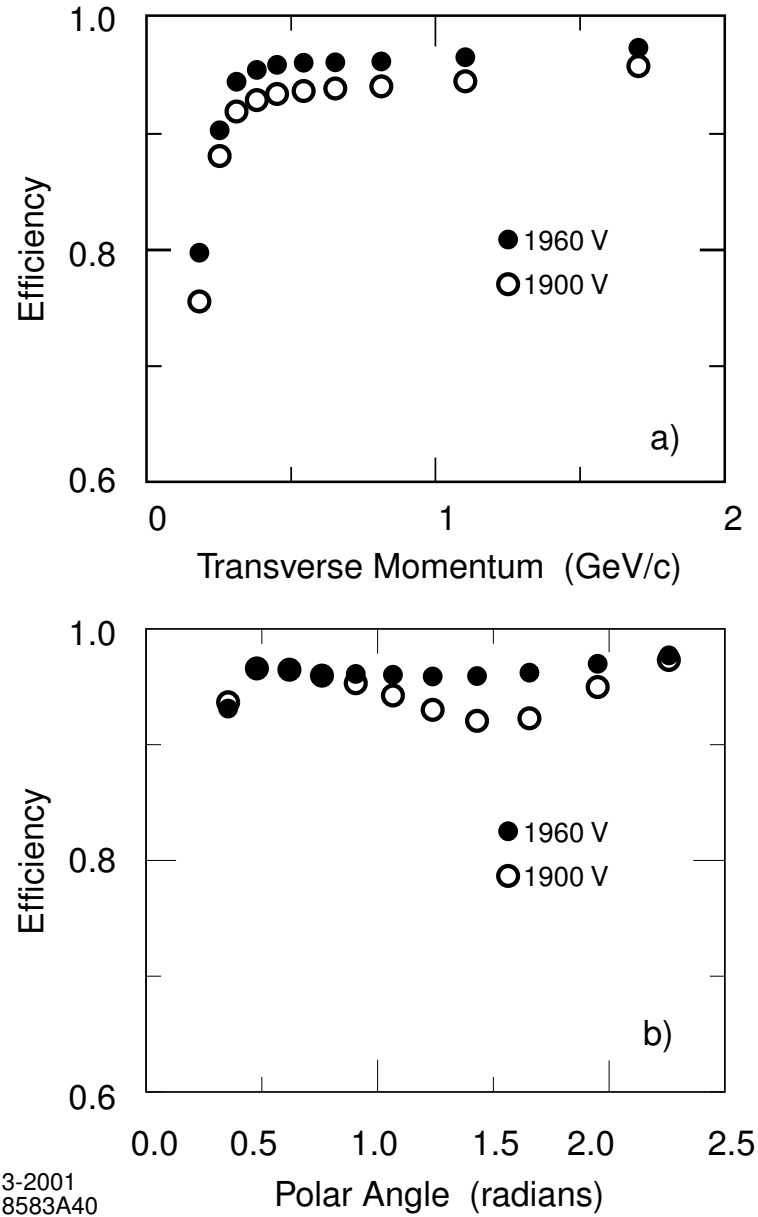


Figure 4.11: *Efficacité de reconstruction des particules chargées par la DCH pour les événements multihadroniques. La mesure s'effectue par comptage de la fraction des traces reconstruites dans le SVT pour lesquelles une trace est reconstruite dans la DCH. En haut : diagramme de l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse. En bas : diagramme de l'efficacité en fonction de l'angle polaire au point d'interaction.*

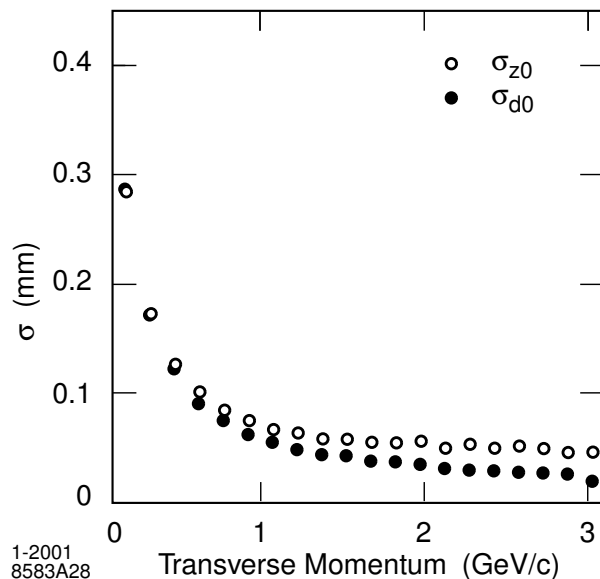


Figure 4.12: *Résolution moyenne sur le paramètre d'impact (• dans le plan transverse, ◦ dans un plan longitudinal) des traces de particules chargées d'événements multi-hadroniques.*

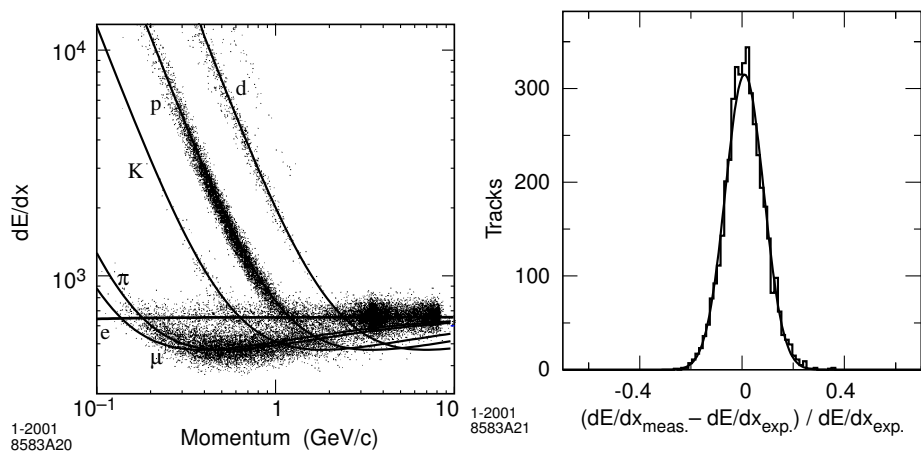


Figure 4.13: *Mesures d'ionisation dans la DCH. A gauche, les mesures de  $\langle dE/dx \rangle$  en fonction de l'impulsion se concentrent sur des lignes représentant un ajustement de la formule de Bethe-Bloch. Puisque des protons sont observés, une partie des événements utilisés proviennent de collisions faisceau-gaz. A droite : une résolution de 7.5 % rms est mesurée à 1900 V avec des  $e^\pm$  d'événements Bhabha.*

vitesse. Les impulsions-seuil pour les mésons  $\pi$  ou  $K$  s'écrivent :

$$p_S^{\pi,K} = \frac{m_{\pi,K}}{\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (4.2)$$

L'impulsion de la particule étant connue dans le radiateur grâce au trajectographe, la mesure de  $\theta_C$  dans un détecteur Chrenkov imageur détermine la masse :

$$m = p\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_C - 1}. \quad (4.3)$$

L'intensité de la radiation émise,  $\propto L \sin^2 \theta_C$ , augmente avec la longueur de radiateur  $L$  traversée et avec la vitesse, atteignant une saturation à la limite ultrarelativiste.

La figure 4.14 montre le principe de fonctionnement du DIRC. Le radiateur est constitué de barres de quartz. Ce matériau a été choisi pour son indice élevé  $n = 1.473$  dans le visible, qui permet de guider la lumière Cherenkov par réflexion totale. Les surfaces des barres sont usinées avec précision de sorte que leur planéité et leur mutuelle orthogonalité garantissent une propagation sans perte appréciable qui conserve l'angle  $\theta_C$ . Le radiateur est scindé en 144 barres de quartz réparties uniformément en  $\phi$  dans des boîtes de 12, à une distance radiale de 81 cm du point d'interaction. Les barres, optiquement isolées par un intervalle de 150  $\mu\text{m}$  entre chacune sont plongées dans une circulation d'azote. Chaque barre est équipée à son extrémité-avant d'un miroir, de sorte que tous les photons Cherenkov finissent leur chemin à l'arrière. Les photons Cherenkov quittent les barres en passant à travers un prisme, et atteignent un volume de 6 m<sup>3</sup> d'eau (la *Standoff Box* ou SOB) dont la paroi du fond, à environ 1.2 m de l'extrémité-arrière des barres est tapissée de 10751 tubes photomultiplicateurs (PMT). A cette distance, la résolution angulaire, dominée par le terme géométrique donné par le diamètre (2.82 cm) de la photocathode des PMT est suffisante pour obtenir la séparation entre mésons  $\pi$  et  $K$  présentée sur la figure 4.15 requise par le cahier des charges. Une méthode de maximum de vraisemblance est employée pour apparier le *bon photon* avec la particule l'ayant rayonné en rejetant les candidats provenant d'ambiguïtés optiques associées à la parité du nombre de réflexions sur les parois et extrémités des barres de quartz. Un avantage clé du DIRC est qu'il prend peu de place en n'occupant que 8 centimètres radialement soit 17% d'une longueur de radiation (voir figure 4.8).

### 4.3.7 Calorimètre électromagnétique EMC

L'EMC est un calorimètre électromagnétique de précision, à absorption totale, construit avec des cristaux scintillants non organiques en iodure de Césium CsI. Les cristaux sont des troncs de pyramide longs de 16.1 à 17.6 longueurs de radiation. La face d'entrée, est un carré dont le côté de 4.7 cm est en rapport avec le rayon de Molière du CsI (3.8 cm). Le calorimètre schématisé à la figure 4.16 se compose de

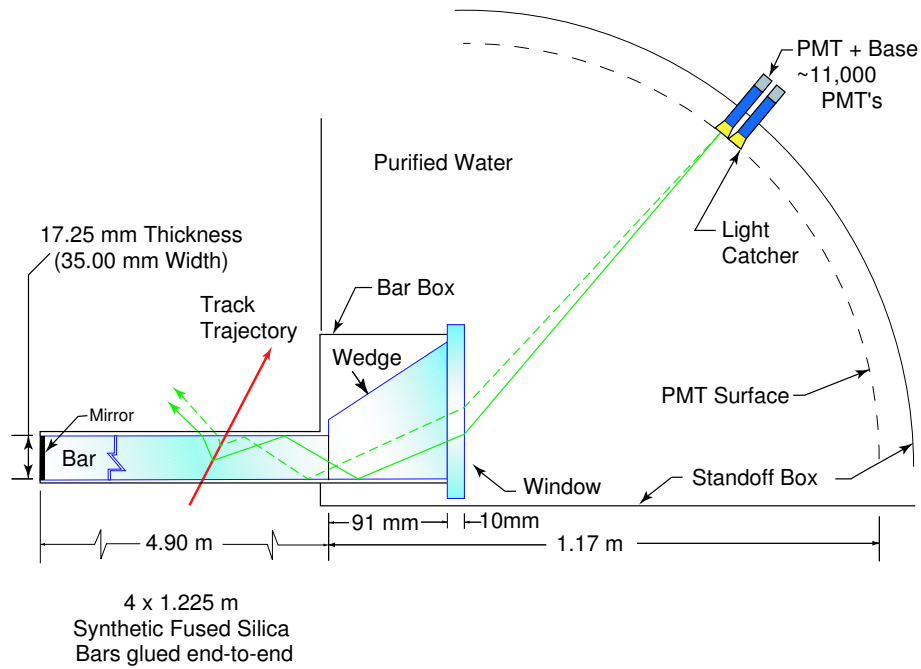


Figure 4.14: *Vue schématique du DIRC .*

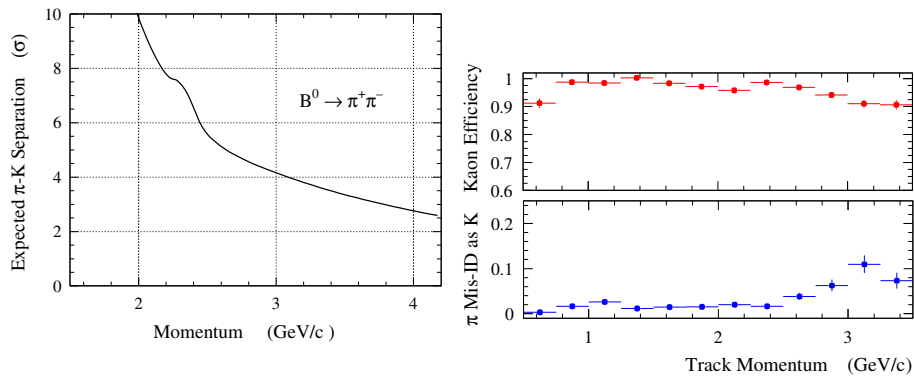


Figure 4.15: *A gauche : séparation entre mésons  $\pi$  et K en fonction de l'impulsion, exprimée en nombre d'écart-type de résolution sur l'angle Cherenkov. A droite: efficacité d'identification d'un kaon et probabilité de mauvaise identification, en fonction de l'impulsion.*

deux grandes structures à symétrie cylindrique autour de l'axe des  $z$  : le tonneau et le bouchon vers l'avant. Le tonneau comprend 48 rangées de 120 cristaux dont le CsI est enrichi de 0.1% de Thallium, également répartis en  $\phi$ . Le bouchon est constitué de 8 rangées avec des nombres de cristaux décroissants de 120 à 80 à mesure que  $\theta$  décroît de 27 à 16°. L'axe des cristaux est décalé d'un  $\delta\theta$  allant de 15 à 45 mrad suivant la région, afin d'éviter qu'il soit possible à un photon issu du point d'interaction de traverser le calorimètre en dehors du matériau scintillant.

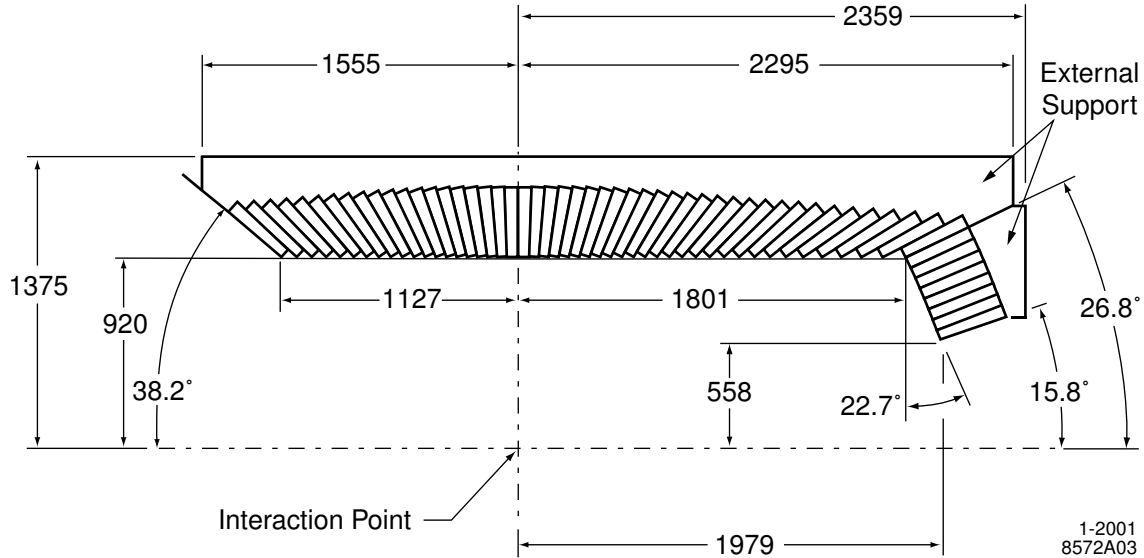


Figure 4.16: Coupe longitudinale du EMC. Seule la moitié supérieure est représentée sur le schéma puisque l'EMC présente une symétrie axiale selon l'axe des  $z$ . Un cristal de chacune des 56 rangées en  $\theta$  est dessiné. Toutes les dimensions sont données en millimètres.

Le calorimètre mesure la position et l'énergie des gerbes électromagnétiques induites par les photons et les électrons sur le domaine allant de 20 MeV à 9 GeV. Les gerbes sont reconstruites à partir de la répartition de l'énergie qu'elles déposent sur des cristaux voisins. Une variable qui permet de distinguer une gerbe électromagnétique d'un autre type d'amas de cristaux (particule chargée unique ou gerbe hadronique par exemple) est le *moment latéral* **LAT** :

$$LAT \equiv \frac{\sum_{i=3}^n E_i r_i^2}{(E_1 + E_2) R_0^2 + \sum_{i=3}^n E_i r_i^2}, \quad (4.4)$$

où  $n$  est le nombre de cristaux de l'amas indicés par ordre d'énergies déposées  $E_i$  décroissantes,  $R_0$  est la distance moyenne entre deux cristaux et  $r_i$ , la distance entre

le centre de la face d'entrée du cristal de rang  $i$  et celui du cristal central. Les Figures 4.17 et 4.18 présentent respectivement la résolution en énergie (équation 4.5) et la résolution angulaire (équation 4.6) du calorimètre en fonction de l'énergie. La reconstruction des  $\pi^0$  et  $\eta$  se désintégrant en  $\gamma\gamma$  repose entièrement sur l'EMC.

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2.32 \pm 0.30)\%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus (1,85 \pm 0.12)\% \quad (4.5)$$

$$\sigma_{\theta,\phi} = \left[ \frac{(3.87 \pm 0.07)}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \right] \text{mrad}. \quad (4.6)$$

La figure 4.19 montre le spectre de la masse invariante  $\gamma\gamma$  pour des  $\pi^0$  d'événements  $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ . Enfin, l'EMC contribue à l'identification des particules en distinguant les électrons et les mésons  $\pi$  suivant le rapport  $\frac{E}{p}$  où  $E$  est l'énergie mesurée par l'EMC et  $p$  l'impulsion mesurée par le trajectographe. La figure 4.20 présente l'efficacité de reconstruction d'un électron et sa probabilité de mauvaise identification en fonction de l'impulsion.

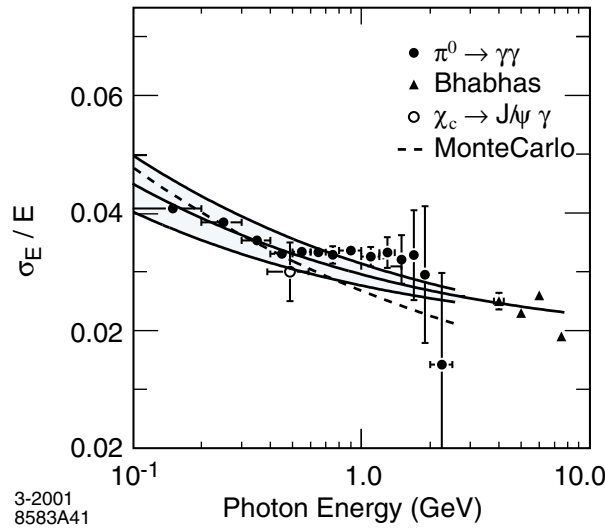


Figure 4.17: Résolution en énergie de l'EMC

### 4.3.8 Aimant supraconducteur

Le solénoïde supraconducteur délivre un champ de  $1.5 T (\pm 0.0002 T)$  au centre de la région d'interaction. Le fil supraconducteur est parcouru par une intensité de  $4596 A$ . Le rayon interne du cryostat est de  $1.42 m$ . Il s'étend radialement sur  $35 cm$ . Le blindage du champ de fuite a été étudié afin que les champs délivrés par les aimants

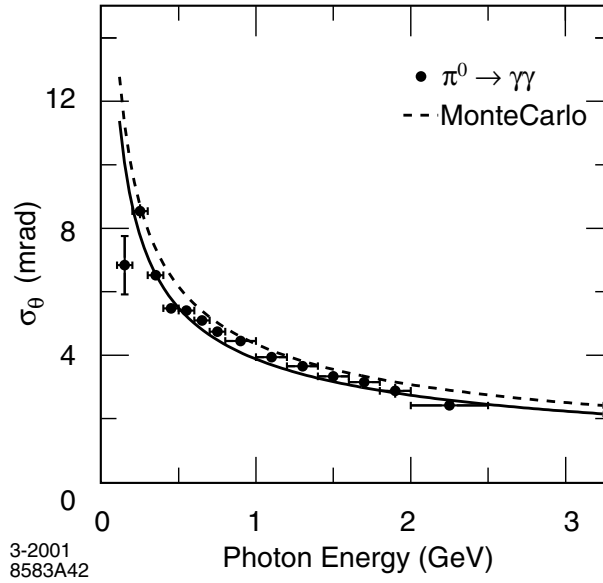


Figure 4.18: Résolution angulaire de l'EMC. L'angle mesuré est celui d'une gerbe supposée issue du point d'interaction.

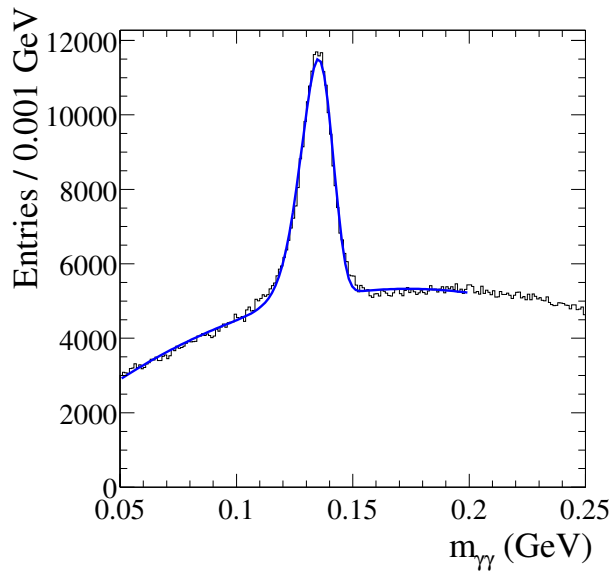


Figure 4.19: Spectre de la masse invariante de deux photons reconstruits dans l'EMC. La résolution observée sur la masse des  $\pi^0$  reconstruits dans les événements  $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$  est de  $6.9 \text{ MeV}/c^2$  lorsque l'énergie deux photons doit être supérieure à  $30 \text{ MeV}$  et celle des  $\pi^0 > 300 \text{ MeV}$ .



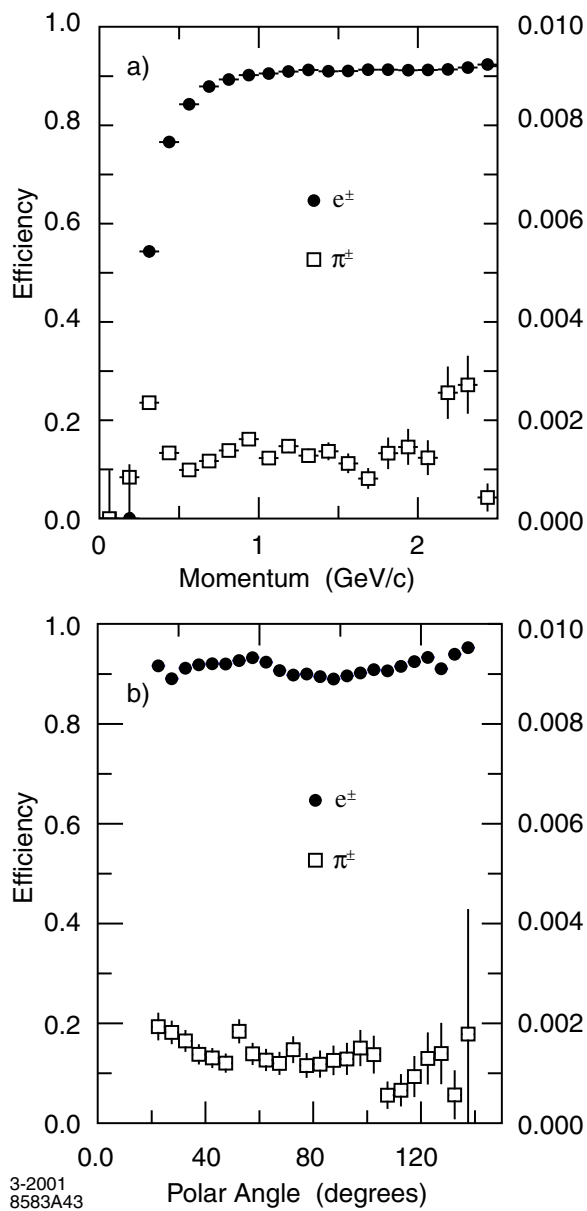


Figure 4.20: *Identification des électrons. En haut : efficacité d'identification. En bas : probabilité de mauvaise identification.*

de la machine ne soient pas perturbés. Une bobine compensatrice est placée en amont de l'aimant pour garantir que les PMT du DIRC ne soient pas soumis à un champ magnétique.

### 4.3.9 Instrumentation du fer de l'aimant IFR

Le fer qui canalise le retour du flux magnétique comporte des structures hexagonales dans la région *tonneau* et les deux régions *bouchon* à l'avant et à l'arrière du détecteur, représentées sur la figure 4.21. Dans chaque structure le fer est segmenté longitudinalement en plaques d'épaisseurs croissant de 2 à 10 cm et équipé de 19 strates de détecteurs de particules chargées dans le tonneau (18 dans les bouchons) qui constituent un compteur de parcours. Les muons le traversent en quasi-totalité. Ce détecteur est également sensible aux hadrons neutres ( $K_L^0$ , neutrons). Deux couches de RPC cylindriques sont par ailleurs installées entre l'EMC et le cryostat.

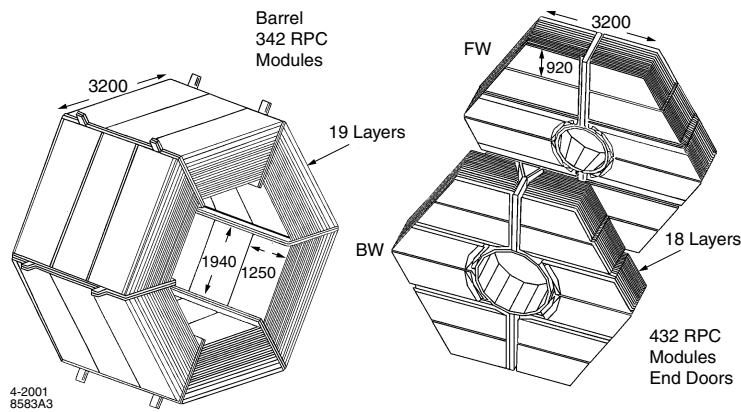


Figure 4.21: Schéma de l'instrumentation du fer de retour du flux magnétique. À gauche : le tonneau. À droite : les bouchons.

Les performances des RPC se sont dégradées inexorablement et en 2002, décision a été prise de les remplacer dans le tonneau par des tubes fonctionnant en mode *streamer* limité (tubes de Iarocci).

## 4.4 Déclenchement et acquisition des données

Pour éliminer les événements parasites dus au bruit de fond de la machine ou aux autres interactions  $e^+e^-$ , l'expérience emploie un système de déclenchement. En

$e^+e^-$	section efficace (nb)
$\Upsilon(4S)$	1.13
$c\bar{c}$	1.30
$s\bar{s}$	0.35
$u\bar{u}$	1.39
$d\bar{d}$	0.35
$e^+e^-$	$\sim 40$
$\mu^+\mu^-$	1.16
$\tau^+\tau^-$	0.94

Table 4.1: *Sections efficaces des interactions  $e^+e^-$ . La section efficace  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$  dépend de la résolution en énergie des faisceaux. Elle est donnée ici pour les valeurs nominales des dispersions en énergie des faisceaux de PEP-II. La section efficace de la diffusion Bhabha diverge vers l'avant. L'estimation de cette table correspond à l'intégration de la distribution angulaire sur l'acceptance géométrique de BABAR. Les événements hadroniques induits par l'annihilation  $e^+e^-$  en deux photons, facilement éliminables peuvent être ignorés dans ce travail.*

dehors des événements hadroniques, le bruit de fond comprend les interactions élastiques (diffusion Bhabha intense vers l'avant), les annihilations en paires de leptons  $\mu$  et  $\tau$ , répertoriées dans la table 4.1 ainsi que les annihilations en deux photons.

Le système de déclenchement trie des données en temps réel en imposant un nombre minimum de particules chargées d'impulsion transverse suffisante ou le dépôt d'une quantité minimum d'énergie électromagnétique. Il comporte deux niveaux.

Le premier niveau, L1, est un système câblé. La présence d'un minimum de particules chargées est recherchée en reconstruisant avec une résolution grossière des segments de traces dans la chambre à dérive. La présence d'un dépôt minimal d'énergie électromagnétique est recherchée en reconstruisant de même grossièrement mais rapidement des amas dans le calorimètre. L'IFR peut aussi déclencher le niveau L1 sur des muons ou des rayons cosmiques. Le taux de comptage en sortie du L1 ne peut pas dépasser 2.5 kHz.

Le deuxième niveau, appelé L3 pour des raisons historiques, est un programme de reconstruction rapide. Le taux de comptage maximal en sortie du L3 est de 250 Hz. Le logiciel fonctionne sur 32 processeurs. Par rapport au L1, la reconstruction particules chargées est plus précise. Des algorithmes de filtrage rejettent la majorité des événements Bhabha et les bruits de fond de la machine.

Dès qu'une décision positive est prise au niveau du L1, le contenu des mémoires de l'électronique embarquée sur les sous-détecteurs (*frontend*) est transféré vers le système d'acquisition. Ces données sont structurées en événements et communiquées

à la ferme de processeurs du système L3.

L'efficacité du système de déclenchement total (L1+L3) est de 99.7% pour les événements hadroniques. Les données sont stockées sur disque avant d'être traitées par le programme de reconstruction rapide (*Prompt Reconstruction*) environ 24 heures après l'acquisition.

La prise de données est sectionnée en séquences (*runs*) d'environ 45 minutes. Deux physiciens présents en permanence dans la salle de comptage surveillent l'acquisition et s'assurent en temps réel de la qualité des données enregistrées. Les résultats des programmes de *monitoring* rapide disponibles deux heures après la prise des données sont contrôlés par les physiciens responsables des sous-détecteurs. Deux passages du programme de reconstruction, incluant l'étalonnage fin (*calibrations*) des sous-détecteurs, traitent les données en quelques jours. Ils stockent les événements reconstruits dans un système de mémoire de masse de plusieurs centaines de Teraoctets, distribué dans toute la collaboration.

## 4.5 Les données

### 4.5.1 Données expérimentales

L'expérience *BABAR* a pris des données entre 1999 et 2008 au cours de 7 campagnes (Runs 1 à 7). Les luminosités intégrées au cours de chacune sont rassemblées sur la figure 4.22. L'analyse présentée dans ce travail repose sur les campagnes de 1999 à 2006 (runs 1 à 5). L'essentiel des données ont été enregistrées avec l'accélérateur réglé sur le pic de la masse de  $\Upsilon(4S)$  (données *onpeak*). Des données (10 %) ont également été prises 40 MeV plus bas, sous le seuil de production des paires  $B\bar{B}$ . Ces données *offpeak* qui ne contiennent que du bruit de fond de continuum, permettent de le caractériser sans avoir recours à la simulation. Le rapport des luminosités intégrées *onpeak* et *offpeak* est choisi afin d'obtenir la plus faible incertitude sur l'asymétrie dépendante du temps des modes en or.

### 4.5.2 Données simulées

La simulation Monte Carlo se fait en trois étapes : la génération des événements au niveau des quadrivecteurs, la propagation des particules à travers le détecteur et la simulation de la réponse du détecteur.

Les logiciels employés pour engendrer les quadrivecteurs sont EvtGen [70] pour les événements  $B\bar{B}$  et le programme JETSET [71] qui simule la fragmentation et l'hadronisation des quarks pour les événements du continuum (et une partie des désintégrations inclusives des mésons  $B$ ). Les fluctuations de l'énergie des faisceaux sont prises en compte pour la génération des événements *onpeak*. Les rapports d'embranchement

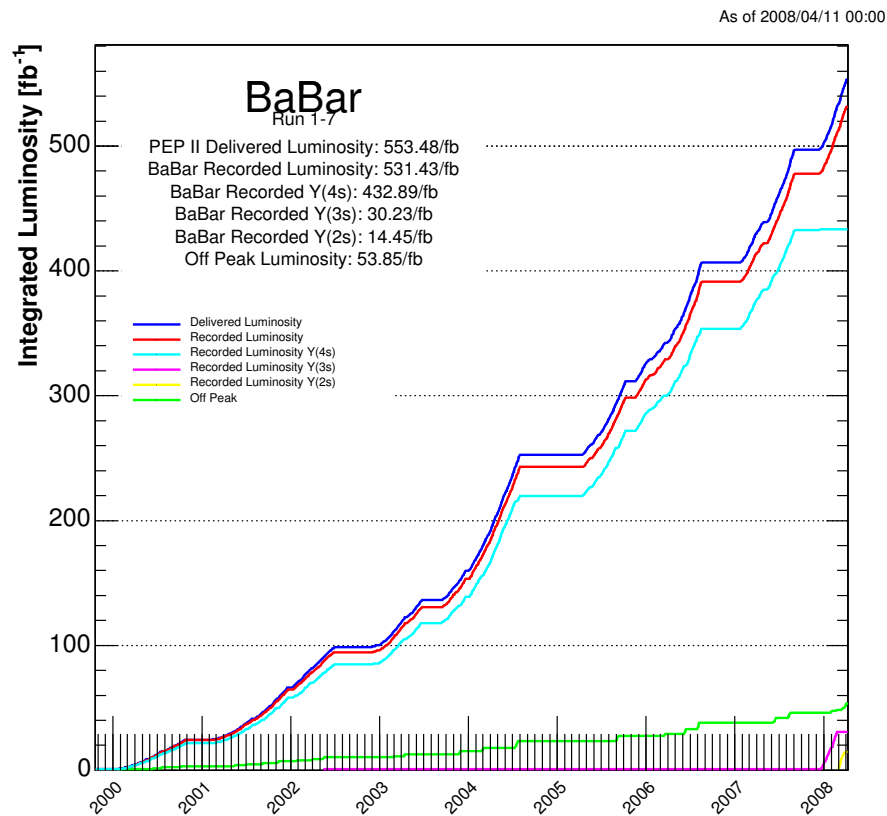


Figure 4.22: Luminosité intégrée par BABAR (en  $\text{fb}^{-1}$ ) pour les runs 1 à 7. En rouge : luminosité totale(rouge). En bleu clair : données onpeak. En vert : données offpeak. En rose : run 7 ( $\Upsilon(3S)$ ). En jaune : run 7 ( $\Upsilon(2S)$ ).

des désintégrations des mésons  $B$  proviennent de mesures expérimentales, d'estimations phénoménologiques (utilisant par exemple la symétrie d'isospin) ou de simulations par JETSET.

Un modèle détaillé du détecteur a été élaboré dans Geant4 [72] pour simuler les interactions des particules avec la matière de l'appareillage et modéliser la réponse des sous-détecteurs selon le même format que pour les données expérimentales.

Lorsque le programme de reconstruction traite un événement simulé, il est possible de ranger les données des particules candidates qui ont quadrivecteurs compatibles avec ceux engendrés par EvtGen dans un ensemble que nous appelons *vérité Monte Carlo*.

La production de données simulées avec des statistiques dépassant celles des données expérimentale est prise en charge par des équipes spécialisées de *BABAR*. Le bruit de fond de la machine est simulé selon des conditions expérimentales observées grâce à des événements enregistrés à l'aide de déclenchements aléatoires de l'expérience.

### 4.5.3 Reconstruction des particules chargées

La reconstruction des traces laissées par les particules chargées dans le trajectographe souffre d'effets systématiques (différences entre les données et la simulation) liés à leur impulsion, leur direction et la multiplicité de l'événement. L'identification des particules chargées repose sur la réponse des sous-détecteurs qu'elles traversent. Des fonction densité de probabilité (*PDF*) conditionnelles sont construites pour chaque espèce à partir de variables optimisées pour représenter ces réponses. Pour chaque particule, les PDF sont évaluées en utilisant le signal mesuré par chaque détecteur traversé. Pour les électrons et les muons, l'EMC et l'IFR sont respectivement les principaux éléments utilisés. Pour les mésons  $K$  et  $\pi$ , les informations du DIRC (angle Cherenkov, nombre de photoélectrons associés à la trace) sont essentielles. L'efficacité de reconstruction des  $\pi^\pm$  et la probabilité de mauvaise identification sont déterminées à partir d'échantillons de contrôle. Il en résulte une incertitude systématique de 1.8 % à prendre en compte pour calculer des taux de production physiques à partir de nombres d'événements reconstruits. Aucun biais n'est à corriger. Les pions de désintégrations des  $K_s^0$  sont pris en compte dans la reconstruction de ces particules.

### 4.5.4 Reconstruction des $K_s^0$

Nous n'utilisons que les désintégrations  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  dont le rapport d'embranchement [47] est de  $0.6920 \pm 0.0005$ , pour reconstruire les  $K_s^0$ . Dans un événement, les traces des pions de désintégration sélectionnées au plus large (ChargedTracks) sont combinées et soumises à un ajustement géométrique les contraignant à se couper dans l'espace. Des critères de qualité peu stricts sur la masse invariante du dipion et la convergence

de l'ajustement définissent une liste (`KsDefault`) de candidats  $K_s^0$ . Une correction de 98 % et une incertitude systématique de 0.9 % résultent de la procédure de reconstruction des  $K_s^0$ .

#### 4.5.5 Reconstruction des $\pi^0$

La liste (`pi0LooseMass`) des  $\pi^0$  candidats est sélectionnée en appariant des candidats photons de l'EMC avec une énergie totale supérieure à 200 MeV dans LAB, avec une masse invariante comprise entre 100 et 160 MeV/ $c^2$  lorsque le point de désintégration du  $\pi^0$  supposé est pris au vertex global de l'événement. Outre le rapport d'embranchement [47]  $\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 0.98823 \pm 0.00034$ , une incertitude systématique de 3 % résulte de la procédure de reconstruction des  $\pi^0$ . Aucun biais n'est à corriger.







## **Partie III**

# **ANALYSE DALITZ DU CANAL DE DÉSINTÉGRATION**

$$B^{+/-} \rightarrow K_S \pi^{+/-} \pi^0$$

---

---

Les amplitudes complexes des désintégrations en quasi-2-corps et de la désintégration non résonnante du canal  $B^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^0$ , définies au paragraphe 2.2.5 sont obtenues expérimentalement par un ajustement utilisant la méthode étendue du maximum de vraisemblance effectué sur les données *onpeak* des Runs 1 à 5. Pour tester chaque étape de l'analyse, des programmes de simulation par la méthode de Monte Carlo sont massivement utilisés.

Les lots de données soumis à l'ajustement sont sélectionnés à partir des échantillons d'événements reconstruits enregistrés par l'expérience ou simulés, recensés au chapitre 5. L'algorithme de sélection, décrit au chapitre 6, met en œuvre un tri conservant autant d'événements de signal que possible sans introduire de biais et éliminant assez d'événements de bruit de fond de continuum pour que le programme d'ajustement soit viable. Parmi tous les modes  $B \rightarrow K \pi \pi$ , le canal étudié est le plus difficile à reconstruire du fait que l'état final comprend un  $\pi^0$ . Dans certaines zones de l'espace des phases, il est facile de prendre un  $\pi^0$  pour un autre ou de mélanger les photons de désintégration provenant de différents  $\pi^0$ . Nous expliquons au chapitre 6.7 comment nous classifions à cet égard les événements reconstruits. A ce stade nous avons défini dans l'échantillon d'événements sélectionnés, des catégories comprenant des événements de signal bien reconstruits, des événements de signal mal reconstruits et des événements de bruit de fond continuum. D'autres événements passent le filtre. Il s'agit d'événements provenant d'autres désintégrations de mésons B que celle recherchée que l'algorithme de sélection accepte à tort. Le chapitre 7 est consacré à l'inventaire de ces événements de bruit de fond B, traditionnellement difficiles à isoler du signal (*bruits de fond piquants*). Il existe même une catégorie de bruit de fond complètement irréductible car provenant d'une désintégration dont l'état final est identique à celui de la désintégration recherchée. Un chapitre spécial (8) est consacré à cette désintégration  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ ;  $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$  qu'il est nécessaire de traiter soigneusement car, étant *favorisée de couleur*, elle est abondante. Le chapitre 9 constitue le cœur de ce travail. Il est consacré aux ingrédients de l'algorithme d'ajustement. Il s'agit d'un ajustement sans discrétisation utilisant un espace de mesures à cinq dimensions. Les fonctions densité de probabilité utilisées pour chaque quantité mesurée et pour chaque catégorie d'événement sont présentées. La principale difficulté d'une analyse de Dalitz est de construire une fonction densité de probabilité pour le modèle de signal qui prend en compte l'efficacité de reconstruction dans les deux catégories d'événements de signal (bien ou mal reconstruits). Les corrélations entre les variables d'entrée de l'ajustement sont étudiées. Le dernier chapitre (10) de cette partie présente les études de *validation* effectuées pour se convaincre que l'ajustement est fiable.

# Chapitre 5

## Lots d'événements

### 5.1 Data

L'analyse utilise les données enregistrées par *BABAR* entre 1999 et 2006 rassemblées dans l'échantillon *Final Run 1 thru 5* résumé dans la table 5.1. Pour les lecteurs *babariens* il peut être utile de savoir que ces données ont été reconstruites avec la version *analysis-32* (release 18, tag R18b-v07) du logiciel.

Les données réelles comptent

$383.2 \times 10^6$  paires de mésons  $B$ , qui correspondent à une luminosité intégrée de  $347.5 \text{ fb}^{-1}$  au pic de la résonance  $\Upsilon(4S)$  et de  $36.6 \text{ fb}^{-1}$  40 MeV en dessous (données *off-peak*).

gris60 Sample	$\mathcal{L}_{onpeak}$ (in $\text{fb}^{-1}$ )	$N_{B\bar{B}}$ (in $\text{fb}^{-1}$ )	$\mathcal{L}_{offpeak}$ (in $\text{fb}^{-1}$ )
Run 1	20.43	22.43	2.615
Run 2	61.15	67.47	6.923
Run 3	32.31	35.61	2.468
Run 4	100.31	110.48	10.121
Run 5	133.27	147.19	14.468
gris40 Total	347.47	383.19	36.595

Table 5.1: L'échantillon de données *Final Run 1 thru 5*.

### 5.2 Monte Carlo

La simulation complète de l'expérience (version SP8 du logiciel) a été utilisée pour engendrer des échantillons de haute statistique d'événements de continuum et de

désintégrations de mésons  $B$  pertinentes pour l'analyse, inclusives ( $B^+B^-$  et  $B^0\bar{B}^0$ ) et exclusives. L'inventaire des lots simulés figure dans la table 5.2. Dans un lot correspondant à une désintégration exclusive, c'est le méson  $B$  qui la subit alors que le  $\bar{B}$  se désintègre de façon inclusive. Tous les  $\bar{D}^0$  et les  $K_s^0$  d'un état final exclusif se désintègrent en  $K_s^0\pi^0$  et  $\pi^+\pi^-$  respectivement. Nous employons le sigle *N.R.* pour désigner les désintégrations non-résonnantes du signal.

L'échantillon appelé *Denis* simule un cas particulier de modèle nominal de signal avec les amplitudes et les phases de la table 5.3. Le lot  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0\pi^+$ ;  $\bar{D}^0 \rightarrow K_s^0\pi^0$  est un échantillon *de contrôle* car il a le même état final que le signal. Cependant nous le considérons comme un bruit de fond puisqu'il ne s'agit pas d'une désintégration sans charme dans l'état final et que la longue durée de vie du  $D^0$  assure la décohérence quantique avec le signal.

Lot	code-SP/nom de skim	événements	skimmés	$L(\text{fb-1})$
<i>Monte Carlo</i>				
ingrédients du modèle de signal nominal				
$B^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^0 N.R.$		1594	3518k	1849030
$B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\pi^0$		1942	175k	97076
$B^+ \rightarrow K^{*0}(892)\pi^+$		1595	175k	104047
$B^+ \rightarrow K_0^*(1430)^{+0}\pi^{0/+}$		3382	175k	60684
$B^+ \rightarrow \rho^+ K_S^0$		1933	175K	91701
$B^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^0 (Denis)$		7037	3165k	1773665
résonances additionnelles				
$B^+ \rightarrow \rho^+(1450)K_S^0$				
$B^+ \rightarrow \rho^+(1710)K_S^0$				
$B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\pi^0$				
$B^+ \rightarrow K_2^{*0}(1430)\pi^+$				
$B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\pi^0$				
$B^+ \rightarrow K^{*0}(1680)\pi^+$				
Bruits de fond				
$B^0 \bar{B}^0$	1237-BToCPP-R18b	567264k	8891581	540.3
$B^+ B^-$	1235-BToCPP-R18b	574668k	11556998	547.3
$\bar{D}^0 \pi^+; \bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$ (control)		3549	350k	215997
$B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+$		991	350k	211119
$B^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$		1048	1754k	435235
$B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0, \bar{B}^0 \rightarrow X$		1442	3518k	464388
$B^+ \rightarrow K_S^0 K^{*+}, K^{*+} \rightarrow K^+ \pi^0$		1943	175k	95724
$B^+ \rightarrow K^+ K^{*0}, K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0$		1960	175k	105599
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+$		3180	350k	209568
$B^+ \rightarrow D^0 \pi^+$		3549	350k	215997
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \rho^+$		3883	1754k	205775
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi^+, \bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0 \gamma,$		4448	350k	204715
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi^+, \bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^0,$		4453	350k	190748
$B^+ \rightarrow D_s^+(D_s^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+) \pi^0$		7985	208k	109594
$B^+ \rightarrow D^+(D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) K_S^0$		7993	208k	111789
$uds$	998-BToCPP-R18b	767138k	105790493	367.1
$c\bar{c}$	1005-BToCPP-R18b	778374k	84026789	598.7
<i>Real Data</i>				
on-peak	BToCPP-RunX-OnPeak-R18b	5250839655	151674632	347.5
off-peak	BToCPP-RunX-OffPeak-R18b	496240750	12529632	36.6

Table 5.2: Inventaire des lots de données. Pour les lots simulés nous donnons les codes de la production MC de BABAR, les statistiques des événements engendrés et de ceux qui sont prétriés dans les skims et la luminosité intégrée équivalente.

Resonance	Amplitude $t$	Phase $\phi$ (in EvtGen)	$FF$
$\rho(770)^{+/-}$	1.45	151.83 (0.00)	0.238
$K^*(892)^{+/-}$	0.747	0.00 (-151.83)	0.057
$K^*(892)^0$	1.00	-52.33 (155.84)	0.105
$K^*(1430)^{+/-}$	38.3	149.82 (-2.0054)	0.219
$K^*(1430)^0$	45.86	-76.39 (131.78)	0.315
N.R	15.1	-141.13 (67.036)	0.070

Table 5.3: *Amplitudes et phases du modèle Denis. Les mêmes valeurs des paramètres sont utilisées pour modéliser les désintégrations des mésons  $B^+$  et  $B^-$ . Les phases sont relatives à celle du canal  $B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\pi^0$  et choisies entre  $\pm\pi$ . Pour être complet, nous donnons les valeurs des phases utilisées dans la génération avec le logiciel EvtGen. Les fractions isobares sont calculées selon l'équation 2.31. Puisque les mêmes paramètres sont utilisés pour simuler les désintégrations des  $B^+$  et des  $B^-$ , les asymétries de CP sont nulles par construction.*



# Chapitre 6

## Reconstruction et sélection

### 6.1 Vocabulaire

On appelle *événement* le résultat d'une collision  $e^+e^-$  enregistrée par le détecteur. Outre ces événements réels, les programmes de Monte Carlo produisent des événements simulés dans un format identique. Nous appelons événements de signal ou plus brièvement (le) *signal*, ceux où les désintégrations recherchées sont présentes. Les autres événements, en beaucoup plus grand nombre, constituent le *bruit de fond*. Il en existe diverses catégories, principalement le continuum engendré par les annihilations non résonnantes  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  où  $q \in \{u, d, s, c\}$  et le bruit de fond des  $B$  dû aux autres désintégrations de mésons  $B$  que celle recherchée. Les événements de signal ou de bruit de fond  $B$  résultent de désintégrations en  $B^+B^-$  ou  $B^0\bar{B}^0$  de la résonance  $b\bar{b}$   $\Upsilon(4S)$ . De tels événements contiennent les produits de désintégration de deux mésons  $B$  (plus précisément d'un  $B$  et d'un  $\bar{B}$ ).

On utilise les enregistrements des détecteurs pour reconstruire les événements en combinant une trace laissée par une particule chargée dans le SVT et la DCH, deux autres traces provenant des  $\pi^+$  et  $\pi^-$  de désintégration d'un  $K_S^0$  et deux amas déposés par les photons de désintégration d'un pion neutre dans l'EMC. Les traces de particules chargées sont de plus triées selon les informations sur leur identité fournies notamment par le DIRC. Nous appelons *candidat*, un hypothétique méson  $B$  constitué d'une combinaison compatible avec la géométrie (vertex) et la cinématique de la désintégration recherchée. Les événements intéressants sont ceux qui comportent au moins un candidat. Lorsque on étudie un candidat dans un événement qui peut en contenir plusieurs, l'ensemble des particules reconstruites qui n'appartiennent pas à la combinaison candidate constitue le *reste de l'événement* (ROE). Les performances de la procédure de sélection sont caractérisées par l'efficacité de reconstruction du signal  $\varepsilon$  définie comme la fraction d'événements de signal ayant été sélectionnés et le facteur de réjection du bruit de fond défini comme la proportion d'événements de

bruit de fond qui ont été éliminés.

## 6.2 Conditions requises par une analyse de Dalitz

En dehors de la nécessité d'obtenir un rapport signal sur bruit décent, la procédure de sélection d'une analyse de diagramme de Dalitz doit satisfaire à certaines conditions.

L'efficacité de sélection (ou *acceptance*) doit être précisément modélisée en tout point  $DP \equiv (s_{K_S\pi^+}, s_{K_S\pi^0})$  du diagramme (chapitre 2). En particulier il est souhaitable de ne pas distordre les résonances en imposant des contraintes affectant directement ou par corrélation les masses invariantes ou les variables du diagramme carré (équation 2.25).

Les variables d'entrée de l'ajustement (chapitre 9) autres que DP ayant été choisies, les critères de sélection qui les utilisent ou qui déterminent leurs domaines de définition doivent n'entraîner que de faibles corrélations avec DP. Ces corrélations doivent être modélisables.

Les variables d'entrée doivent être définies sur un domaine assez large pour permettre à l'ajustement de séparer le signal du bruit de fond. Cela implique un faible rapport signal sur bruit et la présence de multiples candidats pour un même événement. Si l'on décide d'en choisir un, il est nécessaire de le faire sans introduire de corrélation.

## 6.3 Différences entre le signal et le continuum

La faiblesse des rapports d'embranchement ( $10^{-5}$  ou moins) des désintégrations des mésons  $B$  sans particule charmée dans l'état final est telle qu'avant toute sélection le signal est noyé dans le bruit de fond continuum. La procédure standard de sélection consiste à développer une méthode qui rejette ce bruit de fond. Les programmes employés mettent à profit les caractéristiques cinématiques et géométriques qui les distinguent.

### 6.3.1 Cinématique, variables $m_{ES}$ et $\Delta E$

La désintégration du  $\Upsilon(4S)$  en deux particules de même masse,  $B$  et  $\bar{B}$  impose deux contraintes dans le référentiel du centre de masse (CM) :

- l'énergie des produits de désintégration du candidat doit être égale à la moitié de l'énergie des faisceaux dans CM,
- leur masse invariante reconstruite doit être égale à  $m_B$ .

$$E_{rec}^* = E_{faisceau}^* = \frac{\sqrt{s}}{2}, \quad (6.1)$$

$$m_{rec} = m_B \quad (6.2)$$

Les distributions des événements de continuum ne présentent pas de pics en  $E_{rec}$  ni en  $m_{rec}$ .

En utilisant l'énergie des faisceaux mesurée par la machine dans le calcul de  $m_{rec}$  (en la substituant à l'énergie du méson  $B$  déterminée par la trajectographie de *BABAR*), un écart-type de moins de 3 MeV/ $c^2$  est obtenu pour le signal. La variable utilisée, appelée  $m_{ES}$  (*Energy Substituted Mass*) s'écrit :

$$m_{ES} \equiv \sqrt{\frac{s}{4} - p^{*2}}, \quad (6.3)$$

où

$$p^* = |\vec{p}^*| \quad \vec{p}^* = \sum_j^3 \vec{p}_j^* \quad (6.4)$$

est l'impulsion résultante dans le CM des particules de la combinaison candidate. La précision provient d'une part, de la finesse des mesures magnétiques de PEP-II qui déterminent l'énergie des faisceaux, et d'autre part du fait que la valeur attendue  $p^*c = 0.334$  GeV est très inférieure à  $m_{B^+}c^2 = 5.279$  GeV.

Pour exploiter la contrainte en énergie, nous utilisons la variable centrée :

$$\Delta E \equiv E^* - \frac{\sqrt{s}}{2} \quad (6.5)$$

où

$$E^* = \sum_j^3 E_j^* \quad (6.6)$$

est l'énergie des particules de la combinaison candidate reconstruite dans le CM. La résolution  $\sigma_{\Delta E}$ , typiquement d'environ 40 MeV, varie à travers le plan de Dalitz (figure 6.1), même après application des facteurs correctifs, déterminés à l'aide d'échantillons de contrôle qui rendent compte de différences entre données réelles et Monte Carlo pour la reconstruction des  $\pi^0$  en fonction de leur énergie. Nous effectuons une correction empirique pour définir une variable  $\Delta E'$  dont la distribution varie de façon minimale sur le plan de Dalitz :

$$\Delta E' = \frac{2\Delta E - (\Delta E_{max} + \Delta E_{min})}{\Delta E_{max} - \Delta E_{min}} \quad (6.7)$$

$$\Delta E_{min} = -0.13275 + 0.0035 \times m_{K_S\pi^0}^2 \quad (6.8)$$

$$\Delta E_{max} = +0.080 \quad (6.9)$$

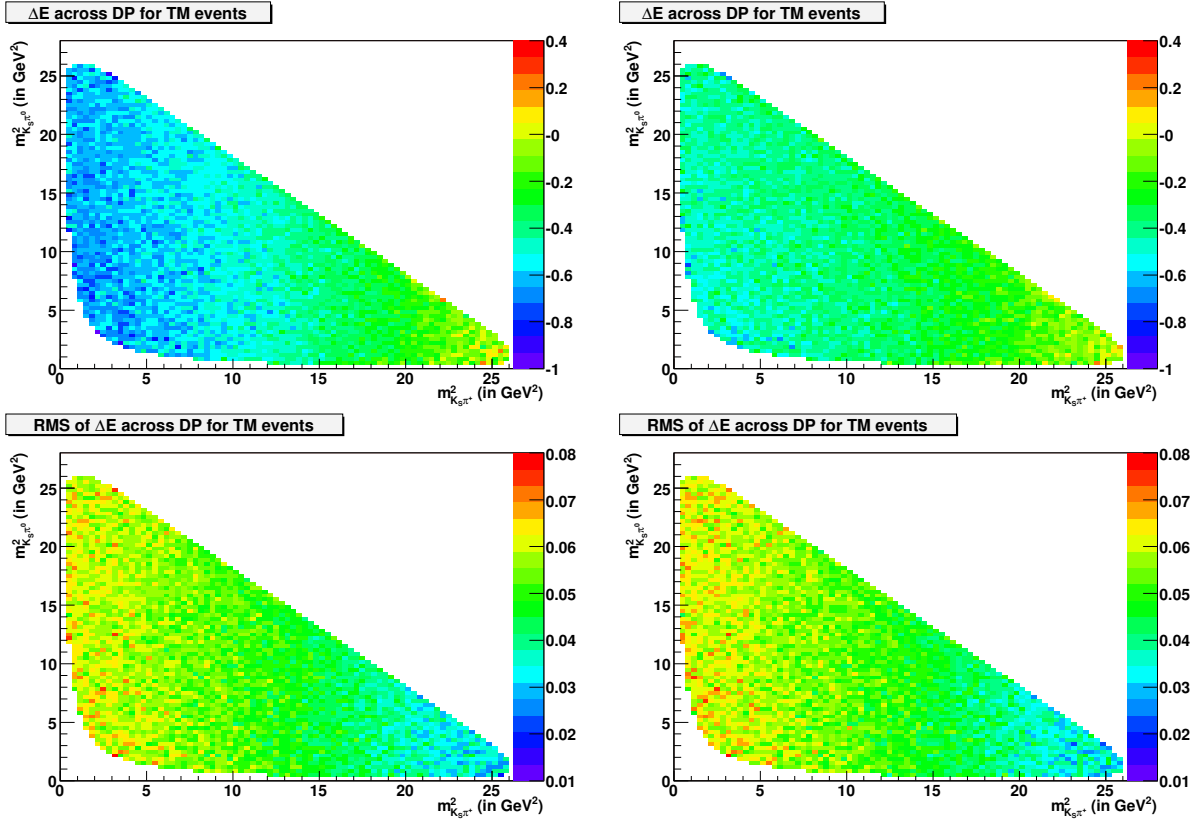


Figure 6.1: *Effet des corrections neutres sur la variable  $\Delta E$  : Cartes de la résolution  $\sigma_{\Delta E}$  selon le diagramme de Dalitz avant application des corrections sur la reconstruction des particules neutres (à gauche), et après (à droite). Il reste un effet de non uniformité après correction.*

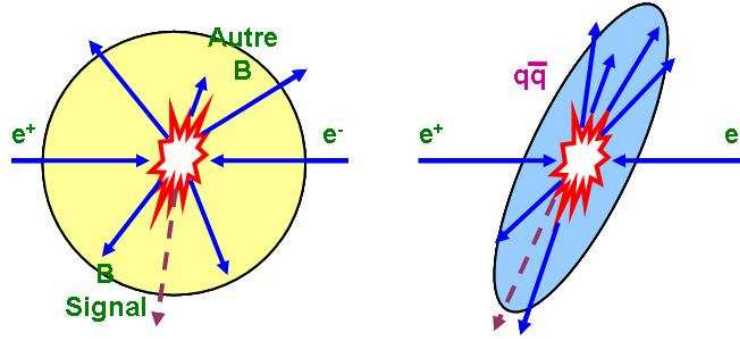


Figure 6.2: Topologie des événements de signal (gauche) et de ceux de bruits de fond  $B$  et continuum (droite)

### 6.3.2 Géométrie et topologie, variables de forme

**Forme des événements** La forme des événements dans le CM illustrée sur la figure 6.2 permet de discriminer entre les événements  $B\bar{B}$  et les événements de continuum. En effet, puisque la masse du  $\Upsilon(4S)$  n'est que très légèrement supérieure à  $2m_B$ , les mésons  $B$  sont produits presque au repos dans CM. Il en résulte une distribution presque isotrope des particules des événements de signal. Dans les événements  $q\bar{q}$ , le quark et l'anti-quark qui sont bien plus légers que les mésons  $B$  émergent dos à dos avec une grande impulsion initiale que suivent leurs produits d'hadronisation. Ainsi un événement de continuum possède une structure en deux jets de directions opposées.

Par conservation du moment cinétique dans la désintégration en une paire de mésons pseudoscalaires  $B\bar{B}$  de l' $\Upsilon(4S)$  formé dans l'annihilation  $e^+e^-$  via un photon de  $J^\pi = 1^{--}$ , la distribution de l'angle  $\theta_B \equiv (p_{e^+}^*, p_{B^-}^*)$  dans CM suit une loi en  $\sin^2 \theta_B$ . La simulation montre que les candidats des événements de continuum suivent par contre une distribution plate.

**Variables de forme** De nombreuses variables peuvent être définies pour caractériser la forme d'un événement. Puisqu'elles partent de la même information (le module et la direction des vecteurs impulsion dans CM des particules détectées), ces variables sont corrélées. Nous utilisons une variable unique construite à l'aide d'une analyse statistique *multivariée* pour exploiter toute l'information sur la forme d'un événement. Plus précisément, chaque événement est examiné quant à sa forme autant de fois qu'il contient de candidat.

Les variables choisies sont définies à partir des particules neutres et chargées du reste de l'événement (*ROE*) complémentaire d'un candidat étudié et à partir des particules de la combinaison candidate. Pour un ensemble de particules (que ce soit

le candidat  $B$  ou le ROE) indicées par  $j, (k)$ ,

- l'axe de poussée est défini comme la direction  $\vec{u}_T$  qui maximise :

$$\text{Thrust} \equiv \frac{\sum_j \vec{p}_j^* \cdot \vec{u}}{\sum_j |\vec{p}_j^*|} \quad (6.10)$$

où  $\vec{u}$  est un vecteur unitaire quelconque dans l'espace. Le maximum  $\text{Thrust}_{max}$  s'appelle la poussée,

- les moments polynomiaux de Legendre sont les quantités

$$\mathcal{L}_n \equiv \sum_{j,k} |\vec{p}_j^*| |\vec{p}_k^*| P_n(\cos \theta_{jk}), \quad (6.11)$$

$$\theta_{jk} = (\vec{p}_j^*, \vec{p}_k^*), \quad (6.12)$$

où  $P_n$  sont les polynômes de Legendre d'ordre  $n$ .

Les variables de forme choisies sont :

- Les moments  $\mathcal{L}_0$  et  $\mathcal{L}_2$ ,
- $\text{thrustROE} \equiv \cos \theta_{TB}$  où  $\theta_{TB} = (\vec{u}_{T(B)}, \vec{u}_{T(ROE)})$  est l'angle entre les axes de poussée du candidat et du reste de l'événement,
- $\text{csBmom} \equiv |\cos(\vec{u}_z, \vec{p}_B^*)|$ , (on rappelle que le faisceau de positrons selon  $\vec{p}_{e^+}^*$  est le support de l'axe des  $z$  du repère choisi dans CM),
- $\text{csBthr} \equiv |\cos(\vec{u}_z, \vec{u}_{T(B)})|$
- Une variable d'étiquetage `pioncharge × Not4Tag` produit de la charge du  $\pi^\pm$  de plus haut  $p^*$  dans le ROE par la variable résultant de l'application au ROE d'un algorithme [74] mis au point pour estimer la saveur d'un candidat de méson  $B$  neutre dans un événement  $B^0\bar{B}^0$ . En effet, l'étiquetage crucial pour l'analyse des modes *en or* des mésons  $B$  neutres modélise la forme des événements. Celle-ci étant similaire pour les mésons  $B$  neutres et chargés, l'étiquetage peut être mis à profit pour sélectionner ces derniers.

**Réseau de neurones** Nous avons participé au travail ayant conduit au choix de la variable unique optimale pour caractériser la forme d'un événement du point de vue du candidat en cours d'étude. Un outil d'aide à la décision, TMVA [73], a été employé pour comparer plusieurs méthodes *multivariées*. Le qualificatif *multivarié* signifie que la méthode combine plusieurs variables d'entrée ou ingrédients du réseau

en une seule variable de sortie. Les figures 6.3 et 6.4 présentent les distributions des ingrédients possibles après une sélection intermédiaire (voir table 6.3). Pour les événements de signal, l'échantillon de MC simulant les désintégrations  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$  non résonnantes (NR) est utilisé. Pour les événements de continuum, c'est échantillon de données réelles *Off-peak*.

Un total de 10000 événements de Monte Carlo signal TM<sup>1</sup>, et de 10000 événements de continuum sont utilisés pour *entraîner* les méthodes. Des lots de mêmes statistiques sont utilisés pour les valider.

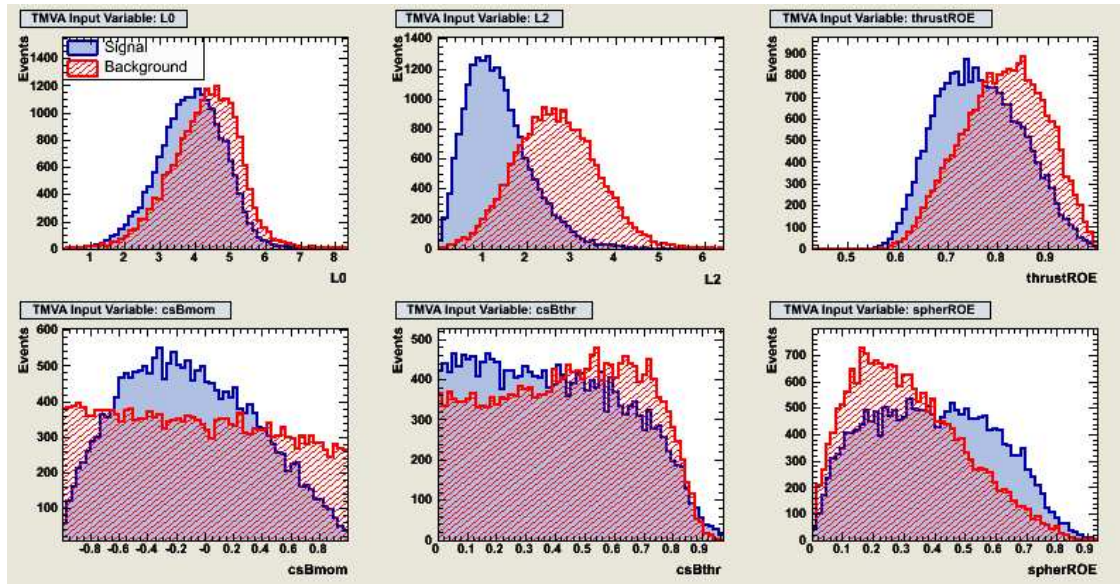


Figure 6.3: Variables d'entrée de TMVA : distributions des variables de forme pour les événements de signal (MC signal NR en bleu) et de continuum (données réelles *Off-Peak* en rouge). De gauche à droite puis de haut en bas :  $L_0$ ,  $L_2$ ,  $thrustROE$ ,  $csBmom$ ,  $csBthr$ ,  $Sphéricité$ . Cette dernière variable, définie comme la valeur propre maximale du tenseur de sphéricité du ROE n'est pas utilisée car elle est complètement redondante.

Le résultat de l'étude est le choix d'un Réseau de Neurones *MLP* [75] schématisé sur la figure 6.5 dont les ingrédients retenus sont :  $L_0$ ,  $L_2$ ,  $thrustROE$ ,  $cosBmom$  et  $cosBthr$  et  $pioncharge \times Not4Tag$ . Nous appelons  $NN$  la variable de sortie du réseau. La figure 6.6 illustre les performances du réseau. Les distributions de  $NN$  pour les événements de signal (TM, SCF selon qu'ils sont bien ou mal reconstruits voir chapitre 6.7) et de continuum sont données sur la figure 6.7.

<sup>1</sup>Ce type d'événements de signal est défini au chapitre 6.7.

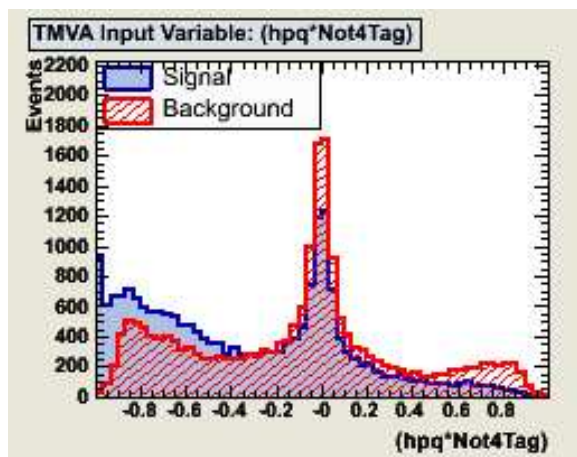


Figure 6.4: *Distribution de la variable d'entrée de TMVA  $abs(Not4Tag) \times p_{ioncharge}$ .*

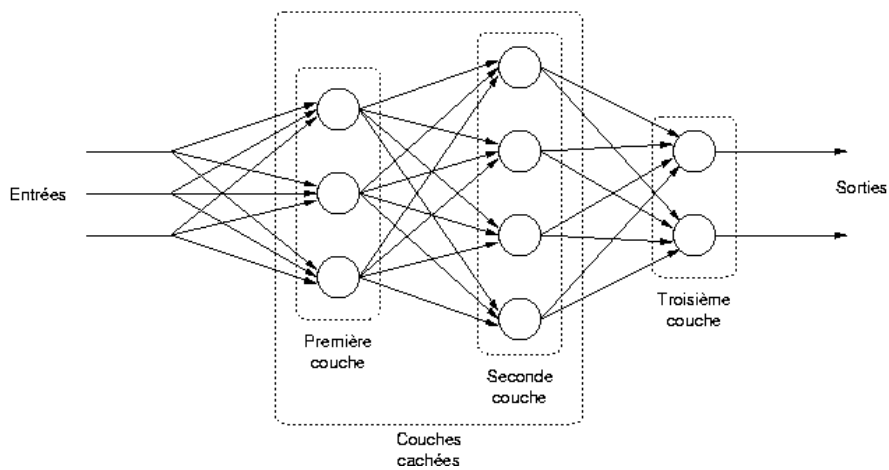


Figure 6.5: *Choix d'un Réseau de Neurones MLP.*



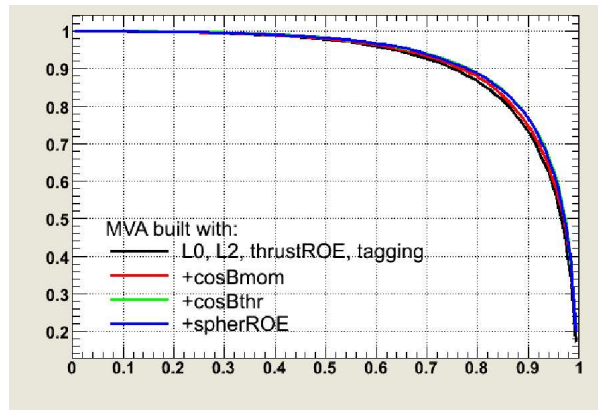


Figure 6.6: Performance du Réseau de Neurons adopté. La courbe représente le facteur de réjection du continuum en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

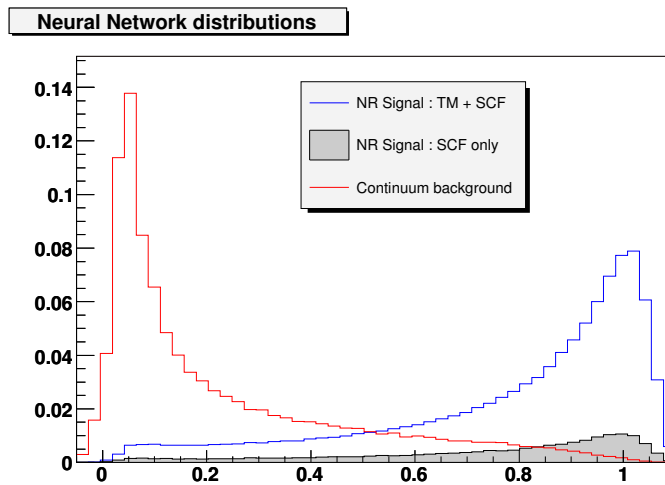


Figure 6.7: Distributions de NN pour les événements de signal bien reconstruits (TM), mal reconstruits (SCF) au sens du chapitre 6.7 et les événements de continuum. Les courbes du signal (TM+SCF) (en rouge) et du continuum (en bleu) sont normalisées à l'unité, la zone grisée correspond au signal SCF seul.

## 6.4 La Sélection

Des programmes généraux de *BABAR* fabriquent des lots d'événements prétriés (les *skims*). Notre analyse commence avec un programme de présélection qui retient des événements selon des critères peu restrictifs. Il stocke des listes de particules chargées, de candidats  $K_S^0$  et de candidats  $\pi^0$  après la présélection.

Le programme de sélection retient

- des particules chargées avec au moins 12 points mesurés dans la DCH et  $p_T^* > 0.1 \text{ GeV}/c$ ,
- des candidats  $\pi^0$  avec des amas dans l'EMC tels que
  - $0.01 < LAT < 0.6$ . où  $LAT$  est le moment latéral défini par l'équation 4.4.
  - $E_{\gamma,LAT} > 50 \text{ MeV}$ .
  - $0.11 \text{ GeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 0.16 \text{ GeV}/c^2$  condition qui requiert que la masse invariante de deux photons candidats pour être les produits de désintégration d'un  $\pi^0$  soit compatible avec  $m_{\pi^0}$  moyennant la résolution.
- des candidats  $K_S^0$  tels que
  - $|m_{K_S} - m_{K_S}^{PDG}| < 10 \text{ MeV}$  où  $m_{K_S^0}$  est la masse invariante des pions de désintégration du candidat  $K_S^0$  astreints à émerger d'un même vertex,
  - $\cos(\alpha_{K_S}) > 0.995$ , où  $\alpha_{K_S^0}$  est l'angle entre le vecteur impulsion du candidat  $K_S^0$  et sa direction de vol,
  - $\tau_{K_S}/\sigma_{\tau_{K_S}} > 5$ , où  $\tau_{K_S^0}$  est la durée de vie mesurée du candidat  $K_S^0$ .
- des candidats  $\pi^\pm$  tels que les algorithmes d'identification ne les trouvent compatibles ni avec des  $e^\pm$  selon des critères ultra stricts (*very tight*), ni avec des  $\mu^\pm$ ,  $K^\pm$ , ou des (anti)protons selon des critères stricts (*tight*).

Le programme combine ces particules et recherche les candidats  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$  en imposant

- $|\Delta t| < 10 \text{ ps}$ , c'est à dire que l'écart entre les instants des désintégrations des deux mésons  $B$  candidats dans l'événement (celui associé à la combinaison candidate et celui construit avec le ROE) soit compatible avec la durée de vie des mésons  $B$ .
- $\sigma_{\Delta t} < 5 \text{ ps}$ , ce qui impose que la mesure de  $\Delta(t)$  n'ait pas une incertitude trop élevée en regard de la résolution (valeur la plus probable  $\approx 0.6 \text{ ps}$ ).

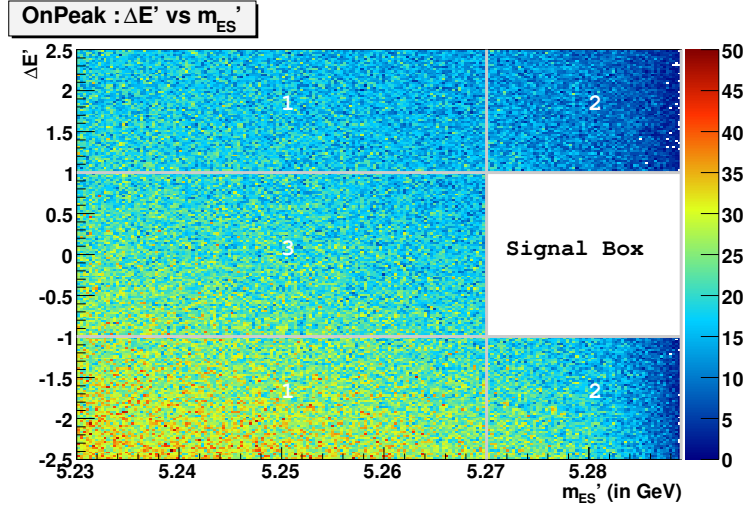


Figure 6.8: Plan de  $\Delta E'$  versus  $m_{ES}'$  : définition de la boîte de signal et des ailes. L'analyse étant réalisée en aveugle, la boîte de signal est occultée; les zones utilisées pour construire les ailes sont définies par les équations 6.14 à 6.16.

- $5.27 < m_{ES}' < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ , où la variable

$$m_{ES}' \equiv m_{ES} \left( \frac{s_0}{s} \right)^{1/2} \sim m_{ES} - \left( \frac{\sqrt{s} - \sqrt{s_0}}{2} \right) \quad (6.13)$$

est choisie pour effacer les fluctuations de l'énergie des faisceaux d'événement à événement. En pratique, les critères de sélection sur  $m_{ES}'$  sont appliqués en dernier, après le choix du meilleur candidat (paragraphe 6.5). Cela ne change rien pour le signal,  $m_{ES}'$  étant peu corrélée avec les autres variables utilisées dans la sélection. Il n'en est pas de même pour les événements de continuum.

- $|\Delta E'| < 1.0$
- $NN > 0.75$ .

$$\textbf{Zone 1} \quad 5.23 \leq m_{ES}' \leq 5.27 \text{ et } 1.0 \leq |\Delta E'| \leq 2.5 \quad (6.14)$$

$$\textbf{Zone 2} \quad 5.27 \leq m_{ES}' \leq 5.29 \text{ et } 1.0 \leq |\Delta E'| \leq 2.5 \quad (6.15)$$

$$\textbf{Zone 3} \quad 5.23 \leq m_{ES}' \leq 5.27 \text{ et } -1.0 \leq \Delta E' \leq +1.0 \quad (6.16)$$

Après sélection, les événements de signal retenus peuvent être bien ou mal reconstruits. Nous désignons ces deux catégories d'événements par (TM) et (SCF) selon les critères décrits au chapitre 6.7. Les figures 6.9 et 6.10 montrent les distributions des variables sur lesquelles les coupures sont appliquées pour tous les candidats  $B$ , pour les candidats où chaque particule reconstruite est associée à l'un des produits de la désintégration engendrée par le MC (*vérité Monte Carlo*), ainsi que pour l'ensemble des combinaisons. La combinatoire est déterminée en sélectionnant des zones (équations 6.14 à 6.16) dans le plan  $(m_{ES}, \Delta E)$  : les *grandes ailes* pour  $\Delta E$  (Zones 1 et 2), les *ailes totales pour  $m_{ES}$*  (Zones 1 et 3) et les *ailes totales* (Zones 1, 2 et 3) pour toutes les autres variables.

Les performances de la coupure sur  $NN$  apparaissent sur la figure 6.7. Le choix de la coupure résulte des comparaisons entre les simulations du signal selon deux variations, les désintégrations non résonantes, et le modèle nominal *Denis* (voir table 5.3) et du continuum résumées aux tables 6.1 et 6.2 ainsi que des essais de l'ajustement de Dalitz (convergence et absence de biais).

gris60 Lot	no cut	$NN > 0.2$	$NN > 0.4$	$NN > 0.6$	$NN > 0.8$
Efficacité TM		94.8%	88.0%	78.8%	63.3%
Efficacité SCF		92.6%	83.7%	72.4%	54.7%
Efficacité continuum		36.0%	19.1%	10.1%	3.8%
gris40 rapport Signal / Continuum	0.010	0.026	0.046	0.077	0.163

Table 6.1: Variation des efficacités pour les deux catégories de signal (*N.R.*) et le continuum en fonction de la coupure sur  $NN$ .

gris60 Sample	no cut on $NN$	$NN > 0.2$	$NN > 0.4$	$NN > 0.6$	$NN > 0.8$
<i>N.R.</i>	8.27%	8.08%	7.90%	7.64%	7.19%
<i>Denis</i>	22.83%	22.23%	21.65%	20.86%	19.48%

Table 6.2: Variation de la fraction de SCF en fonction de la coupure sur  $NN$ , évaluée pour deux lots simulés de signal : *N.R.* et *Denis*.

Remarquons qu'une coupure plus large sur  $\Delta E'$  avait été appliquée lors de la première version de cette analyse, mais qu'en raison de l'importance des bruits de fond (continuum et bruits de fond  $B$ ), cette tentative a échoué ce qui a amené à reconsidérer cette coupure. Cette approche initiale visait à conserver suffisamment d'événements de *SCF* pour en optimiser la paramétrisation car, étant situés dans les régions des interférences, ils auraient pu améliorer significativement la précision sur la mesure des phases.

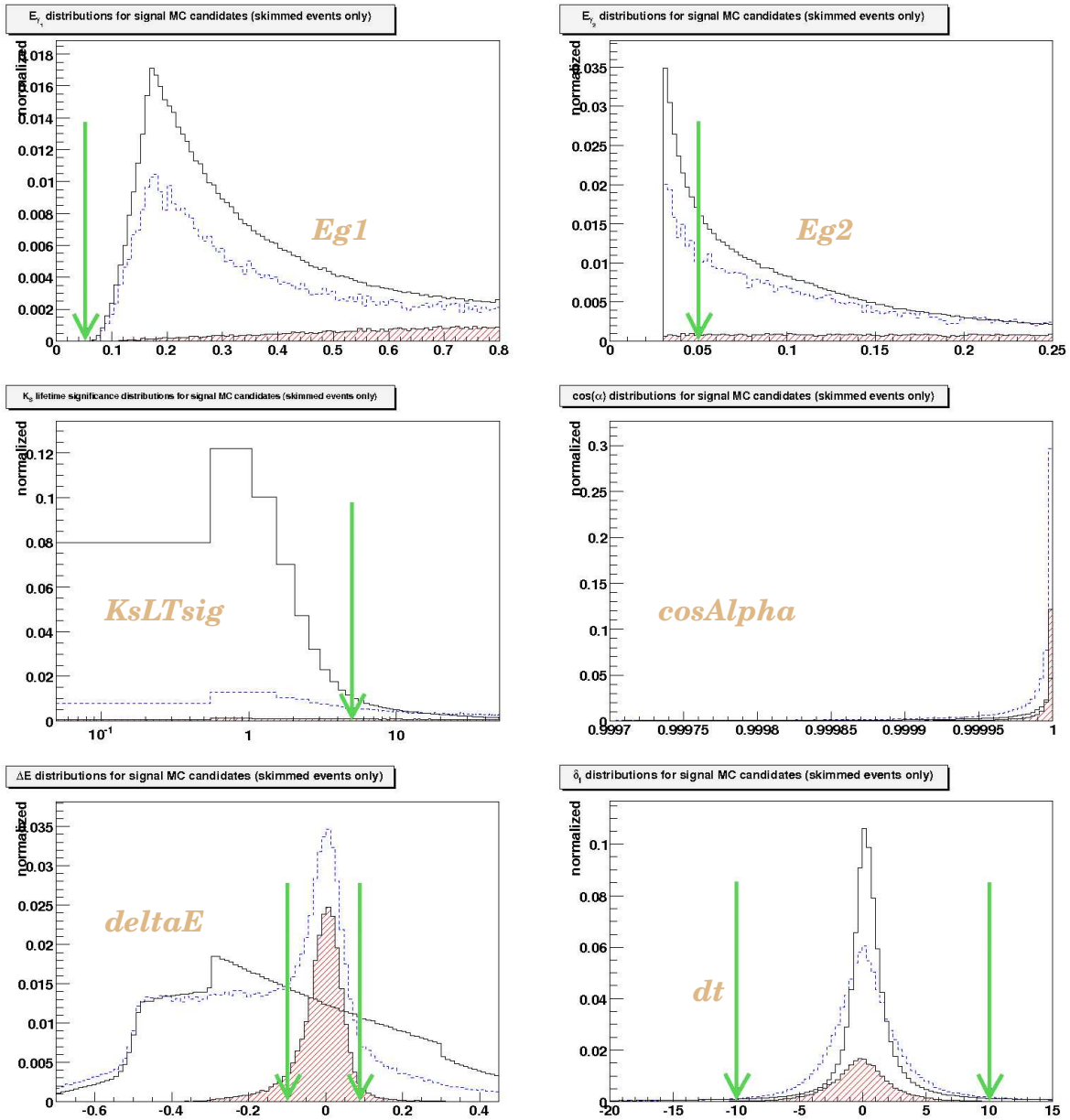


Figure 6.9: Coupures appliquées sur les variables de sélection (1ère partie). Signal MC, toutes les combinaisons (ligne bleue) ; signal MC, candidat vérité MC (histogramme rouge) ; ailes des données On Peak définies dans le texte, toutes les combinaisons (ligne noire).

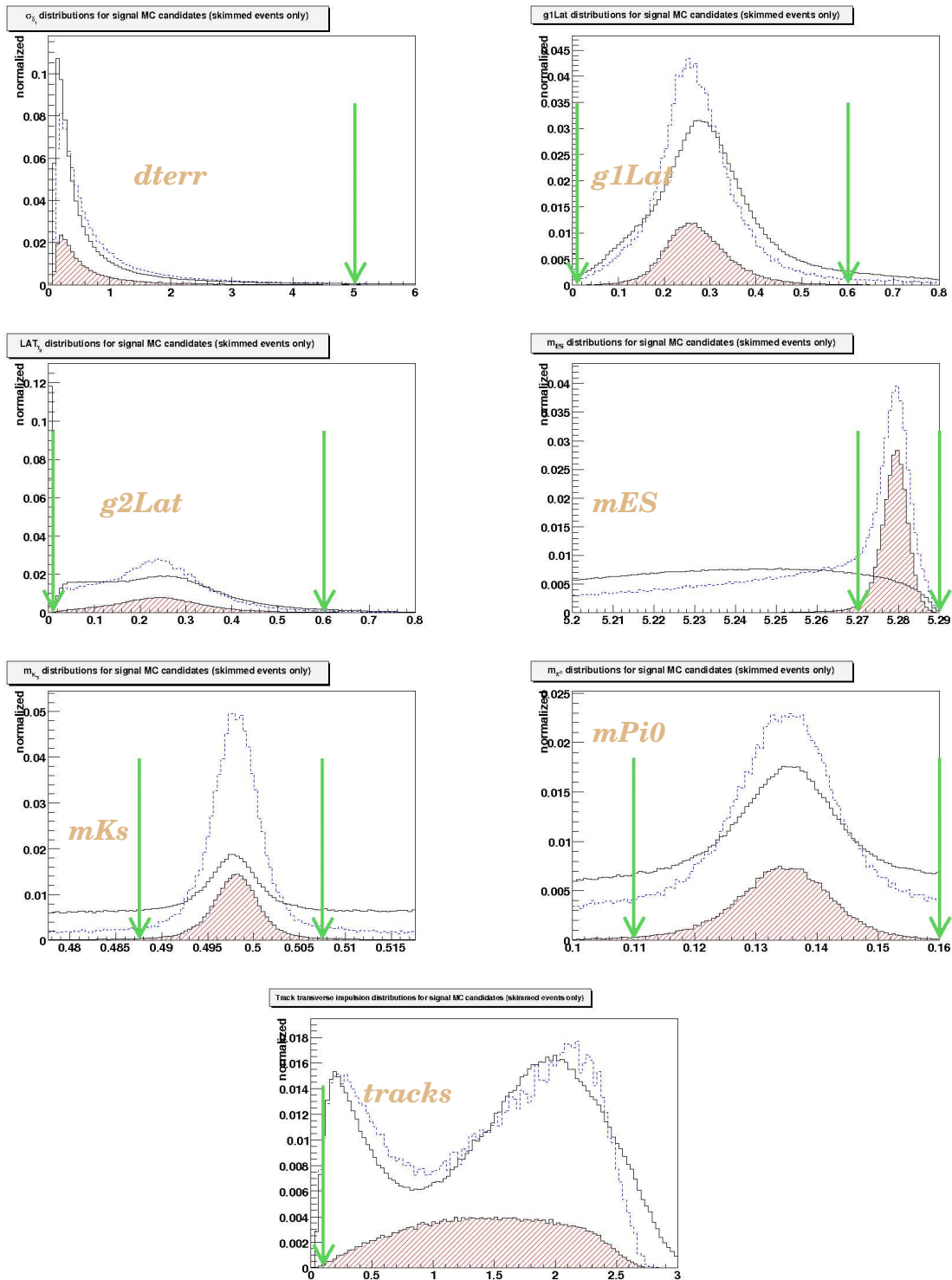


Figure 6.10: Coupures appliquées sur les variables de sélection (2ème partie). Signal MC, toutes les combinaisons (ligne bleue) ; signal MC, candidat vérité MC (histogramme rouge) ; ailes des données On Peak définies dans le texte, toutes les combinaisons (ligne noire).

### 6.4.1 Efficacités

Les efficacités de sélection de chacune des coupures lorsqu'elles sont appliquées en séquence, ainsi que l'efficacité totale, sont données dans la table 6.3 pour diverses composantes du signal : la désintégration non résonnante (*N.R.*) et les canaux quasi-2-corps faisant intervenir les résonances vectorielles de plus basses masses.

Nous avons vérifié que la même efficacité est obtenue pour les modes résonants et pour le mode non-résonnant dans les bandes des résonances. Les variations de l'efficacité à travers le plan de Dalitz sont représentées sur la figure 6.11.

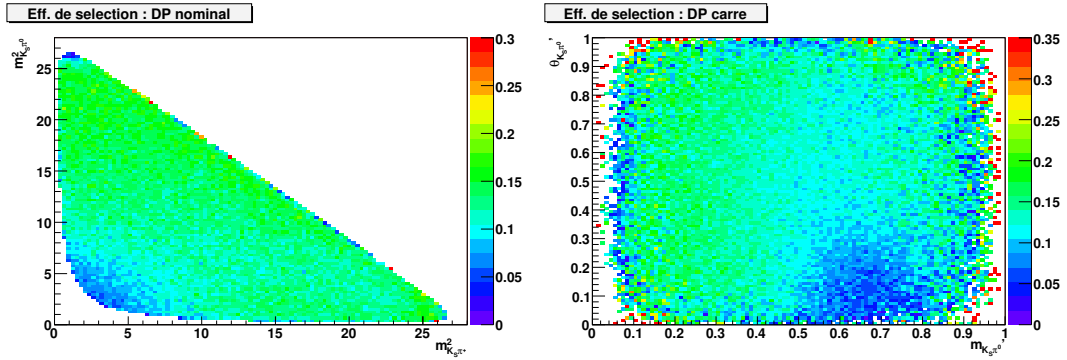


Figure 6.11: *Cartes d'efficacités de reconstruction. La carte de gauche représente la variation de l'efficacité totale de reconstruction à travers le plan de Dalitz nominal, celle de droite à travers le plan de Dalitz carré.*

## 6.5 Candidats multiples

Pour 4 % des événements de signal non résonnant, il existe plus d'un candidat répondant aux critères de sélection. La distribution de la multiplicité des candidats pour des événements de signal de différents canaux est donnée sur la figure 6.12. Pour un événement de ce type, nous choisissons comme *meilleur* candidat celui pour lequel  $m_{\pi^0}$  et  $m_{K_S^0}$  approchent au mieux les valeurs nominales au sens d'un  $\chi^2$  construit avec les résolutions sur ces masses :

$$\chi^2 = \left( \frac{m_{\pi^0}^{cand.} - m_{\pi^0}^{exp.}}{\sigma_{m_{\pi^0}}} \right)^2 + \left( \frac{m_{K_S^0}^{cand.} - m_{K_S^0}^{exp.}}{\sigma_{m_{K_S^0}}} \right)^2. \quad (6.17)$$

gris60 Coupure appliquée	<i>N.R.</i>	$K^{*0}\pi^+$	$K_S\rho^+$	$K^{*+}\pi^0$
Efficacité de skim	52.56%	59.5%	52.4%	55.5%
Présélection	71.40%	65.6%	68.4%	61.0%
$p_T > 0.1$ GeV/c	99.97%	100.0%	100.0%	100.0%
12 mesures dans la DCH	98.79%	100.0%	100.0%	100.0%
$-1.0 < \Delta E' < 1.0$	84.19%	88.3%	91.0%	93.2%
$5.27 < m_{ES} < 5.29$ GeV/c <sup>2</sup>	88.15%	85.1%	86.0%	85.7%
$0.01 < \text{LAT}_\gamma < 0.6$	96.45%	93.6%	94.6%	98.0%
$E_{\gamma,LAB} > 50$ MeV	97.84%	94.7%	95.6%	98.9%
$0.11 < m_{\pi^0} < 0.16$ GeV	98.60%	97.7%	97.8%	98.9%
$ m_{K_S} - m_{K_S}^{PDG}  < 10$ MeV	93.61%	93.1%	94.1%	91.6%
$\cos(\alpha_{K_S}) > 0.995$	96.90%	96.8%	98.1%	95.4%
$\tau_{K_S}/\sigma_{\tau_{K_S}} > 5$	97.48%	97.6%	98.3%	97.5%
$ \Delta t  < 10$ ps	97.86%	98.4%	97.6%	96.8%
$\sigma_{\Delta t} < 5$ ps	98.17%	98.5%	98.2%	98.1%
veto electron PID	99.94%	100.0%	99.9%	99.7%
veto muon PID	97.86%	97.0%	98.4%	99.0%
veto kaon PID	98.39%	97.7%	98.4%	98.6%
veto proton PID	98.75%	98.4%	98.9%	99.3%
gris40 Efficacité partielle	20.66%	20.2%	20.6%	20.3%
$NN > 0.75$	67.83%	66.06%	66.83%	67.10%
gris40 Efficacité totale	14.01%	13.34%	13.66%	13.62%

Table 6.3: Efficacités de sélection pour 4 canaux du modèle de signal nominal (le mode non résonnant *N.R.* et les modes isobares associés aux résonances vectorielles de plus basses masses). L'efficacité d'une coupure donnée est l'efficacité relative à l'échantillon ayant passé toutes les coupures précédentes appliquées en cascade. L'efficacité partielle correspond à une sélection intermédiaire utilisée pour définir les lots sur lesquels le réseau de neurones a été optimisé.



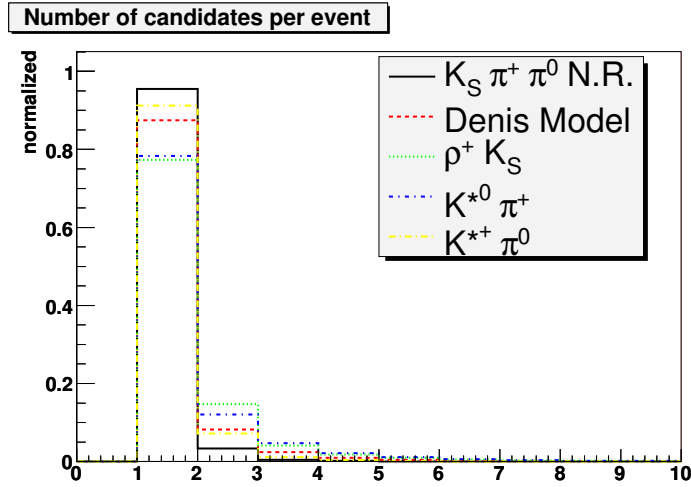


Figure 6.12: *Multiplicité des candidats pour les événements de signal sélectionnés (obtenu à partir du Monte Carlo N.R. et de certains modes résonants).*

## 6.6 Ajustement cinématique

Les événements sélectionnés sur lesquels l'analyse de Dalitz est pratiquée sont soumis à un ajustement. Les  $K_s^0$  sont reconstruits en imposant que les traces des deux pions de désintégration proviennent d'un même point, que leur masse invariante soit exactement égale à  $m_{K_s^0}$  [46] et que la trajectoire du  $K_s^0$  provienne de la région lumineuse du collisionneur. Un ajustement cinématique global est effectué où sont imposées les masses du  $K_s^0$ , du  $\pi^0$  et du  $B^+$ , un vertex commun aux trois particules et les contraintes cinématiques de la désintégration  $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$ . La figure 6.13 présente la distribution du  $\chi^2$  réduit de l'ajustement. Aucune restriction sur la valeur de  $\chi^2$  n'est imposée.

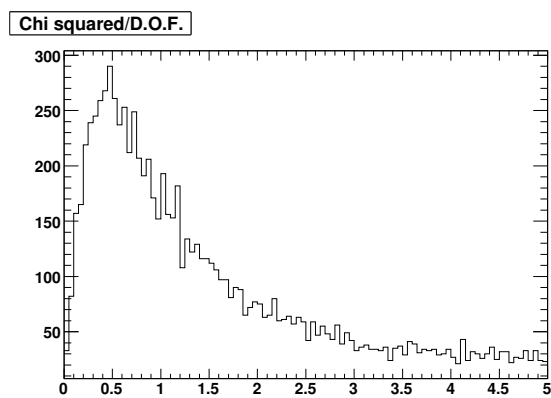


Figure 6.13: *Distribution du  $\chi^2$  réduit de l'ajustment cinématique global.*

## 6.7 Événements bien et mal reconstruits

Les événements de signal ne sont pas tous reconstruits correctement. Il arrive que la combinaison retenue comme le meilleur candidat ne soit pas composée des particules de la désintégration  $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0$  de l'événement. La fraction d'événements ainsi mal reconstruits est significative (près de 20%) essentiellement à cause de la présence du  $\pi^0$  dans le canal recherché.

Alors que les événements bien reconstruits se placent dans le plan de Dalitz sensiblement à l'endroit où ils ont été engendrés, les autres peuvent être reconstruits bien ailleurs : ils migrent. Il est indispensable de tenir compte de la migration pour remonter du diagramme de Dalitz expérimental au diagramme de Dalitz physique.

### 6.7.1 Etude avec la simulation Monte Carlo

Nous avons étudié le problème sur les événements de signal simulés. Nous appelons les événements bien reconstruits **TM** (pour truth matched en anglais) et les événements mal reconstruits **SCF** (pour self cross feed). Pour un événement **TM** les trois particules  $K_s^0$ ,  $\pi^+$  et  $\pi^0$  reconstruites qui constituent le candidat retenu correspondent aux particules engendrées par le Monte Carlo. Nous vérifions aussi la cohérence de la chaîne de désintégration sur les informations du programme générateur.

### 6.7.2 Classification des événements de SCF

Certains événements **SCF** possèdent des informations du générateur (indice-Lund) pour chacune des particules de la combinaison candidate. Pour celle-ci, la sélection a retenu par erreur un  $K_s^0$ , un  $\pi^+$  ou un  $\pi^0$  de l'autre méson  $B$  (le  $\bar{B}$ ) de l'événement. On appelle ces événements **True-SCF** dans la classification illustrée sur la figure 6.18. Les autres se répartissent en :

- $\gamma\gamma - \text{SCF}$  lorsque la paire de  $\gamma$  ne provient pas d'un seul et même  $\pi^0$ . Il s'agit essentiellement de  $\gamma$  aléatoirement appariés dans l'événement. Ces événements représentent la majorité des événements **SCF**.
- $\pi\pi - \text{SCF}$  lorsque la paire  $\pi^+\pi^-$  ne provient pas d'un seul et même  $K_s^0$ . Il s'agit essentiellement de paires de  $\pi^+\pi^-$  prises aléatoirement dans l'événement.
- **Quasi -  $K_s^0/\pi^0 - \text{SCF}$**  lorsqu'une particule sans indice-Lund est présente (événements radiatifs, photons inventés par le bruit du calorimètre).

### 6.7.3 Position des événements mal reconstruits dans le plan de Dalitz

La position dans le plan de Dalitz à la génération des événements **SCF** est présentée sur la figure 6.14. Nous voyons clairement que ces événements viennent des *coins* du plan de Dalitz, là où l'un des produits de désintégration a une faible impulsion dans le CM. La confusion entre particules *molles* s'explique vu la multiplicité des particules maximale à faible impulsion et la détectabilité relativement faible de ces particules (traces courtes pour les particules chargées, amas d'énergie dépassant peu le bruit dans le calorimètre).

### 6.7.4 Migration des événements de SCF

Le point dans le plan de Dalitz où un événement **SCF** est reconstruit peut être très éloigné du point représentatif de la désintégration physique (engendrée dans le MC). Nous disons que les événements **SCF** migrent. La figure 6.15 montre la migration dans les plans de Dalitz nominal et carré. Les flèches relient la position de génération à la position de reconstruction. La migration des divers types d'événements **SCF** est présentée sur la figure 6.16.

Les événements **TM** ne migrent pas. La résolution expérimentale sur  $s_{K_S\pi^+}$  et  $s_{K_S\pi^0}$  n'est pas décelable à l'échelle des figures. Il en est de même pour les événements avec un  $K_S^0$  mal reconstruit (les quelques longues flèches, représentent des cas exceptionnels).

### 6.7.5 Catégories d'événements pour l'analyse de Dalitz

Idéalement nous aimerions faire figurer dans l'analyse de Dalitz chacune des catégories d'événements **SCF**. Cependant compte tenu de la statistique et des fractions du signal minimales que représentent certaines d'entre elles, il est suffisant de nous limiter à deux catégories disjointes constituées d'une part, des événements **TM** qui migrent peu ou pas du tout (en vert sur l'organigramme de la figure 6.18 et, d'autre part, des événements **SCF** migrants (en rouge). Les distributions de  $m_{ES}$  et  $\Delta E'$  pour les événements **TM** radiatifs (radiation dans l'état final) et  $K_S^0$  **SCF** sélectionnés dans la région du plan de Dalitz où les  $K_S^0$  sont de faible impulsion présentées sur la figure 6.17 montrent qu'il est légitime de grouper ces événements dans une même catégorie. Nous n'employons plus les caractères gras pour souligner que la catégorie **TM** contient une faible proportion d'événements **SCF** et vice-versa.

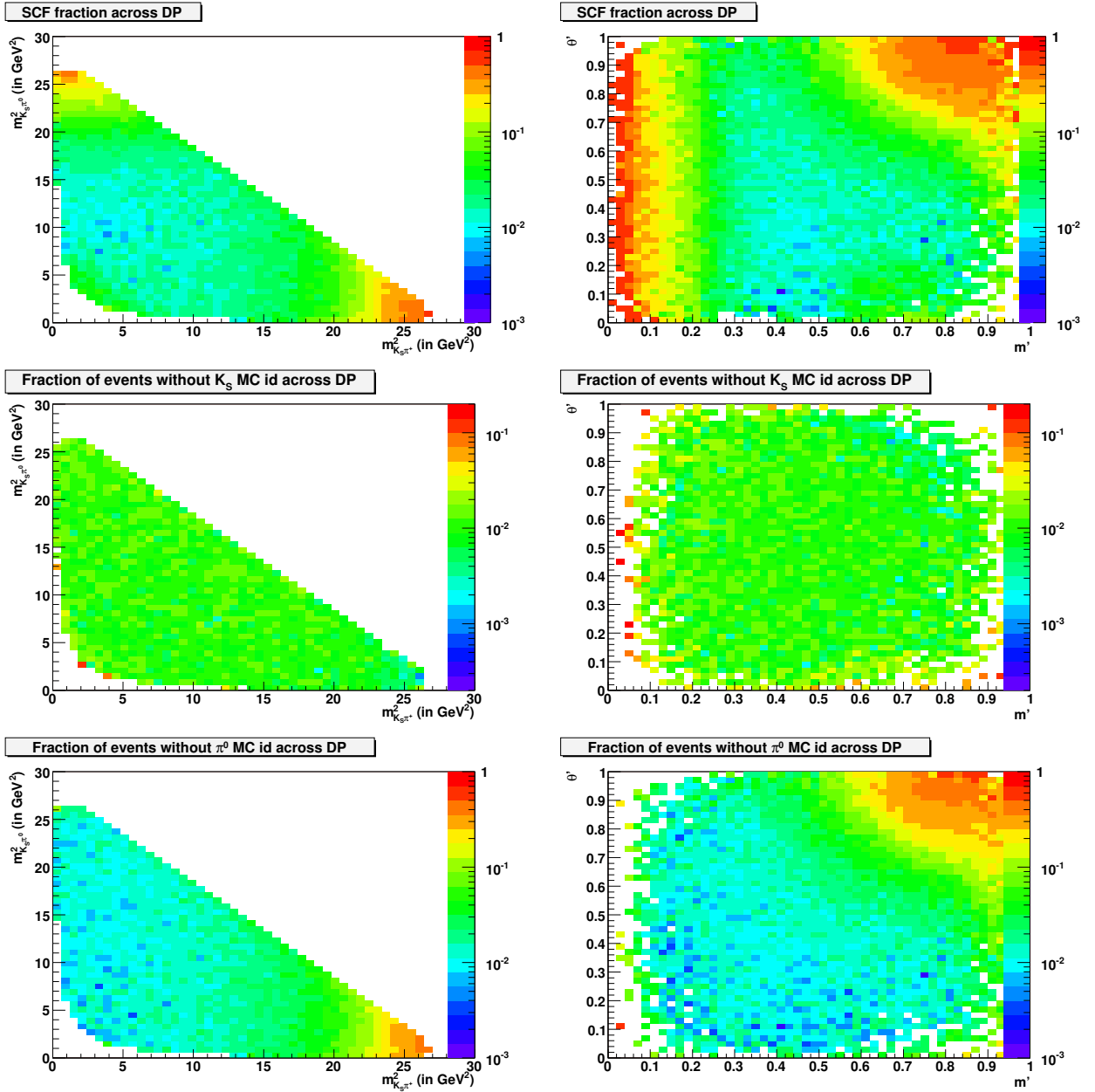


Figure 6.14: *Situation des événements de SCF sur le plan de Dalitz (à gauche), le plan de Dalitz carré (à droite). En haut: la totalité des événements SCF. Au milieu: les événements avec un  $K_S^0$  mal reconstruit. En bas: les événements avec un  $\pi^0$  mal reconstruit.*

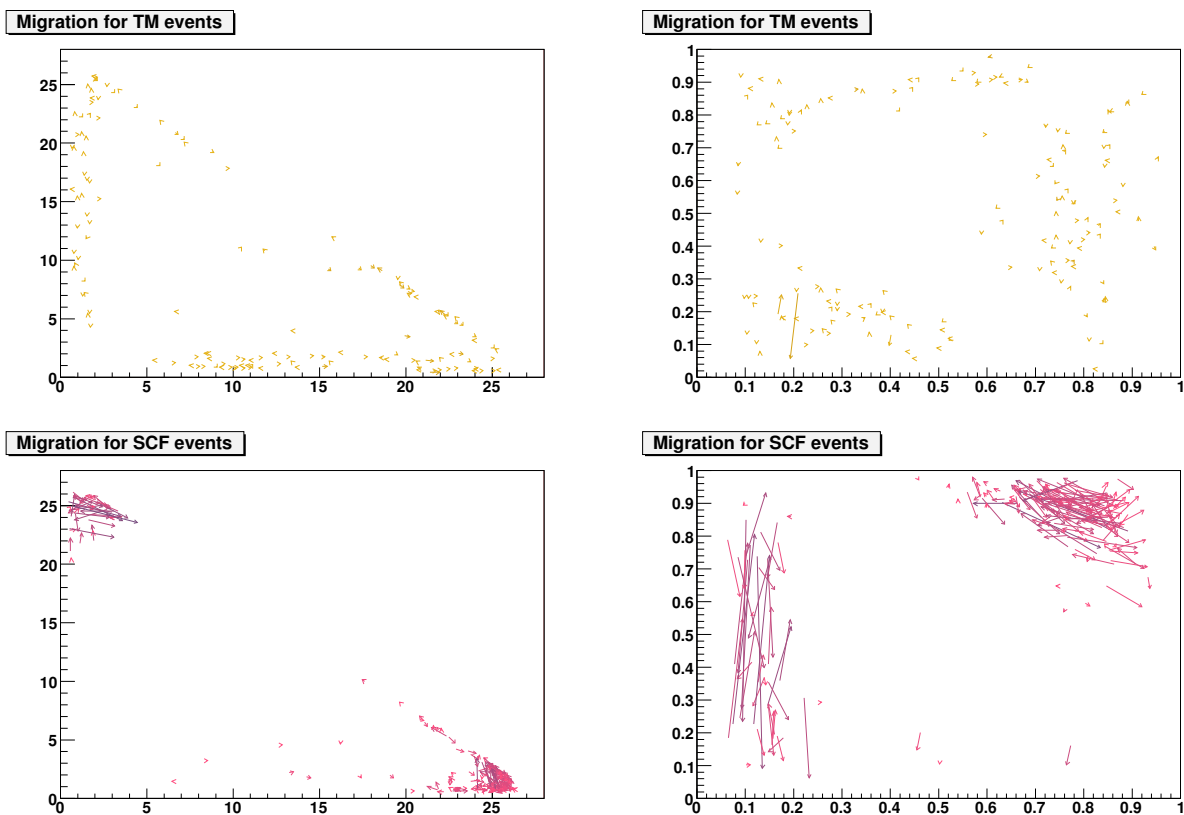


Figure 6.15: *Migration des événements TM (en haut) et SCF (en bas). Les flèches dessinées sur les plans de Dalitz nominal (à gauche) et carré (à droite) joignent le point de génération au point de reconstruction.*

## 6.7. EVÉNEMENTS BIEN ET MAL RECONSTRUITS

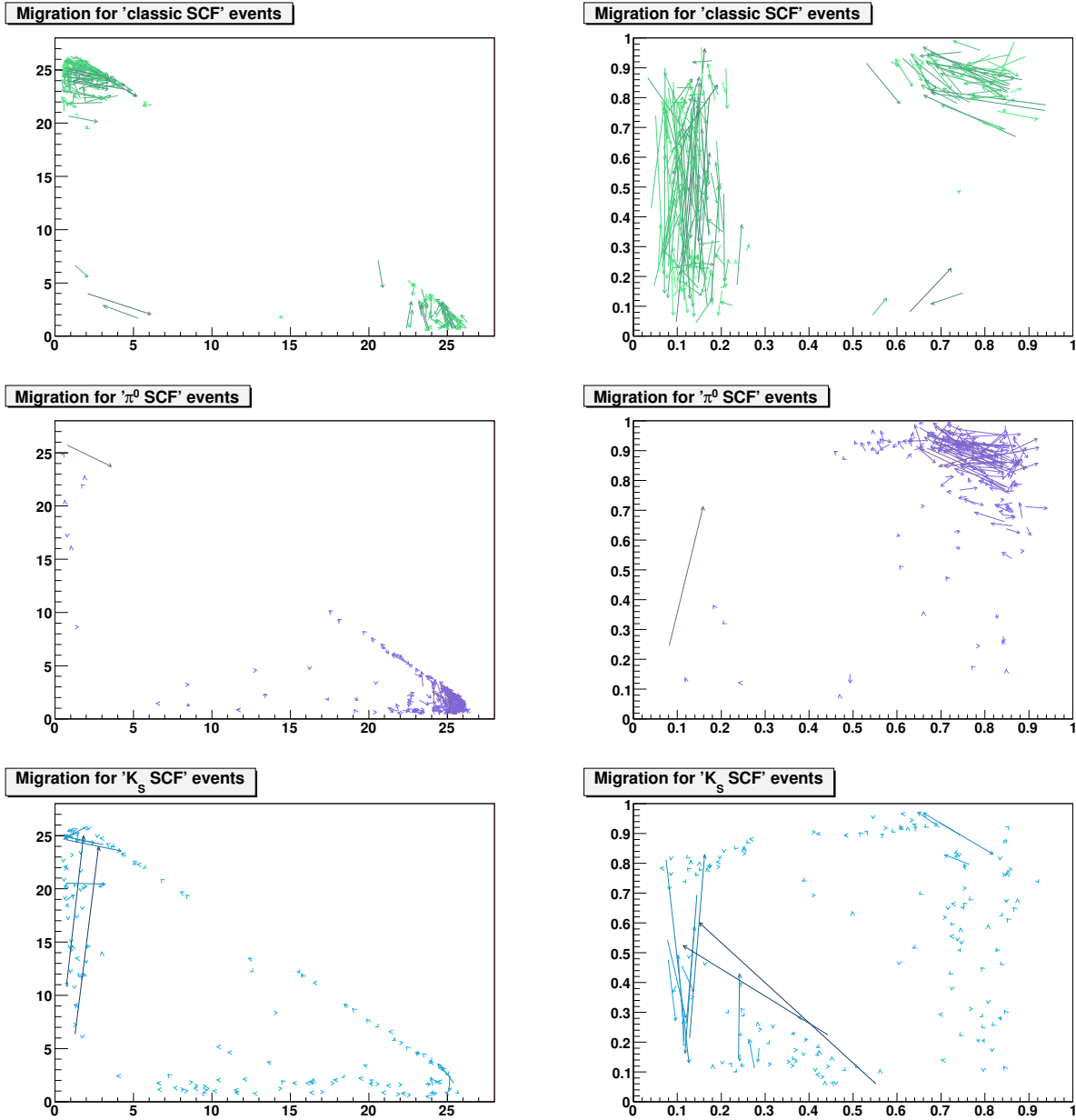


Figure 6.16: *Migration des différents événements SCF. Les flèches dessinées sur les plans de Dalitz nominal (à gauche) et carré (à droite) joignent le point de génération au point de reconstruction. De haut en bas : True-SCF, les événements  $\gamma\gamma$  et Quasi  $\pi^0$  SCF où la reconstruction du  $\pi^0$  est erronée,  $\pi\pi$  et Quasi  $K_s^0$  SCF où la reconstruction du  $K_s^0$  est erronée.*

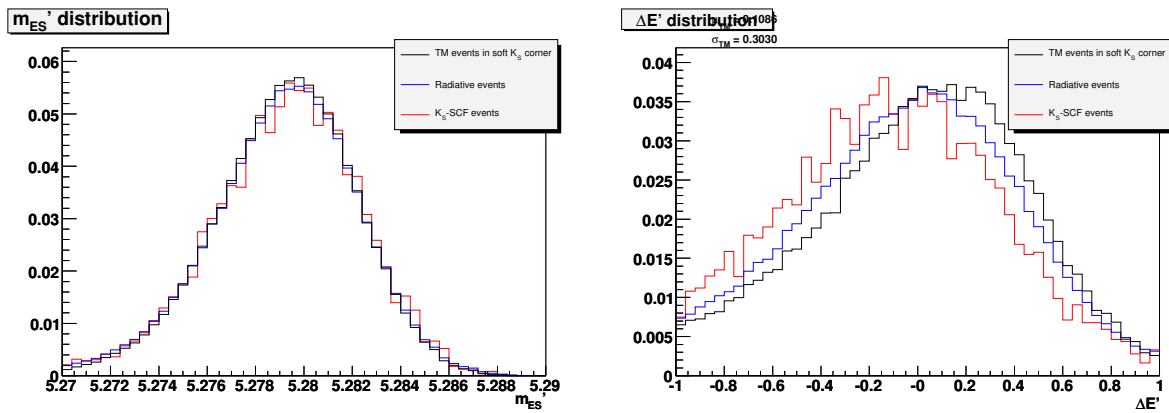


Figure 6.17: Distributions de  $m_{ES}$  et  $\Delta E'$  pour le  $K_s$ -SCF, événements radiatifs et TM provenant du coin des  $K_s^0$  mous. Les distributions de  $m_{ES}$  sont quasi superposables. Des décalages inférieurs à 0.2 écarts-types sont observés entre les distributions de  $\Delta E'$  dont les largeurs sont comparables.



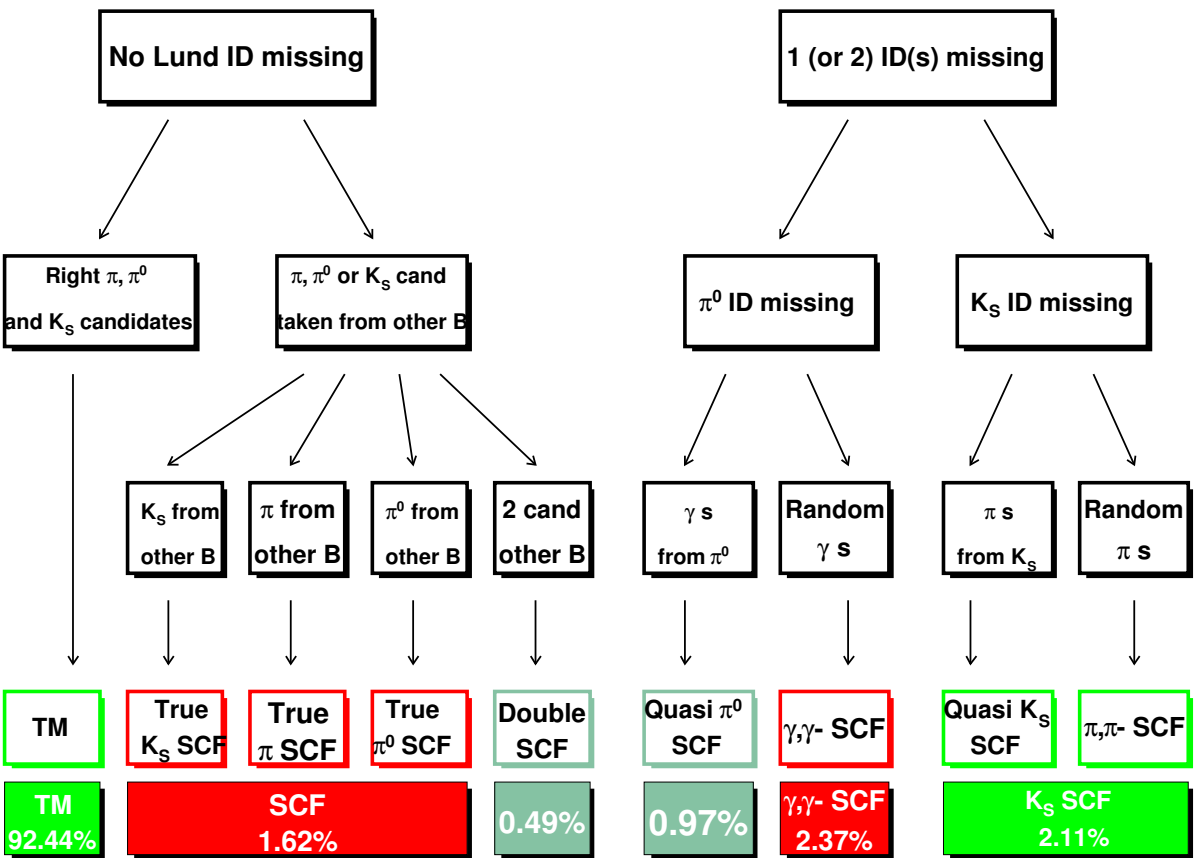


Figure 6.18: Les différentes catégories de signal. Cet organigramme explicite l'exacte composition du signal en termes de catégories de TM et de SCF pour le NR.

# Chapitre 7

## Bruits de fond $B\bar{B}$

L'algorithme de sélection décrit au chapitre 6 accepte d'autres événements de bruit de fond que ceux du continuum. Il s'agit de paires  $B\bar{B}$  où aucun des mésons  $B$  ne se désintègre dans le canal  $K_s^0\pi^+\pi^0$ . Ces événements sont sélectionnés d'une part, parce que les critères choisis pour ne pas distordre le diagramme de Dalitz sont peu restrictifs et, d'autre part, du fait de la combinatoire élevée inhérente à la reconstruction de  $\pi^0$ . Les distributions de  $NN'$  ressemblent à celles du signal, car il s'agit dans les deux cas d'événements  $B\bar{B}$  de formes similaires. Les distributions de  $m_{ES'}$  et  $\Delta E'$  sont distordues, celles de  $m_{ES'}$  restent piquées en  $m_B$  mais sont élargies. Le maximum de celles de  $\Delta E'$  est déplacé.

A l'aide de la simulation *générique* des paires  $B^+B^-$  et  $B^0\bar{B}^0$ , nous avons groupé en vue de l'ajustement de Dalitz, les événements possédant des distributions similaires de variables discriminantes en six catégories de bruit de fond  $B$  mutuellement disjointes, notées  $BBi$  ( $i \in \{0, 5\}$ ), en veillant à garder une statistique suffisante dans chacune. Les événements contenant la désintégration  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0\pi^+$  où  $\bar{D}^0 \rightarrow K_s^0\pi^0$  ont le même état final que la désintégration *sans charme* recherchée. Plutôt que de les considérer comme du signal, nous décidons de les ranger dans la catégorie  $BB0$  car, du fait de la longue durée de vie du  $\bar{D}^0$ , leur interférence avec les canaux sans charme est négligeable ; il y a décohérence. Le chapitre suivant (chapitre 8) est consacré à la classe  $BB0$ .

Dans ce chapitre, nous expliquons comment les catégories  $BB1$  à  $BB5$  sont définies en groupant des désintégrations de multiplicités voisines en tenant compte de la qualité de la reconstruction des particules de l'état final, à partir de la simulation générique. Comme la simulation repose sur un modèle palliant le fait que toutes les désintégrations des mésons  $B$  ne sont pas mesurées avec une précision infinie, la classification est quelque peu incertaine de sorte que des effets systématiques décrits au chapitre 12 affectent les résultats de l'ajustement de Dalitz.

## 7.1 Détermination des modes de bruits de fond $B$

Les lots simulés d'événements  $B^+B^-$  (SP1235 contenant 574.7 millions d'événements) et  $B^0\bar{B}^0$  (SP1237 avec 567.3 millions d'événements) ont été engendrés en utilisant les rapports d'embranchement tirés de la Revue des Propriétés des Particules (PDG) [46], HFAG [30] et EvtGen [70]. Dans le dernier cas qui s'applique aux désintégrations pour lesquelles n'existent pas de mesures, les taux sont inventés par la simulation d'un modèle et nous décidons de prendre des incertitudes égales aux valeurs centrales.

Dans la paire  $B\bar{B}$  d'un événement de bruit de fond  $B$  simulé, nous appelons  $B_1$  le méson engendré auquel sont associées la majorité des particules qui constituent le candidat. L'autre s'appelle  $B_2$ . Les événements de signal simulés sont d'abord retirés du lot  $B^+B^-$ . Nous identifions par une procédure itérative les modes  $B_1$  qui constituent les bruits de fond  $B$ . Ils sont listés dans les tables 7.1 et 7.1. A chaque itération les lots simulés sont amputés des événements de bruit de fond  $B$  déjà identifiés de façon à rechercher les modes contaminants de plus en plus rares. La procédure s'arrête lorsque les modes identifiés ont moins de 6 événements. Les événements correspondants ainsi que ceux pour qui l'information de la vérité Monte Carlo est insuffisante pour identifier  $B_1$  et  $B_2$  sont groupés dans une classe nommée *autres contributions* dans les tables.

## 7.2 Classification des modes de bruits de fond $B$

### 7.2.1 Qualité de la reconstruction

Lorsque les 3 particules du candidat proviennent de  $B_1$ , l'événement est un bruit de fond  $B$  de type (TM), BBTM, sans aucune association erronée (figure 7.1). La désintégration du  $B_1$  d'un événement BBTM possède nécessairement une multiplicité supérieure à 3. On attend dans ce cas un déplacement de  $\Delta E'$  en moyenne vers  $-1$ .

Lorsque les particules de la combinaison candidate se partagent entre  $B_1$  et  $B_2$ , l'événement est un bruit de fond  $B$  de type (SCF), BBSCF avec au moins une association erronée. Comme pour le signal, nous distinguons parmi ceux-ci, les événements **True-SCF** pour qui le  $K_s^0$ , le  $\pi^+$  ou le  $\pi^0$  sont pris à tort dans le  $B_2$  (figure 7.2 en haut) et les autres où les éléments des particules composites (les  $\pi^\pm$  des  $K_s^0$ , les  $\gamma$  des  $\pi^0$ ) sont pris l'un dans  $B_1$  et l'autre dans  $B_2$  (figure 7.2 en bas).

### 7.2.2 Les catégories BB1 à BB5

Les événements sélectionnés comme bruits de fond  $B$  sont classés dans les catégories  $BBi$  selon la cinématique du  $B_1$ , compatible ou non avec la présence d'un méson  $D$

Mode	Efficacité	Rapp. d'embranchement	Nb d'év. générique	Nb d'év. attendu
$\bar{D}^0\pi^+$	$(1.79 \pm 0.02) \times 10^{-3}$	$(4.84 \pm 0.15) \times 10^{-3}$	$7187.0 \pm 114.04$	$1143.8 \pm$
$\bar{D}^{*0}\pi^+$	$(4.9 \pm 0.1) \times 10^{-4}$	$(5.19 \pm 0.26) \times 10^{-3}$	$363.0 \pm 56.57$	$57.8 \pm$
$D^0\gamma\pi^-$	$(\pm) \times 10$	$(\pm) \times 10$	$353.0 \pm$	$56.2 \pm$
$\bar{D}^0\rho^+$	$(1.20 \pm 0.03) \times 10^{-4}$	$(1.34 \pm 0.18) \times 10^{-2}$	$317.0 \pm 85.35$	$50.5 \pm$
$\bar{D}^0K^-$	$(1.74 \pm 0.19) \times 10^{-4}$	$(4.02 \pm 0.21) \times 10^{-4}$	$44.0 \pm 4.42$	$7.0 \pm$
$\bar{D}^{*0}\rho^+$	$(1.36 \pm 0.11) \times 10^{-5}$	$(9.8 \pm 1.7) \times 10^{-3}$	$37.0 \pm 10.61$	$5.9 \pm$
$D^{*0}\gamma\pi^-$	$(\pm) \times 10$	$(\pm) \times 10$	$17.0 \pm$	$2.7 \pm$
$D_s^+\pi^0$	$(\pm) \times 10$	$(\pm) \times 10$	$14.0 \pm$	$2.2 \pm$
$\bar{D}^{*0}\nu_\mu\mu^+$	$(1.8 \pm 0.5) \times 10^{-7}$	$(5.29 \pm 0.19) \times 10^{-2}$	$10.0 \pm 1.46$	$1.6 \pm$
$\bar{D}_0^{*0}\pi^+$	$(2.87 \pm 0.52) \times 10^{-5}$	$(6.1 \pm 1.9) \times 10^{-4}$	$10.0 \pm 2.71$	$1.6 \pm$
$a_1^+\bar{D}^0$	$(2.6 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$(4.0 \pm 4.0) \times 10^{-3}$	$7.0 \pm 3.91$	$1.1 \pm$
$\rho^-D^0\gamma$	$(\pm) \times 10$	$(\pm) \times 10$	$7.0 \pm$	$1.1 \pm$
$\bar{D}_2^{*0}\pi^+$	$(1.41 \pm 0.39) \times 10^{-5}$	$(3.4 \pm 0.8) \times 10^{-4}$	$7.0 \pm 0.84$	$1.1 \pm$
$\bar{D}^0\gamma\gamma\pi^+$	$(\pm) \times 10$	$(\pm) \times 10$	$6.0 \pm$	$1.0 \pm$
$K_0^{*0}\gamma\pi^-$	$(\pm) \times 10$	$(\pm) \times 10$	$88.0 \pm$	$14.0 \pm$
$K^{*+}\gamma$	$(3.06 \pm 0.26) \times 10^{-3}$	$(4.03 \pm 0.26) \times 10^{-5}$	$87.0 \pm 6.41$	$13.8 \pm$
$X_{su}\gamma$	$(4.6 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	$(3.55 \pm 0.29) \times 10^{-4}$	$79.0 \pm 8.64$	$12.6 \pm$
$K^0\gamma\pi^+$	$(\pm) \times 10$	$(\pm) \times 10$	$25.0 \pm$	$4.0 \pm$
$a_1^+\pi^0$	$(1.02 \pm 0.15) \times 10^{-3}$	$(2.64 \pm 2.64) \times 10^{-5}$	$19.0 \pm 10.34$	$3.0 \pm$
$a_1^+K^0$	$(4.9 \pm 0.7) \times 10^{-3}$	$(3.49 \pm 3.49) \times 10^{-5}$	$12.0 \pm 65.13$	$1.9 \pm$
$\pi^+\pi^0\pi^0$	$(1.20 \pm 0.20) \times 10^{-3}$	$(2.6 \pm 2.6) \times 10^{-5}$	$12.0 \pm 12.0$	$1.9 \pm$
$K^{*0}\rho^+$	$(2.7 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	$(9.2 \pm 1.6) \times 10^{-6}$	$11.0 \pm 2.92$	$1.8 \pm$
$a_1^0\pi^+$	$(4.6 \pm 1.0) \times 10^{-4}$	$(2.04 \pm 0.58) \times 10^{-5}$	$11.0 \pm 1.5$	$1.8 \pm$
$\bar{K}^0K^+\pi^0$	$(1.57 \pm 0.37) \times 10^{-2}$	$(1.0 \pm 1.0) \times 10^{-6}$	$10.0 \pm 6.0$	$1.6 \pm$
$\bar{K}^0\pi^-$	$(\pm) \times 10$	$(\pm) \times 10$	$10.0 \pm$	$1.6 \pm$
$K_0^{*+}(1430)^+\bar{K}^0$	$(9.6 \pm 2.0) \times 10^{-3}$	$(2.0 \pm 2.0) \times 10^{-6}$	$8.0 \pm 7.33$	$1.3 \pm$
$\bar{K}_0^{*0}K^+$	$(\pm) \times 10$	$(\pm) \times 10$	$8.0 \pm$	$1.3 \pm$
$K^0\rho^+\pi^0$	$(3.4 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	$(1.0 \pm 1.0) \times 10^{-5}$	$7.0 \pm 13.0$	$1.1 \pm$
$\rho^+\pi^0$	$(1.02 \pm 0.27) \times 10^{-3}$	$(1.09 \pm 0.15) \times 10^{-5}$	$7.0 \pm 1.7$	$1.1 \pm$
$K^{*+}\bar{K}^0$	$(8.1 \pm 1.5) \times 10^{-3}$	$(3.0 \pm 3.0) \times 10^{-6}$	$6.0 \pm 9.33$	$1.0 \pm$
$K^{*+}\rho^0$	$(1.39 \pm 0.35) \times 10^{-3}$	$(6.1 \pm 6.1) \times 10^{-6}$	$6.0 \pm 3.25$	$1.0 \pm$
$\rho^+\rho^0$	$(1.10 \pm 0.25) \times 10^{-3}$	$(1.82 \pm 0.20) \times 10^{-5}$	$6.0 \pm 2.63$	$1.0 \pm$
Autres contributions	-	-	<b>140.0</b>	<b>22.3</b>
TOTAL SANS $\bar{D}^0\pi^+$			<b>1744.0</b>	<b>277.6</b>
TOTAL			<b>8931.0</b>	<b>1421.4</b>

Table 7.1: Modes de bruits de fond  $B$  trouvés dans la simulation générique  $SP-1235$  (574.7 M événements  $B^+B^-$ ). !!! A finir !!!

!!!les modes avec gamma n'ont pas de BF,!!!

!!!beaucoup d'incertitudes manquent, la conversion des incertitudes pour les nb d'ev attendus n'est pas faite,!!

!!!la somme des ev attendus en  $B+B^-$  et  $Bz Bzb$ , n'est pas egale aux 482 evts donnés dans la table au debut du chapitre sur l'ajustement!!!

## 7.2. CLASSIFICATION DES MODES DE BRUITS DE FOND $B$

Mode	Efficacité	Rapp. d'embranchement	Nb d'év. générique	Nb d'év. attendu
$D^- \pi^+$	$(5.22 \pm 0.01) \times 10^{-4}$	$(2.68 \pm 0.13) \times 10^{-3}$	$467.0 \pm 29.7$	$74.3 \pm$
$D^- \rho^+$	$(2.339 \pm 0.005) \times 10^{-4}$	$(7.5 \pm 1.2) \times 10^{-3}$	$311.0 \pm 108.76$	$49.5 \pm$
$D^{*-} \pi^+$	$(2.525 \pm 0.009) \times 10^{-4}$	$(2.62 \pm 0.13) \times 10^{-3}$	$108.0 \pm 15.68$	$17.2 \pm$
$\bar{D}^0 \pi^0$	$(6.75 \pm 0.05) \times 10^{-4}$	$(2.61 \pm 0.24) \times 10^{-4}$	$47.0 \pm 7.71$	$7.5 \pm$
$D^- \gamma \pi^+$	$(\pm) \times 10^{-}$	$(\pm) \times 10^{-}$	$31.0 \pm$	$4.9 \pm$
$D^{*-} \rho^+$	$(1.14 \pm 0.01) \times 10^{-5}$	$(6.8 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$29.0 \pm 5.06$	$4.6 \pm$
$\bar{D}^{*0} \pi^0$	$(2.29 \pm 0.03) \times 10^{-4}$	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	$21.0 \pm 3.93$	$3.3 \pm$
$D_0^{*-} \nu_e e^+$	$(5.09 \pm 0.10) \times 10^{-6}$	$(4.5 \pm 4.5) \times 10^{-3}$	$8.0 \pm 8.78$	$1.3 \pm$
$a_1^+ D^-$	$(2.33 \pm 0.05) \times 10^{-6}$	$(6.0 \pm 3.3) \times 10^{-3}$	$6.0 \pm 3.15$	$1.0 \pm$
$D^{*+} \gamma \pi^-$	$(\pm) \times 10^{-}$	$(\pm) \times 10^{-}$	$6.0 \pm$	$1.0 \pm$
$\rho^0 K_S^0$	$(6.92 \pm 0.05) \times 10^{-2}$	$(2.7 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$113.0 \pm 14.12$	$18.0 \pm$
$K^{*+} \pi^-$	$(1.207 \pm 0.009) \times 10^{-2}$	$(9.8 \pm 1.1) \times 10^{-6}$	$94.0 \pm 6.12$	$15.0 \pm$
$f_0 K_S^0$	$(1.10 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	$(5.8 \pm 0.9) \times 10^{-6}$	$53.0 \pm 4.73$	$8.4 \pm$
$K^0 \pi^+ \pi^-$	$(3.36 \pm 0.03) \times 10^{-3}$	$(3.1 \pm 1.0) \times 10^{-6}$	$50.0 \pm 1.35$	$8.0 \pm$
$\eta' K_S^0$	$(3.03 \pm 0.03) \times 10^{-3}$	$(3.25 \pm 0.16) \times 10^{-5}$	$37.0 \pm 4.06$	$5.9 \pm$
$K^0 \pi^0$	$(8.30 \pm 0.08) \times 10^{-3}$	$(9.9 \pm 0.6) \times 10^{-6}$	$30.0 \pm 3.53$	$4.8 \pm$
$K^{*+} \rho^-$	$(6.13 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(1.2 \pm 1.2) \times 10^{-5}$	$28.0 \pm 28.15$	$4.5 \pm$
$K_S^0 K_S^0$	$(3.82 \pm 0.07) \times 10^{-2}$	$(4.8 \pm 1.0) \times 10^{-7}$	$19.0 \pm 1.99$	$3.0 \pm$
$a_1^0 K^0$	$(9.17 \pm 0.09) \times 10^{-3}$	$(7.0 \pm 7.0) \times 10^{-6}$	$14.0 \pm 24.58$	$2.2 \pm$
$\eta_c K_S^0$	$(1.20 \pm 0.01) \times 10^{-4}$	$(5.0 \pm 1.0) \times 10^{-4}$	$11.0 \pm 5.28$	$1.8 \pm$
$a_1^+ \pi^-$	$(3.31 \pm 0.06) \times 10^{-4}$	$(3.17 \pm 0.37) \times 10^{-5}$	$9.0 \pm 0.87$	$1.4 \pm$
$K^{*+} \gamma \pi^-$	$(\pm) \times 10^{-}$	$(\pm) \times 10^{-}$	$8.0 \pm$	$1.3 \pm$
$\rho^+ \rho^-$	$(3.53 \pm 0.10) \times 10^{-4}$	$(2.42 \pm 0.31) \times 10^{-5}$	$7.0 \pm 1.03$	$1.1 \pm$
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(8.08 \pm 0.17) \times 10^{-4}$	$(2.4 \pm 2.4) \times 10^{-5}$	$7.0 \pm 7.43$	$1.1 \pm$
$K_0^*(1430)^+ \rho^-$	$(1.63 \pm 0.03) \times 10^{-3}$	$(2.0 \pm 2.0) \times 10^{-5}$	$6.0 \pm 12.49$	$1.0 \pm$
$\rho^- K^0 \pi^+$	$(1.85 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	$(1.0 \pm 1.0) \times 10^{-5}$	$6.0 \pm 7.09$	$1.0 \pm$
$X_{sd} \gamma$	$(8.76 \pm 0.16) \times 10^{-5}$	$(3.55 \pm 0.29) \times 10^{-4}$	$6.0 \pm 2.35$	$1.0 \pm$
Autres contributions	-	-	<b>180.0</b>	<b>28.6</b>
<b>TOTAL ATTENDU</b>			<b>1696.0</b>	<b>269.9</b>

Table 7.2: Les modes de bruit de fond  $B$  trouvés dans la simulation générique SP-1237 (567.3 M événements  $B^0 \bar{B}^0$ ). !!!! A finir (voir légende table  $B^+ B^-$ ) !!!!

dans l'état final, puis selon leur caractère BBTM ou BBSCF. Après avoir comparé les résultats d'ajustements de Dalitz sur des lots de pseudoexpériences simulées (*Toys*) avec diverses catégories de bruits de fond  $B$ , nous avons arrêté la classification suivante :

- BB1 Cette classe est constituée d'événements n'appartenant pas à la classe BB0, mais avec un  $\bar{D}^0$  qui se désintègre en donnant un  $K_s^0$  et un  $\pi^0$ . Ce sont en majorité des événements BBSCF avec un indice-Lund manquant du fait de la radiation d'un  $\gamma$ . Il y a aussi des événements BBTM.
- BB2. Cette classe regroupe des événements avec un  $D^+$  dans l'état final de la désintégration du  $B_1$ .
- BB3. Cette classe est constituée d'événements BBTM sans charme.
- BB4. Cette classe regroupe l'essentiel des événements de type True-SCF.
- BB5. Cette classe contient les événements qui n'entrent pas dans les autres classes, pour la plupart, des événements BBSCF de haute multiplicité.

Class #	Nombre événements attendus
BB1	82
BB2	14
BB3	74
BB4	79
BB5	310

Table 7.3: *Nombres d'événements de bruit de fond B attendus par catégories. !!! à contrôler. Le total de 559 ne colle pas avec la table donnée au début du chapitre sur l'ajustement !!!!*

Les distributions de  $m_{ES'}$ ,  $\Delta E'$ ,  $NN'$  et DP, présentées normalisées au chapitre 9 sont tirées des lots de la simulation générique et de simulations spécifiques spécialement mises en œuvre pour réduire les incertitudes.

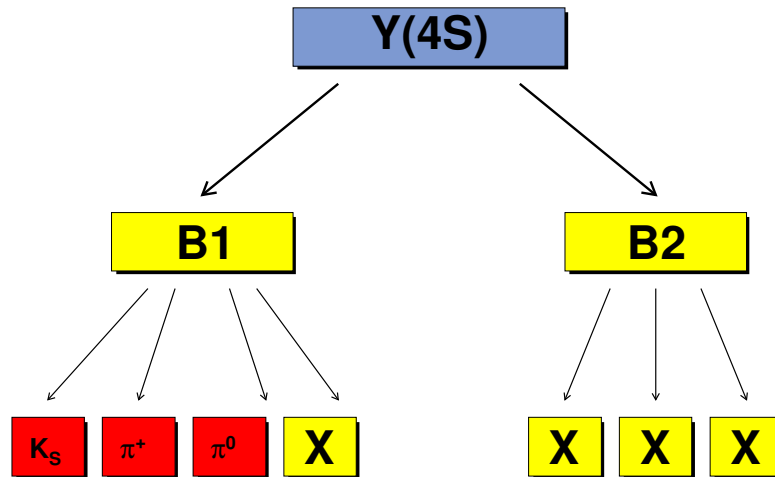


Figure 7.1: Description d'un événement de bruit de fond  $B$  BBTM où les candidats  $K_S^0$ ,  $\pi^+$  et  $\pi^0$  proviennent d'un même méson  $B_1$ .

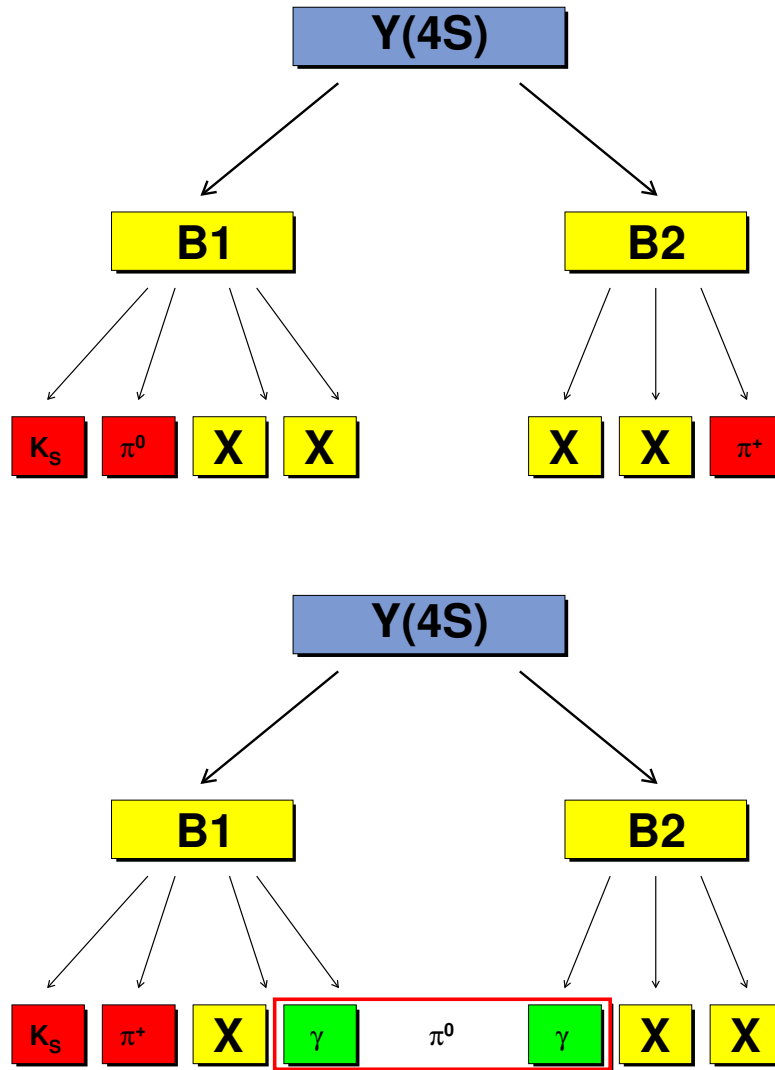


Figure 7.2: Description d'événements de bruit de fond  $B\bar{B}SCF$ . En haut : un exemple de **True-SCF** pour qui le  $K_S^0$ , le  $\pi^+$  ou le  $\pi^0$  sont pris à tort dans le  $B_2$ . En bas : un cas où les  $\gamma$  du  $\pi^0$  candidat sont pris l'un dans  $B_1$  et l'autre dans  $B_2$ .



# Chapitre 8

## Le bruit de fond irréductible

$$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K_S^0\pi^0)\pi^+$$

La désintégration  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K_S^0\pi^0)\pi^+$  qui conduit au même état final que le signal est un bruit de fond irréductible. Favorisée à la fois par le mélange CKM et par la conservation de la couleur, elle possède un rapport d'embranchement élevé de sorte que 2453 événements sont attendus, soit environ trois fois plus que pour le signal.

Plutôt que de les éliminer par une coupure sur la masse invariante du système  $K_S^0\pi^0$  nous avons choisi de conserver ces événements dans le lot de l'ajustement pour plusieurs raisons. La principale est qu'ils constituent un échantillon bien localisé dans le plan de Dalitz permettant de mesurer avec les données les distributions des grandeurs cinématiques et des variables de forme. Il est par ailleurs intéressant de mesurer avec la technique du diagramme de Dalitz le rapport d'embranchement de ce canal et de comparer avec les mesures antérieures, directes ou indirectes comme celle provenant de l'analyse quasi-2-corps de la désintégration  $B^+ \rightarrow \rho^+ K_S^0$  [40].

Plutôt que d'intégrer ce canal dans le signal au motif que tous ces événements ont le même état final, nous avons préféré exploiter la décohérence quantique qu'offre la longue durée de vie du  $\bar{D}^0$  pour constituer un lot spécifique. Nous appelons  $BB0$  cette catégorie de bruit de fond  $B$ . Le problème est ainsi bien posé, la catégorie des événements signal pouvant être directement utilisée pour l'interprétation physique selon le schéma du chapitre 3.

L'abondance de la désintégration  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K_S^0\pi^0)\pi^+$  exige une modélisation suffisamment élaborée pour la séparer du signal. La vérification de l'absence de confusion fait partie des procédures de validation de l'ajustement.

## 8.1 Forme du $D^0$ dans le plan de Dalitz

Un échantillon d'événements simulés spécifique (SP-3549) est utilisé pour étudier la reconstruction des événements  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K_S^0\pi^0)\pi^+$ , notamment leur répartition dans le plan de Dalitz. L'examen de la figure 8.1 montre que la résolution de la masse du  $\bar{D}^0$  augmente avec  $s_{K_S\pi^+}$  dans le diagramme *classique* c'est à dire avec  $\theta'$  dans le diagramme carré. Comme pour le signal, nous distinguons les événements bien (TM) et mal (SCF) reconstruits. Ces derniers représentent une fraction de 4.5 % de l'échantillon reconstruit. Ils sont bien visibles sur la figure 8.1 dans le coin des  $\pi^0$  *mous*, où  $s_{K_S\pi^+} \rightarrow s_{K_S\pi^+}[\text{max}]$  et  $\theta' \rightarrow 1$ . La figure 8.2 présente les distributions de  $\theta'$  pour les deux types d'événements.

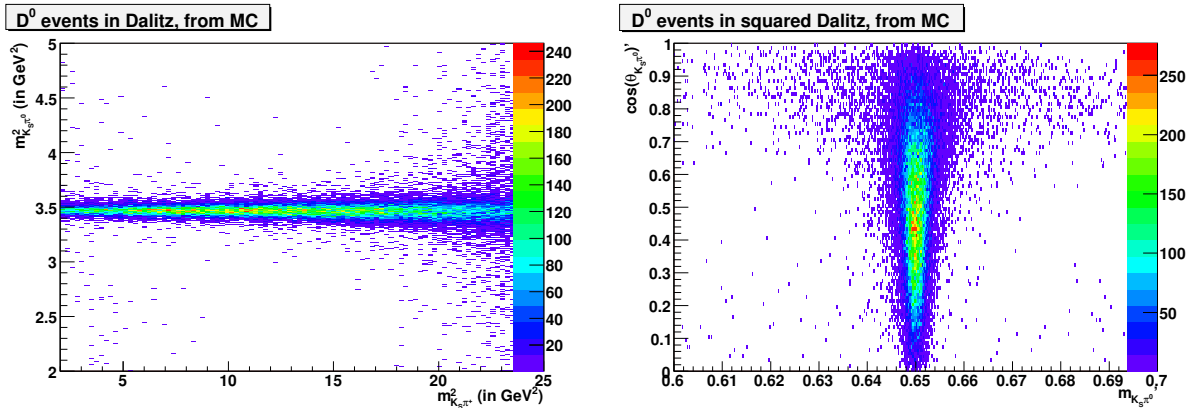
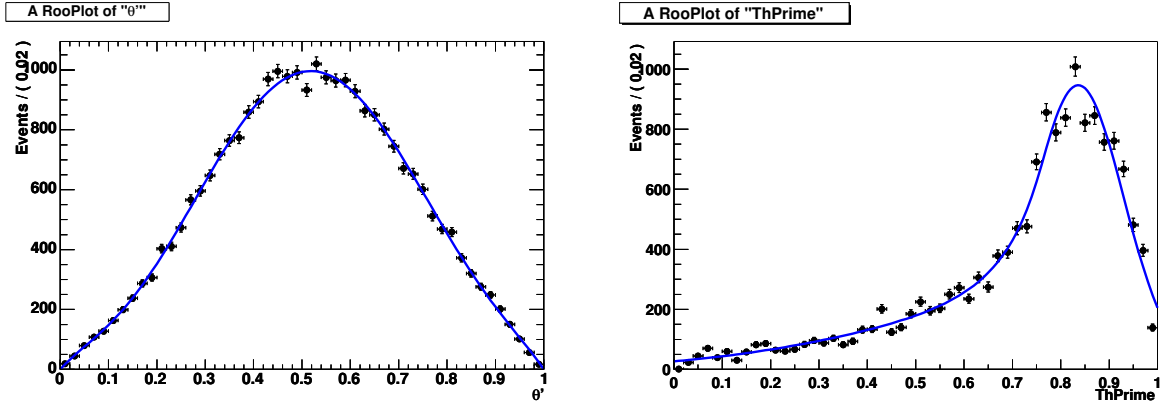


Figure 8.1: Plans de Dalitz pour le canal  $D^0$ . A droite : plan de Dalitz nominal ; à gauche : plan de Dalitz carré. Notez que les graphes montrent le zoom sur la région du plan de Dalitz où se trouve le  $D^0$  et non le DP dans sa totalité.

La figure 8.3 montre la distribution de la masse invariante  $m_{K_S\pi^0}$  pour 10 tranches égales en  $\theta'$ . La série de graphes des lignes supérieures montre les distributions des événements (TM) et l'augmentation de la résolution avec  $\theta'$ . Les graphes des deux lignes inférieures montrent des distributions des événements (SCF), beaucoup plus étendues, affectées par la *migration* décrite au chapitre 6.7.

## 8.2 Distributions de $m_{ES}'$ et $\Delta E'$

Les distributions des variables  $m_{ES}'$  et  $\Delta E'$  pour les événements de signal tels que  $s_{K_S\pi^0} \approx m_{D^0}^2$  et les événements  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0\pi^0$  sont superposées sur la figure 8.4. Puisqu'elles sont identiques, nous pouvons utiliser une même modélisation et ainsi requérir dans l'ajustement que les événements de signal suivent la distribution de  $(m_{ES}', \Delta E')$  mesurée


 Figure 8.2: Distribution de  $\theta'$  pour le  $D^0$  (gauche : événements (TM) ; droite : (SCF) )

sur les données par les événements  $K_S^0\pi\pi^0$ . L'intérêt de cette stratégie fait l'objet du paragraphe suivant.

### 8.3 $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K_S^0\pi^0)\pi^+$ comme échantillon de contrôle

La désintégration  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K_S^0\pi^0)\pi^+$  se produisant plus souvent que le signal permet de comparer les performances de la reconstruction entre données et simulation. Pour ce faire, nous avons choisi une sélection un peu moins stricte en requérant pour les deux échantillons (données onpeak, Monte Carlo SP-3549) que :

- $m_{D^0} - 3\sigma_{m_{D^0}} < m_{K_S\pi^0} < m_{D^0} + 3\sigma_{m_{D^0}}$ ,
- $s_{K_S\pi^+} < 20 \text{ GeV}^2$  qui ne conserve que les événements (TM).

Le résultat d'un ajustement à deux dimensions sur  $m_{ES}'$  et  $\Delta E'$  utilisant comme fonction de densité de probabilité, le produit de deux doubles Gaussiennes est présenté sur la figure 8.6 et dans les tables 8.1 et 8.2. Nous observons des différences significatives entre valeurs moyennes et résolutions légèrement plus élevées (15 à 30 %) dans les données réelles. Sans l'emploi des événements de la catégorie  $BB0$  dans l'analyse de Dalitz, la totalité de ces désaccords entre données et Monte Carlo devrait être prise en compte dans les incertitudes systématiques.

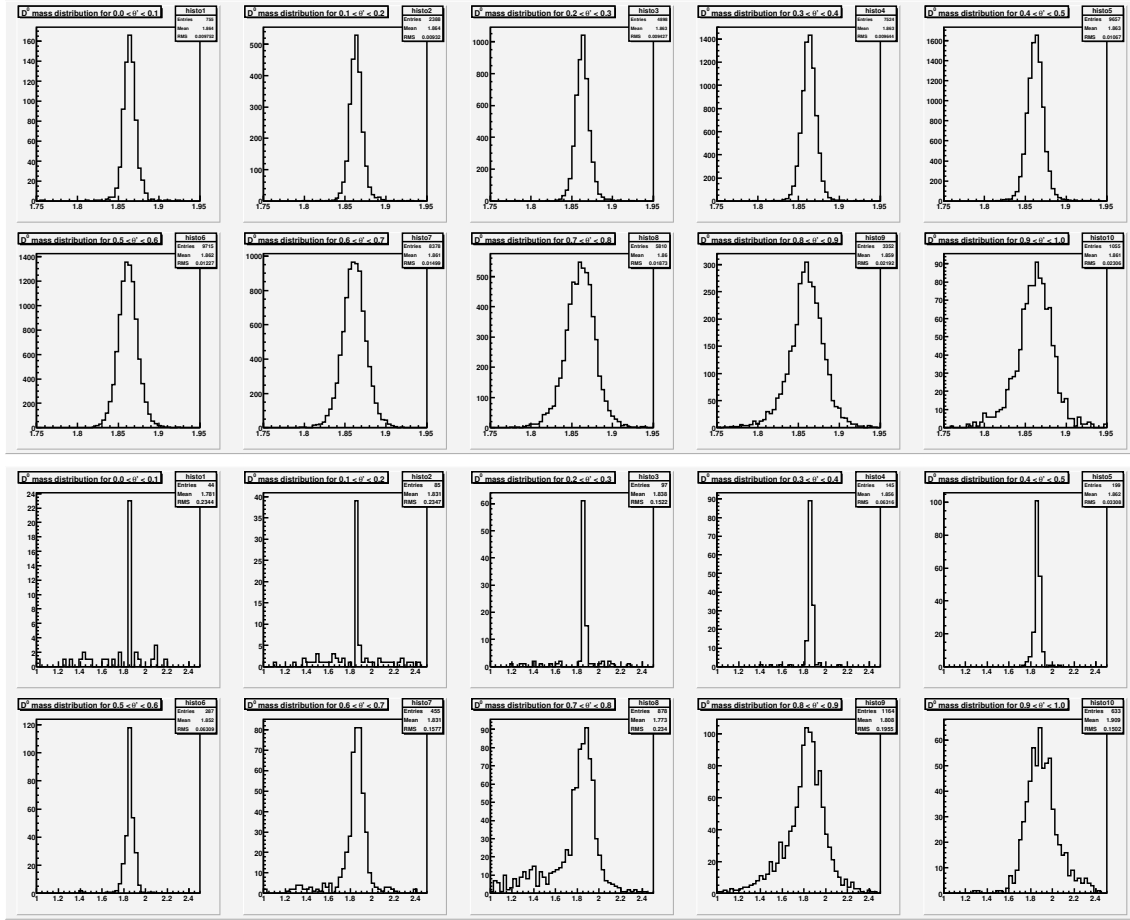


Figure 8.3: Structure du  $D^0$  pour les composantes TM (séries de graphes des deux lignes du haut) et SCF (en bas). On y voit, de gauche à droite, la distribution de  $m(K_S^0\pi^0)$  pour 10 tranches égales de  $\theta'$  de largeur 0.1, en commençant par  $0.0 < \theta' < 0.1$ .

Variable	MC Control sample [GeV]	OnPeak data [GeV]	data-MC [GeV]	data/MC
$\mu_1$	$5.27637 \pm 0.000664$	$5.27687 \pm 0.00014$	0.0005	
$\mu_2$	$5.27980 \pm 0.000053$	$5.28005 \pm 0.00008$	0.00025	
$\sigma_1$	$0.00326 \pm 0.000201$	$0.00312 \pm 0.00021$		0.96
$\sigma_2$	$0.00254 \pm 0.000027$	$0.00353 \pm 0.00013$		1.39
fraction	$0.17434 \pm 0.044334$	$0.37233 \pm 0.0304$		2.14

Table 8.1: Différences mesurées sur l'échantillon de contrôle entre les données et la simulation pour  $m_{ES}'$ .

### 8.3. $B^+ \rightarrow \bar{D}^0(\rightarrow K_S^0\pi^0)\pi^+$ COMME ÉCHANTILLON DE CONTRÔLE

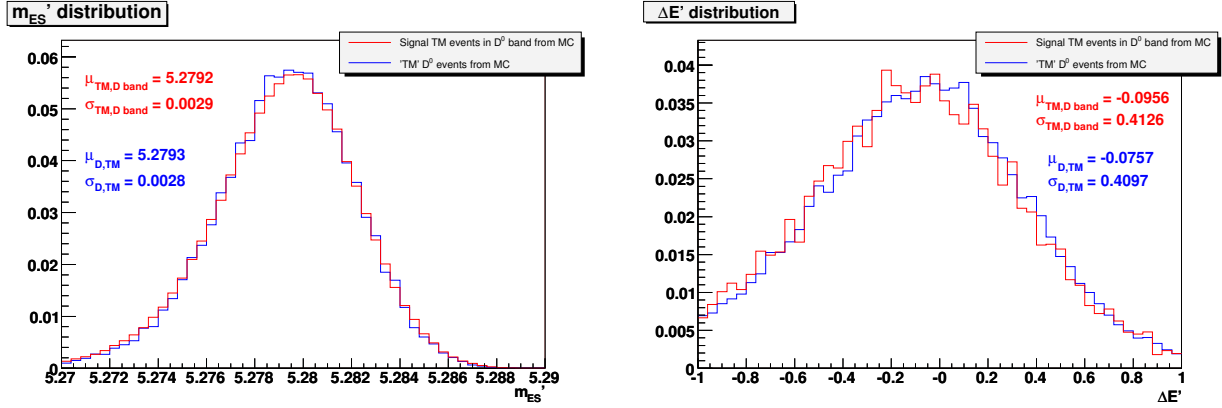


Figure 8.4: Distributions normalisées de  $m_{ES'}$  (à gauche) et de  $\Delta E'$  (à droite) pour les événements de signal (en rouge) et les événements de la catégorie BB0 (en bleu).

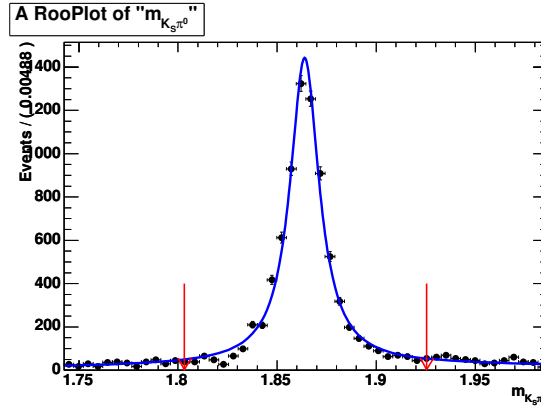


Figure 8.5: Distribution de la masse invariante  $m_{K_S^0\pi^0}$  dans les données OnPeak avec les coupures autour de la masse du  $D^0$  employées pour séparer le signal des ailes dans l'échantillon de contrôle.

Variable	MC Control sample	OnPeak data	data-MC	data/MC
$\mu_1$	$-0.9707 \pm 0.05977$	$-0.90868 \pm 0.01562$	0.062	
$\mu_2$	$-0.0559 \pm 0.00460$	$-0.08382 \pm 0.01098$	-0.028	
$\sigma_1$	$0.24606 \pm 0.04855$	$0.07650 \pm 0.03614$		0.31
$\sigma_2$	$0.43272 \pm 0.00336$	$0.48081 \pm 0.01186$		1.11
<b>fraction</b>	$0.03203 \pm 0.00544$	$0.02729 \pm 0.00822$		0.85

Table 8.2: Différences mesurées sur l'échantillon de contrôle entre les données et la simulation pour  $\Delta E'$ .

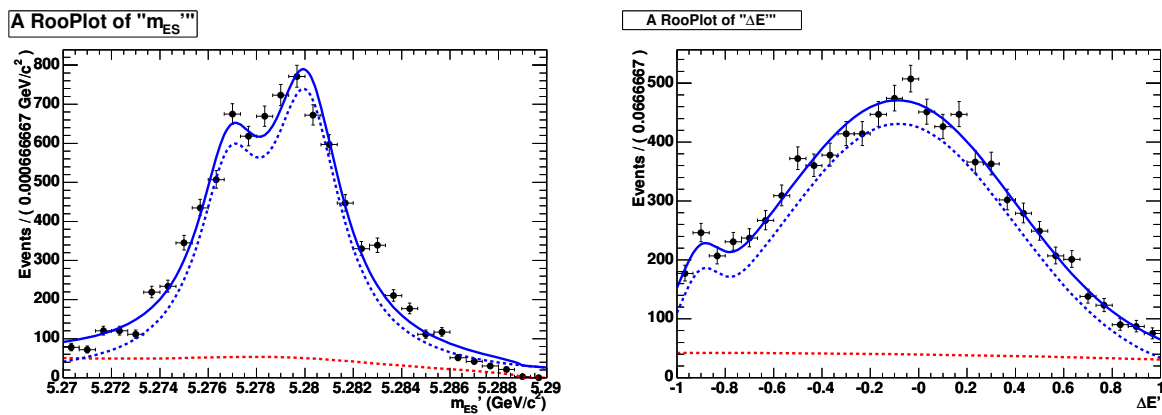


Figure 8.6: *Distribution de  $m'_{ES}$  (à gauche) et de  $\Delta E'$  (à droite) obtenues sur l'échantillon de contrôle. La courbe continue bleue est l'ajustement total. Les lignes pointillées bleue et rouge représentent respectivement les composantes de signal et de bruit de fond. !!! Essayer des distributions avec un seul pic !!!*

# Chapitre 9

## L'ajustement de Dalitz

### 9.1 Position du problème

Un total de 10 364 événements *onpeak* passent la sélection. Pour mesurer expérimentalement le nombre total de désintégrations  $B^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^0$  et les coefficients du modèle isobare (équations 2.14 et 2.15), nous employons un ajustement fondé sur la méthode étendue du maximum de vraisemblance [76] appliquée à des lots non discrétisés d'événements. Un lot contient par hypothèse des catégories d'événements (ou *espèces*) disjointes : le signal (catégorie elle-même subdivisée en TM et SCF), le bruit de fond de continuum et les bruits de fond  $B$ . Selon la simulation nous attendons la répartition de la table 9.1. Chaque événement est caractérisé par des mesures appelées *observables* choisies pour être aussi peu corrélées entre elles que possible. Ce sont les variables d'entrée pour l'algorithme d'ajustement. Elles sont de deux types : les variables qui permettent de discriminer entre signal et bruits de fond d'une part et, d'autre part, les variables de Dalitz.

Le modèle mathématique (statistique) à ajuster est construit en fabriquant pour chaque variable d'entrée et chaque catégorie d'événement, une fonction densité de probabilité (*PDF* en adoptant le sigle anglais) à partir de sa distribution normalisée. Les paramètres de la construction (aussi appelée *paramétrisation* du problème) sont pour certains ajustables par l'algorithme ; d'autres sont maintenus constants.

Dans ce chapitre, après avoir décrit notre choix des observables au chapitre 9.2, nous écrivons au paragraphe 9.3 la fonction de vraisemblance dont l'algorithme d'ajustement recherche le maximum. Nous détaillons ensuite chacune des *PDF*. Ce travail minutieux représente l'apport principal de ce travail de thèse. Nous verrons que la paramétrisation du plan de Dalitz par des *PDF* à deux dimensions est un travail délicat pour le signal et ses deux sous-catégories d'événements ainsi que pour le continuum.

gris60 Composante	Nb d'événements attendus pour $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \pi^0$	
Signal		1152
	- dont SCF	179
Continuum		6282
Bruit de fond $B$		2935
	- dont $\bar{D}^0 \pi^+$	2453

Table 9.1: Nombre d'événements attendus pour les différentes catégories ou espèces d'événements selon la simulation.

## 9.2 Choix des observables, corrélations

Par expérience nous choisissons comme observables discriminantes :  $m_{ES}'$ ,  $\Delta E'$ , introduites au chapitre 6 et  $NN'$ . Les distributions de  $NN$ , *piquées* (voir figure 6.7) sont difficilement gérables par un algorithme d'ajustement. C'est pourquoi nous changeons de variable et définissons  $NN'$

$$NN' \equiv 2 \frac{\arctan(NN - 0.75)}{\pi}. \quad (9.1)$$

Les observables dynamiques sont  $m'$  et  $\theta'$  qui définissent le plan de Dalitz carré comme nous l'avons vu au chapitre 2.

La *PDF* d'un événement d'une espèce s'exprime comme le produit des *PDF* des observables si celles-ci ne sont pas corrélées. En cas de corrélations, un traitement spécifique est nécessaire. Nous examinons successivement les corrélations des observables discriminantes avec les variables de Dalitz susceptibles de fausser la mesure des coefficients isobares et les corrélations des observables discriminantes entre elles.

### 9.2.1 Corrélations avec les variables de Dalitz

**Signal (TM)** Les cartes du plan de Dalitz pour les valeurs centrales et les écarts-type de variables discriminantes (observables et autres) sont représentées sur les figures suivantes :

- la figure 9.1 pour les variables cinématiques  $m_{ES}$ ,  $\Delta E$  (avec des critères de sélection élargis  $|\Delta E| < 250$  MeV)),  $m_{K_s^0}$  and  $m_{\pi^0}$ ,
- la figure 9.2 pour les variables de forme  $L_0$ ,  $L_2$ , and  $NN$  et,
- la figure 9.3 pour les variables *temporelles*  $\Delta t$  and  $\sigma_{\Delta t}$ .

La corrélation manifeste observée pour  $\Delta E'$  nécessite un traitement spécifique. Les variables de forme ne sont pas corrélées avec les variables de Dalitz. Nous n'utilisons



pas les variables temporelles comme observables du fait de leurs corrélations significatives avec les variables de Dalitz et parce que leur pouvoir discriminant est faible.

**Continuum** Si pour le signal aucune corrélation significative entre variables de forme et variables de Dalitz n'est à considérer, c'est l'inverse pour les événements de continuum. Par conséquent, la *PDF* de  $NN'$  pour les événements de continuum doit être adaptée. L'effet est une corrélation linéaire entre  $NN'$  et la variable  $\Delta_{Dalitz}$  définie par l'équation suivante :

$$\Delta_{Dalitz} \equiv \min \left( \begin{aligned} &\sqrt{m_{K_S\pi^+}^2 - m_{K_S\pi^+}^2 \min}, \\ &\sqrt{m_{K_S\pi^0}^2 - m_{K_S\pi^0}^2 \min}, \\ &\sqrt{m_{\pi^+\pi^0}^2 - m_{\pi^+\pi^0}^2 \min} \end{aligned} \right) \quad (9.2)$$

La figure 9.4 montre cette corrélation en représentant  $\Delta_{Dalitz}$  sur des cartes de diagramme de Dalitz (triangulaire et carré). Une autre façon de visualiser l'effet consiste à moyenner  $NN'$  sur des intervalles (*tranches*) de  $\Delta_{Dalitz}$  (diagrammes de type *profil* présentés sur la figure 9.5).

## 9.2.2 Corrélations entre les variables utilisées dans l'ajustement

Les trois matrices présentées sur la figure 9.6 résument les corrélations entre les variables utilisées dans l'ajustement. Les distributions (profils) de la figure 9.7 présentent de manière plus explicite les corrélations existant entre les observables à une dimension.

## 9.3 La fonction de vraisemblance

D'un point de vue statistique un événement est la réalisation d'une variable aléatoire à 5 dimensions que constituent les trois observables discriminantes unidimensionnelles et l'observable dynamique bidimensionnelle (variable de de Dalitz). Les événements d'un lot sont indépendants en probabilité de sorte que la *PDF* du lot est le produit des *PDF* de chaque événement. La méthode étendue prend de plus en compte les fluctuations sur la taille de l'échantillon par un dernier facteur de Poisson. Opérationnellement il n'est pas nécessaire de normaliser la *PDF* totale. Il suffit de

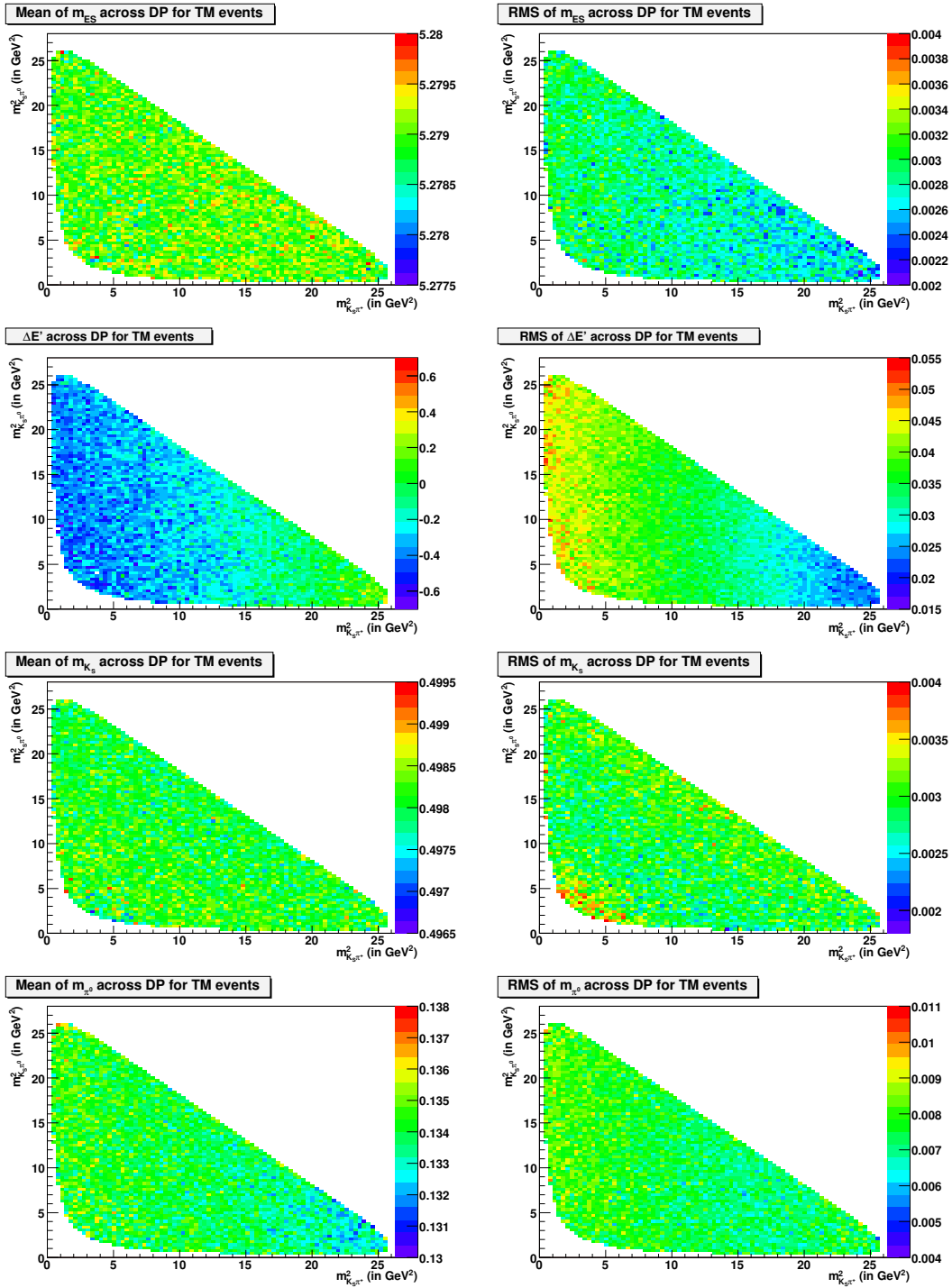


Figure 9.1: Corrélations des variables cinématiques avec le plan de Dalitz : de haut en bas :  $m_{ES}$ ,  $\Delta E'$ ,  $m_{K_S^0}$  et  $m_{\pi^0}$ . Les valeurs moyennes sont cartographiées à gauche et les écarts-type à droite) pour les événements TM.

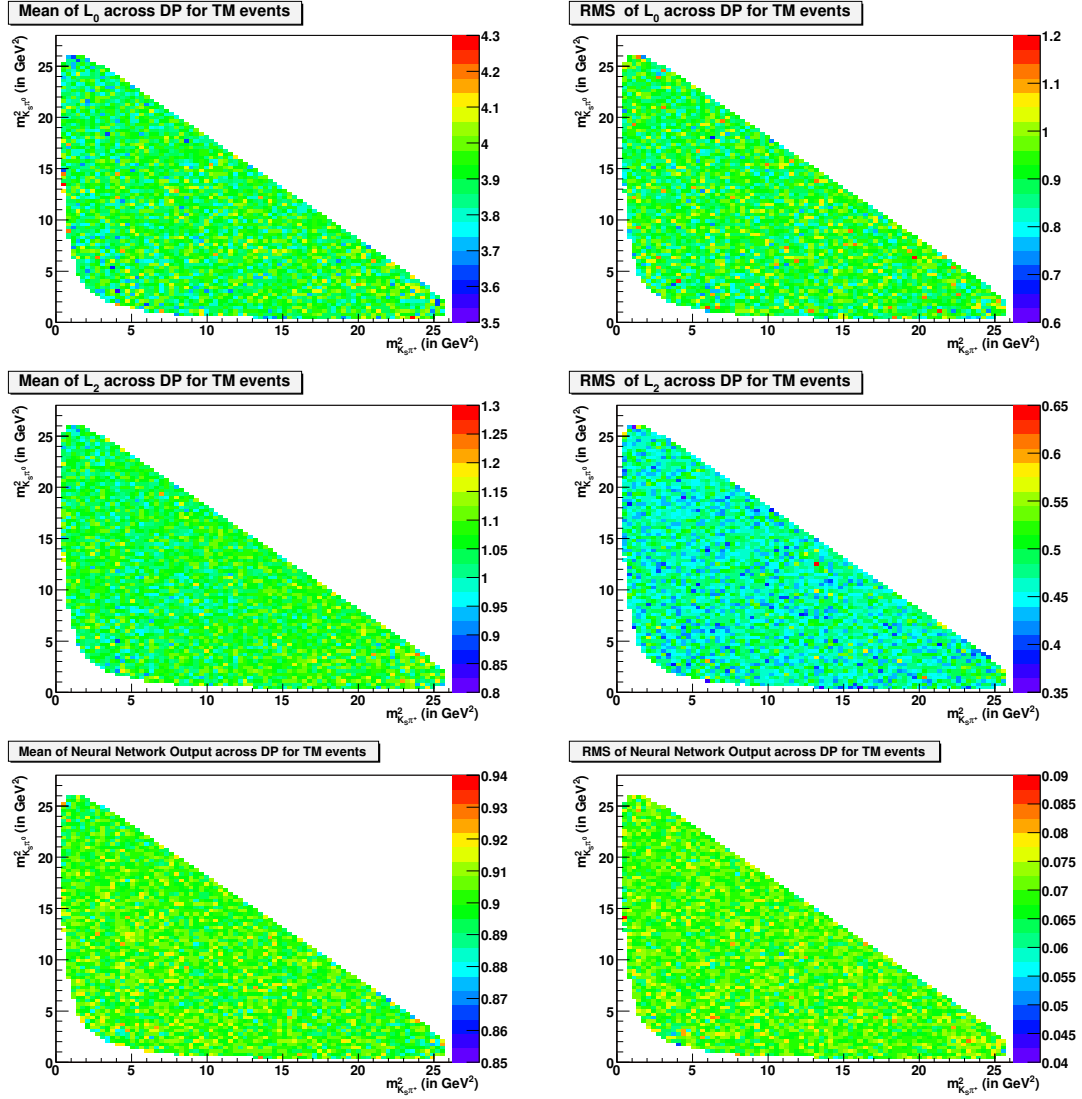


Figure 9.2: *Corrélations des variables de forme avec le plan de Dalitz : de haut en bas,  $L_0$ ,  $L_2$  et NN pour les événements TM.*

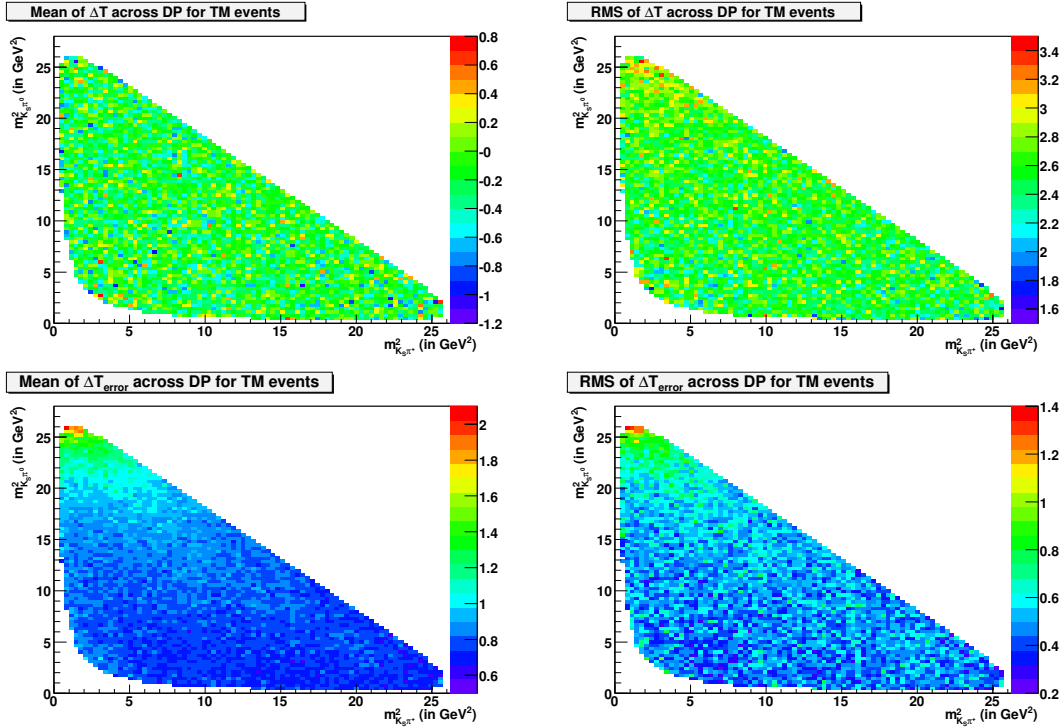


Figure 9.3: *Corrélations des variables temporelles avec le plan de Dalitz :  $\Delta t$  (en haut) et erreur sur  $\Delta t$  (en bas) pour les événements de TM.*

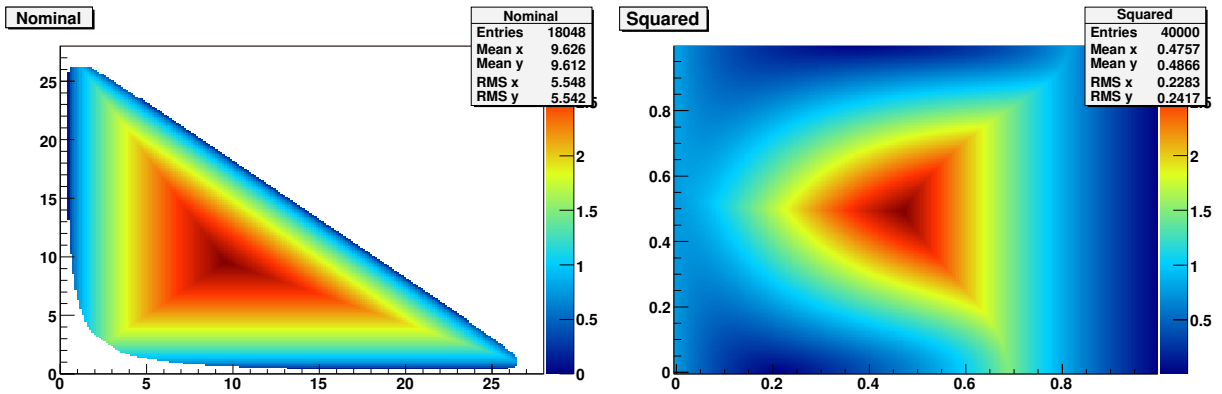


Figure 9.4: *Cartes de  $\Delta_{\text{Dalitz}}$  pour les événements du continuum.*

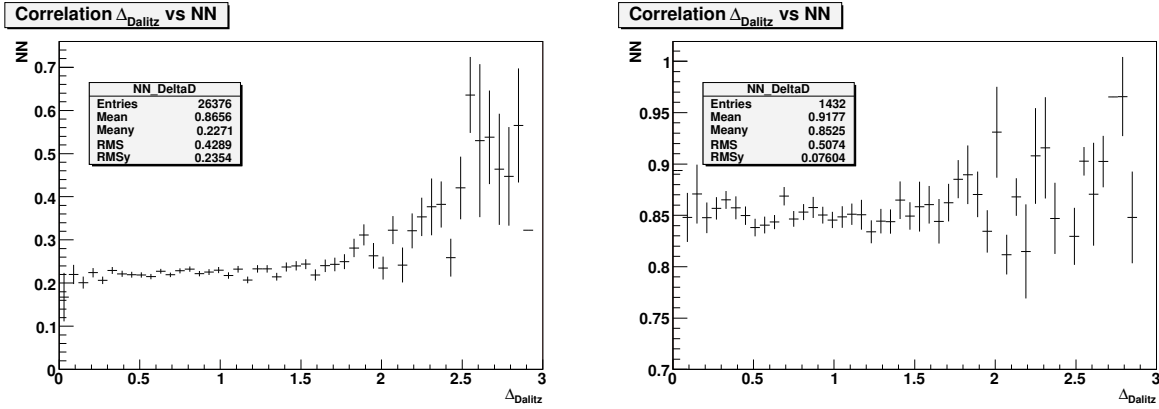


Figure 9.5: Profils de NN versus  $\Delta_{Dalitz}$  plots pour les événements offpeak. Le graphique de gauche montre les corrélations entre NN et  $\Delta_{Dalitz}$  lorsque aucune coupure n'est appliquée sur  $\Delta E$  et sur  $m_{ES}$  ; pour celui de droite, en revanche, les coupures nominales sur ces deux variables sont appliquées.

considérer sa fonction de vraisemblance. Le sens du mot vraisemblance est clair : cette fonction est maximale lorsque chaque observable réalise sa valeur la plus probable dans l'espace des mesures à 5 dimensions. La méthode de l'ajustement consiste à déterminer les valeurs des paramètres libres des *PDF* d'événement qui rendent maximale la fonction de vraisemblance.

La fonction de vraisemblance de l'événement  $i$  s'écrit :

$$\mathcal{L}_i = \mathcal{L}_{sig,i} + \mathcal{L}_{q\bar{q},i} + \sum_c \mathcal{L}_{Bbg,c,i}, \quad (9.3)$$

où la somme s'effectue sur toutes les classes de bruit de fond  $B$  listées dans les tables 7.1 et 7.1.

Toutes les fonctions de vraisemblance de bruit de fond ont la même expression :

$$\mathcal{L}_{back,i} = N_{back} \frac{1}{2} (1 - q_i^\pi A_{back}) \mathcal{P}_{back,i}, \quad (9.4)$$

où  $q_i^\pi$  est la charge du pion chargé de l'événement  $i$  et  $A_{back}$  est l'asymétrie de charge.

Nous considérons séparément les désintégrations des mésons  $B^+$  et  $B^-$  pour construire la fonction de vraisemblance du signal :

$$N_{sig} = N_{sig}^+ + N_{sig}^- \quad (9.5)$$

$$\mathcal{L}_{sig,i} = \mathcal{L}_{sig,i}^+ + \mathcal{L}_{sig,i}^- \quad (9.6)$$

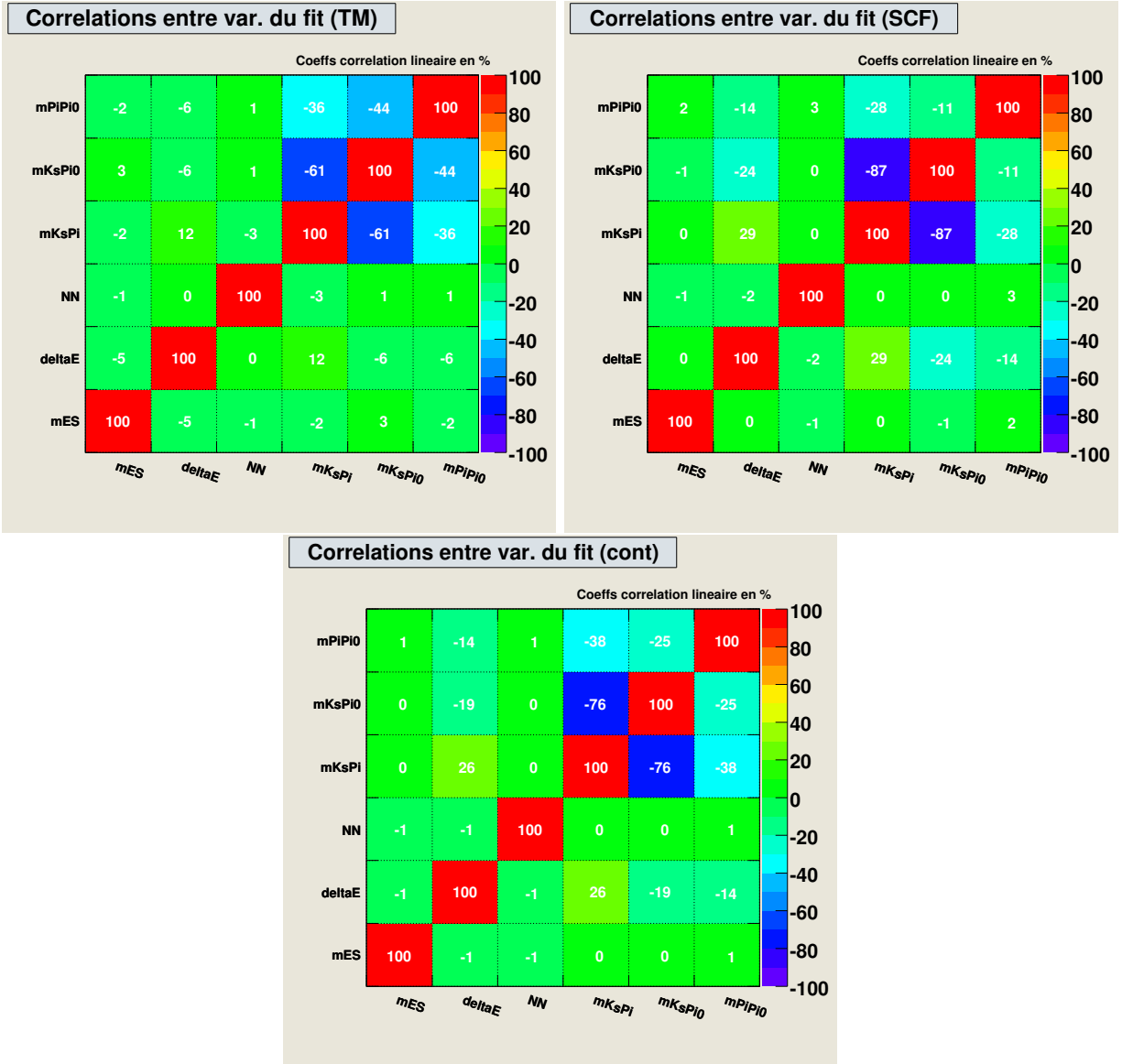


Figure 9.6: Matrices de corrélation entre les variables de l'ajustement. En haut : les événements de signal, TM (à gauche) et SCF (à droite). En bas : les événements de continuum.

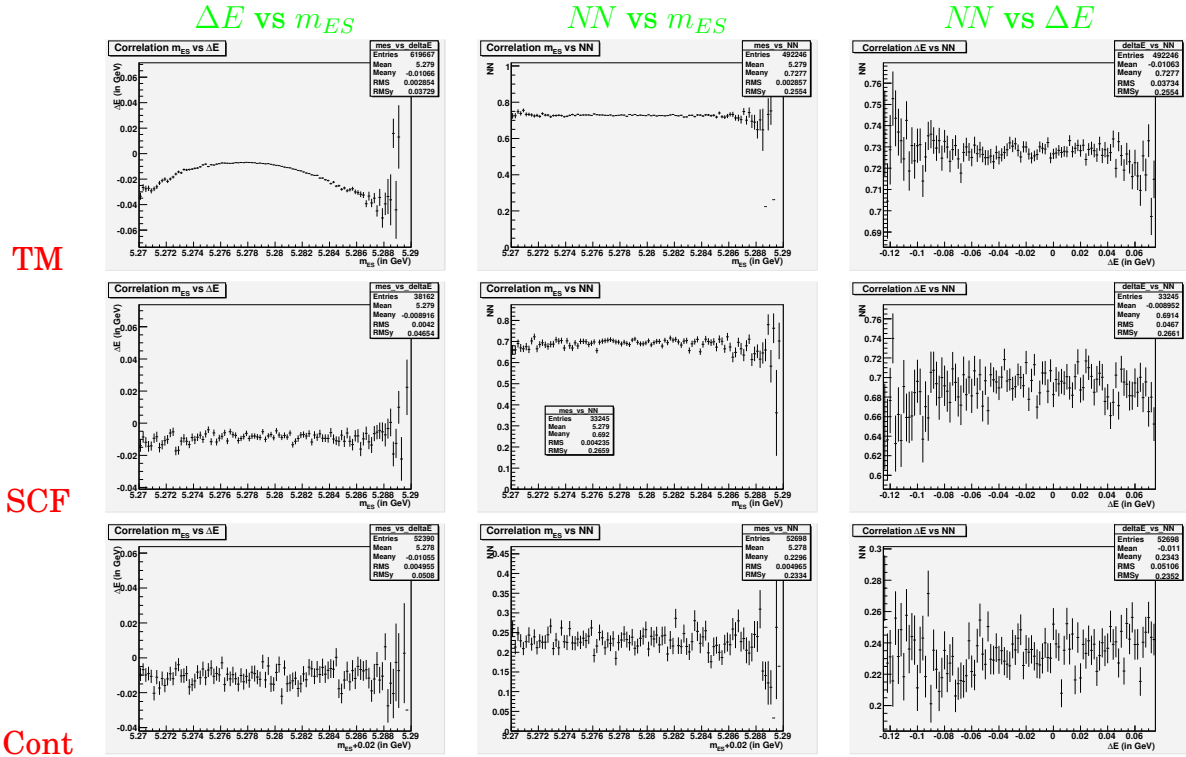


Figure 9.7: Profils des distributions de  $\Delta E$  vs  $m_{ES}$  (gauche),  $NN$  vs  $m_{ES}$  (milieu) et  $NN$  vs  $\Delta E$  (droite). La première ligne montre les corrélations pour les événements TM, la seconde pour les événements SCF et la dernière pour ceux du continuum

Chaque élément contient 2 termes, l'un représente les événements (TM) et l'autre, les événements (SCF).

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{sig,i}^+ &= \mathcal{L}_{TM,i}^+ + \mathcal{L}_{SCF,i}^+ \\ &= N_{sig}^+ [ (1 - \bar{f}_{SCF}) \mathcal{P}_{TM,i}^+ \\ &\quad + \bar{f}_{SCF} \mathcal{P}_{SCF,i}^+ ],\end{aligned}\tag{9.7}$$

et de même pour  $\mathcal{L}_{sig,i}^-$ . Nous discutons plus bas comment évaluer  $\bar{f}_{SCF}$ , la fraction moyenne d'événements (SCF) sur le plan de Dalitz, supposée la même pour les  $B^+$  et les  $B^-$ .

Notons  $N_{esp}$  le nombre d'événements attendus pour l'espèce  $esp$ . L'ajustement maximise la fonction de vraisemblance étendue<sup>1</sup> :

$$\mathcal{L} \equiv e^{-N_{tot}} \prod_{i=1}^N \mathcal{L}_i,\tag{9.8}$$

où  $N$  événements est la taille du lot et  $N_{tot} \equiv N_{sig} + N_{q\bar{q}} + \sum_c N_{Bbg,c}$  est le nombre d'événements attendus.

Les *PDF* à 5 dimensions  $\mathcal{P}$  sont les produits des 4 *PDF* des observables  $v = \{m_{ES}', \Delta E', NN', (m', \theta')\}$ ,

$$\mathcal{P} = \prod_{k=1}^4 \mathcal{P}(v_k).\tag{9.9}$$

Les corrélations incontournables recensées au paragraphe 9.2 sont gérées en construisant des *PDF* conditionnelles. Les corrélations négligées donnent lieu à des incertitudes systématiques.

Nous passons maintenant à la description détaillée de la paramétrisation (les *PDF*). Un résumé se trouve à la fin du chapitre 9.8.

## 9.4 Paramétrisation des distributions de $m_{ES}$

### 9.4.1 Signal

La corrélation minimale de  $m_{ES}'$  avec  $m_{K_S\pi^0}$  est négligée car elle n'apparaît que dans le coin des  $\pi^0$  mous où la fraction de SCF est la plus élevée.

---

<sup>1</sup>Les facteurs qui se compensent  $1/N_{tot}$  dans les équations 9.4 et 9.5, et  $N_{tot}^N$  dans l'équation 9.8 qu'il faudrait faire intervenir pour correctement normaliser les fonctions de vraisemblance sont omis par souci de simplicité.



gris60 Variable	Valeur	Erreur	Erreur négative	Erreur positive
$\mu_1$	$5.27999e + 00$	$7.86768e - 05$	$-2.46926e - 05$	$2.47354e - 05$
$\mu_2$	$5.27702e + 00$	$4.40066e - 04$	$-1.42685e - 04$	$1.29455e - 04$
$\sigma_1$	$2.45255e - 03$	$3.31902e - 05$	$-1.09334e - 05$	$1.05919e - 05$
$\sigma_2$	$3.03183e - 03$	$6.74525e - 05$	$-3.72126e - 05$	$3.35083e - 05$
fraction	$7.32622e - 01$	$5.85066e - 02$	$-1.71802e - 02$	$1.70825e - 02$

Table 9.2: Paramètres de la PDF de  $m_{ES}$  pour les événements de TM : une double gaussienne ajustée sur la simulation de signal N.R..

**TM** La distribution de  $m_{ES}'$  est modélisée par une double Gaussienne. Les paramètres déterminés par ajustement sur un lot simulé de signal non-résonant (N.R.) sont présentés dans la table 9.2. Le résultat est illustré par la figure 9.8. Dans l'ajustement de Dalitz, la moyenne et l'écart-type de la grande gaussienne, assimilables respectivement à la masse et la largeur de  $B$ , sont laissés libres de varier, les autres fixés aux valeurs de la table 9.2.

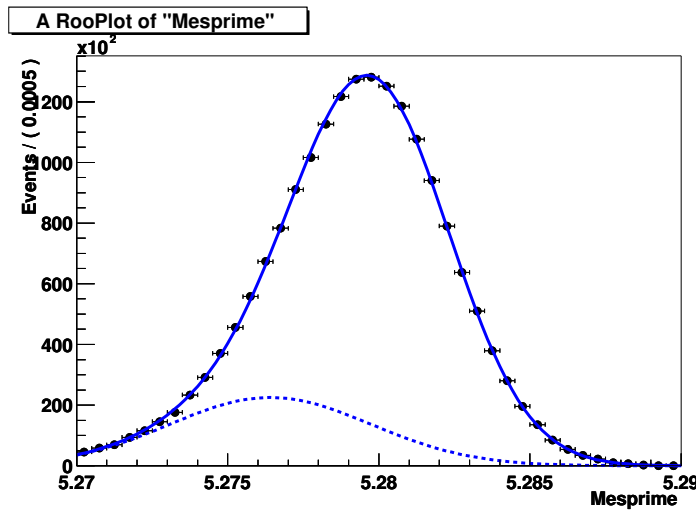


Figure 9.8: PDF superposée sur la distribution normalisée de  $m_{ES}'$  pour les événements de TM.

**SCF** Les événements SCF proviennent de sources variées comme nous l'avons vu au chapitre 6.7. Nous employons une méthode numérique pour construire la PDF à partir d'un histogramme lissé du Monte Carlo [77]. Nous avons choisi le lot des événements simulés selon la version *Denis* du signal nominal. Il est toutefois possible que

les interférences du signal réel entraînent une distribution complètement différente. Pour vérifier que notre choix arbitraire est acceptable, nous avons également produit une *PDF* en utilisant la simulation *N.R.*. Les *PDF* représentées graphiquement sur la figure 9.9 sont loin d'être identiques. La comparaison des résultats d'ajustements effectués avec l'une ou l'autre montre que la différence de forme n'a pas de conséquence.

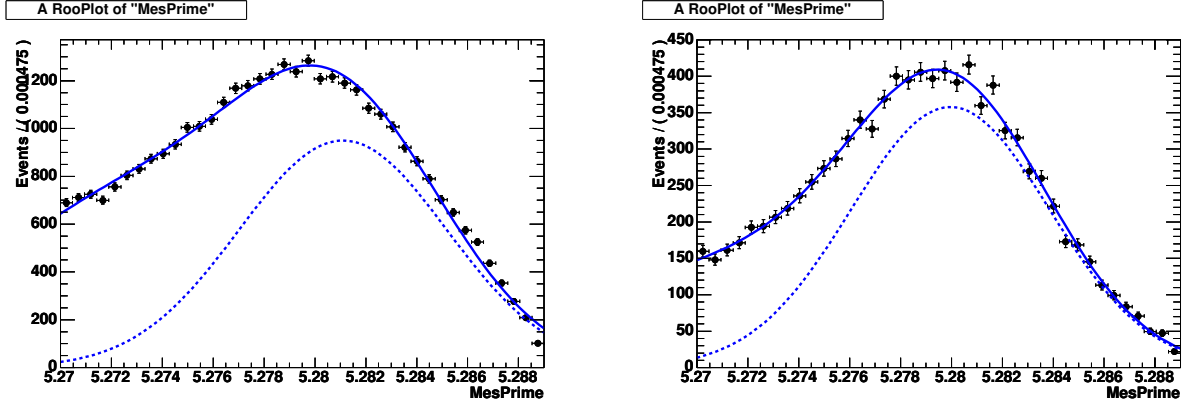


Figure 9.9: *PDF* de  $m_{ES}'$  pour les événements SCF des lots simulés Denis (SP 7037 à gauche) et *N.R.* (SP 1594 à droite).

## 9.4.2 Continuum

La distribution de  $m_{ES}'$  pour les événements de continuum est modélisée par une fonction *Argus* (équation 9.10) inventée par la collaboration éponyme [78]. Elle dépend de deux paramètres : la limite cinématique  $m_0$  et un paramètre de forme  $\xi$ . La transformation  $m_{ES} \rightarrow m_{ES}'$  (équation 6.13) illustrée sur la figure 9.10 a précisément été choisie afin de fixer  $m_0$  à l'énergie nominale des faisceaux dans CM,  $\frac{\sqrt{s_0}}{2}$ .  $m_{ES}'$  est aussi directement utilisable pour les événements *offpeak* enregistrés 20 MeV au-dessous de la résonance  $\Upsilon(4S)$ .  $\xi$  est un paramètre libre de l'ajustement de Dalitz. La distribution normalisée de  $m_{ES}'$  sur les données *offpeak* sélectionnées en relâchant la coupure ( $m_{ES}' < 5.23$  GeV/ $c^2$ ) est présentée sur la figure 9.11 avec la *PDF* ajustée superposée.

$$\text{Argus}(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x > m_0 \\ m\sqrt{1 - \left(\frac{m}{m_0}\right)^2} \times \exp\left[\xi\left(1 - \left(\frac{m}{m_0}\right)^2\right)\right] & \text{sinon.} \end{cases} \quad (9.10)$$

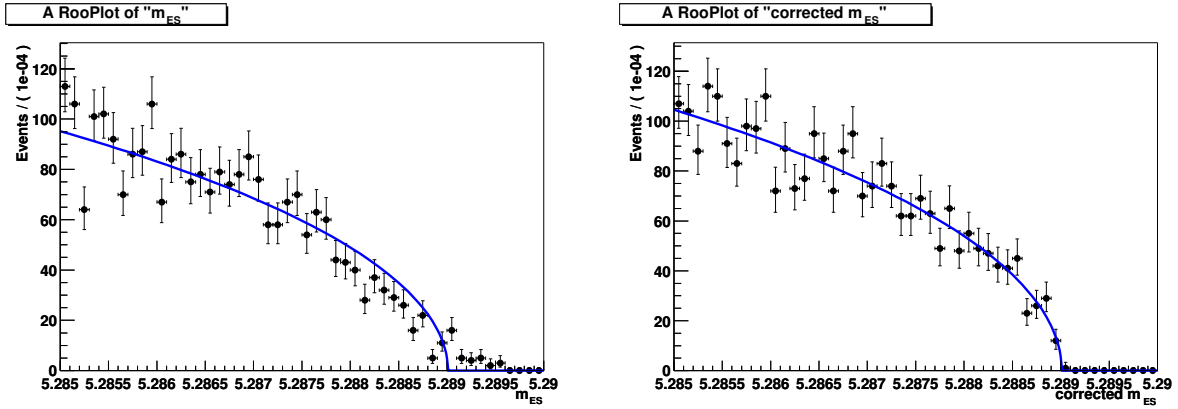


Figure 9.10: Zoom sur la région de la limite cinématique de  $m_{ES}$  pour les événements de continuum (données offpeak translattées de 20 MeV/c<sup>2</sup>). Sur la distribution de  $m_{ES}$  (à gauche), les fluctuations de l'énergie des faisceaux apportent un flou sur la limite cinématique qui rend impossible l'ajustement d'une fonction Argus avec une valeur fixe du paramètre  $m_0$ . La nouvelle variable  $m_{ES}'$ , est par construction insensible à ces fluctuations, comme sa distribution (à droite) en fait foi.

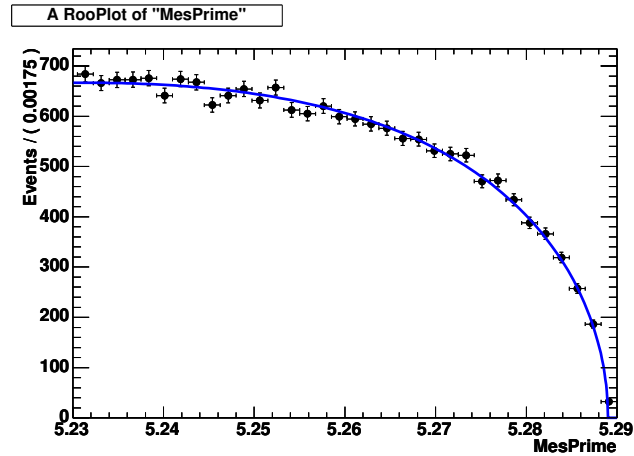


Figure 9.11: PDF superposée sur la distribution normalisée de  $m_{ES}'$  pour les événements offpeak.

### 9.4.3 Bruit de fond $B$

Les distributions de  $m_{ES'}$  pour les classes BB1 à BB5 de bruit de fond  $B$  définies au chapitre 7 normalisées sont présentées à gauche sur la figure 9.12.

!!! expliquer comment on les utilise (eventuels lissages) !!!!

## 9.5 Paramétrisation des distributions de $\Delta E$

### 9.5.1 Signal

**TM** La transformation  $\Delta E \rightarrow \Delta E'$  (équation 6.7) n'élimine pas les corrélations avec les variables de Dalitz décrites au paragraphe 9.2.1. Nous les prenons en compte en construisant une *PDF* comme une double gaussienne dont les paramètres varient à travers le plan de Dalitz.

Nous procédons en deux étapes. D'abord un ajustement par une double Gaussienne de la distribution de  $\Delta E'$  est effectué pour 12 tranches de  $m_{K_S^0\pi^+}^2$  (figure 9.13). Puis, un ajustement linéaire de la dépendance en  $m_{K_S^0\pi^+}^2$  est mis en œuvre. Les résultats, présentés sur la figure 9.14, montrent un déplacement significatif de la moyenne de la Gaussienne large vers les valeurs négatives lorsque  $m_{K_S^0\pi^+}^2$  augmente et une légère augmentation de l'écart-type de la Gaussienne étroite.

La *PDF* finale, double Gaussienne à géométrie variable dans le plan de Dalitz est caractérisée par les paramètres tabulés pour le Monte Carlo *N.R.* dans la table 9.3. Dans l'ajustement de Dalitz seule la moyenne globale de la Gaussienne étroite est libre de varier, la géométrie variable est supposée conforme à celle de la simulation.

9.5. PARAMÉTRISATION DES DISTRIBUTIONS DE  $\Delta E$

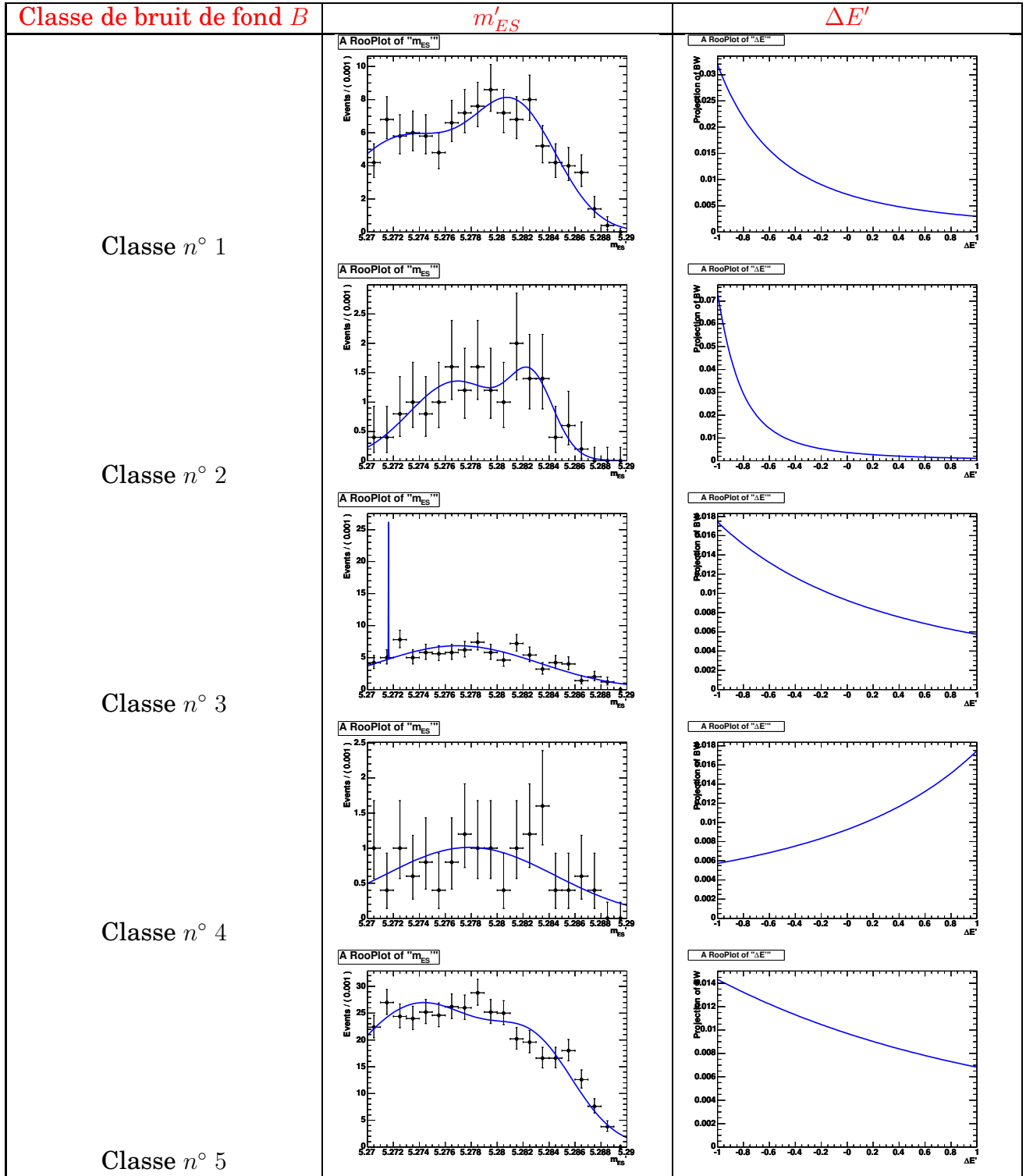


Figure 9.12: PDF des variables  $m_{ES}'$  et  $\Delta E'$  pour les bruit de fond  $B$ .

fraction	4.46467e-01 +/- 1.47462e-02	–
$\mu_1$	2.99854e-01 +/- 3.19403e-03	-2.12320e-02 +/- 2.11195e-04
$\mu_2$	-2.41805e-01 +/- 2.20103e-02	4.42868e-03 +/- 1.66503e-03
$\sigma_1$	3.31054e-01 +/- 2.59087e-03	–
$\sigma_2$	5.08900e-01 +/- 9.43779e-03	3.99433e-03 +/- 9.08288e-04

Table 9.3: Paramètres de la PDF de  $\Delta E'$  pour les événements de TM après prise en compte de la dépendance en  $m_{K_S^0}^2$ . Les paramètres ont été mesurés sur le NR..

**SCF** La méthode employée est calquée sur celle utilisée ci-dessus pour obtenir la PDF de  $m_{ES'}$ , à partir du lot des événements simulés selon la version *Denis* du signal nominal. Les PDF obtenues par lissage d'histogrammes sont présentées sur la figure 9.15.

## 9.5.2 Continuum

Nous avons recours à un polynôme du second degré pour modéliser la distribution de  $\Delta E'$  pour les événements du continuum. Les paramètres ajustés sur les données *off-peak* (figure 9.16) sélectionnées avec une coupure lâche sur  $m_{ES'}$  ( $m_{ES'} > 5.23 \text{ GeV}/c^2$ ) sont utilisés comme point de départ dans l'ajustement de Dalitz.

## 9.5.3 Bruit de fond B

Les distributions de  $\Delta E'$  pour les classes BB1 à BB5 de bruit de fond B définies au chapitre 7 normalisées sont présentées à droite sur la figure 9.12.

!!! expliquer comment on les utilise (eventuels lissages) !!!!

La distribution est décalée vers la droite lorsqu'une particule étrangère aux produits de désintégration du  $B_1$  participe à la combinaison du candidat reconstruit. Par contre, quand le candidat est reconstruit en n'utilisant seulement qu'une partie des filles du  $B_1$ , une partie de l'énergie n'est pas prise en compte et la distribution pique à une valeur négative.

## 9.6 Paramétrisation des distributions de NN

### 9.6.1 Signal

Les événements de signal (qu'ils soient TM ou SCF) ne présentent de corrélation des variables de forme ni avec le plan de Dalitz ni avec les autres observables. Une PDF unique peut donc être utilisée pour modéliser les distributions de NN'.

## 9.6. PARAMÉTRISATION DES DISTRIBUTIONS DE $\Delta E'$

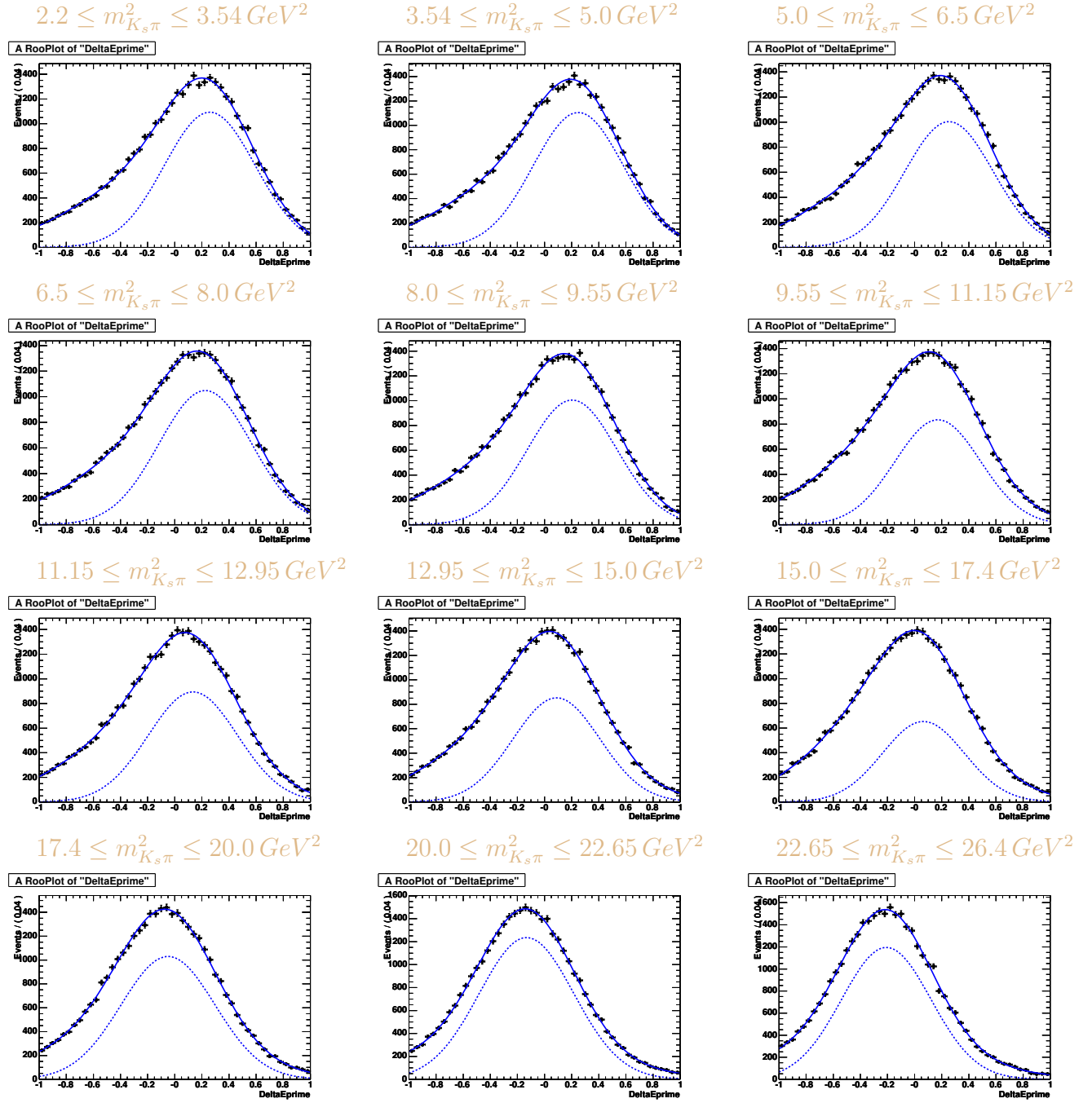


Figure 9.13: PDF de  $\Delta E'$  pour les événements de  $TM$  ajustées pour 12 tranches de  $m_{K_S\pi^0}^2$ .

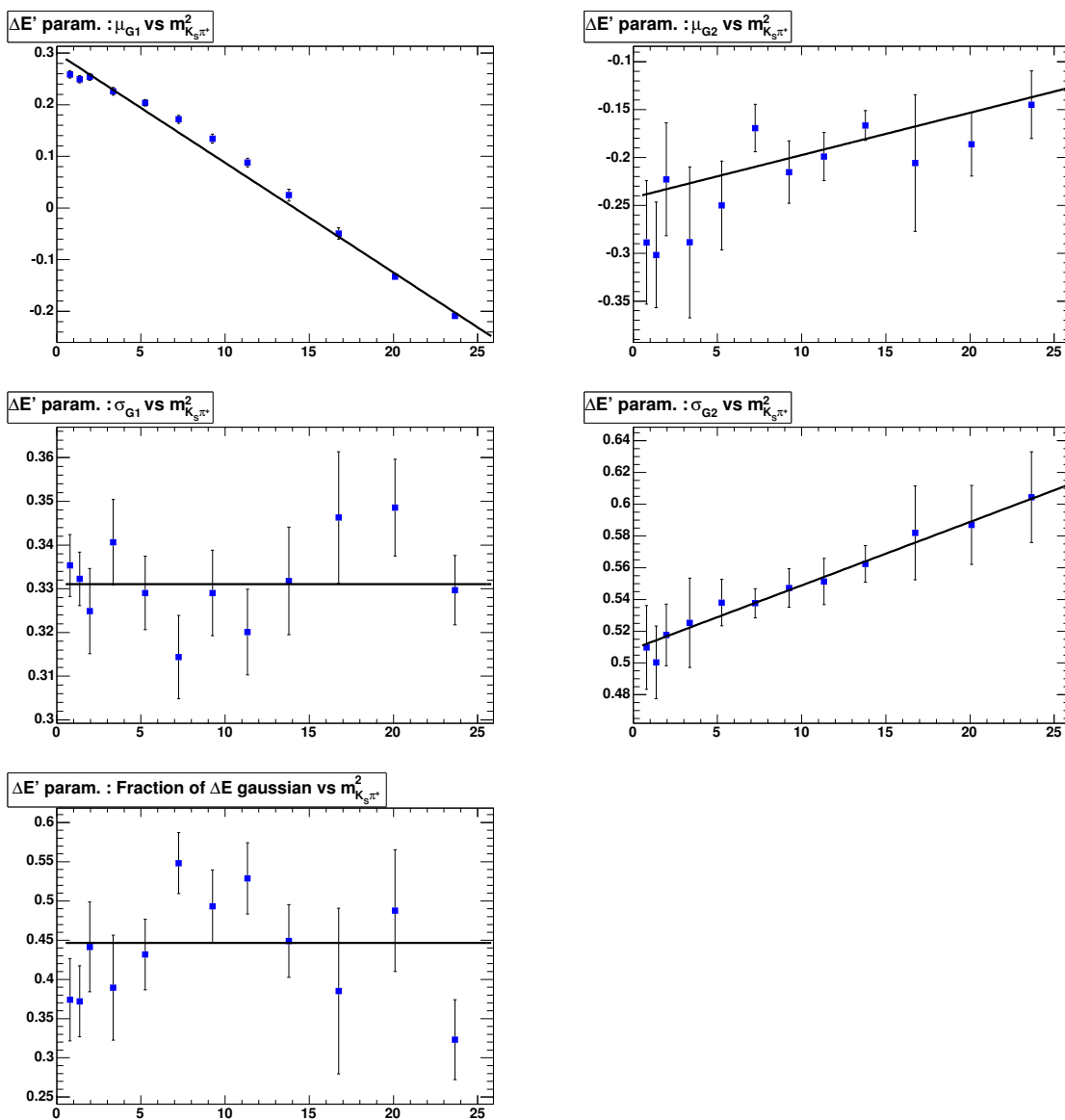


Figure 9.14: *Dépendance en  $m_{K_S^0 \pi^0}^2$  des paramètres de la double Gaussienne utilisée comme PDF de  $\Delta E'$ . Une approximation linéaire (surtout pour la moyenne de la Gaussienne large) suffit pour la modéliser.*



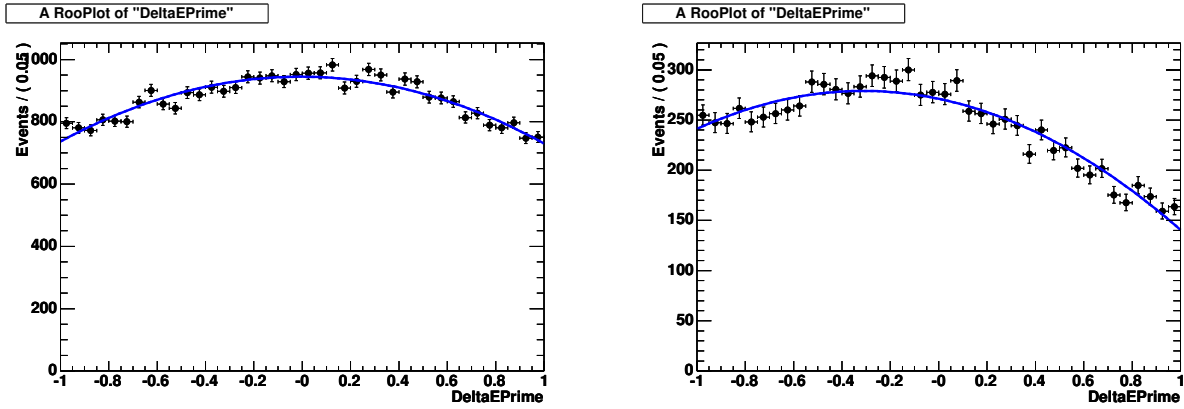


Figure 9.15: *PDF* de  $\Delta E'$  pour les événements de SCF des lots simulés Denis (SP 7037 à gauche) et N.R. (SP 1594 à droite).

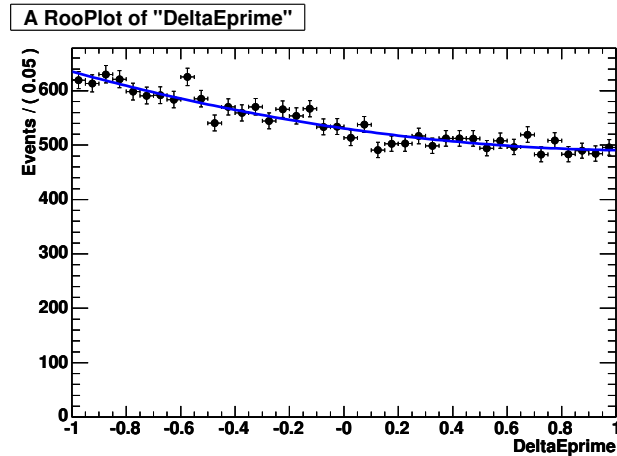


Figure 9.16: *PDF* superposée sur la distribution normalisée de  $\Delta E'$  pour les événements offpeak.

La fonction `Prendki` a été inventée pour ce faire :

$$\text{Prendki}(x) = \begin{cases} C_1 \times \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x-\mu_1)^2}{\sigma_1^2}\right) & \text{si } x > \text{cut} \\ C_2 \times \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x-\mu_2)^2}{\sigma_2^2}\right) \times \frac{1}{(x-\mu_3)^2 + \frac{1}{4}\sigma_3^2} & \text{sinon.} \end{cases} \quad (9.11)$$

En imposant la normalisation (nécessaire pour une *PDF*) ainsi que la continuité et la dérivabilité en  $x = \text{cut}$ , nous obtenons trois relations :

$$\mu_1 = \text{cut} - \sigma_1^2 \times \left[ 2 \frac{\text{cut} - \mu_3}{(\text{cut} - \mu_3)^2 + \frac{1}{4}\sigma_3^2} + \frac{\text{cut} - \mu_2}{\sigma_2^2} \right] \quad (9.12)$$

$$C_1 = 1 \quad (9.13)$$

$$C_2 = \exp\left(-\frac{1}{2} \times \left( \frac{(\text{cut} - \mu_1)^2}{\sigma_1^2} - \frac{(\text{cut} - \mu_2)^2}{\sigma_2^2} \right)\right) \times \left( (\text{cut} - \mu_3)^2 + \frac{1}{4}\sigma_3^2 \right) \quad (9.14)$$

qui permettent d'éliminer  $\mu_1$ ,  $C_1$  et  $C_2$  de sorte que la fonction `Prendki` dépend de 6 paramètres. Cette fonction est utilisable avec des paramètres différents pour les événements `TM` et `SCF`. L'ensemble des lots simulés de signal est utilisé pour les ajustements qui les déterminent.

**TM** Les paramètres sont listés dans la table 9.4. Le résultat est illustré par la figure 9.17. Tous les paramètres sont fixés ici.

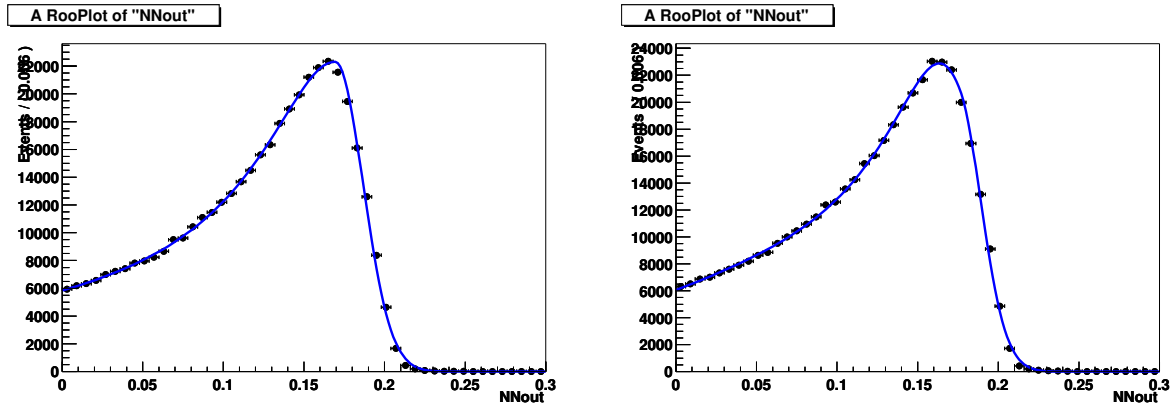


Figure 9.17: *PDF* superposée sur la distribution normalisée de  $NN'$  pour les événements de `TM`. A gauche : simulation du signal *N.R.*. A droite : simulation du signal *Denis*.

**SCF** Les paramètres sont listés dans la table 9.5. Le résultat est illustré par la figure 9.18. Ils sont tous fixés dans l'ajustement final.

gris60 Paramètres	SP-1594	SP-7037
coupure	1.70e-01 +/- 3.16e-04	1.77e-01 +/- 3.32e-04
$\mu_2$	-1.58e-01 +/- 8.63e-03	-4.12e-02 +/- 3.26e-03
$\mu_3$	1.82e-01 +/- 9.05e-04	1.78e-01 +/- 3.21e-04
$\sigma_1$	1.72e-02 +/- 8.78e-05	1.59e-02 +/- 9.69e-05
$\sigma_2$	1.89e-01 +/- 3.80e-03	1.13e-01 +/- 1.75e-03
$\sigma_3$	1.06e-01 +/- 1.92e-03	8.03e-02 +/- 1.02e-03

Table 9.4: Paramètres de la PDF de  $NN'$  pour le signal *TM*.

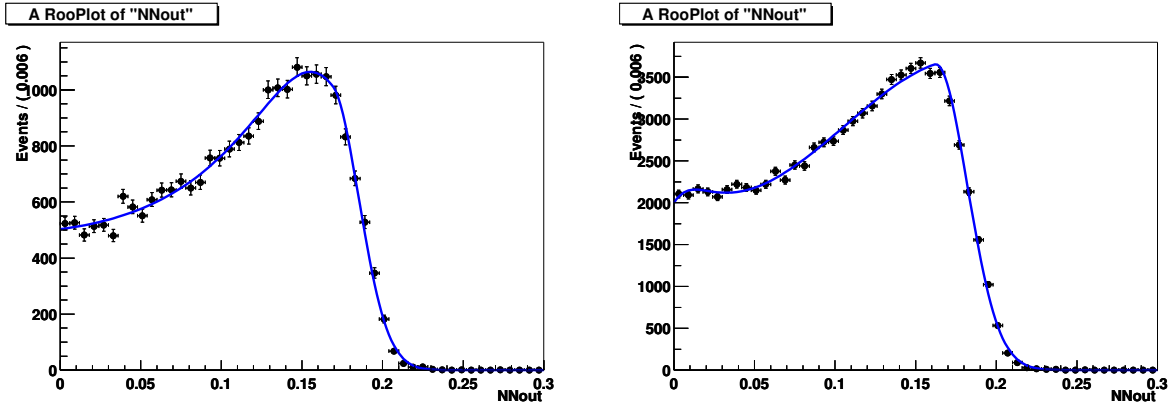


Figure 9.18: PDF superposée sur la distribution normalisée de  $NN'$  pour les événements de SCF. A gauche : simulation du signal *N.R.*. A droite : simulation du signal *Denis*.

gris60 Paramètres	SP-1594	SP-7037
coupure	1.70e-01 +/- 2.25e-05	1.62e-01 +/- 4.57e-04
$\mu_2$	-1.16e+00 +/- 3.51e-03	2.45e-01 +/- 7.29e-03
$\mu_3$	1.74e-01 +/- 4.24e-05	-9.76e-03 +/- 2.53e-03
$\sigma_1$	1.81e-02 +/- 1.04e-05	1.95e-02 +/- 2.03e-04
$\sigma_2$	3.61e-01 +/- 5.04e-04	7.96e-02 +/- 2.76e-03
$\sigma_3$	1.15e-01 +/- 1.24e-03	5.39e-02 +/- 2.58e-03

Table 9.5: Paramètres de la PDF de  $NN'$  pour le signal *SCF*.

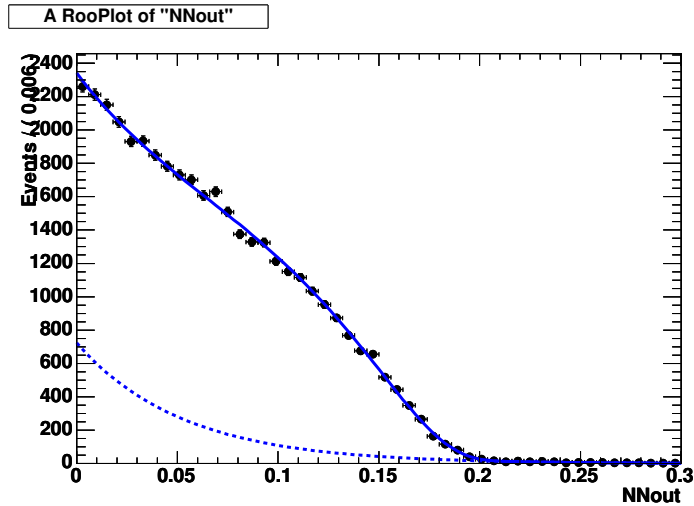


Figure 9.19: *PDF superposée sur la distribution normalisée de  $NN'$  pour le continuum, intégrée sur le plan de Dalitz. Les pointillés montrent la composante exponentielle de la PDF.*

## 9.6.2 Continuum

La *PDF* à construire doit rendre compte de la corrélation entre  $NN'$  et le plan de Dalitz décrite au paragraphe 9.2.1. Pour avoir une statistique suffisante, nous utilisons la simulation des événements  $q\bar{q}$ , puis nous vérifions que la *PDF* obtenue rend compte des données *offpeak*.

Nous choisissons de modéliser la distribution de  $NN'$  par une fonction *RGE* superposant une exponentielle décroissante et une Gaussienne à largeur glissante :

$$\mathcal{RG} = \exp\left(-0.5 \times \left(\frac{x - \text{mean}}{\text{sigma} + \text{runner} \times (\text{mean} - x)}\right)^2\right) \quad (9.15)$$

La distribution normalisée, intégrée sur tout le plan de Dalitz est présentée avec la *PDF* ajustée superposée, sur la figure 9.19.

Pour modéliser la dépendance de  $NN'$  avec le plan de Dalitz, nous appliquons une méthode analogue à celle employée pour  $\Delta E'$  dans le cas du signal. Nous utilisons le lot simulé d'événements  $q\bar{q}$ , sélectionné en relâchant la coupure sur le réseau de neurones ( $NN > 0.2$ ), pour avoir assez de statistique. Dans une première étape, nous ajustons une fonction *RGE* à la distribution de  $NN'$  dans chacune des 12 tranches de  $\Delta_{\text{Dalitz}}$  de largeur 0.2 unités de  $\Delta_{\text{Dalitz}}$  couvrant le domaine large de 2,4 unités qui contient tous les événements. Les résultats présentés sur la figure 9.20 montrent que la distribution change de façon manifeste. Cependant la fonction *RGE* reproduit la forme de la distribution dans chacune des tranches. La seconde étape consiste à

ajuster de façon linéaire la dépendance en  $\Delta_{\text{Dalitz}}$  des paramètres de la fonction  $RGE$  (figure 9.21). Les résultats des ajustements de la deuxième étape permettent de coder une fonction  $RGE$  à géométrie variable qui rend compte de la corrélation observée.

gris60 Variables	Datacard	Paramètres	Attendu - Fitté
$\mu_{RG}$	$-3.57633e-01 \pm 3.82970e-03$	$-3.92156e-01 \pm 1.79736e-02$	0.0345
$\sigma_{RG}$	$1.83268e+00 \pm 1.39131e-02$	$1.82827e+00 \pm 5.93439e-02$	0.00441
$runner$	$2.97554e+00 \pm 3.12252e-02$	$2.76712e+00 \pm 1.30867e-01$	0.20842
$c$	$-1.91621e+01 \pm 3.31461e-01$	$-1.72341e+01 \pm 1.22392e+00$	-1.928
$frac$	$1.59341e-01 \pm 6.75942e-03$	$1.83078e-01 \pm 3.23086e-02$	-0.023737

Table 9.6: Paramètres de la PDF de  $NN'$  pour le continuum : comparaison entre ceux obtenus à partir du Monte Carlo, et ceux obtenus à partir des données *offpeak*.

L'accord entre données *offpeak* et la simulation  $q\bar{q}$  est montré sur la figure 9.23.

gris60 Variables	Datacard	Paramètres	Attendu - Fitté
$\mu_{RG}$	$-4.48634e-01 \pm 1.46360e-02$	$-4.83134e-01 \pm 0.011$	0.0345
Pente de $\mu_{RG}$	$7.55568e-02 \pm 1.88175e-02$	$0.133 \pm 0.0102$	
$\sigma_{RG}$	$1.92635e+00 \pm 3.36638e-02$	$1.92194e+00 \pm 1.787$	0.00441
Pente de $\sigma_{RG}$	$3.66510e-02 \pm 3.50392e-02$	$0.0491 \pm 0.00012$	
$runner$	$2.61119e+00 \pm 9.79496e-02$	$2.40277e+00 \pm$	0.20842
Pente de $runner$	$4.80144e-01 \pm 1.35805e-01$		
$c$	$-2.21183e+01 \pm 8.84518e-01$	$-2.01903e+01 \pm 0.457$	-1.928
Pente de $c$	$3.54743e+00 \pm 9.82809e-01$	$-0.0418 \pm 0.000003$	
$frac$	$2.26525e-01 \pm 1.64747e-02$	$2.50262e-01 \pm 0.457$	-0.023737
Pente de $frac$	$-8.73847e-02 \pm 1.29331e-02$	$-0.0418 \pm 0.000003$	

Table 9.7: Paramètres de la PDF de  $NN'$  pour le continuum : comparaison entre ceux obtenus à partir du Monte Carlo, et ceux obtenus à partir des données *offpeak*.

### 9.6.3 Bruit de fond $B$

Les distributions de  $NN'$  des classes BB1 à BB4 sont les mêmes que celle du signal ce qui nous autorise à utiliser la même PDF. La combinatoire de la classe BB5 rend la forme des événements qui la constitue plus proche de celle des événements du continuum. Une PDF de  $NN'$  spécifique, décalée vers la gauche, est construite pour la classe BB5 (figure 9.24).

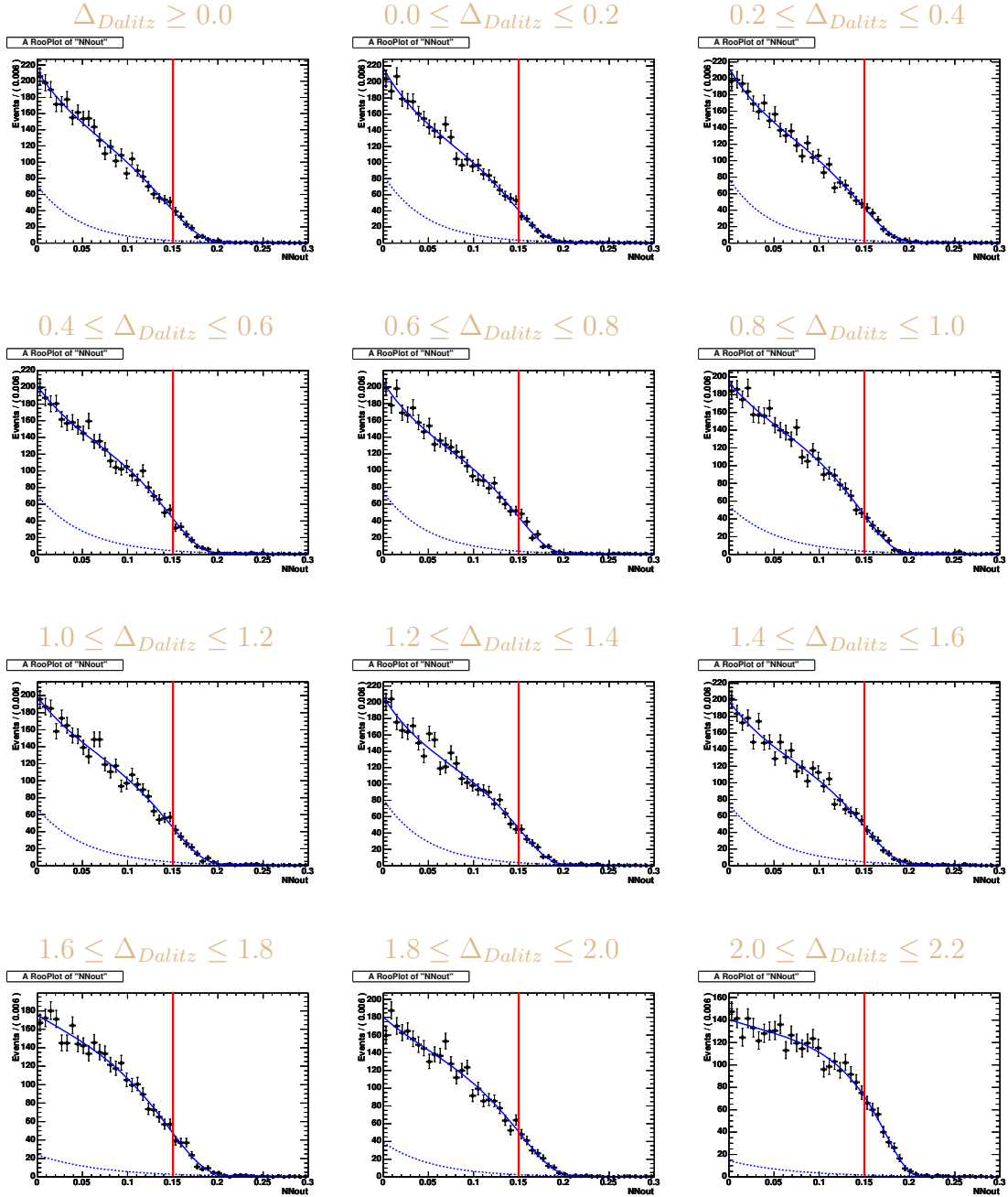


Figure 9.20: *PDF de  $NN'$  pour le continuum. Distributions de  $NN'$  par tranches de  $\Delta_{Dalitz}$  de largeur 0,2 unités. Une barre verticale placée à l'abscisse  $\Delta_{Dalitz} = 0.0$  aide à visualiser le changement de forme de la distribution en fonction de  $\Delta_{Dalitz}$ .*

## 9.6. PARAMÉTRISATION DES DISTRIBUTIONS DE $NN'$

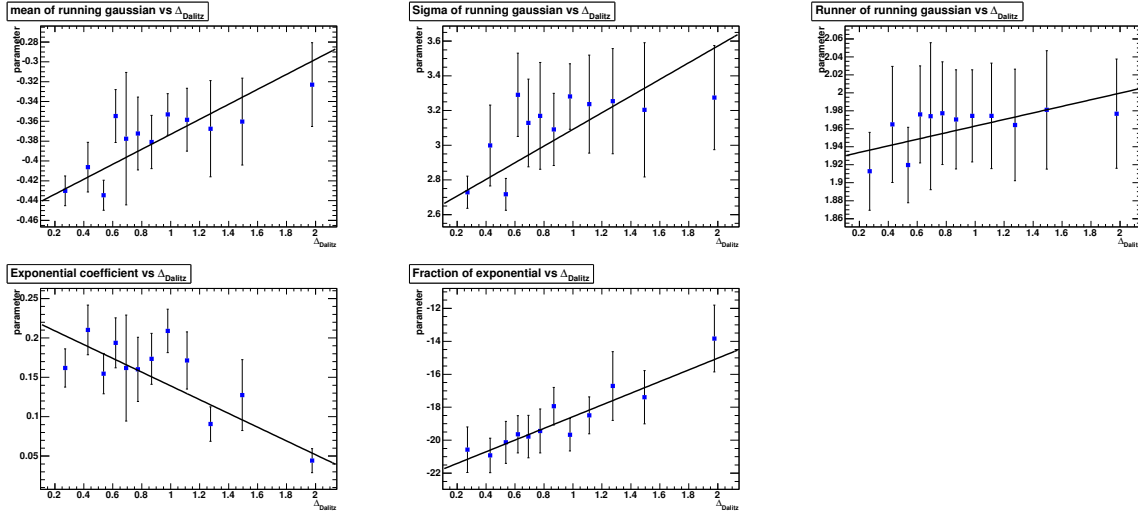


Figure 9.21: Ajustements linéaires de la dépendance en  $\Delta_{\text{Dalitz}}$  des paramètres des fonctions RGE déterminées sur les tranches de la figure 9.20.

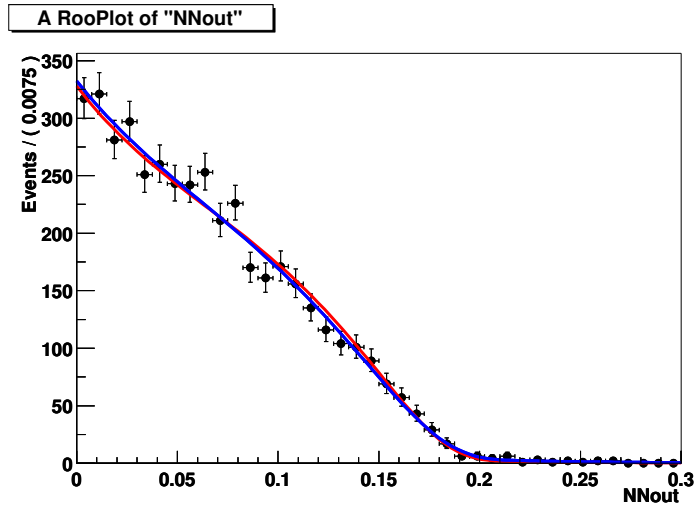


Figure 9.22: Distributions de  $NN'$  pour les données offpeak et le MC  $q\bar{q}$  avec coupures larges sur  $m_{\text{ES}}'$  et  $\Delta E'$ . Cette figure montre un léger désaccord entre la courbe rouge, qui est la PDF intégrée sur le plan de Dalitz construite à partir du Monte Carlo, et les données offpeak représentée par les points noirs, ainsi que l'ajustement sur ces données (courbe bleue).

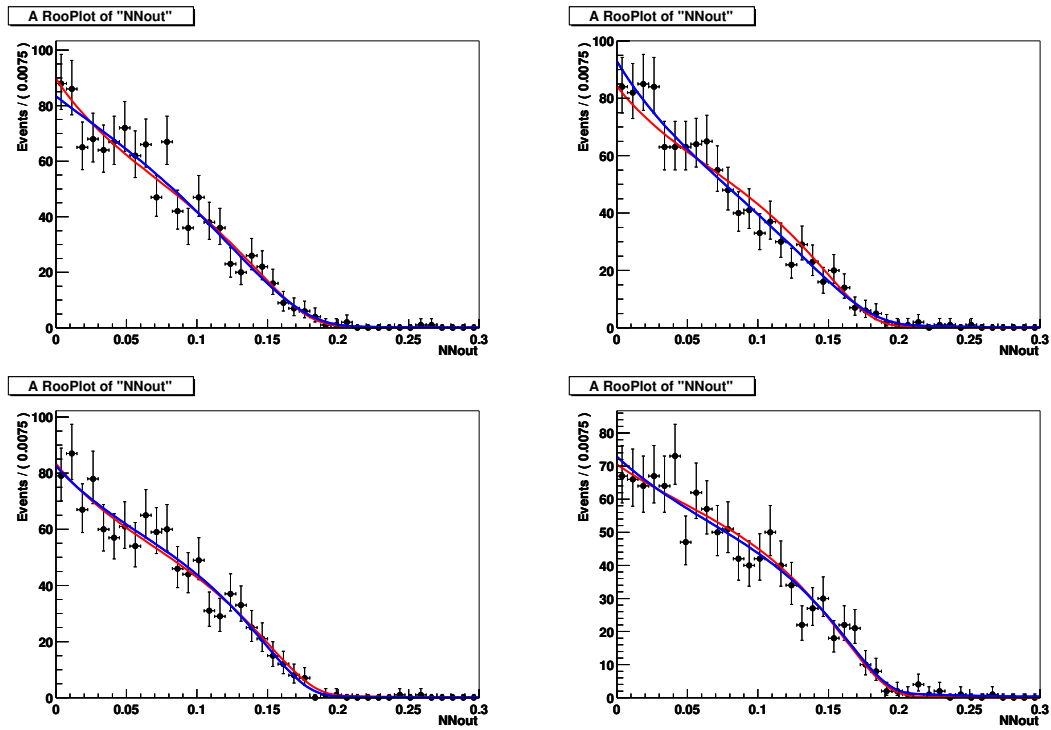


Figure 9.23: *Qualité des PDF de  $NN'$  pour le continuum.*

Figure 9.24: *PDF de  $NN'$  pour la classe BB5 de bruit de fond B.*



## 9.7 Paramétrisation des distributions de Dalitz

Les diagrammes de Dalitz des mésons  $B^+$  et  $B^-$  sont indépendants. Ils pourraient donc être ajustés séparément. Cependant, puisque les bruits de fond sont essentiellement invariants par  $CP$ , il est avantageux de traiter les deux états de charge simultanément. Il suffit toutefois d'écrire les  $PDF$  pour les  $B^+$ . Celles du  $B^-$  s'en déduisent aisément. Pour le signal, le passage consiste à échanger  $\mathcal{A}(x, y)$  et  $\overline{\mathcal{A}}(x, y)$  définies au paragraphe 2.2.2 par les équations 2.14 et 2.15. Pour alléger l'écriture nous omettons dorénavant l'indice de l'état de charge que nous avons explicitement fait figurer dans les formules des fonctions de vraisemblance (équations 9.5 et 9.7).

### 9.7.1 Signal

Le modèle du signal a été décrit au paragraphe 2.2.2. Les paramètres libres sont les modules et les phases qui apparaissent dans les équations 2.14 et 2.15 pour tous les états intermédiaires du modèle nominal résumé dans la table 2.2. Rappelons que nous avons choisi comme phases origines les arguments des amplitudes des états finals  $K^{*\pm}(892)\pi^0$ . Ces paramètres sont donc fixés à zéro. Nous fixons également le module de l'amplitude isobare du canal  $B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\pi^0$ . Ainsi tous les modules des coefficients isobares lui sont référencés, le rapport d'embranchement étant déterminé par  $N_{sig}$  (voir l'équation 9.5). Le module de l'amplitude du canal conjugué  $B^- \rightarrow K^{*-}(892)\pi^0$  reste libre, par contre, de façon à mesurer l'asymétrie de  $CP$  dans cette désintégration quasi-2-corps.

La normalisation des  $PDF$  contribuant à celle de l'espèce signal,

$$\mathcal{P}_{TM,i} \propto \varepsilon_i(1 - f_{SCF,i})|\det \mathcal{J}_i||\mathcal{A}_i|^2, \quad (9.16)$$

$$\mathcal{P}_{SCF,i} \propto \varepsilon_i f_{SCF,i}[|\det \mathcal{J}||\mathcal{A}|^2 \otimes R_{SCF}]_i, \quad (9.17)$$

dépend du modèle. Elle doit donc être recalculée à chaque pas de l'ajustement !  $\mathcal{J}$  est la matrice du Jacobien (équation 2.26) de la transformation faisant passer au diagramme de Dalitz carré. Le symbole  $\otimes$  désigne le produit de convolution. La matrice  $R_{SCF}$  qui modélise la migration des événements SCF, est décrite dans un paragraphe dédié ci-dessous (voir l'équation 9.22).

Le calcul de la normalisation requiert l'évaluation des intégrales sur le plan de Dalitz suivantes :

$$\int_0^1 dm' \int_0^1 d\theta' \varepsilon(1 - f_{SCF})|\det \mathcal{J}|f_k f_l^*, \quad (9.18)$$

$$\int_0^1 dm' \int_0^1 d\theta' \varepsilon f_{SCF}|\det \mathcal{J}|f_k f_l^*, \quad (9.19)$$

et

$$\int_0^1 dm' \int_0^1 d\theta' \varepsilon |\det \mathcal{J}| f_k f_l^*, \quad (9.20)$$

où les notations de l'équation 2.14 sont utilisées. En pratique, elles sont calculées numériquement par une méthode de Monte Carlo à haute statistique, une fois pour toutes avant d'entamer une série d'ajustements de Dalitz reposant sur un modèle de signal donné.

Le poids :

$$\bar{f}_{SCF} = \frac{\int_0^1 dm' \int_0^1 d\theta' \varepsilon f_{SCF} |\det \mathcal{J}| |\mathcal{A}|^2}{\int_0^1 dm' \int_0^1 d\theta' \varepsilon |\det \mathcal{J}| |\mathcal{A}|^2} \quad (9.21)$$

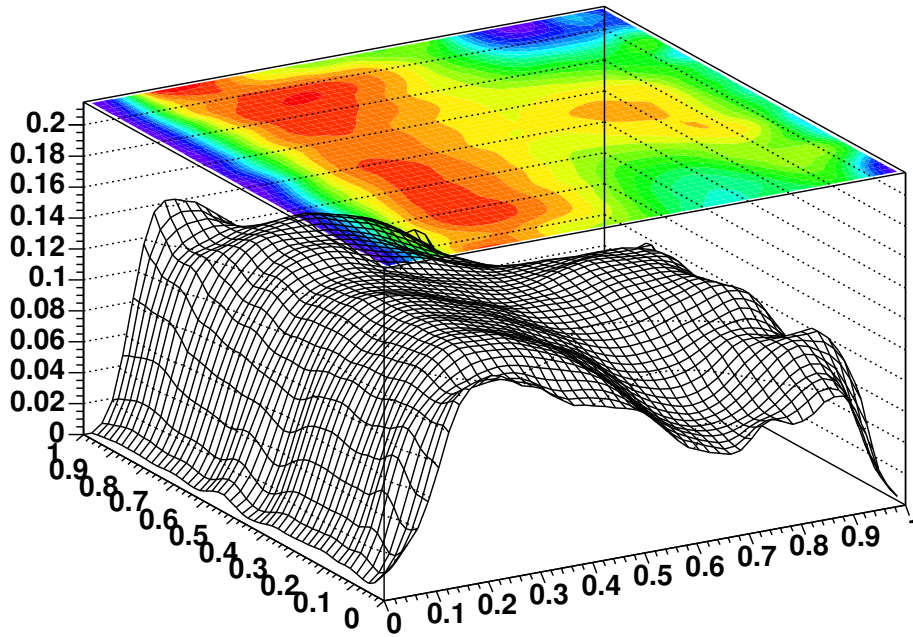
dans l'équation 9.5 garantit que la *PDF* de l'espèce signal est correctement normalisée. Il dépend de la dynamique et doit, en toute rigueur être calculé itérativement. En pratique, le calcul de  $\bar{f}_{SCF}$  converge rapidement vers une valeur que nous fixons après quelques essais. Nous avons vérifié que ce choix, avantageux puisque la minimisation s'effectue plus rapidement, ne compromet pas la qualité des résultats physiques.

**Efficacité** Un ajustement de Dalitz performant requiert que de la fonction de densité de probabilité du plan de Dalitz inclut une modélisation précise de l'efficacité de reconstruction en fonction des variables de Dalitz. Nous avons déterminé séparément les cartes d'efficacité pour les événements TM et SCF (figure 9.25). Une grille de  $50 \times 50$  cases en  $m'$  et  $\theta'$  est utilisée pour comptabiliser les événements engendrés et détectés du lot simulé de désintégrations non résonnantes (*N.R.*). Nous avons vérifié que la même procédure appliquée sur d'autres lots simulés de signal donne les mêmes résultats. L'efficacité de reconstruction des événements TM varie peu sur le plan de Dalitz. Elle chute dans les coins du diagramme, là où l'un des produits de désintégration emporte peu d'impulsion. L'effet, particulièrement marqué dans la zone des  $\pi^0$  mous, est compensé par un pic de l'efficacité des événements SCF. Nous avons déjà discuté qualitativement de cette caractéristique de la reconstruction au chapitre 6.7.

**Matrice de migration** La migration des événements SCF est modélisée par une matrice  $R_{SCF}$  à 4 dimensions dont les éléments sont les probabilités qu'un événement engendré avec  $(m'_t, \theta'_t)$  dans une case  $(k, l)$  du plan de Dalitz atterrisse avec  $(m'_r, \theta'_r)$  dans la case  $(m, n)$ . La matrice  $R_{SCF}(m'_r, \theta'_r; m'_t, \theta'_t)$  joue le rôle d'une fonction de résolution à deux dimensions normalisée, similaire à une *PSF* d'astronomie,

$$\int_0^1 dm'_r \int_0^1 d\theta'_r R_{SCF}(m'_r, \theta'_r; m'_t, \theta'_t) = 1. \quad (9.22)$$

Efficiency map for TM



Efficiency map for SCF

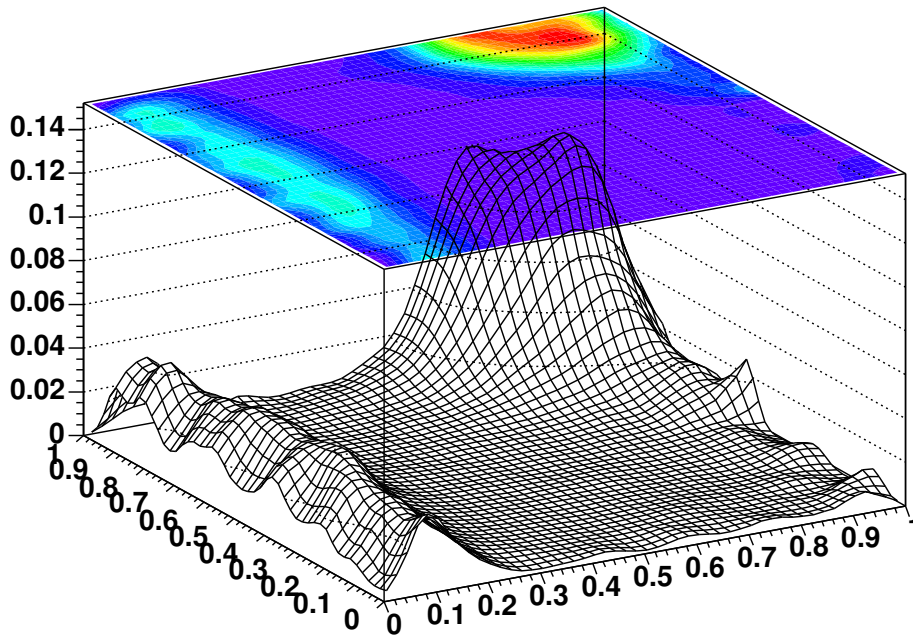


Figure 9.25: Cartes d'efficacité pour le signal TM (en haut) et SCF (en bas).

$R_{SCF}$  est convoluée avec le modèle de signal dans l'expression de  $\mathcal{P}_{SCF}$  (équation 9.17). Les diagrammes de départ et d'arrivée sont subdivisés en grilles de  $50 \times 50$  cases. En dessous de cette finesse de résolution, une dégradation des performances de l'ajustement de Dalitz apparaît.

Nous utilisons les lots simulés *N.R.* et *Denis* pour calculer  $R_{SCF}$ . Une méthode de lissage schématisée sur les figures 9.26 et 9.27 a été développée pour ce faire. Elle repose sur l'hypothèse que  $R_{SCF}$  est une fonction continue.

**La PDF** Pour valider la modélisation des efficacités et de la migration, nous avons comparé (figure 9.28) les diagrammes de Dalitz du lot de signal *Denis* à ceux que l'on engendre par la méthode de Monte Carlo à partir des *PDF*. Les échantillons ainsi fabriqués s'appellent des *Toys* dans un jargon qui dépasse l'expérience *BABAR*. Les diagrammes obtenus par les deux méthodes sont statistiquement compatibles que ce soit pour les événements TM (graphes du haut) ou pour les événements SCF (graphes du bas). Les graphes du milieu montrent la position des événements SCF engendrés dans les deux types de Monte Carlo. Comme prévu, nous les trouvons principalement dans les coins du diagramme de Dalitz. La migration des événements SCF se voit clairement en comparant les diagrammes de la deuxième et de la troisième ligne de la figure 9.28. La figure 9.29 montre les diagrammes reconstruits (donc après migration) d'événements SCF des composantes quasi-2-corps ( $K_S^0 \rho^+$ ,  $K^{*0} \pi^+$  et  $K^{*+} \pi^0$  de haut en bas) du signal à partir des lots simulés (à gauche) et à partir des *Toys*.

## 9.7.2 Continuum

Le continuum étant l'espèce la plus abondante, une imprécision modeste en valeur relative de la modélisation peut apparaître comme une distortion non négligeable pour le signal. La paramétrisation du plan de Dalitz pour le continuum s'est révélée un problème difficile. En effet, *BABAR* n'a enregistré que 10% de la statistique *offpeak*. Le lot d'événements de pur continuum disponible dans les données expérimentales souffre d'une statistique insuffisante. De plus, la simulation des événements  $q\bar{q}$  ne reproduit pas correctement les données expérimentales comme la figure 9.31 le montre. Enfin, la structure du diagramme de Dalitz des événements de continuum est complexe car, en particulier des résonances sont présentes. Comme elles sont plus ou moins bien reconstruites, elles apparaissent comme des structures plus ou moins larges dans le diagramme. Pour bien les modéliser une granularité fine (pavage du plan de Dalitz en  $200 \times 200$  cases) serait nécessaire qu'il est impossible de mettre en œuvre avec la statistique disponible sauf à relâcher la sélection. Nous avons recours à cet expédient et construisons la PDF de Dalitz pour le continuum sur des lots éctionnés dans des fenêtres élargies de  $m_{ES'}$  et  $\Delta E'$ . La coupure sur  $m_{ES'}$  est donc appliquée en dernier lieu, après le choix du meilleur candidat. Ceci n'est pas sans effet sur les

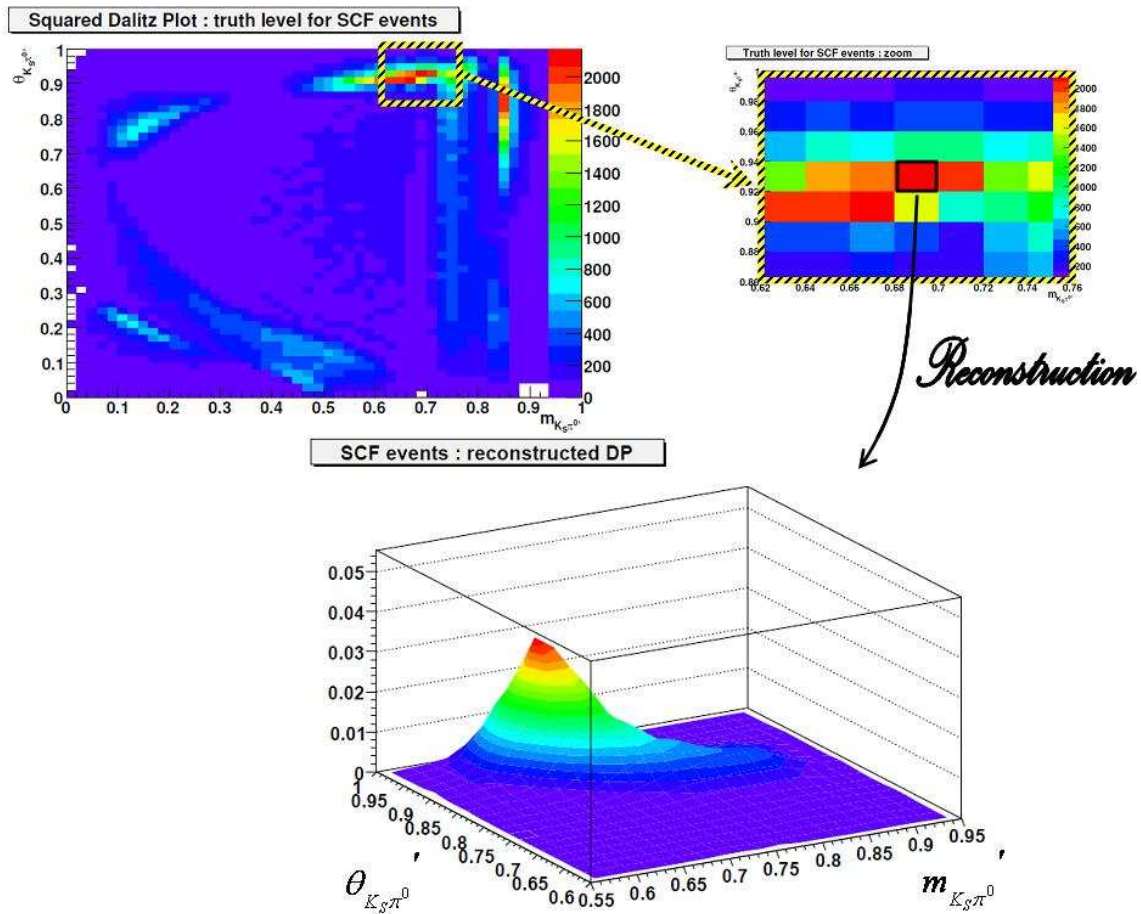


Figure 9.26: *En haut : diagramme de Dalitz des événements engendrés en entier (à gauche) et zoomés sur la zone étudiée (à droite). En bas : distribution dans le diagramme de Dalitz de l'image d'une case de la zone zoomée obtenue en combinant la reconstruction des événements appartenant à cette case et à ses voisines en supposant que la reconstruction est une application continue.*

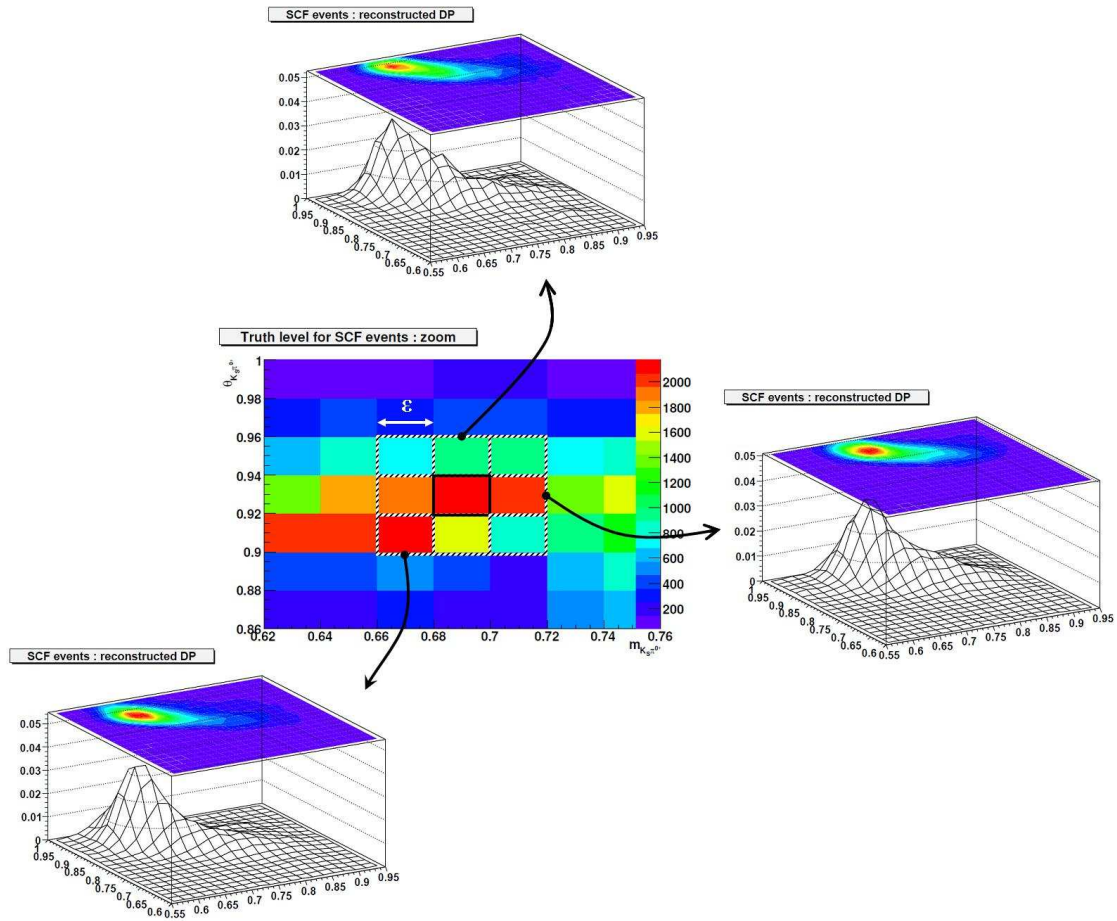


Figure 9.27: *Itération de la méthode schématisée sur la figure 9.26 pour des cases de départ voisines.*

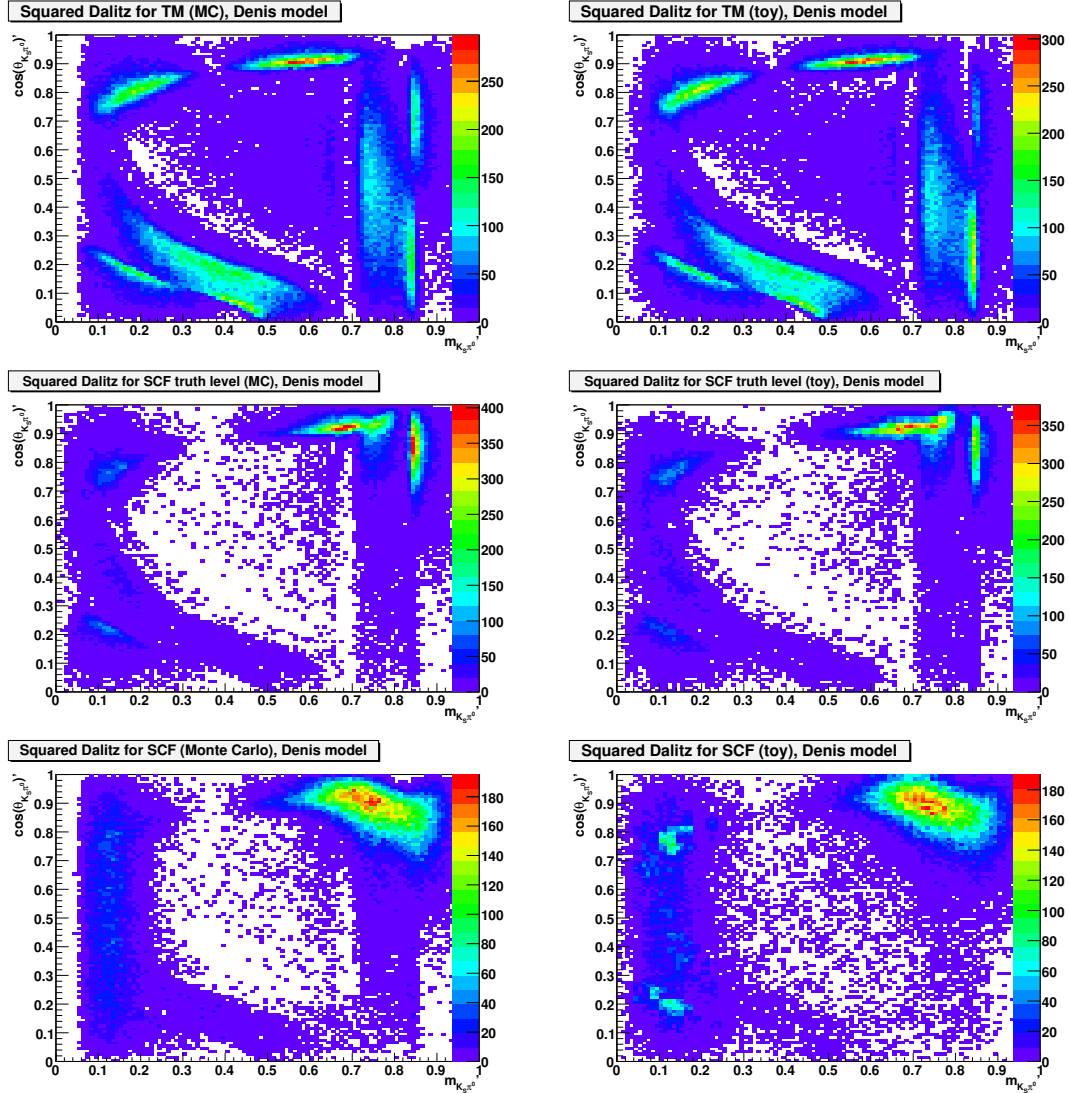


Figure 9.28: Diagrammes de Dalitz de lots simulés (à gauche) et engendrés par des Toys selon les PDF construites pour l'ajustement. La première ligne se réfère aux événements TM. Les deuxième et troisième lignes montrent les événements SCF respectivement avant et après migration.

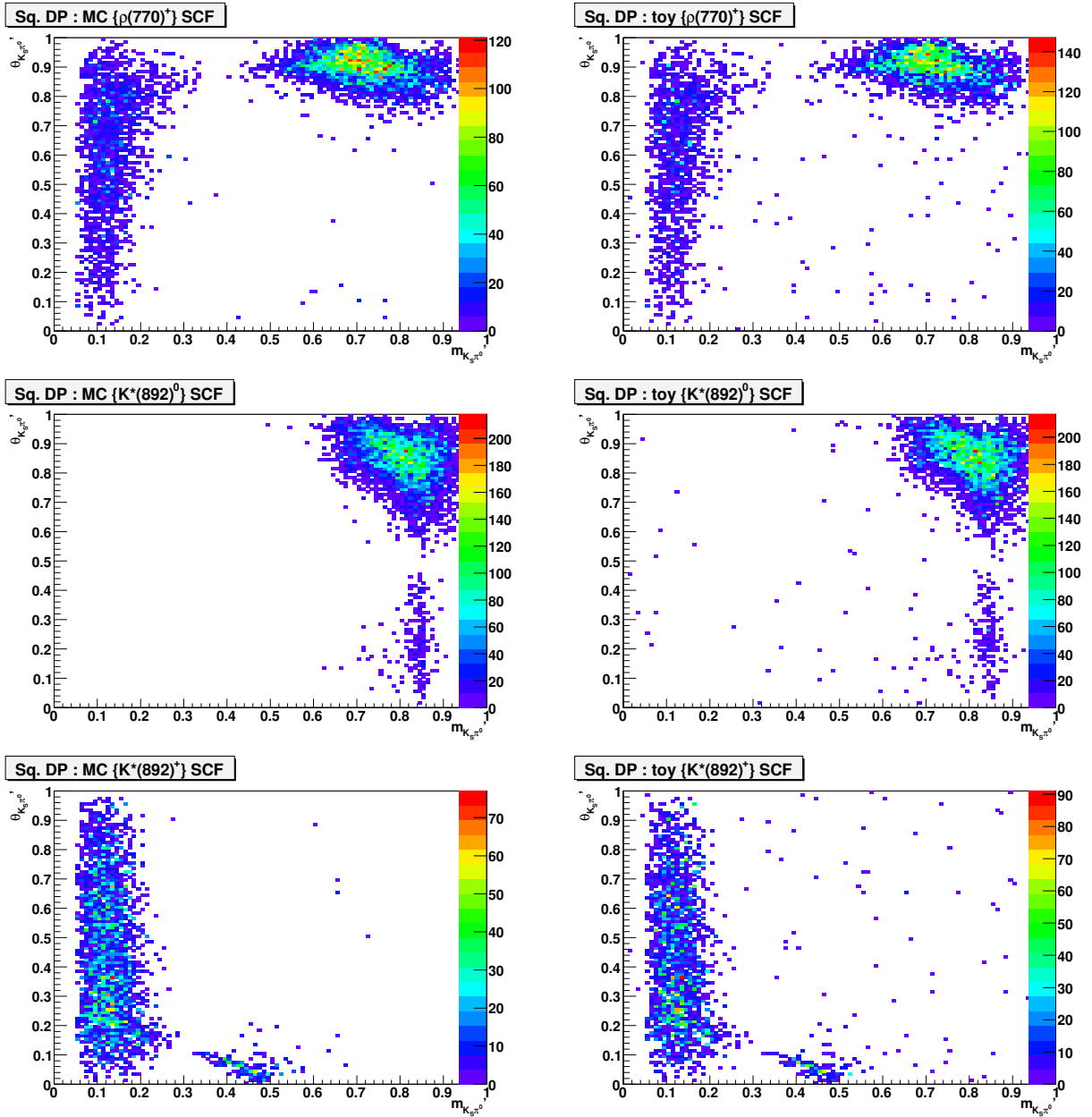


Figure 9.29: Monte Carlo (à gauche) et toys engendrés avec la même statistique (à droite) pour, de haut en bas, les composantes quasi-2-corps du signal :  $\rho^+ K_S^0$ ,  $K^*(892)^0 \pi^+$  et  $K^{*+}(892) \pi^0$ .



distributions de  $m'$  et de  $\theta'$  du continuum comme la figure 9.30 le montre.

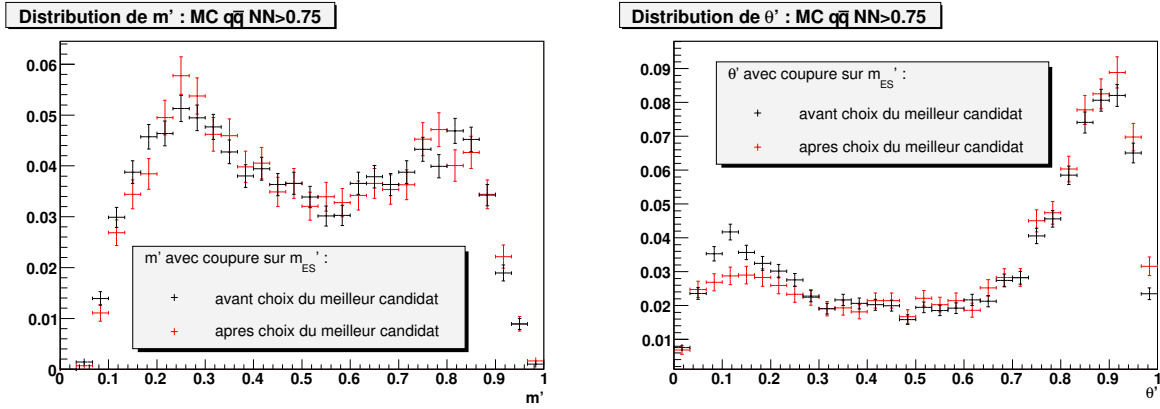


Figure 9.30:  $m'$  et  $\theta'$  pour le offpeak selon que la coupure sur  $m_{ES}'$  intervienne avant ou après le choix du meilleur candidat.

Nous exposons les deux méthodes alternatives étudiées pour paramétrer la distribution des événements de continuum dans le plan de Dalitz et juger la précision de la paramétrisation. Chacune aboutit à la construction d'un histogramme à deux dimensions, lissé par morceaux (mis en œuvre à l'aide de la classe `Roo2DKeys` de `RooFit`). Le découpage choisi dans le plan de Dalitz est présenté sur la figure 9.32.

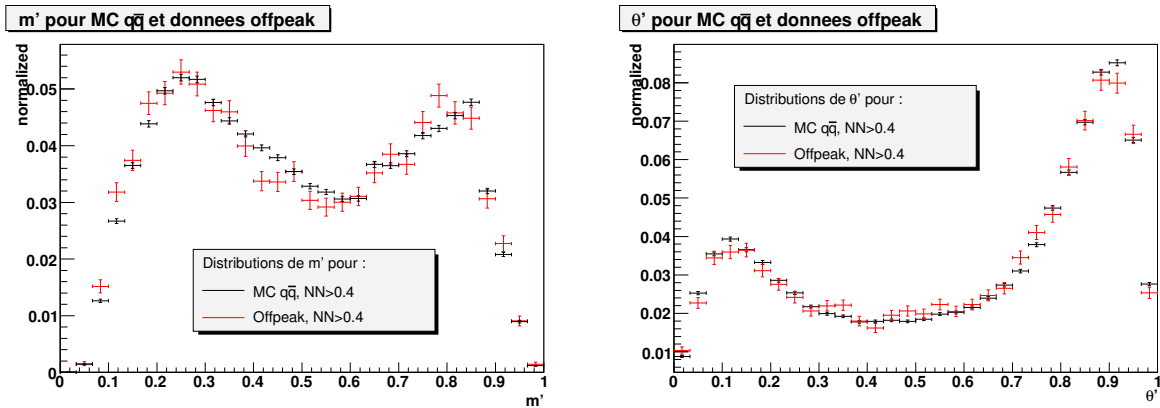


Figure 9.31: Comparaison des distributions de  $m'$  et  $\theta'$  de la simulation du continuum et des données offpeak.

**Données offpeak et onpeak Sideband** Cette méthode, utilisée dans la plupart des analyses de Dalitz de *BABAR* consiste à ajouter aux données offpeak sélectionnées

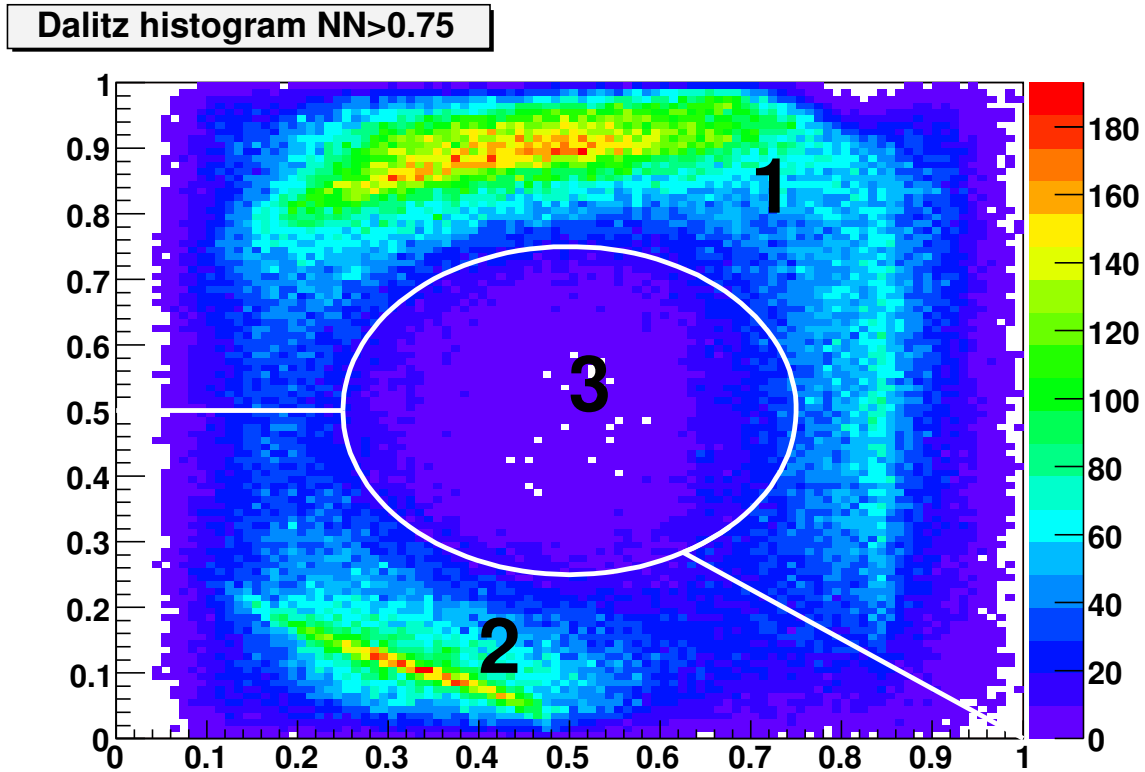


Figure 9.32: Le plan de Dalitz carré est découpé en 3 zones pour construire la PDF du continuum. Dans chaque zone des paramètres de lissage spécifiques, choisis pour représenter fidèlement les structures sont employés. Aux frontières, la continuité de la PDF et de ses dérivées est imposée.

avec  $m_{ES}' > 5.23 \text{ GeV}/c^2$ , des données *onpeak* dans la région dite des *ails totales* pour  $m_{ES}$ , ici dénommée *onpeak Sideband* ( $5.23 < m_{ES}' < 5.26 \text{ GeV}/c^2$ )<sup>2</sup>.

La sélection, relâchée sur  $m_{ES}$ , permet d'atteindre la statistique requise avec 3030 événements *offpeak* (soit un gain d'un facteur 4 par rapport à la sélection standard) et 18177 événements *onpeak*, au prix d'une contamination par des événements de bruit de fond  $B$ . Nous la soustrayons en utilisant la simulation des désintégrations inclusives des mésons  $B$  (figure 9.33).

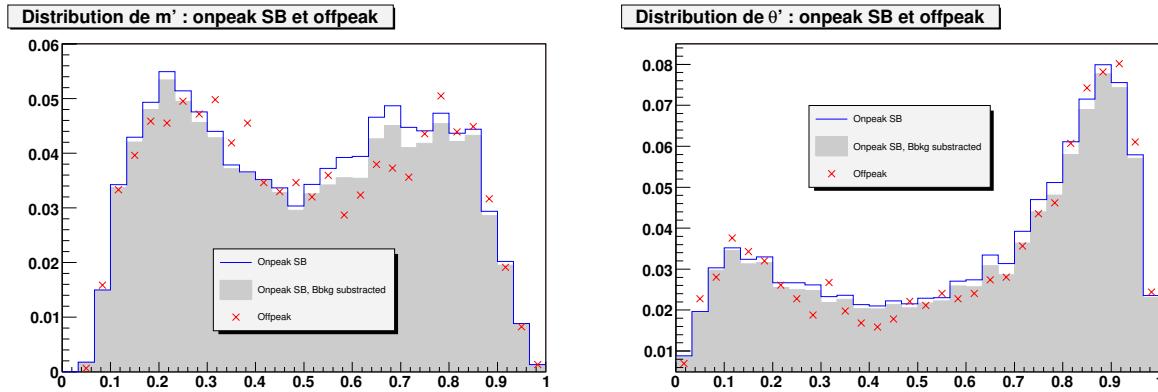


Figure 9.33: Variables de Dalitz : comparaison des distributions de  $m'$  et  $\theta'$  pour les données *onpeak sideband* et *offpeak*.

Un avantage de cette méthode est qu'il n'y a pas d'effet systématique supplémentaire provenant de la corrélation entre  $NN'$  et  $\Delta_{\text{Dalitz}}$  puisque nous maintenons la coupure nominale sur le réseau de neurones ( $NN > 0.75$ ). Par contre, la soustraction des bruits de fond  $B$  repose sur la simulation des désintégrations inclusives des mésons  $B$  dans laquelle figurent des canaux dont le rapport d'embranchement et/ou la distribution angulaire sont mal connus.

La *PDF* déterminée par cette méthode est montrée sur la figure 9.34. C'est cet histogramme lissé et normalisé qui est employé dans l'ajustement de Dalitz.

**Données *offpeak* pondérées par le Monte Carlo  $q\bar{q}$**  Cette seconde méthode évite l'utilisation du Monte Carlo *générique* des désintégrations inclusives des mésons  $B$ . L'idée consiste à relâcher la sélection des événements *offpeak* et à faire confiance au Monte Carlo  $q\bar{q}$  qui devrait être plus fiable pour décrire le changement de forme de la distribution de Dalitz lorsque l'on passe des coupures larges aux coupures étroites

<sup>2</sup>Il est nécessaire de reprocéder au choix du meilleur candidat dans l'événement puisque l'élargissement de la coupure en  $m_{ES}$  apporte un surcroît de combinatoire.

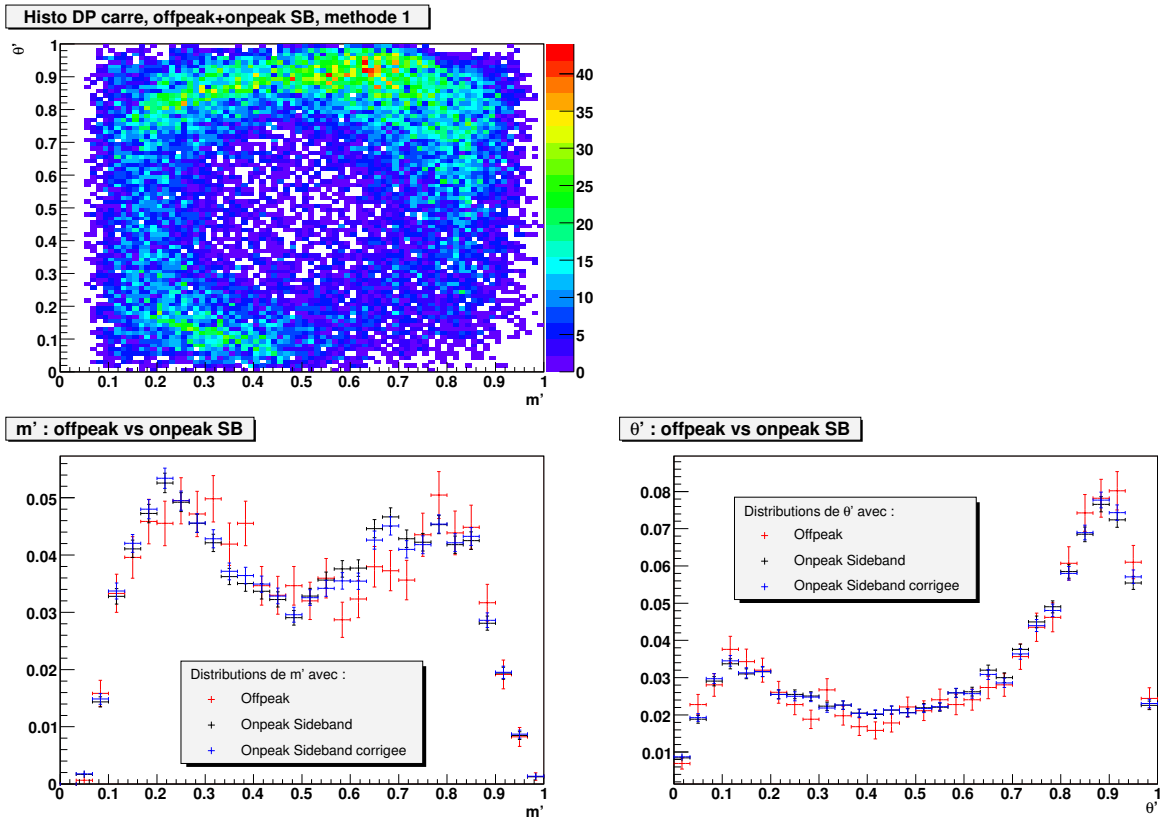


Figure 9.34: *En haut à gauche : histogramme à 2 dimensions du plan de Dalitz du continuum. En haut à droite: PDF du plan de Dalitz pour le continuum déterminée à partir des données offpeak et onpeak-sideband en soustrayant les événements de bruit de fond  $B$  simulés inclusivement. En bas, sur les projections, nous avons superposé les distributions des données offpeak (en rouge), des données onpeak sideband non corrigées (en noir), et corrigées (en bleu).*

que pour rendre compte des distributions d'une sélection donnée. Nous construisons une carte de poids :

$$w_{ij} = \frac{MC_{ij}^{strict}}{MC_{ij}^{large}}, \quad (9.23)$$

où  $MC_{ij}^x$  sont les taux d'événements du Monte Carlo retenus par la sélection  $x$  (relâchée ou stricte) aboutissant dans la case  $(i, j)$  de la carte du plan de Dalitz respectivement montrés à gauche et à droite sur la figure 9.35. Avec les coupures larges ( $NN > 0.4$  et  $|\Delta E'| < 2.5$ ), la sélection relâchée retient 20 000 (!!!! donner le chiffre exact !!!) événements. L'application de la carte (figure 9.36) pour corriger les données *offpeak* ainsi sélectionnées aboutit à un histogramme à deux dimensions similaire à celui traité par la première méthode. Nous procédons de façon identique par lissage pour en déduire la PDF montrée sur la figure 9.37.

!!!!!!! ajouter une carte de chi pour la difference entre les 2 PDF si possible !!!!!!!

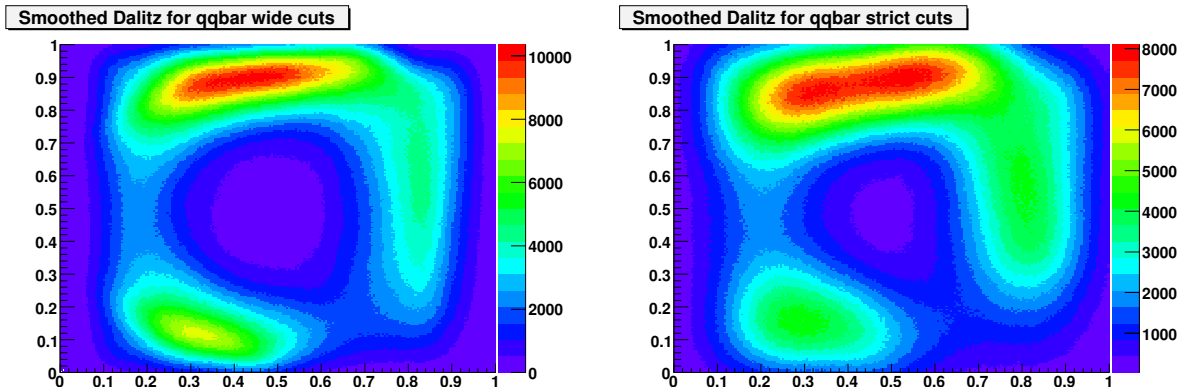


Figure 9.35: L'histogramme de gauche est obtenu par lissage du Monte Carlo  $q\bar{q}$  auquel des coupures "larges" en  $m_{ES}$  et en  $NN$  ont été appliquées, tandis que celui de droite a été obtenu à partir du Monte Carlo  $q\bar{q}$  soumis aux coupures nominales.

### 9.7.3 Bruit de fond $B$

**Classe BB0**,  $B^+ \rightarrow (\bar{D}^0 \rightarrow K_s^0 \pi^0) \pi^+$  Les distributions ont été étudiées au chapitre 8. Aussi bien pour les événements TM que SCF, la PDF est construite comme le produit d'une PDF pour  $\theta'$  (figure 9.38) et d'une PDF pour  $m'$ , une double gaussienne dont les paramètres dépendent de  $\theta'$ . La figure 9.39 montre les PDF construites à l'aide

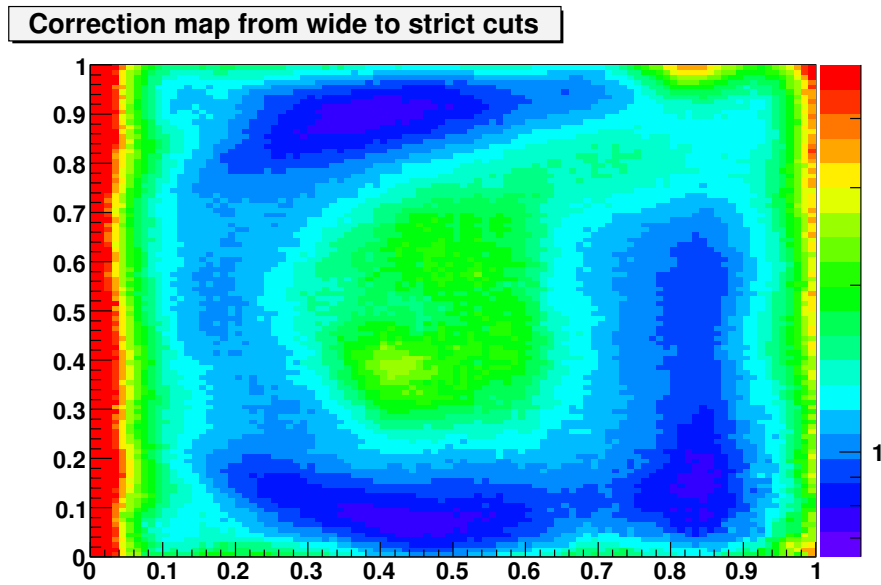


Figure 9.36: Carte du plan Dalitz pour les poids permettant de corriger les données *offpeak* retenues par une sélection relâchée afin d'obtenir une PDF de Dalitz pour les événements du continuum. Noter que l'échelle est logarithmique.

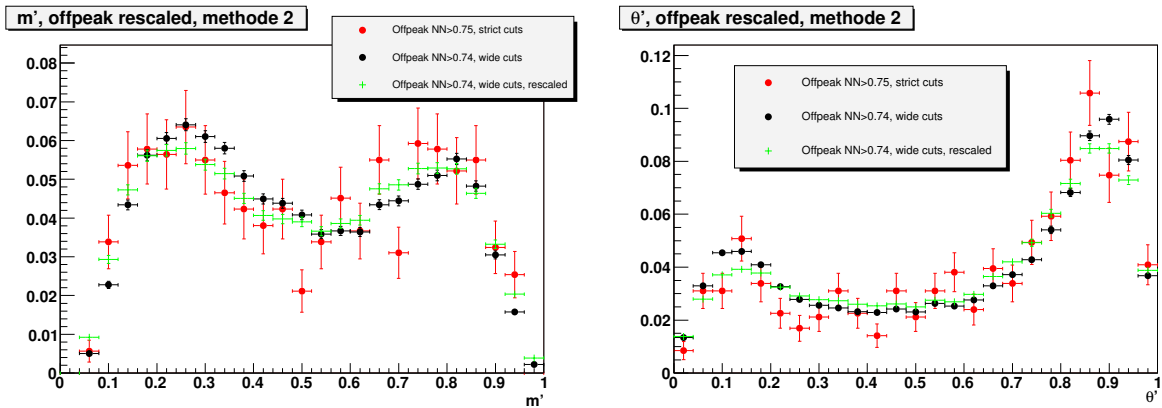


Figure 9.37: En haut : PDF de Dalitz pour le continuum obtenue en pondérant les données offpeak retenues par une sélection relâchée par un facteur d'acceptance déterminé à l'aide du Monte Carlo  $q\bar{q}$ . A gauche: histogramme à 2 dimensions, à droite : PDF obtenue par lissage de l'histogramme. En bas : sur les projections, nous avons superposé les distributions des données offpeak sélectionnées avec les coupures strictes (en rouge), avec les coupures larges (en noir), et la PDF (en vert).

d'ajustements des distributions de la figure 8.3. Nous retrouvons la dépendance de la résolution en  $m'$  avec  $\theta'$  qui décroît avec l'énergie du  $\pi^0$ . Pour les événements TM, la PDF de  $\theta'$  est un polynôme de degré 6 dont les coefficients sont listés dans la table 9.8 ; pour les événements SCF, nous utilisons un histogramme lissé.

gris60 gris60 Paramètres	Valeur Nominale	Erreur
$A_1$	$1.30e + 02$	$\pm 5$
$A_2$	$-5.37e + 02$	$\pm 36$
$A_3$	$4.72e + 03$	$\pm 45$
$A_4$	$-1.17e + 04$	$\pm 58$
$A_5$	$1.09e + 04$	$\pm 65$
$A_6$	$-3.48e + 03$	$\pm 49$

Table 9.8: Coefficients du polynome utilisé pour la PDF des événements  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$  TM (chapitre 8).

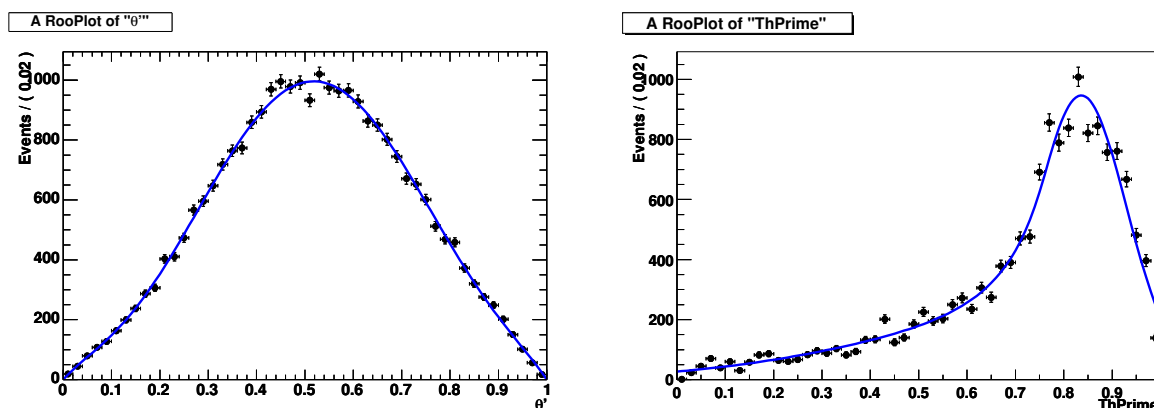


Figure 9.38: Distribution de  $\theta'$  pour le  $D^0$  (gauche : événements "TM" ; droite : "SCF")

**Classes BB1 à BB5** Les PDF à deux dimensions dans le diagramme de Dalitz sont présentées sur la figure 9.40.



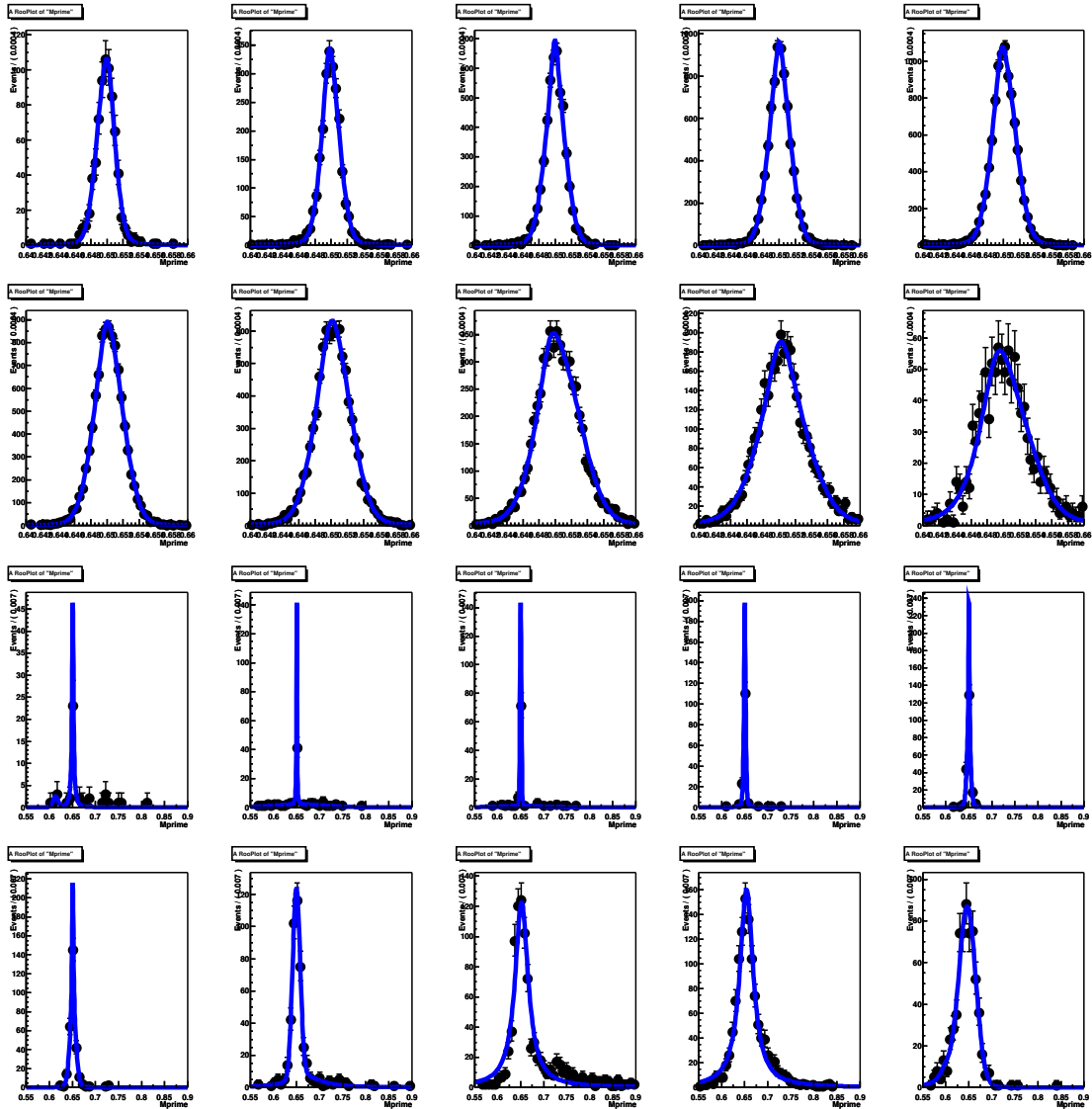


Figure 9.39: Distribution de  $m'$  pour le  $D^0$  (événements "SCF")

Classe de bruit de fond $B$	Dalitz	Dalitz carré
Classe n° 1		
Classe n° 2		
Classe n° 3		
Classe n° 4	158	

## 9.8 Fonctions de densité de probabilités : résumé

Le tableau 9.9 résume toutes les *PDF* utilisées. Les *PDF* écrites en rouge sont celles dont les paramètres varient à travers le plan de Dalitz. Les paramètres laissés libres de varier dans l'ajustement nominal sont au nombre de  $36^3$  :

- 21 paramètres du modèle de signal nominal à six résonances avec pour chacune, un module, une phase, appliqué au  $B^+$  et au  $B^-$  avec des valeurs différentes sauf pour un module de référence et deux phases à l'origine,
- 6 nombres d'événements de signal, de continuum et des catégories de bruit de fond  $B$ ,
- 2 caractéristiques du continuum, une possible asymétrie de charge (due à des effets de détection), et le paramètre  $\xi$  de la fonction Argus,
- 5 paramètres (déjà cités) qui caractérisent la dépendance en DP des *PDF* de variables discriminantes

!!! Rien sur la masse du  $D^0$  ???

		$m_{ES}$	$\Delta E'$	$NN'$	$DP$
<b>Signal</b>	<i>TM</i> <i>SCF</i>	<i>GG</i> <i>SH</i>	<i>GG</i> <i>SH</i>	"Prendkienne" "Prendkienne"	modèle DP à 6 rés. id.
<b>Continuum</b>		<i>Argus</i>	<i>P2</i>	<i>2BG</i>	<i>2D-SH</i>
<b>Bruits de fond <math>B</math></b> dont : - $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ $\bar{D}^0 \rightarrow K_s^0 \pi^0$	<i>TM</i> <i>SCF</i>	<i>GG</i> <i>SH</i>	<i>BG + G</i> <i>SH</i>	<i>2BG + G</i> <i>2G + BG</i>	<i>GG*P6</i> <i>GG*P6</i> (différent du TM)
- BB1 - BB6		<i>SH</i>	<i>SH</i>	<i>SH</i>	<i>2D-SH</i>

Table 9.9: Résumé des *PDFs* utilisées. Les *PDFs* écrites en rouge sont celles pour lesquelles il a été jugé nécessaire de tenir compte d'une dépendance avec les variables du plan de Dalitz. Le sigle *SH* désigne un histogramme lissé (smoothed histogram).

<sup>3</sup>Ceci suppose que sont laissés libres les nombres d'événements de toutes les classes de bruit de fond  $B$ .

# Chapitre 10

## Validation

### 10.1 Introduction

Nous utilisons la méthode de Monte Carlo pour engendrer des *pseudoexpériences* afin de comprendre si l'algorithme d'ajustement fonctionne et, dans l'affirmative, avec quelles performances. Cette étape est nécessaire pour s'assurer qu'un algorithme mathématique aussi complexe que celui que nous avons décrit au chapitre 9 donne des solutions physiquement acceptables. Deux types de simulations sont employées. Les *Toys* ( $T$ ) mettent en œuvre une simulation rapide dans laquelle les événements sont engendrés en tirant des nombres au hasard selon les *PDF*. Les *Embedded* ( $E$ ) utilisent les lots de signal simulés par le Monte Carlo de l'expérience (Geant 4). Idéalement il serait souhaitable de faire de même pour toutes les catégories d'événement. Cependant le temps de calcul est prohibitif et nous nous limitons aux événements de signal. Les *Toys* testent la cohérence interne de la procédure d'ajustement. Les *Embedded* permettent d'étudier la qualité de la paramétrisation.

Un ajustement est valide s'il converge vers une unique solution (ou vers quelques solutions faciles à trier), et si les paramètres ajustés le sont sans biais et avec des incertitudes qui rendent les mesures intéressantes.

### 10.2 Point de départ

Les statistiques attendues dans les données, estimées par le Monte Carlo sont rappelées dans la table 10.1.

Dans les études de ce chapitre, nous utilisons comme modèle de signal, tout ou partie du modèle *Denis* (lot SP-7037). Les caractéristiques en sont rappelées dans la table 10.2. C'est un modèle où  $CP$  est conservée puisque les  $B^+$  et les  $B^-$  ont les mêmes coefficients isobares. Les interférences sont destructives (différences de

phases isobares proches de  $180^\circ$  à  $30^\circ$  près) entre le système  $\rho^+\pi^0$  et chacun des canaux  $K^*(892)\pi$  ainsi qu'entre  $(K\pi)_0^{*+}(1430)$  et chacun des canaux  $K^*(892)\pi$ .

Composante	Nb d'événements	$K_s\pi^+\pi^0$
Signal		1152
	- dont SCF	179
Continuum		6282
B-Background		2935
	- dont $\bar{D}^0\pi^0$	2453

Table 10.1: Nombre d'événements attendus pour les différentes catégories selon la simulation.

Résonance	Amplitude	Phase
$\rho(770)^{+/-}$	1.45	151.83
$K^*(892)^{+/-}$	0.747	0.00
$K^*(892)^0$	1.00	-52.33
$K^*(1430)^{+/-}$	38.30	149.82
$K^*(1430)^0$	45.86	-76.39
N.R	15.10	-141.13

Table 10.2: Amplitudes et phases du modèle de signal Monte Carlo SP-7037

Les paramètres laissés libres de varier dans l'ajustement sont répertoriés au paragraphe 9.8. Rappelons que nous avons choisi pour origines des phases et *antiphases* celles des désintégrations  $K^{*\pm}\pi^0$ . Nous avons vérifié que le résultat des ajustements ne dépend pas de ce choix arbitraire.

## 10.3 Démarche

Deux séries d'études de validation sont présentées.

D'abord, un échantillon-*Toy* de haute statistique ne comprenant que des événements de signal est utilisé pour établir que l'algorithme est véritablement capable d'ajuster le signal.

Ensuite, les biais et les incertitudes affectant les paramètres ajustés sont étudiés sur des lots de complexité croissante, simulés par les méthodes *T* et *E* avec la statistique expérimentale.

## 10.4 Ajustements du signal seul à haute statistique

Dans ce paragraphe, nous rapportons les études effectuées avec une version antérieure de l'analyse pour laquelle la sélection était moins restrictive. Les conclusions s'appliquent *a fortiori* à l'analyse actuelle, plus prudente à cet égard.

L'objectif de cette étude est de répondre à la question de savoir si l'algorithme est capable d'ajuster le modèle de *Denis* sans dégénérescence intrinsèque. Ce terme fait référence à une situation où la fonction de vraisemblance atteint le même maximum pour des jeux de paramètres distincts. En pratique, la recherche du maximum de la fonction de vraisemblance, s'effectue numériquement en cherchant le minimum de la fonction  $NLL \equiv -\text{Ln}(\mathcal{L})$ .

L'étude consiste à balayer le domaine de définition de chaque phase isobare  $\phi$  à l'aide de lots ( $T$ ) dix fois plus abondants que dans l'expérience sans bruit de fond. Tous les autres paramètres autres que  $\phi$  sont fixés à leur valeur nominale. Nous employons des pas de  $10^\circ$  pour couvrir l'intervalle en  $\phi$  de  $[-180, +180]^\circ$ . A chaque pas, 100 lots de 10 000 événements sont engendrés. Pour chaque lot, la valeur  $\phi_{rec}$  pour laquelle NLL est minimale est enregistrée. Lorsque plusieurs valeurs de  $\phi_{rec}$  correspondent à la phase  $\phi$  du pas courant, il y a dégénérescence. Nous commençons avec un modèle simple à deux résonances que nous compliquons jusqu'au modèle *Denis*.

### 10.4.1 Deux résonances

Les ambiguïtés trigonométriques sont source de dégénérescences. Nous voyons sur la figure 10.1 (en haut) que, pour un modèle avec  $K^{*0}(892)\pi^+$  et  $\rho^+\pi^0$ , la *fausse* solution est choisie dans la région où  $\phi$  est négative. La dégénérescence est plus marquée pour un modèle avec  $K^{*+}\pi^0$  et  $K^{*0}(892)\pi^+$  (voir figure 10.1 (au milieu)) qui se recouvrent peu dans l'espace des phases que pour un modèle avec  $K^{*+}\pi^0$  et  $\rho^+\pi^0$  (voir figure 10.1 (en bas)).

### 10.4.2 Trois et quatre résonances

En comparant la figure 10.2 (à gauche) et la figure 10.1 (au milieu), nous observons que l'algorithme choisit la fausse solution pour  $\phi_{K^{*0}} - \phi_{K^{*+}}$  lorsque le  $\rho$  est ajouté au modèle avec les deux résonances  $K^*(892)$ . Les figures 10.2 (à gauche) et 10.1 montrent des résultats similaires, faux pour la moitié des phases  $\phi_{K^{*0}} - \phi_{\rho^+}$ . En comparant la figure 10.2 (à droite) et la figure 10.1 (en bas), nous observons une dégradation de la précision avec laquelle la phase est reconstruite, même si c'est partout la solution correcte qui est choisie. La dégénérescence qui provient de l'interférence destructive dans le coin des  $\pi^0$  mous, inhérente au modèle *Denis* est difficile à lever lorsque l'on se limite à 3 résonances.

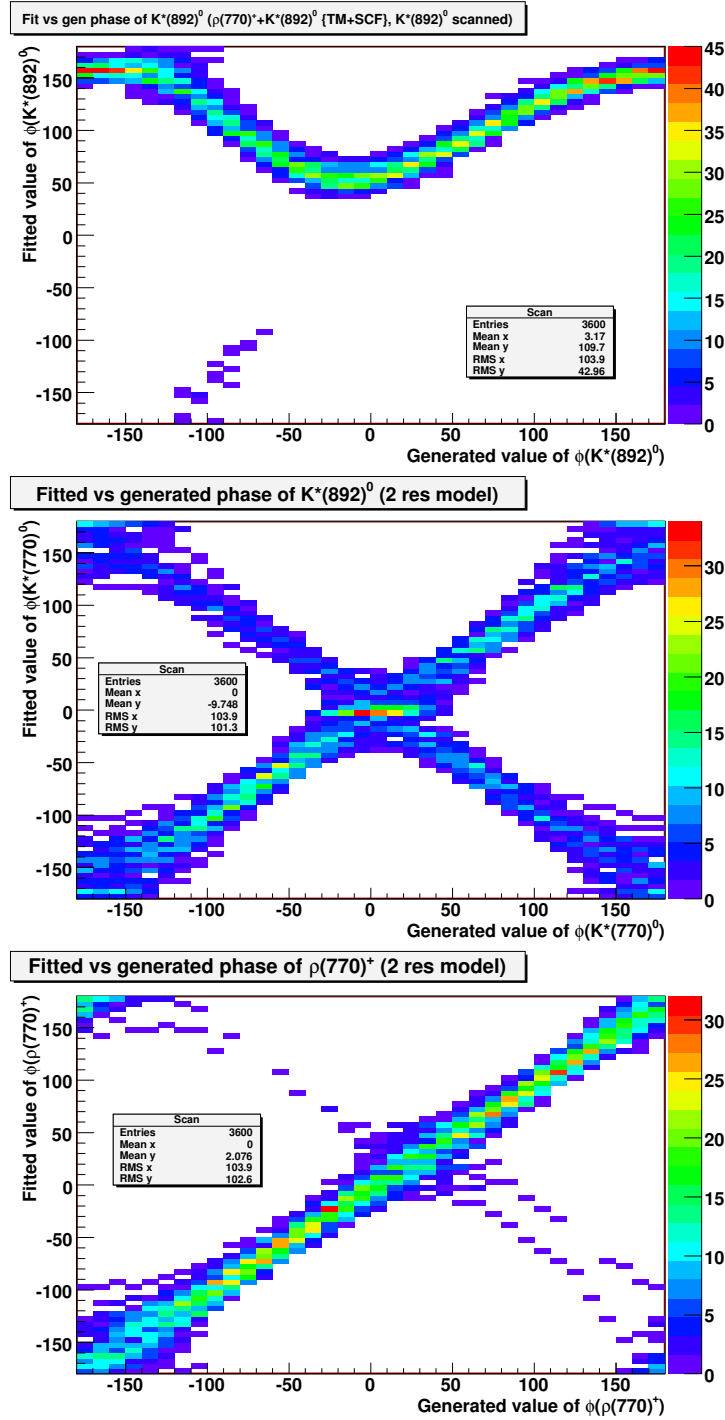


Figure 10.1: Modèles à deux résonances : (En haut)  $B^+ \rightarrow K^{*0}\pi^+$  et  $K_s^0\rho^+$ , (Au milieu)  $B^+ \rightarrow K^{*0}\pi^+$  et  $K^{*+}\pi^0$ , et (En bas)  $B^+ \rightarrow K^{*+}\pi^0$  et  $K_s^0\rho^+$ .

La figure 10.3 présente d'autres essais de modèles à trois résonances faisant intervenir les  $(K\pi)_0^{*0,+}$ . Les dégénérescences sont moins marquées du fait de plus forts recouvrements entre résonances dans l'espace des phases. Cette tendance favorable se confirme pour les modèles à 4 résonances.

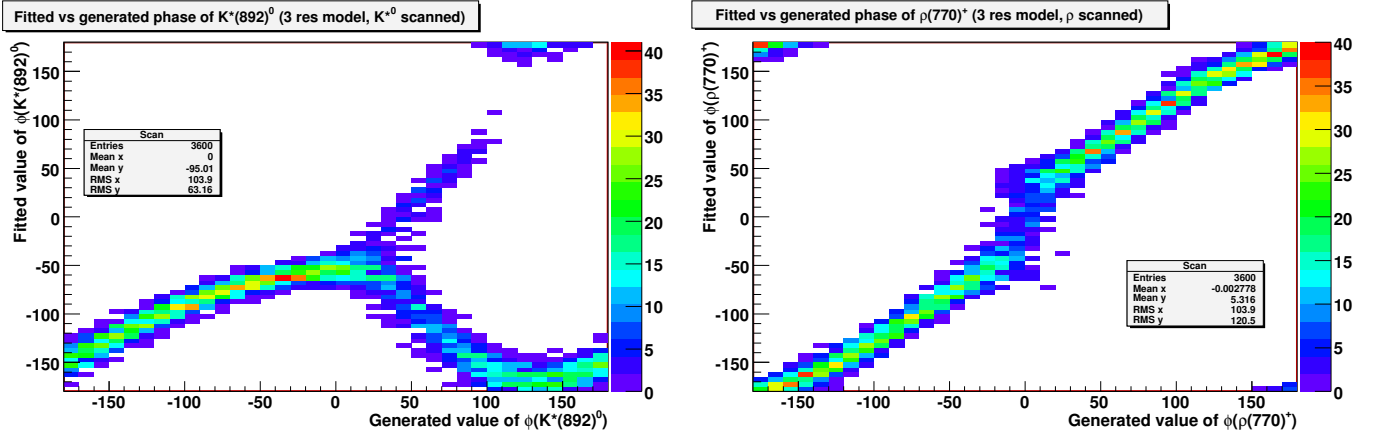


Figure 10.2: Modèle à trois résonances avec  $B^+ \rightarrow K^{*0}\pi^+$ ,  $K^{*+}\pi^0$ , et  $K_S^0\rho^+$  : (à gauche) profil de la phase du  $K^{*0}$ , (à droite) profil de la phase du  $\rho^+$ .

### 10.4.3 Modèle nominal à six résonances

Le modèle *Denis* complet à six résonances ne présente aucune dégénérescence (voir figure 10.4). Il en est de même pour tous les essais que nous avons effectués pour d'autres valeurs de phases du modèle nominal de signal.

En conclusion, la fonction de vraisemblance construite au chapitre 9 ne présente pas de dégénérescence intrinsèque. L'algorithme est capable d'ajuster un pur modèle de signal à haute statistique.

## 10.5 Ajustements avec la statistique expérimentale

Nous testons maintenant l'algorithme sur des lots d'événements avec les nombres d'événements attendus dans l'expérience. Nous commençons avec un modèle qui ne contient que le signal (comme dans le paragraphe précédent, mais maintenant avec la statistique réaliste), puis ajoutons successivement les catégories de bruit de fond :

- le signal seul,



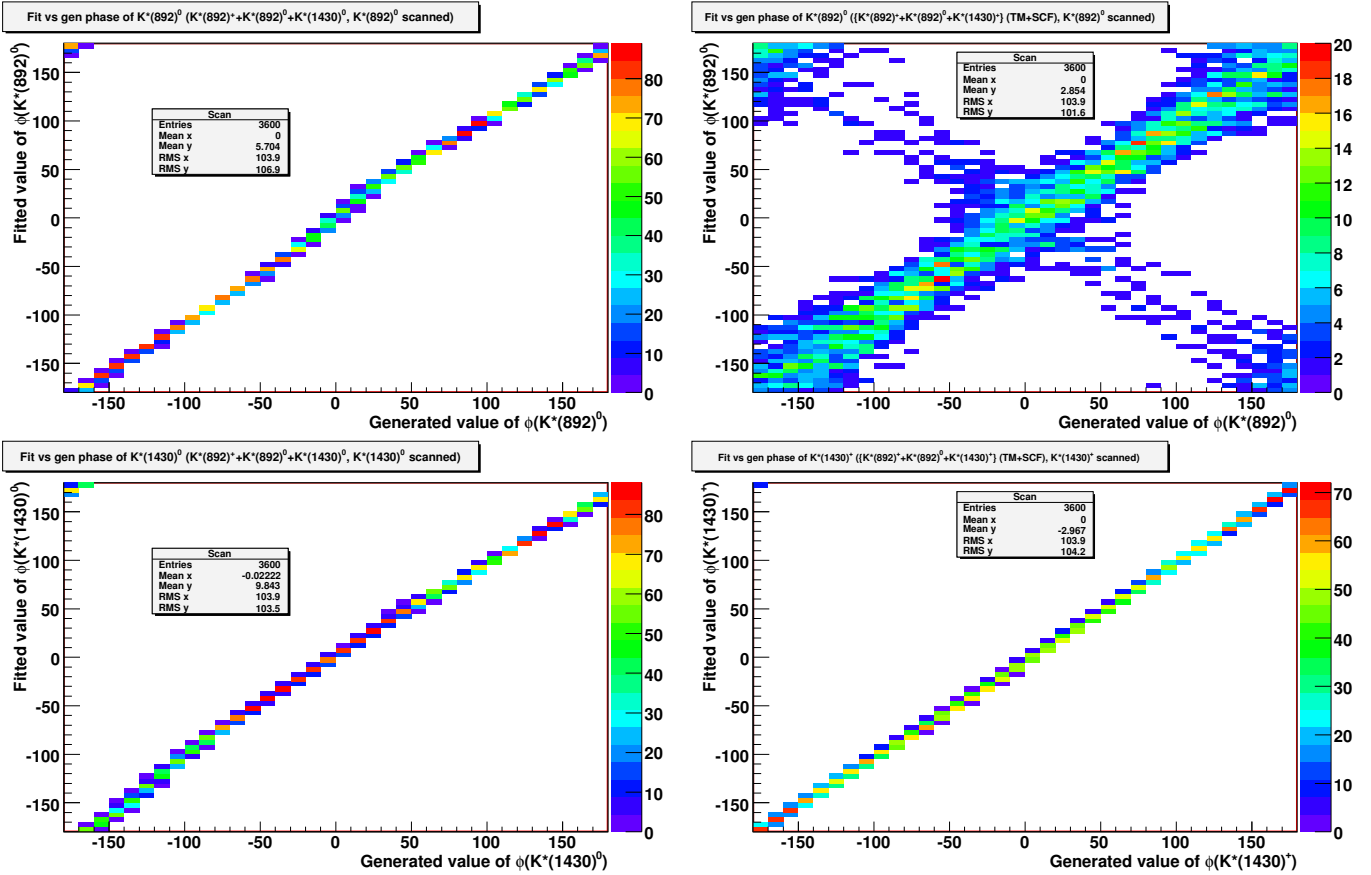


Figure 10.3: Modèles à trois résonances avec  $B^+ \rightarrow K^{*0}(892)\pi^+$ ,  $K^{*+}(892)\pi^0$  et  $(K\pi)_0^{*0}(1430)$  : (À gauche)  $(K\pi)_0^{*+}(1430)$  (À droite) (En haut) profil de la phase du  $K^{*0}(892)$ , (En bas) profil de la phase du  $(K\pi)_0^{*0}(1430)$ .

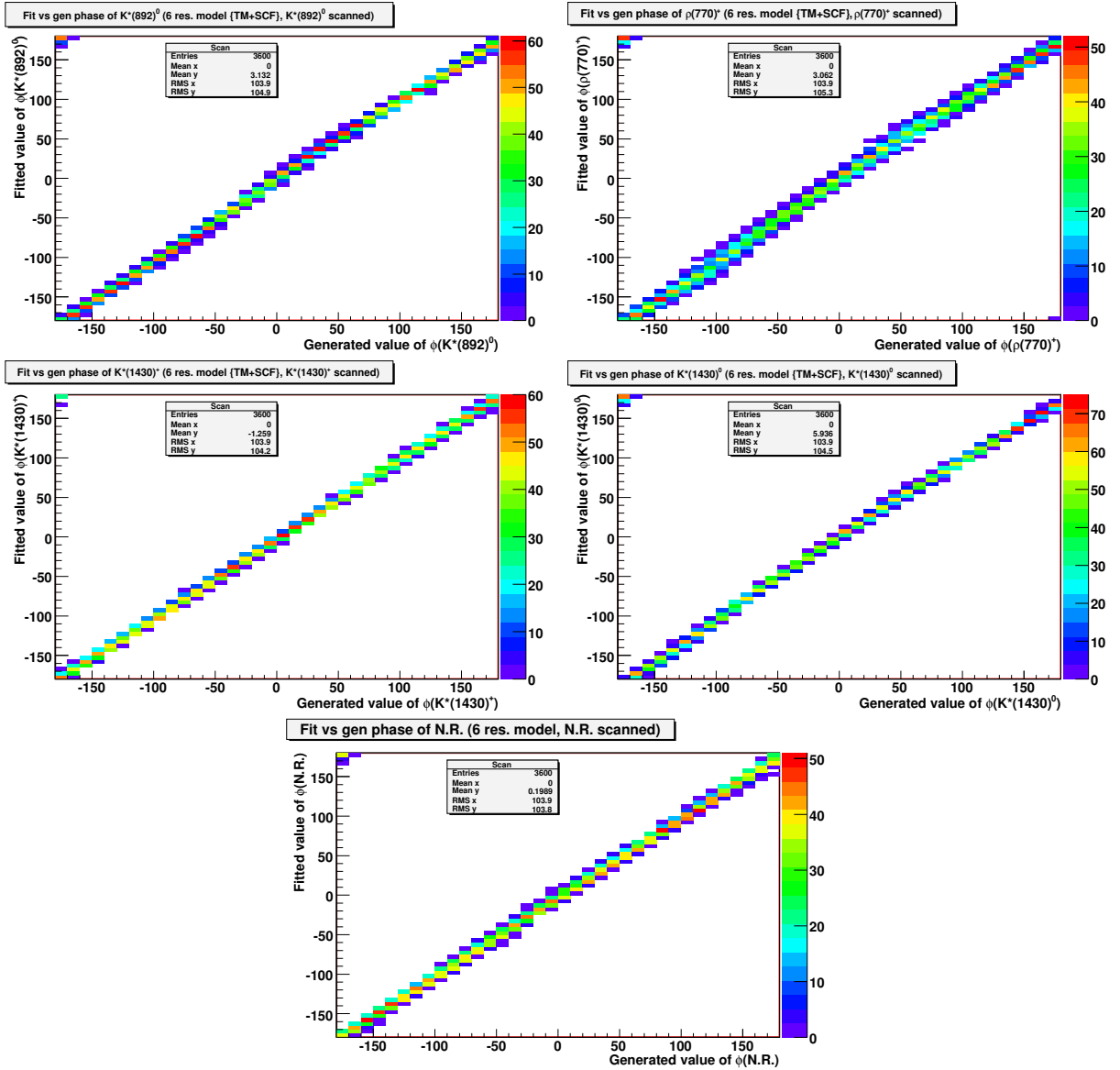


Figure 10.4: *Modèle à six résonances avec  $B^+ \rightarrow K^{*0}\pi^+, K^{*+}\pi^0, K_S^0\rho^+, K^{*+}(1430)\pi^0, K^{*0}(1430)\pi^+$  et N.R. : (En haut à gauche) profil de la phase du  $K^{*0}(892)$ , (En haut à droite) profil de la phase du  $\rho^+$ , (Au milieu à gauche) profil de la phase du  $K_0(1430)^+$  (Au milieu à droite) profil de la phase du  $K_0(1430)^0$  (En bas) profil de la phase du N.R..*

- le précédent et la catégorie  $BB0$  soit le bruit de fond irréductible  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$  ;  
 $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$ ,
- le précédent et l'ensemble des bruits de fond  $B$ ,
- le signal et le bruit de fond continuum,
- le précédent et la catégorie  $BB0$ ,
- le précédent et l'ensemble des bruits de fond  $B$ .

Nous appelons le dernier cas, l'essai **complet**.

Pour chaque essai, nous fabriquons 500 lots :

- *indépendants* car nous changeons la *graine* du générateur de nombres au hasard,
- *poissonisés* en tirant le nombre d'événements selon une distribution de Poisson dont la moyenne est le nombre d'événements attendus (voir table 10.1),
- *randomisés* en essayant un nombre approprié de valeurs de départ pour les paramètres afin d'éviter que l'ajustement ne converge vers un minimum local de NLL. Une étude spécifique a été menée pour déterminer le nombre de répétitions nécessaires (typiquement 100 pour un essai **complet**).

Pour chaque paramètre  $p$  (modules et phase des amplitudes isobares, nombres d'événements de chaque catégorie), nous histogrammons :

- le résidu  $\mathcal{R}_p \equiv p_{\text{reconstruit}} - p_{\text{généré}}$ ,
- l'écart-type  $\sigma(p_{\text{reconstruit}})$  et,
- le *pull*  $\equiv \frac{\mathcal{R}_p}{\sigma(p_{\text{reconstruit}})}$ .

Nous extrayons la moyenne et l'écart-type de chacun. Les valeurs brutes sont portées dans les colonnes *Histo* des tables), les valeurs résultant de l'ajustement d'une Gaussienne dans les colonnes *Fit*.

Les résultats des essais ( $T$ ) sont donnés dans la table 10.3. Les résultats des essais **complets** ( $T$ ) et ( $E$ ) présentés dans la table 10.4 sont compatibles.

Les nombres d'événements et les modules des amplitudes sont mesurées avec des incertitudes permettant de déterminer des rapports d'embranchement et des asymétries de  $CP$  directe publiables. Des incertitudes décentes sur les phases (écarts-type allant de 14 à 40°) ont été obtenues trop tardivement pour être exploitées. Auparavant des écarts-type proches de 90° avaient été déterminés. A part les phases relatives entre  $(K\pi)_0^0 \pi^+$  et le  $K^{*+} \pi^0$ , les phases n'étaient pas mesurables. Pour les modules des

amplitudes isobares les biais sont inférieurs à un écart-type, les incertitudes apparaissent comme correctement modélisées (largeur des distributions des pulls proches de l'unité à 20 % près). Les nombres d'événements ajustés dans les essais ( $E$ ) sont non biaisés et ont des incertitudes en rapport avec la statistique et le rapport signal sur bruit.

parameter		Signal seul		Signal + $D^0$		Signal + BBkg		Signal + Continuum		Signal + Cont + $D^0$		Modèle complet	
		mean	sigma	mean	sigma	mean	sigma	mean	sigma	mean	sigma	mean	sigma
$\rho(770)^+$	Amp pull	-0.07	0.98	-0.05	1.02	-0.13	0.91	-0.10	0.92	-0.12	1.09	-0.14	0.84
	Amp res	0.02	0.14	0.031	0.15	0.035	0.19	0.054	0.22	0.08	0.22	0.01	0.24
	Ph pull	0.07	1.17	0.08	1.02	0.12	1.08	0.11	1.19	0.15	1.04	0.12	1.06
	Ph res	-0.58	10.11	-2.56	12.04	-5.09	28.12	0.49	24.10	0.62	25.53	0.53	30.05
$\rho(770)^-$	Amp pull	0.08	1.02	0.10	1.01	0.17	0.90	0.16	0.99	0.12	0.95	-0.14	0.93
	Amp res	0.04	0.16	0.024	0.15	0.011	0.20	0.052	0.20	0.042	0.22	0.018	0.21
	Ph pull	-0.00	0.95	-0.09	1.06	0.17	1.11	-0.15	0.98	0.13	1.01	0.023	0.97
	Ph res	-0.11	12.70	-0.39	15.15	2.97	26.11	1.69	28.14	2.06	27.09	3.51	30.33
$K^*(892)^-$	Amp pull	0.09	1.10	1.045	1.07	0.22	1.23	0.13	1.04	-0.05	0.95	-0.06	0.88
	Amp res	0.0065	0.10	0.018	0.11	0.015	0.12	0.017	0.12	0.0019	0.12	0.007	0.14
$K^*(892)^0$	Amp pull	0.07	0.96	0.10	0.96	-0.10	1.045	-0.33	0.83	-0.35	0.83	-0.11	0.87
	Amp res	-0.04	0.16	-0.054	0.15	-0.088	0.13	-0.091	0.22	-0.095	0.19	0.007	0.15
	Ph pull	0.66	1.39	0.12	1.36	0.29	1.087	-0.26	1.86	-0.29	1.71	0.081	1.06
	Ph res	19.90	19.90	5.57	22.2	-9.24	33.61	-14.99	29.2	-2.69	29.09	2.89	38.13
$K^*(892)^0\text{bar}$	Amp pull	-0.44	0.93	-0.26	0.77	-0.57	1.16	-0.36	0.97	-0.48	0.94	-0.010	1.01
	Amp res	-0.043	0.15	-0.038	0.15	-0.082	0.17	-0.089	0.21	-0.097	0.19	0.015	0.17
	Ph pull	0.77	1.40	0.33	1.31	0.20	1.50	0.23	1.82	0.44	1.33	-0.04	1.10
	Ph res	19.78	19.4	13.56	20.3	14.32	58.11	13.46	25.1	10.25	74.72	-2.02	34.48
$K^*(1430)^+$	Amp pull	0.06	0.99	0.08	0.91	0.05	0.92	0.19	0.91	0.29	0.89	0.062	0.91
	Amp res	0.74	5.12	0.81	5.50	0.78	6.99	3.87	8.08	2.21	6.44	0.59	6.35
	Ph pull	0.05	1.02	0.08	1.11	0.11	1.08	0.13	1.03	0.15	0.97	-0.001	1.017
	Ph res	1.047	10.1	0.31	10.30	1.59	10.71	5.00	11.9	2.58	12.67	-0.15	13.15
$K^{*-}(1430)$	Amp pull	0.057	1.00	0.051	0.86	0.25	1.12	0.40	0.96	0.30	0.93	0.081	0.91
	Amp res	0.76	5.23	0.47	5.07	1.51	6.72	1.78	8.79	2.11	8.61	1.21	5.95
	Ph pull	0.19	1.055	0.15	1.12	0.39	0.98	0.094	1.22	0.16	1.22	0.065	1.053
	Ph res	1.67	13.0	3.34	11.8	5.13	12.5	4.17	11.8	3.71	12.0	1.97	14.0
$K^{*0}(1430)$	Amp pull	-0.12	0.95	-0.12	0.94	-0.02	1.08	-0.12	1.04	-0.13	1.02	-0.15	0.95
	Amp res	-0.50	6.91	-0.72	6.02	-2.21	6.48	-2.48	9.61	-2.32	8.73	-0.68	7.35
	Ph pull	0.60	1.41	0.04	0.97	0.09	1.22	-0.11	1.11	-0.09	1.07	0.00	0.97
	Ph res	13.90	19.6	-0.10	22.9	9.56	29.09	-1.78	32.0	-15.60	96.55	-1.70	32.41
$K^{*0}(1430)\text{bar}$	Amp pull	-0.18	0.96	-0.10	0.72	-0.39	1.34	-0.098	1.00	-0.32	1.07	-0.16	0.93
	Amp res	-0.51	7.00	-0.95	6.95	-3.34	8.23	-1.39	9.63	-2.36	8.85	-0.66	8.08
	Ph pull	0.66	1.51	0.44	1.41	0.38	1.60	0.23	1.86	0.0038	1.94	-0.049	1.13
	Ph res	17.58	22.1	9.10	31.8	15.24	50.94	5.36	36.8	7.22	79.69	-0.58	32.78
N.R	Amp pull	-0.13	0.94	-0.18	0.82	-0.09	0.98	-0.12	0.99	-0.15	0.79	-0.094	1.01
	Amp res	-0.019	3.99	-0.092	3.06	-0.43	3.11	-0.50	4.88	-0.048	3.34	-0.045	2.67
	Ph pull	0.10	1.12	0.056	1.050	0.02	1.098	-0.18	1.34	-0.0025	1.14	0.065	1.05
	Ph res	2.46	18.0	1.095	20.1	1.22	27.05	-7.95	24.3	0.80	39.70	1.69	26.49
N.R bar	Amp pull	-0.09	0.89	-0.10	0.91	-0.08	0.97	-0.11	0.93	0.09	1.12	-0.10	0.94
	Amp res	0.077	2.94	-0.25	3.19	-0.36	2.84	0.27	4.87	0.093	3.66	-0.035	2.92
	Ph pull	0.39	1.38	0.085	1.12	0.20	1.20	0.077	1.16	0.049	1.27	-0.12	1.06
	Ph res	8.43	19.1	1.027	17.9	7.085	33.08	-1.53	28.5	2.24	40.02	0.51	26.91
sigNb	Pull	-0.07	1.03	-0.05	1.06	-0.07	0.87	-0.10	0.96	-0.08	0.91	-0.13	1.02
	Res	1.92	33.9	-0.62	32.12	-2.05	37.01	-0.13	37.64	-1.68	36.92	-1.44	36.11
contNb	Pull	-	-	-	-	-	-	-0.081	1.03	0.053	0.99	-0.04	0.94
	Res	-	-	-	-	-	-	-3.37	79.55	-5.01	80.08	-6.50	87.52
ContAcp	Pull	-	-	-	-	-	-	0.00	0.98	0.03	1.06	-0.009	0.95
	Res	-	-	-	-	-	-	0.001	0.007	0.0002	0.008	-0.0006	0.0079
D0Nb	Pull	-	-	0.098	0.95	0.10	0.92	-	-	-0.051	1.00	0.012	0.95
	Res	-	-	-20.38	46.77	2.29	50.09	-	-	1.87	48.30	1.92	53.69
BBkgNb1	Pull	-	-	-	-	0.0022	0.92	-	-	-	-	0.060	1.03
	Res	-	-	-	-	-34.39	30.81	-	-	-	-	0.46	12.68
BBkgNb2	Pull	-	-	-	-	-0.066	1.077	-	-	-	-	-0.045	1.015
	Res	-	-	-	-	-2.13	26.14	-	-	-	-	0.34	5.45
BBkgNb3	Pull	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-0.019	0.93
	Res	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.36	10.20
BBkgNb4	Pull	-	-	-	-	-0.18	1.00	-	-	-	-	-0.13	1.00
	Res	-	-	-	-	-35.59	25.39	-	-	-	-	0.43	14.08
BBkgNb5	Pull	-	-	-	-	0.022	1.08	-	-	-	-	0.076	0.98
	Res	-	-	-	-	36.61	36.36	-	-	-	-	-0.37	27.07

Table 10.3: Comparaison entre les études toys Signal plus une composante.

## 10.5. AJUSTEMENTS AVEC LA STATISTIQUE EXPÉRIMENTALE

parameter		Toy study				Embedded Fits			
		Histo		Fit		Histo		Fit	
		mean	sigma	mean	sigma	mean	sigma	mean	sigma
$\rho(770)^+$	Amp pull	-0.16	0.85	-0.14	0.84	-0.17	1.23	-0.12	0.97
	Amp res	-0.02	0.25	0.01	0.24	-0.05	0.26	0.03	0.28
	Ph pull	0.12	1.07	0.12	1.06	0.14	1.09	0.09	1.03
	Ph res	-0.83	31.85	0.53	30.05	-0.93	30.94	5.11	32.02
$\rho(770)^-$	Amp pull	-0.31	0.93	-0.14	0.93	-0.25	0.92	-0.28	1.05
	Amp res	-0.03	0.23	0.02	0.21	-0.06	0.22	0.09	0.23
	Ph pull	-0.002	1.05	0.02	0.97	-0.01	1.04	0.05	1.17
	Ph res	2.27	32.14	3.51	30.33	4.29	35.41	4.90	34.82
$K^*(892)^-$	Amp pull	-0.08	0.96	-0.06	0.88	-0.11	0.96	-0.08	0.92
	Amp res	0.02	0.15	0.01	0.14	0.03	0.15	-0.01	0.17
$K^*(892)^0$	Amp pull	-0.041	0.91	-0.11	0.87			-0.18	0.99
	Amp res	0.028	0.20	0.01	0.15			0.12	0.19
	Ph pull	0.067	1.09	0.08	1.06			0.08	1.17
	Ph res	3.21	37.35	2.89	38.13			6.06	40.73
$K^*(892)^0 \text{ bar}$	Amp pull	0.02	0.84	-0.01	1.01			0.15	1.22
	Amp res	0.01	0.19	0.02	0.17			0.03	0.22
	Ph pull	-0.04	1.16	-0.04	1.10			-1.37	1.24
	Ph res	-2.67	35.55	-2.02	34.48			7.72	36.90
$K^*(1430)^+$	Amp pull	-0.00	0.86	0.062	0.91			0.10	0.92
	Amp res	0.48	5.99	0.59	6.35			0.43	6.39
	Ph pull	-0.02	1.04	-0.001	1.017			-0.11	0.94
	Ph res	-0.05	13.22	-0.15	13.15			2.99	16.91
$K^*(1430)^-$	Amp pull	0.03	0.80	0.081	0.91			0.27	0.95
	Amp res	0.36	6.07	1.21	5.95			2.84	7.67
	Ph pull	0.07	1.075	0.065	1.053			0.37	1.03
	Ph res	1.48	14.08	1.97	14.02			3.08	16.25
$K^*(1430)^0$	Amp pull	-0.13	0.86	-0.15	0.95			-0.75	0.98
	Amp res	-0.20	6.91	-0.60	7.35			-6.29	8.72
	Ph pull	0.00	1.02	0.00	0.97			-1.22	1.24
	Ph res	-0.93	33.48	-1.70	32.41			-3.64	31.50
$K^*(1430)^0 \text{ bar}$	Amp pull	-0.11	0.89	-0.16	0.93			-0.52	1.07
	Amp res	-0.47	7.50	-0.66	8.08			-4.00	8.71
	Ph pull	-0.07	1.13	-0.05	1.13			-1.08	1.24
	Ph res	-0.04	32.12	-0.58	32.78			-4.43	35.91
N.R	Amp pull	-0.12	0.96	-0.094	1.01			-0.69	0.96
	Amp res	-0.21	3.93	-0.045	2.67			-2.13	3.63
	Ph pull	0.053	1.03	0.065	1.05			-0.14	0.99
	Ph res	1.43	27.15	1.69	26.49			-33.55	33.29
N.R bar	Amp pull	-0.11	0.89	-0.10	0.94			-0.69	1.01
	Amp res	0.066	3.94	-0.035	2.92			-2.58	3.76
	Ph pull	-0.11	1.10	-0.12	1.06			-0.37	1.02
	Ph res	0.73	27.64	0.51	26.91			-14.00	31.96

Table 10.4: *Étude comparative entre les “Toys” purs et les “Embedded Fits” pour le modèle complet.*

## 10.6 Retour à une étape antérieure

Nous venons de voir qu'un ajustement valide pour la mesure des phases a été obtenu trop tardivement pour être exploité. Les performances sont aussi assez faibles en ce qui concerne les mesures des amplitudes isobares. Dans ces circonstances, nous revenons pour la fin de ce mémoire à la version de 2008 de l'ajustement pour laquelle la validation était probante. Une autre raison pour ce conservatisme est l'absence d'approbation par la Collaboration *BABAR* de l'analyse fondée sur l'ajustement le plus récent.

La table 10.5 résume les résultats des essais **complets** ( $E$ ). Le biais maximum est de 0.75 écarts-type (pour le nombre d'événements du bruit de fond  $B$  de la catégorie  $BB4$ ). Le nombre d'événements de signal est également biaisé, d'un demi-écart-type par excès. Les largeurs des distributions des pulls sont comprises entre 0.96 et 1.13 pour les nombre d'événements, entre 0.8 et 1.01 pour les modules des amplitudes et entre 0.98 et 1.30 pour les phases. Il n'y a pas de biais significatifs sur les phases. Celles-ci sont mesurées avec des incertitudes comprises entre 17 et 56°, les plus incertaines étant celles des systèmes  $K_s^0\pi^0$ .

La table 10.6 décrit comment les performances de l'ajustement se dégradent à mesure que le modèle statistique se complexifie.

Résonance	Pull Module		Pull Phase	
	$\mu$	$\sigma$	$\mu$	$\sigma$
$\rho(770)^+$	-0.11	1.04	0.10	1.15
$\rho(770)^-$	-0.06	0.99	0.02	1.05
$K^*(892)^-$	-0.11	0.91	-	-
$K^*(892)^0$	-0.01	0.92	0.21	1.31
$K^*(892)^0\text{bar}$	0.04	0.96	0.14	1.18
$K^*(1430)^+$	0.05	0.97	0.04	1.06
$K^*(1430)^-$	0.08	0.91	-0.006	0.99
$K^*(1430)^0$	-0.31	1.08	0.13	1.31
$K^*(1430)^0\text{bar}$	-0.24	1.04	0.04	1.24
N.R	-0.03	1.01	-0.28	1.27
N.R bar	-0.08	0.93	-0.27	1.16
Résonance	Résidu Module		Résidu Phase	
	$\mu$	$\sigma$	$\mu$	$\sigma$
$\rho(770)^+$	0.08	0.33	1.42	42.61
$\rho(770)^-$	0.09	0.31	-1.17	39.16
$K^*(892)^-$	0.03	0.18	-	-
$K^*(892)^0$	0.06	0.23	12.34	59.55
$K^*(892)^0\text{bar}$	0.07	0.24	7.03	55.49
$K^*(1430)^+$	3.54	9.43	-0.49	18.84
$K^*(1430)^-$	3.57	8.80	-0.97	17.89
$K^*(1430)^0$	0.46	9.55	6.44	59.66
$K^*(1430)^0\text{bar}$	1.14	9.94	1.82	56.92
N.R	0.71	5.97	-9.88	42.64
N.R bar	0.24	5.27	-7.15	36.21
Résonance	Pull		Résidu	
	$\mu$	$\sigma$	$\mu$	$\sigma$
SignalNb	0.58	0.98	33.47	56.19
ContinuumNb	0.09	1.03	11.10	131.95
Acp Continuum	0.06	0.97	0.0008	0.01
D0Nb	0.07	0.97	3.86	51.00
BBkgNb1	-0.009	1.00	0.38	36.00
BBkgNb2	0.02	1.04	1.15	23.59
BBkgNb3	-0.06	1.02	-2.21	74.37
BBkgNb4	-0.87	1.22	-11.40	16.29
BBkgNb5	-0.02	1.03	0.03	52.57
BBkgNb6	-0.32	1.01	-43.62	142.82
BBkgNb7	0.11	1.00	9.76	85.92

Table 10.5: *Essais complets(E)*. Moyennes et écarts-type des pulls et résidus pour les modules et les phases des amplitudes isobares ainsi que pour les nombres d'événements.

Fit	Signal		Signal+D0	Signal+Cont.		Full Fit	
	T	E	T	T	E	T	E
$\rho^+(amp)$	0.20	0.18	0.18	0.27	0.28	0.27	0.33
$\rho^-(amp)$	0.19	0.18	0.19	0.28	0.29	0.27	0.31
$\rho^+(phase)$	22.21	17.92	24.74	42.21	38.55	51.09	42.61
$\rho^-(phase)$	23.78	17.35	24.09	43.60	32.74	51.88	39.16
$K^{*-}(amp)$	0.13	0.13	0.12	0.20	0.19	0.18	0.18
$K^{*0}(amp)$	0.16	0.14	0.15	0.22	0.21	0.21	0.23
$K^{*0}bar(amp)$	0.16	0.16	0.15	0.21	0.22	0.20	0.24
$K^{*0}(phase)$	31.41	24.25	32.28	51.28	46.14	60.77	59.55
$K^{*0}bar(phase)$	26.14	23.95	32.28	53.59	45.10	64.73	55.49
$1430^+(amp)$	5.60	5.35	5.50	8.08	8.37	7.89	9.43
$1430^-(amp)$	5.25	5.06	5.07	7.79	7.67	7.81	8.80
$1430^+(phase)$	11.42	10.75	12.29	17.83	16.74	18.78	18.84
$1430^-(phase)$	11.30	10.84	11.83	17.50	17.80	17.93	17.89
$1430^0(amp)$	6.08	5.61	5.82	8.32	8.63	8.08	9.55
$1430^0bar(amp)$	6.19	5.15	6.05	8.71	8.63	8.94	9.94
$1430^0(phase)$	30.85	22.73	31.14	50.05	45.81	59.36	59.66
$1430^0bar(phase)$	26.15	23.16	31.96	54.38	43.55	64.32	56.92
$NR(amp)$	3.19	3.17	3.22	5.02	4.84	5.23	5.97
$NRbar(amp)$	3.04	3.06	3.29	4.67	4.87	5.54	5.27
$NR(phase)$	17.79	14.98	18.13	31.20	31.20	36.55	42.64
$NRbar(phase)$	16.08	16.13	16.84	36.80	29.29	39.10	36.21

Table 10.6: Evolution des erreurs sur les paramètres de l'ajustement ( $\sigma_{res}$ ) avec la complexification du modèle. Pour chaque type d'échantillon, les résultats des toys (T) et des embedded fits (E) sont disponibles dans la table.





**Partie IV**  
**RÉSULTATS**

---

Nous avons expliqué à la fin du chapitre 10 que la validation de l’ajustement décrit au chapitre 9 a été démontrée trop tardivement pour être exploitée. Nous décidons en conséquence de présenter les résultats obtenus pendant l’été 2008 au moyen de la version précédente avec l’objectif d’aboutir à une communication préliminaire. Il s’est avéré que, bien que l’algorithme ait passé avec succès les procédures de validation, celles-ci n’étaient pas assez strictes pour garantir un résultat crédible. Nous avons conscience que notre travail est inachevé. Néanmoins, nous pensons qu’il vaut la peine d’en présenter la méthodologie. Le lecteur doit donc être averti que les résultats décrits dans cette partie ont été obtenus avec une sélection et de ce fait une paramétrisation différentes de celles exposées précédemment. Les principaux changements concernent la fenêtre en  $\Delta E$  beaucoup plus large dans l’ancienne sélection et le réseau de neurones transformé de façon différente. Les figures 10.5 et 10.6 illustrent les critères imposés par la sélection de 2008. La table 10.7 résume les performances de l’ancienne sélection. Les nombres d’événements attendus sont donnés dans la table 10.8. Les événements de bruit de fond  $B$  étaient répartis en 8 catégories avec les statistiques attendues de la table 10.9.

Critères de sélection	$N.R.$	$K^{*0}\pi^+$	$K_S\rho^+$	$K^{*+}\pi^0$
$NN > 0.8$	62.24%	59.4%	59.4%	60.7%
total efficiency	12.86%	12.0%	12.2%	12.3%
SCF fraction	7.19%	33.2%	34.2%	16.8%

Table 10.7: *Efficacité de la sélection de 2008 que nous utilisons pour présenter les résultats préliminaires de l’analyse de Dalitz de la désintégration  $B^+ \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^0$ .*

Cette partie contient trois chapitres. Le premier chapitre 11 présente les résultats. Nous avons procédé en plusieurs étapes que nous décrivons brièvement avant de donner les résultats sous forme de figures et de tables. Le second chapitre 12 est consacré aux incertitudes systématiques. Au chapitre 13 enfin, nous extrayons de nos mesures, les rapports d’embranchement des désintégrations étudiées et estimons la sensibilité à la violation de  $CP$  de notre analyse une fois menée à son terme.

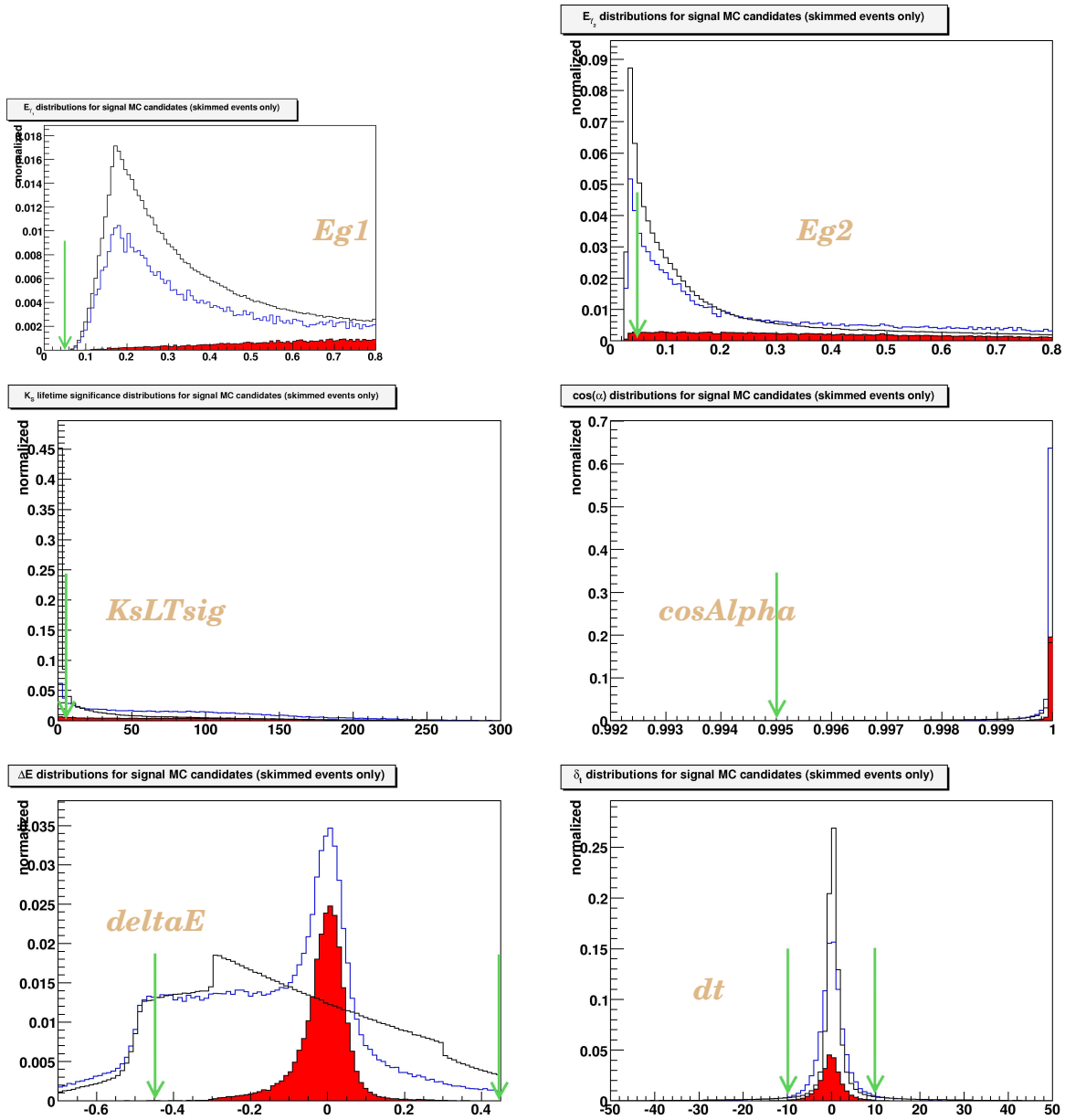


Figure 10.5: Coupures de la sélection utilisée en 2008 (1ère partie). Signal MC, toutes les combinaisons (ligne bleue) ; signal MC, candidat vérité MC (histogramme rouge) ; ailes des données On Peak, toutes les combinaisons (ligne noire).

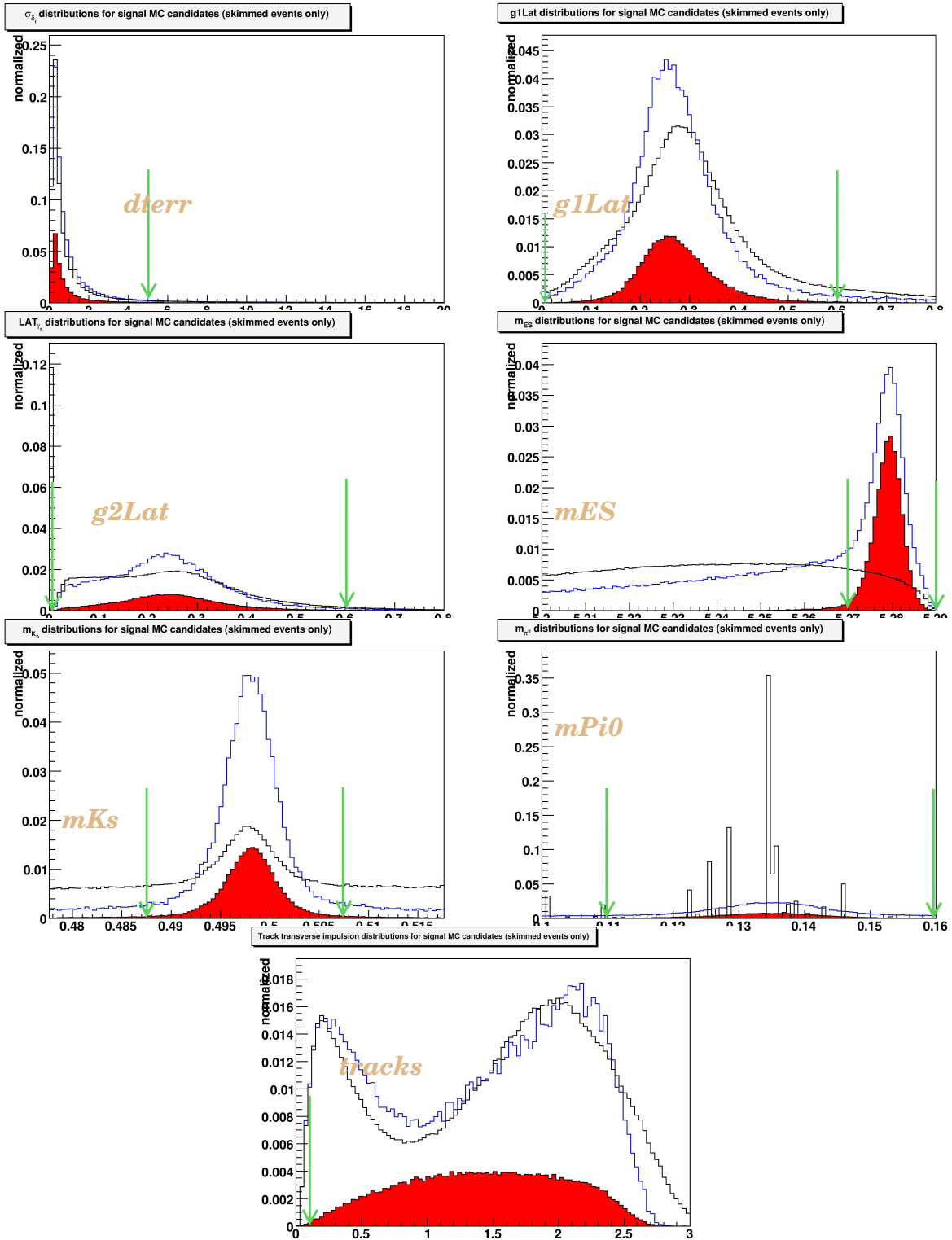


Figure 10.6: Coupures de la sélection utilisée en 2008 (2ème partie). Signal MC, toutes les combinaisons (ligne bleue) ; signal MC, candidat vérité MC (histogramme rouge) ; ailes des données On Peak, toutes les combinaisons (ligne noire).

gris40 Composante		Attendu pour $K_s\pi^+\pi^0$
Signal		1206
	- dont SCF	239
Continuum		7405(*)
Bruit de fond $B$		6011
	- dont $\bar{D}^0\pi^0$	2425

Table 10.8: *Nombre d'événements attendus pour les différentes espèces dans l'analyse  $K_s^0\pi^+\pi^0$  avec la sélection de 2008. Le symbole (\*) associé au continuum signifie que l'estimation du nombre d'événements attendus par le continuum n'est réaliste. Le chiffre exact après correction d'une erreur dans l'estimation de l'efficacité de *skimming* pour les événements offpeak est de 8250. Il n'est pas nécessaire de répéter les études de validation après cette correction. Nous devons nous passer de la distribution de  $NLL_{min}$  de référence.*

Classe #	Nombre d'événements attendus
BB0	2425
BB1	700
BB2	330
BB3	624
BB4	51
BB5	239
BB6	1317
BB7	357

Table 10.9: *Statistiques attendues pour les catégories de bruit de fond  $B$  en usage dans l'analyse de 2008.*

# Chapitre 11

## Résultats

### 11.1 La démarche

Plusieurs essais ont été effectués avant que nous décidions de la configuration optimale de l'ajustement (quels paramètres fixer, quels paramètres laisser libres). La configuration retenue est décrite au paragraphe 11.2.

Nous avons suivi trois étapes successives. D'abord, nous avons fabriqué un lot simulé avec la statistique expérimentale à partir de la simulation complète du détecteur (Geant 4) de chaque catégorie d'événement. Dans un second temps, nous avons mis en œuvre un ajustement simplifié insensible à la violation de  $CP$  directe en imposant des coefficients isobares identiques pour les désintégrations des mésons  $B^+$  et  $B^-$ . Cet ajustement *aveugle* à la violation de  $CP$  fait l'objet du paragraphe 11.5. Enfin, nous avons effectué l'ajustement complet.

### 11.2 Configuration du programme d'ajustement

Dans la configuration de l'ajustement complet, 34 paramètres sont laissés libres<sup>1</sup>

- 11 modules d'amplitudes isobares
- 10 phases d'amplitudes isobares
- 6 nombres d'événements (le signal, le continuum, 4 parmi les 8 catégories de bruit de fond  $B$  ; le nombre d'événements de la classe  $BB_1$  est fixé).
- 1 asymétrie directe de  $CP$  pour le continuum. Vérifier la nullité de cette mesure constitue un test utile de la procédure expérimentale.

---

<sup>1</sup>37 pour le lot complètement simulé, où nous avons laissé varier les nombre d'événements de toutes les catégories  $BB_k$ , sauf celui de  $BB_1$ .



- 6 paramètres caractérisant la forme de *PDF* de  $m_{ES'}$  et  $\Delta E'$  : le paramètre  $\xi$  de la fonction Argus (équation 9.10), la valeur moyenne et l'écart-type de la Gaussienne étroite décrivant  $m_{ES'}$  pour le signal, les deux coefficients du polynôme du second degré qui représente  $\Delta E'$  pour les événements du continuum et un paramètre décrivant la forme de la *PDF* de  $NN'$  pour les événements du continuum.

Dans la configuration *aveugle* à la violation de *CP*, dix paramètres sont fixés. L'ajustement à 24 paramètres est plus simple.

### 11.3 Présentation des résultats

Nous présentons les résultats de chaque étape de façon standardisée en employant des graphes de projection qui permettent de visualiser les distributions de variables de l'ajustement avec un enrichissement en signal plus ou moins conséquent.

Nous définissons le rapport de vraisemblance par :

$$R \equiv \frac{(\mathcal{L}_{TM} + \mathcal{L}_{SCF})}{\mathcal{L}_{TM} + \mathcal{L}_{SCF} + \mathcal{L}_{continuum} + \mathcal{L}_{Bbackgrounds}} \quad (11.1)$$

où  $\mathcal{L}_j$  sont les différents termes de la fonction de vraisemblance d'un événement (voir équations 9.3, 9.7 et 9.4). Dans un graphe de projection de la variable  $v_j$ , la distribution de  $v_j$  est calculée en imposant ou non une condition d'enrichissement  $R_{v_j} < R_{v_j, cut}$ , calculé avec des *PDF* d'où le facteur  $\mathcal{P}(v_j)$  est omis. Les notations sont celles de l'équation 9.9.  $R_{v_j, cut}$  est choisi pour que le rapport  $\frac{signal^2}{signal+bruitsdefond}$  soit maximal.

Sur les figures obtenues à partir de *Toys* gigantesques (1 million d'événements), nous dessinons :

- les données comme des points avec des barres d'erreur,
- en jaune, la distribution du continuum,
- en vert, la distribution de tous les bruits de fond B, sauf la catégorie *BB0*,
- en bleu, la distribution de l'espèce *BB0* ( $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^0$ ),
- en noir, la distribution des événements de signal (SCF) et,
- en rouge, la distribution des événements de signal (TM).

Remarque : Le fait d'avoir considéré la classe *BB0* comme bruit de fond, a empêché de réduire l'importance du bruit de fond de continuum dans les diagrammes enrichis. Il serait intéressant de réoptimiser l'enrichissement en ne considérant pas les événements, très nombreux, mais aussi très localisés dans l'espace des phases et le diagramme de Dalitz.

Nous présentons graphiquement la matrice de corrélation des paramètres de l'ajustement. Nous remplissons deux tables. L'une rassemble les résultats des paramètres directement déterminés par l'ajustement. L'autre liste les fractions isobares et les asymétries de charge (équations 2.31) caractéristiques des désintégrations en quasi-2-corps, calculées par une méthode fondée sur les multiplicateurs de Lagrange à partir des résultats de l'ajustement.

## 11.4 Ajustement d'un lot simulé complet

Le lot complètement simulé contient 14624 événements tirés des lots simulés de l'expérience. Nous utilisons le lot simulé *Denis* pour le signal et des échantillons avec la statistique expérimentale extraits des collections de Monte Carlo génériques  $B^0\bar{B}^0$ ,  $B^+B^-$  et  $q\bar{q}$ .

L'histogramme de  $NLL_{min}$ , valeur de NLL après convergence des essais de *randomisation* d'un ajustement montre un spectre ne comportant que la seule valeur  $NLL_{bestfit}$  (figure 11.1). Il n'y a donc pas de dégénérescence. D'autre part,  $NLL_{bestfit}$  se range bien au milieu du support de la distribution de cette quantité obtenue lors des essais ( $E$ ) du fit complet comme il se doit pour un ajustement acceptable (figure 11.2). La matrice de corrélation des paramètres ajustés est donnée à la figure 11.3.

Les paramètres et leurs valeurs ajustées sont listés dans la table 11.1. Les fractions et les asymétries de  $CP$  isobares sont comparées aux valeurs du modèle *Denis* dans la table 11.2. La qualité de l'ajustement est établie à l'examen des graphes de projection pour le rapport de vraisemblance global, les variables discriminantes  $m_{ES}'$ ,  $\Delta E'$  et  $NN'$  et, les masses invariantes du diagramme de Dalitz (figures 11.4 à 11.6). Un zoom sur la région de la masse du  $\bar{D}^0$  dans le graphe de la masse du système  $K_S^0\pi^0$  est montré sur la figure 11.7.

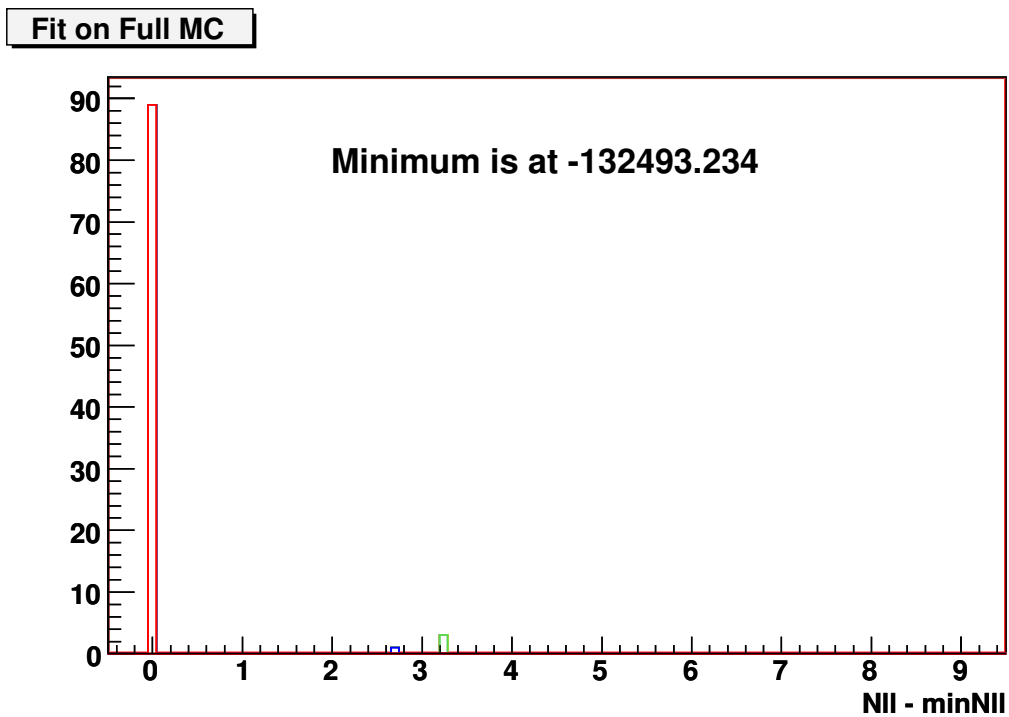


Figure 11.1: Spectre de  $NLL_{min}$  pour les ajustements essayés avec des valeurs randomisées des valeurs initiales des paramètres L'origine des abscisses est prise en  $NLL_{bestfit}$ , valeur de  $NLL$  du meilleur ajustement.

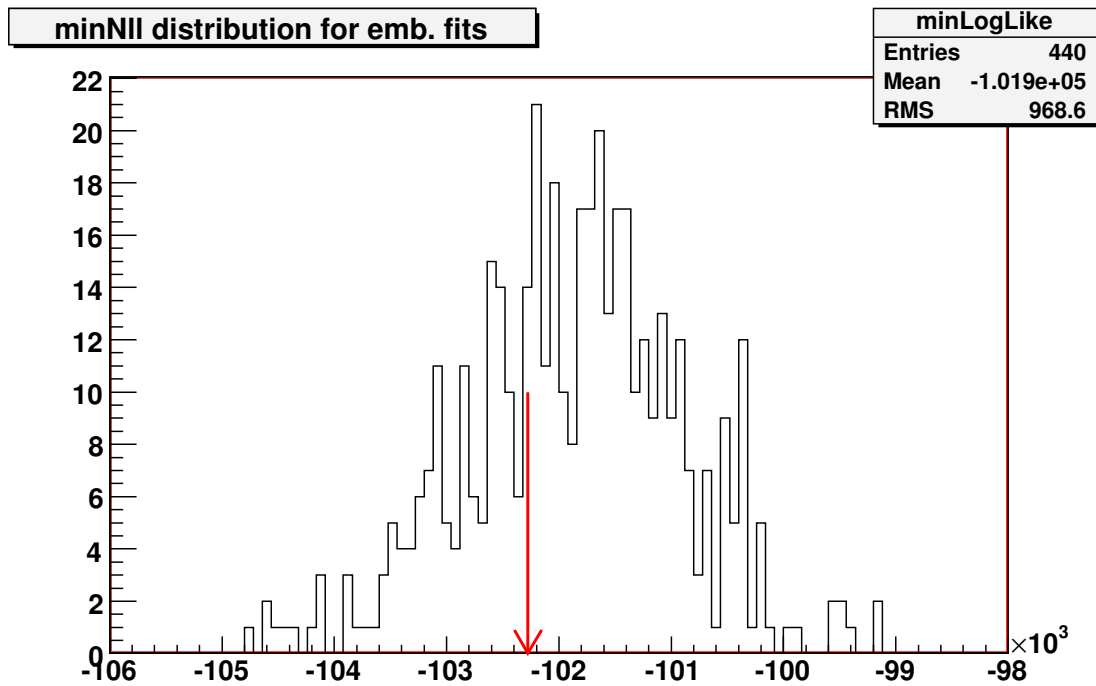


Figure 11.2: *Distribution de  $NLL_{best\,fit}$  pour les essais (E) de la validation. La flèche rouge indique la position de la valeur de  $NLL_{best\,fit}$  de l'ajustement sur le lot de Monte Carlo complet.  $NLL_{best\,fit}$  de l'ajustement sur le MC complet est bien contenu dans la distribution de  $NLL_{min}$  des essais (E).*

# 11.4. AJUSTEMENT D'UN LOT SIMULÉ COMPLET

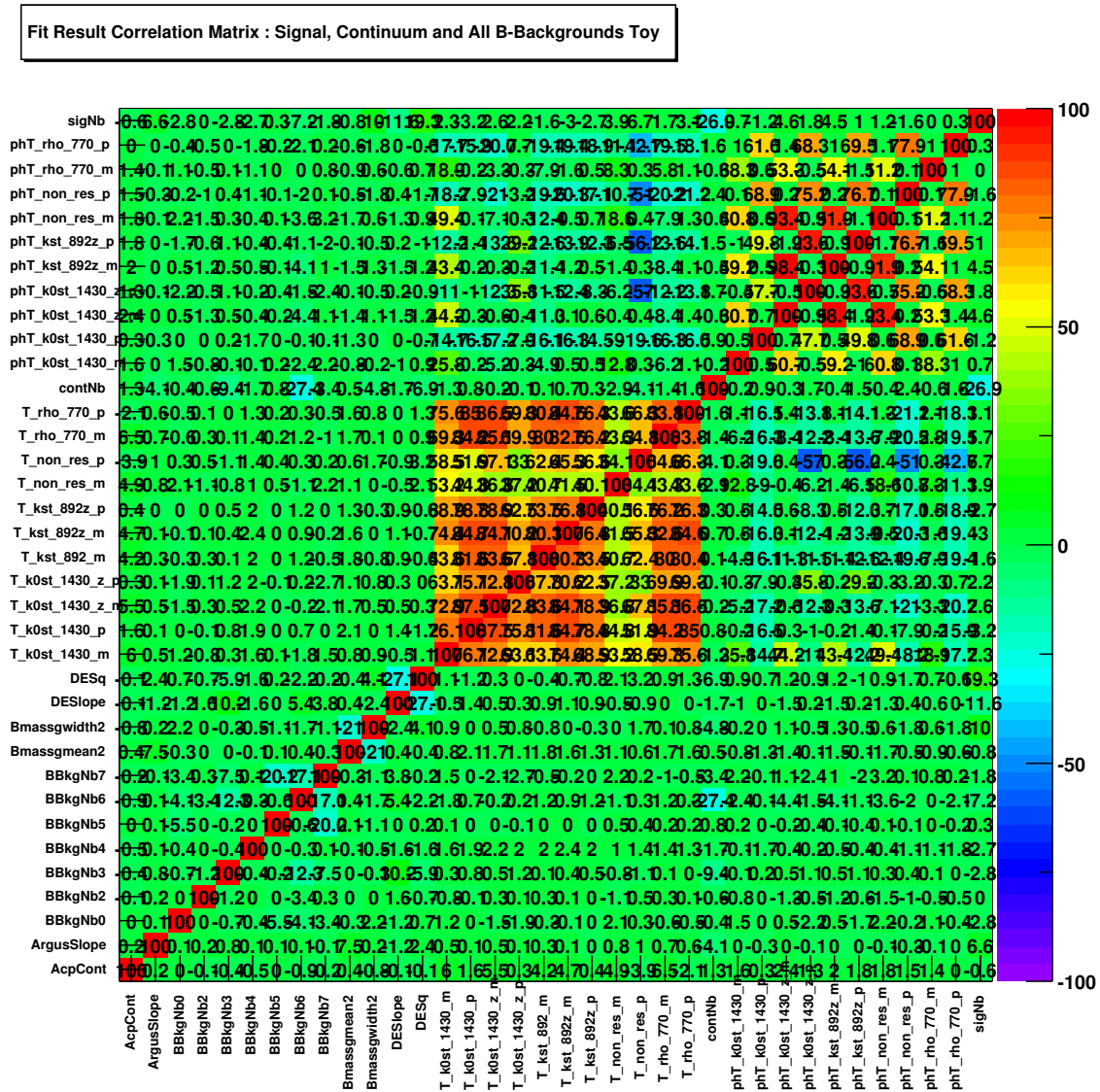


Figure 11.3: Matrice de corrélation de l'ajustement sur le Monte Carlo complet.

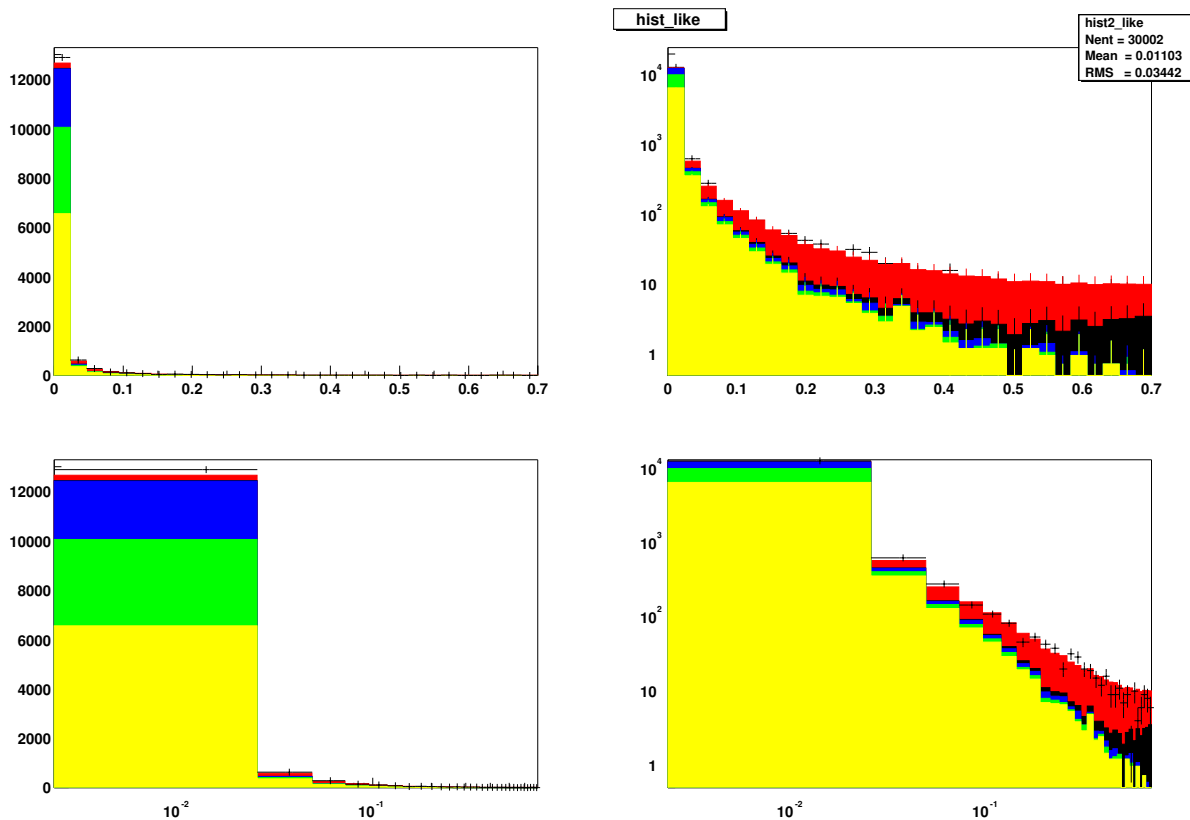


Figure 11.4: Rapport de vraisemblance pour l'ajustement du MC complet. Les échelles linéaires et logarithmiques aident à focaliser l'attention sur les régions où le signal domine sur le bruit de fond ou vice versa. !!! cette figure est à refaire !!!!

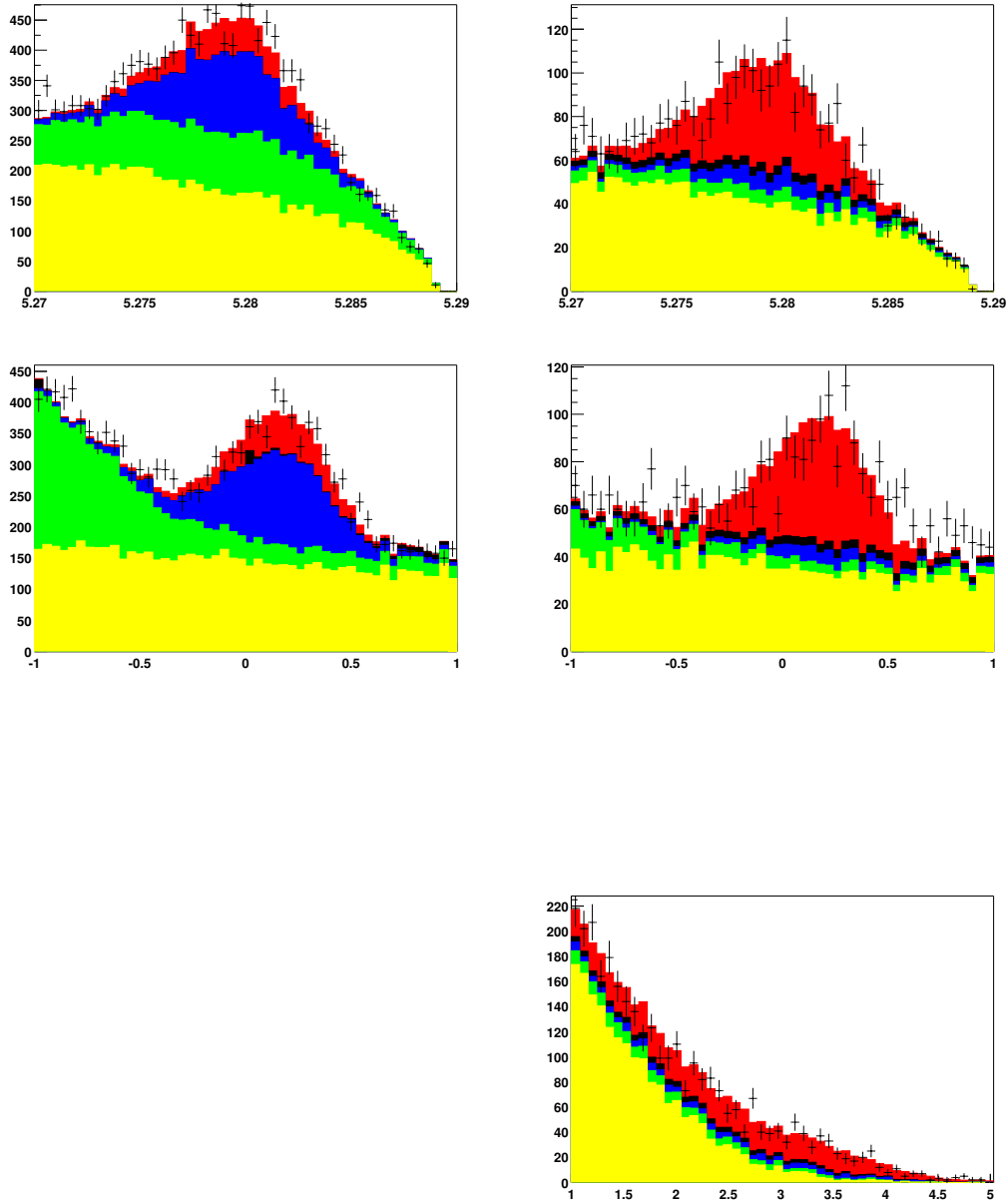


Figure 11.5: Distributions des variables discriminantes : (en haut)  $m_{ES}$ , (au milieu)  $\Delta E'$  et (en bas)  $NN$ . A gauche, il n'y a pas de sélection sur le rapport de vraisemblance. A droite, la coupure optimisant le rapport signal sur  $\sqrt{\text{bruit}}$  est appliquée.

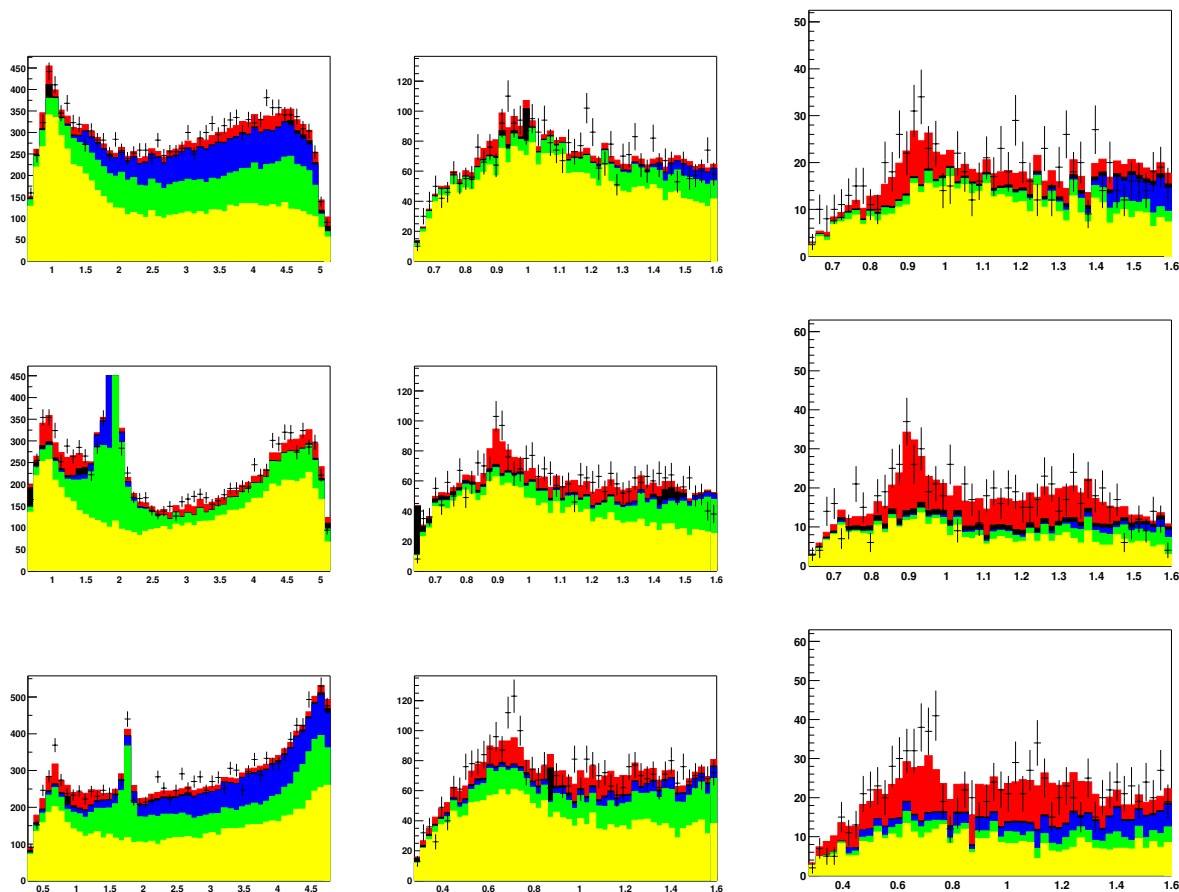


Figure 11.6: (En haut) Masse invariante  $K_S^0\pi^-$  pour tous les événements (à gauche),  $m \leq 1.6 \text{ GeV}/c^2$  (au centre) et pour un échantillon enrichi par la coupure sur  $R$  (à droite). (Au milieu) idem pour la masse invariante  $K_S^0\pi^0$ . (En bas) idem pour la masse invariante  $\pi^-\pi^0$ . Le pic de la masse du  $\bar{D}^0$  du graphe au milieu et à gauche est montré en détail sur la figure 11.7.



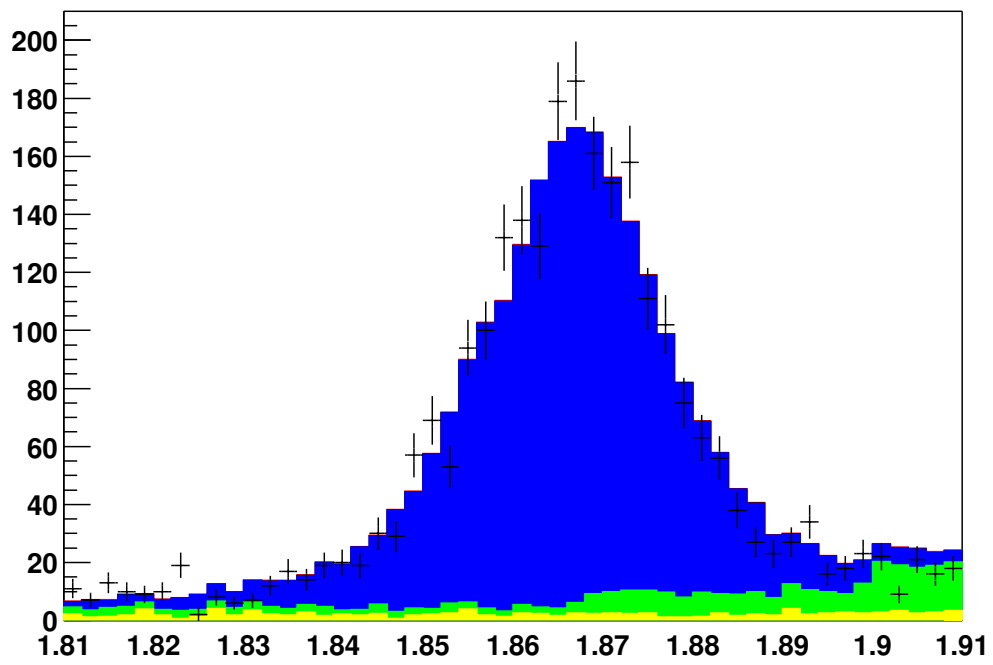


Figure 11.7: *Masse invariante  $K_S^0 \pi^0$  invariante zoomée dans la région du  $\bar{D}^0$ .*

gris60 Paramètre	Valeur Gén.	Valeur ajustée	Erreur
sigNb	1206	1214.5	57.6
contNb	7405	7285.6	107.0
AcpCont	0.0	-0.0015	0.014
BBkgNb0	2425.0	2459.1	53.4
BBkgNb2	330.0	320.65	19.7
BBkgNb3	624.0	669.58	40.7
BBkgNb4	51.0	57.40	9.99
BBkgNb5	239.0	219.42	28.1
BBkgNb6	1317.0	1272.0	66.8
BBkgNb7	357.0	353.42	37.8
ArgusSlope	-20.94	-15.30	6.22
Bmassgmean2	5.28	5.28	0.000069
Bmassgwidth2	0.0026	0.0025	0.000053
DESlope	-0.19	-0.18	0.024
DESq	0.077	0.035	0.046
T-k0st-1430-m	38.30	28.43	5.37
T-k0st-1430-p	38.30	33.42	6.70
T-k0st-1430-z-m	45.86	37.73	6.03
T-k0st-1430-z-p	45.86	28.41	5.48
T-kst-892-m	0.747	0.56	0.13
T-kst-892z-m	1.00	0.77	0.15
T-kst-892z-p	1.00	0.77	0.14
T-non-res-m	15.10	15.43	3.81
T-non-res-p	15.10	11.12	6.33
T-rho-770-m	1.45	1.17	0.19
T-rho-770-p	1.45	1.056	0.18
phT-k0st-1430-m	149.8	134.41	16.2
phT-k0st-1430-p	149.8	135.12	20.8
phT-k0st-1430-z-m	-76.39	-110.60	38.8
phT-k0st-1430-z-p	-7.64	-106.90	68.5
phT-kst-892z-m	-52.33	-84.30	38.6
phT-kst-892z-p	-52.33	-42.19	60.8
phT-non-res-m	-141.1	-177.31	30.0
phT-non-res-p	-141.1	-90.13	54.7
phT-rho-770-m	-28.17	-74.29	28.9
phT-rho-770-p	-28.17	-38.87	37.6

Table 11.1: *Résultat de l'ajustement sur le MC complet. Les paramètres ajustés sont comparés à leurs valeurs initiales qui sont celles du modèle Denis.*

Résonance	$FF$	(entrées)	$A_{CP}$
$\rho(770)^{+/-}$	$0.273 \pm 0.085$	(0.238)	$0.102 \pm 0.100$
$K^*(892)^{+/-}$	$0.067 \pm 0.014$	(0.057)	$-0.284 \pm 0.288$
$K^*(892)^0$	$0.094 \pm 0.040$	(0.105)	$0.002 \pm 0.185$
$K^*(1430)^{+/-}$	$0.229 \pm 0.086$	(0.219)	$-0.160 \pm 0.152$
$K^*(1430)^0$	$0.266 \pm 0.088$	(0.315)	$0.276 \pm 0.134$
N.R	$0.088 \pm 0.065$	(0.070)	$0.315 \pm 0.608$
Total	$1.018 \pm 0.070$		$0.029 \pm 0.208$

Table 11.2: Les  $A_{CP}$  et  $FF$  tirées des résultats de l'ajustement du MC complet. Les valeurs des  $FF$  du lot Denis utilisé dans la simulation du signal sont rappelées entre parenthèses. Les  $A_{CP}$  sont nulles par construction. !!! Pourquoi les valeurs centrales ont-elles change par rapport a la BAD ICHEP, !!! pourquoi les asymetries ont-elles change de signe? !!!

## 11.5 Ajustement aveugle à la violation de $CP$

Nous appliquons désormais l'algorithme d'ajustement sur les données expérimentales. Nous commençons par un ajustement simplifié, insensible à la violation de  $CP$  directe en imposant des coefficients isobares identiques pour les désintégrations des mésons  $B^+$  et  $B^-$ .

L'histogramme de  $NLL_{min}$  pour les ajustements *randomisés* (figure 11.8) montre une dégénérescence double avec deux solutions séparées de 0.2 unités de  $NLL$ . Deux motifs d'interférence possibles entre les  $(K\pi)_0^*(1430)$  neutres et chargés ne peuvent être distingués. Il est aussi possible que la dégénérescence soit entre les intensités relatives inversées pour les ondes S (LASS) neutre et chargée. Les résultats numériques sont listés dans la table 11.3 et les valeurs des paramètres quasi-2-corps qui en découlent, dans la table 11.4. Tous les nombres d'événements sont conformes à ce qu'on attend. Nous n'observons pas d'asymétrie de charge significative pour les événements du continuum. Lorsque nous fixons les nombre d'événements des catégories BB3 et BB6 à des valeurs éloignées des valeurs attendues, le résultat de l'ajustement ne change pas significativement. Une erreur dans l'évaluation des bruits de fond  $B$  aurait donc peu de conséquences. Les matrices de corrélation des deux solutions sont très similaires. Nous ne présentons sur la figure 11.9 que celle de la solution-1. Les figures 11.10 à 11.13 montrent les mêmes graphes de projection que pour le Monte Carlo complet.

Paramètre libre	Solution-1		Solution-2	
	Valeur ajustée	Erreur	Valeur ajustée	Erreur
sigNb	1227.4	75.0	1243.0	78.4
contNb	8151.5	117.0	8143.9	12.0
AcpCont	-0.029	0.013	-0.029	0.013
BBkgNb0	2533.30	54.5	2527.3	54.4
BBkgNb1		726.0 (fixé)		
BBkgNb2	320.75	19.8	322.56	19.8
BBkgNb3		593.0 (fixé)		
BBkgNb4	8.70	7.37	7.58	7.23
BBkgNb5	238.02	28.9	235.21	28.8
BBkgNb6		1266.0 (fixé)		
BBkgNb7		366.0 (fixé)		
ArgusSlope	-6.055	6.40	-5.00	45.0
Bmassgmean2	5.28	0.000073	5.28	0.000074
Bmassgwidth2	0.0027	0.000055	0.0027	0.000055
DESlope	-0.28	0.025	-0.28	0.025
DESq	0.20	0.051	0.21	0.052
T-k0st-1430-p	45.27	6.01	32.43	5.27
T-k0st-1430-z-p	31.68	5.13	40.78	5.35
T-kst-892z-p	0.81	0.13	0.71	0.13
T-non-res-p	13.38	2.99	15.21	3.51
T-rho-770-p	0.96	0.14	0.94	0.15
phT-k0st-1430-p	8.43	13.7	-20.77	14.1
phT-k0st-1430-z-p	107.60	31.2	-132.20	32.6
phT-kst-892z-p	3.23	34.0	84.64	35.1
phT-non-res-p	-110.63	30.1	126.94	29.9
phT-rho-770-p	11.48	28.6	-68.67	34.8

Table 11.3: *Résultat de l'ajustement aveugle à la violation de CP. Les ajustments convergent vers 2 solutions quasi-dégénérées avec  $NLL_1 = -137569.0$  et  $NLL_2 = -137568.8$  respectivement.*

En résumé, la qualité de l'ajustement reste acceptable même si l'on décèle des désaccords légers entre ajustement et données :

- sur les diagrammes du rapport  $R$ , dans la zone enrichie en signal
- sur les diagrammes enrichis en signal des variables  $m_{ES'}$  et  $\Delta E'$  ce qui fait craindre la présence d'un bruit de fond  $B$  incontrôlé,

Résonance	Solution-1	Solution-2
$\rho(770)^{+/-}$	$0.166 \pm 0.053$	$0.170 \pm 0.058$
$K^*(892)^{+/-}$	$0.071 \pm 0.00012$	$0.076 \pm 0.0001$
$K^*(892)^0$	$0.087 \pm 0.031$	$0.070 \pm 0.029$
$K^*(1430)^{+/-}$	$0.403 \pm 0.084$	$0.219 \pm 0.069$
$K^*(1430)^0$	$0.198 \pm 0.064$	$0.347 \pm 0.077$
N.R	$0.072 \pm 0.033$	$0.098 \pm 0.046$
Total	$0.999 \pm 0.063$	$0.979 \pm 0.058$

Table 11.4: Les FF tirées des résultats de l'ajustement aveugle à la violation de CP. !!!Pourquoi des erreurs étaient-elles données sur les Acp alors que le fit ne les ajuste pas ? !!! j'enleve les colonnes Acp !!!

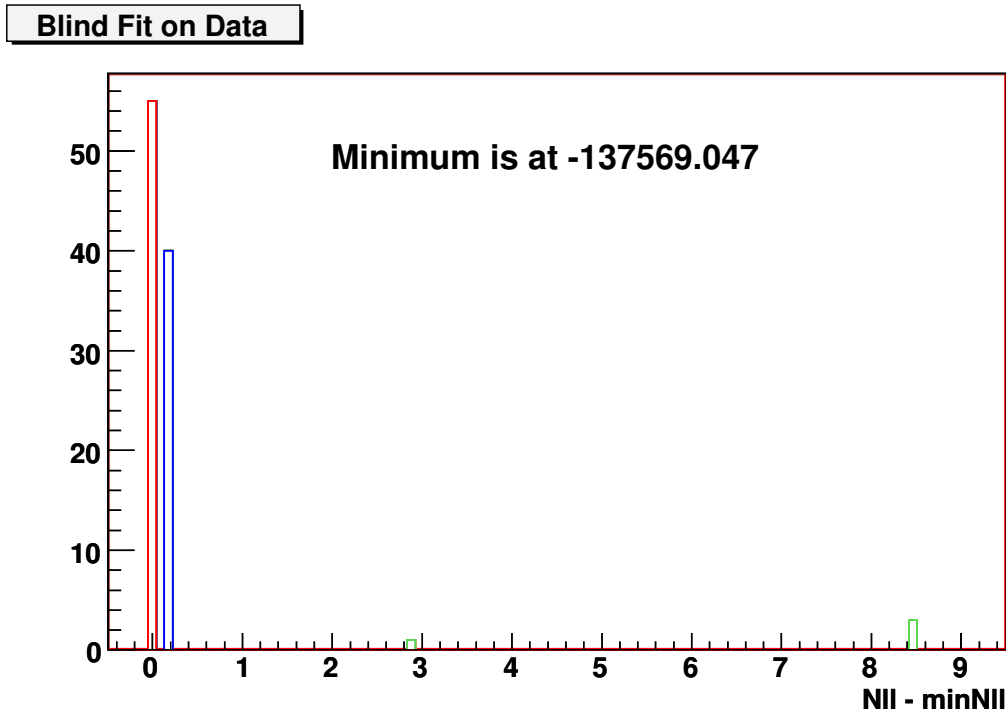


Figure 11.8: Spectre de  $NLL_{min}$  pour tous les essais d'ajustement aveugles à la violation de CP tentés en balayant l'espace des paramètres avec les valeurs initiales.

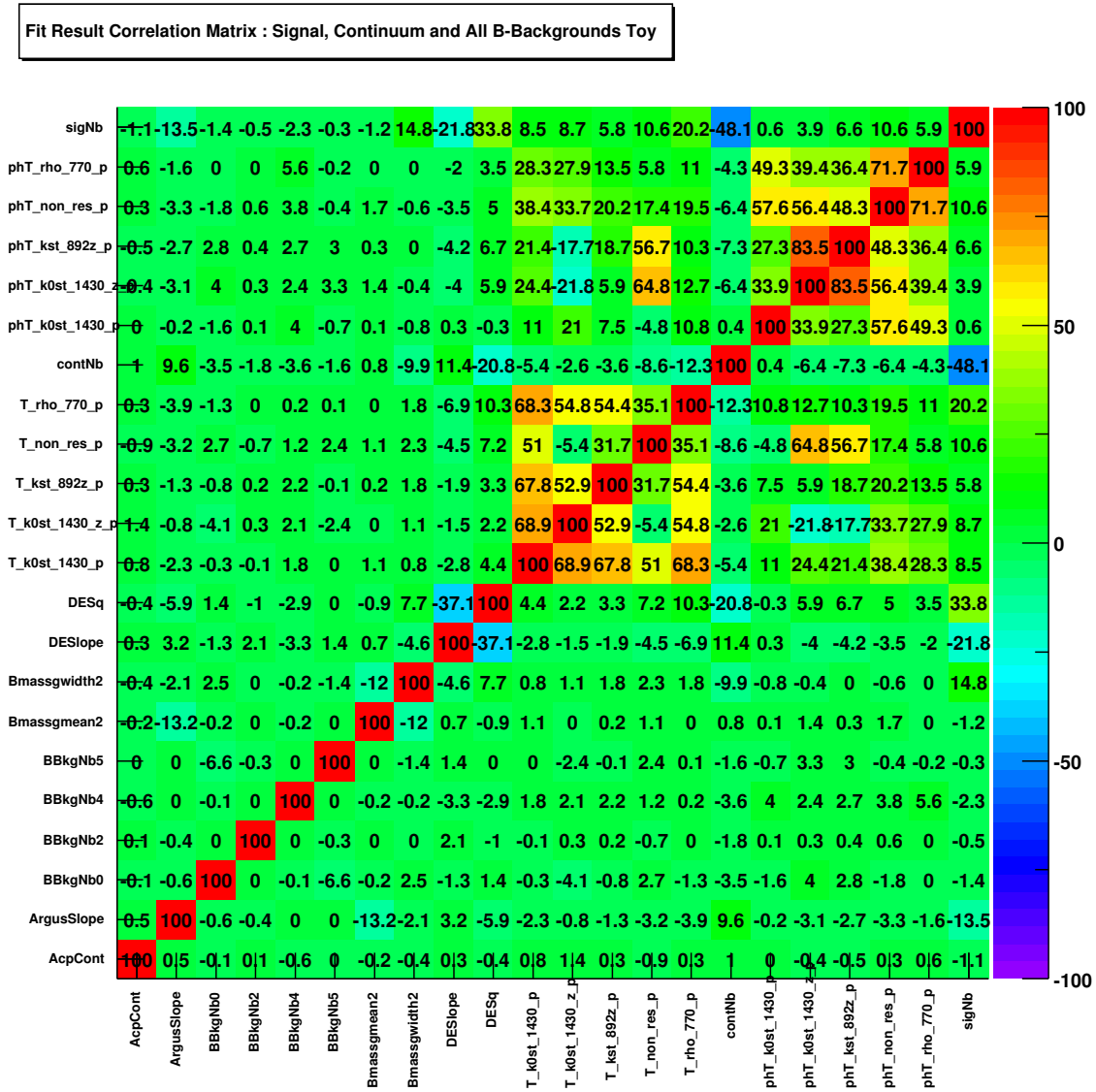


Figure 11.9: Matrice de corrélation pour le meilleur ajustement aveugle à la violation de CP (solution-1).

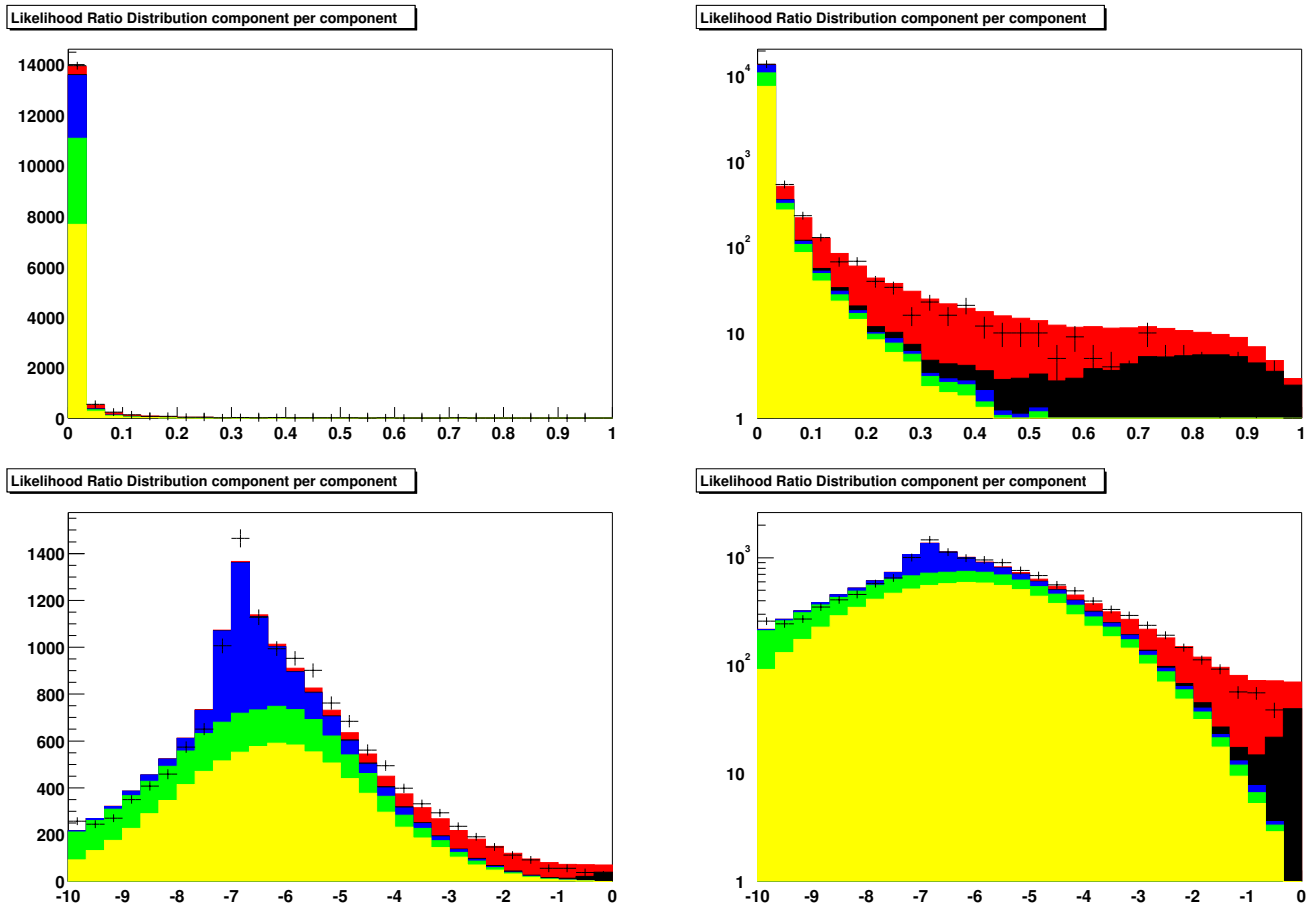


Figure 11.10: Rapport de vraisemblance pour l'ajustement aveugle à la violation de CP (solution-1).

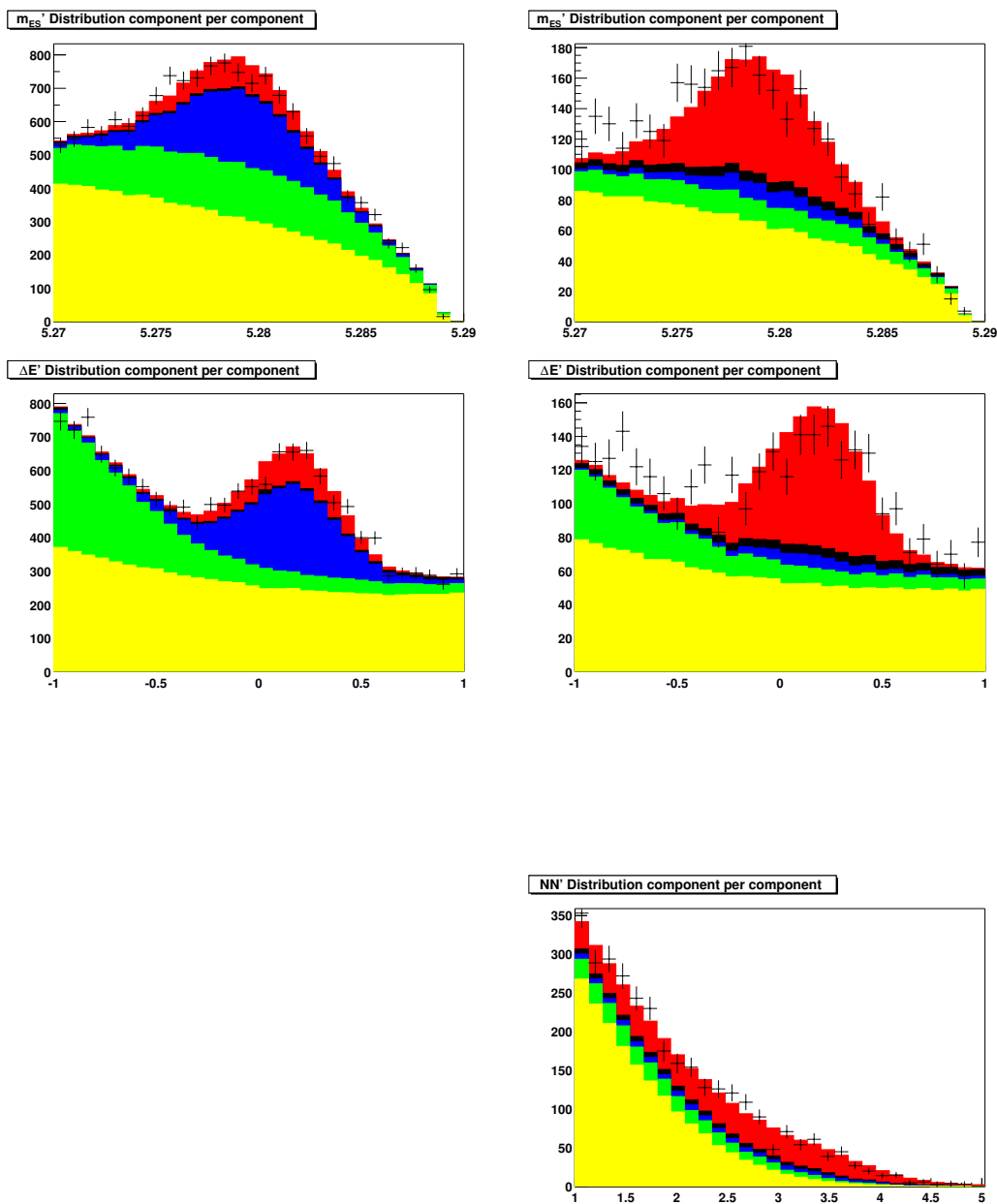


Figure 11.11: Distributions des variables discriminantes pour l'ajustement aveugle à la violation de CP : (en haut)  $m_{ES}$ , (au milieu)  $\Delta E'$  et (en bas) NN. A gauche, il n'y a pas de sélection sur le rapport de vraisemblance. A droite la coupure optimisant le rapport signal sur  $\sqrt{\text{bruit}}$  est appliquée.



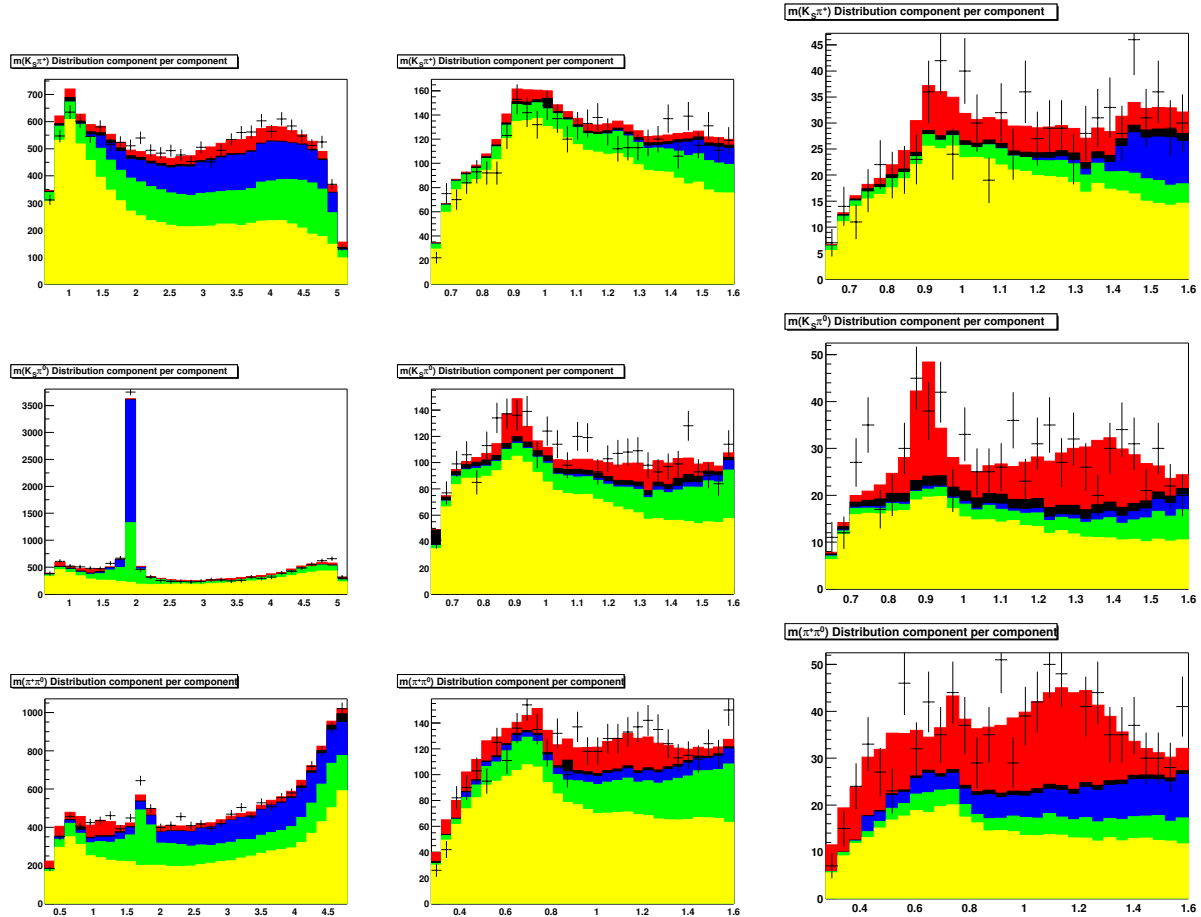


Figure 11.12: (En haut) Masse invariante  $K_S^0\pi^-$  pour tous les événements (à gauche),  $m \leq 1.6$   $\text{GeV}/c^2$  (au centre) et pour un échantillon enrichi par la coupure sur  $R$  (à droite). (Au milieu) idem pour la masse invariante  $K_S^0\pi^0$ . (En bas) idem pour la masse invariante  $\pi^-\pi^0$ . Le pic de la masse du  $\bar{D}^0$  du graphe au milieu et à gauche est montré en détail sur la figure 11.13.

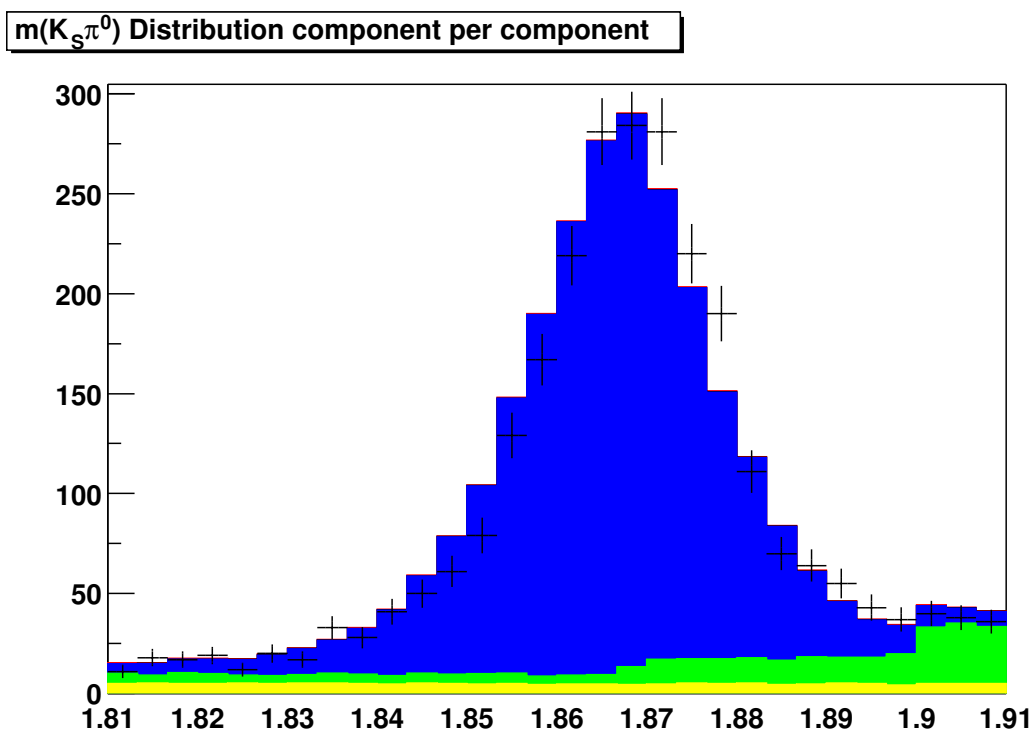


Figure 11.13: *Masse invariante  $K_S^0\pi^0$  zoomée dans la région du  $\bar{D}^0$ .*

- sur le diagramme non enrichi de la masse invariante  $K_S^0\pi^+$  dans la région du  $K^{*0}(892)$ , ce qui fait douter de la paramétrisation de la *PDF* du plan de Dalitz du continuum dans cette région.

Une dégénérescence double apparaît. les deux solutions donnent des valeurs ajustées des modules des amplitudes isobares similaires. Ce sont les phases relatives entre les ondes *S* et *P* des deux systèmes  $K\pi$  qui diffèrent. Un tel effet n'a pas été observé dans les analyses de Dalitz (complètes, c'est à dire non aveugles à la violation de *CP*). Il serait toutefois illusoire de conclure car il n'est pas prouvé que les phases moyennes représentent la moyenne des figures d'interférences.

## 11.6 Ajustement complet

Voici enfin les résultats de l'ajustement complet sur les données expérimentales.

L'histogramme de  $NLL_{min}$  pour les ajustements *randomisés* (figure 11.14) montre une dégénérescence double avec deux solutions séparées de 0.5 unités de  $NLL$ . L'ambiguïté affecte les résonances du système  $K_S^0\pi^0$ . Les résultats numériques sont listés dans la table 11.5 et les valeurs des paramètres quasi-2-corps qui en découlent, dans la table 11.6. Les matrices de corrélation des deux solutions sont très similaires. Nous ne présentons sur la figure 11.15 que celle de la solution-1. Les figures 11.16 à 11.19 montrent les graphes de projection. Il est possible qu'une interférence constructive soit à l'œuvre entre les résonances  $K_S^0\pi^+$  au regard des graphes de  $m_{K_S^0\pi^+}$  enrichis en signal séparément tracés pour les angles d'hélicité aigus et obtus (figure 11.20).

gris60 gris60 Paramètre libre	Solution-1		Solution-2	
	Valeur ajustée	Erreur	Valeur ajustée	Erreur
sigNb	1252	65	1258	70
contNb	8128	108	8128	112
AcpCont	-0.028	0.013	-0.028	0.014
BBkgNb0	2532	53	2527	54
BBkgNb2	321	20	322	20
BBkgNb4	7.9	4.8	7.8	6.8
BBkgNb5	237	28	235	28
ArgusSlope	-5.01	1.22	-5.00	1.19
Bmassgmean2 ( MeV/c <sup>2</sup> )	5279.36	0.075	5279.36	0.073
Bmassgwidth2 ( MeV/c <sup>2</sup> )	2.69	0.054	2.69	0.054
DESlope ( GeV/c <sup>2-1</sup> )	-0.281	0.023	-0.281	0.025
DESq ( ?? )	0.214	0.046	0.214	0.050
T-k0st-1430-m	38.9	5.5	39.5	4.9
T-k0st-1430-p	24.4	4.4	24.6	4.6
T-k0st-1430-z-m	35.2	5.0	35.9	4.6
T-k0st-1430-z-p	19.1	4.2	33.4	4.4
T-kst-892-m	0.48	0.13	0.49	0.12
T-kst-892z-m	0.53	0.13	0.54	0.16
T-kst-892z-p	0.69	0.13	0.65	0.13
T-non-res-m	7.89	3.34	7.97	3.06
T-non-res-p	18.8	3.7	15.0	2.7
T-rho-770-m	0.63	0.12	0.64	0.13
T-rho-770-p	0.73	0.13	0.75	0.13
phT-k0st-1430-m	4	30	3	26
phT-k0st-1430-p	-12	13	-16	17
phT-k0st-1430-z-m	-20	52	-21	47
phT-k0st-1430-z-p	37	31	-133	25
phT-kst-892z-m	-155	60	-154	53
phT-kst-892z-p	-70	35	80	35
phT-non-res-m	-92	52	-93	48
phT-non-res-p	133	13	-135	24
phT-rho-770-m	-153	65	-153	54
phT-rho-770-p	-94	29	-81	30

Table 11.5: *Résultat de l'ajustement nominal. Les ajustements convergent vers 2 solutions quasi-dégénérées avec  $NLL_1 = -137575.3$  et  $NLL_2 = -137574.8$ . Les phases sont en degrés. L'isobare  $K^{*+}$  est la référence, c'est à dire que tous les modules des amplitudes sont mesurés par rapport à  $T(B^+ \rightarrow K^{*+}\pi^0) = 0.747$ , et toutes les phases des  $B^+$  et  $B^-$  phases sont relatives respectivement à  $\phi(B^+ \rightarrow K^{*+}\pi^0)$  et  $\bar{\phi}(B^- \rightarrow K^{*-}\pi^0)$  lesquelles sont prises égales à zero.*

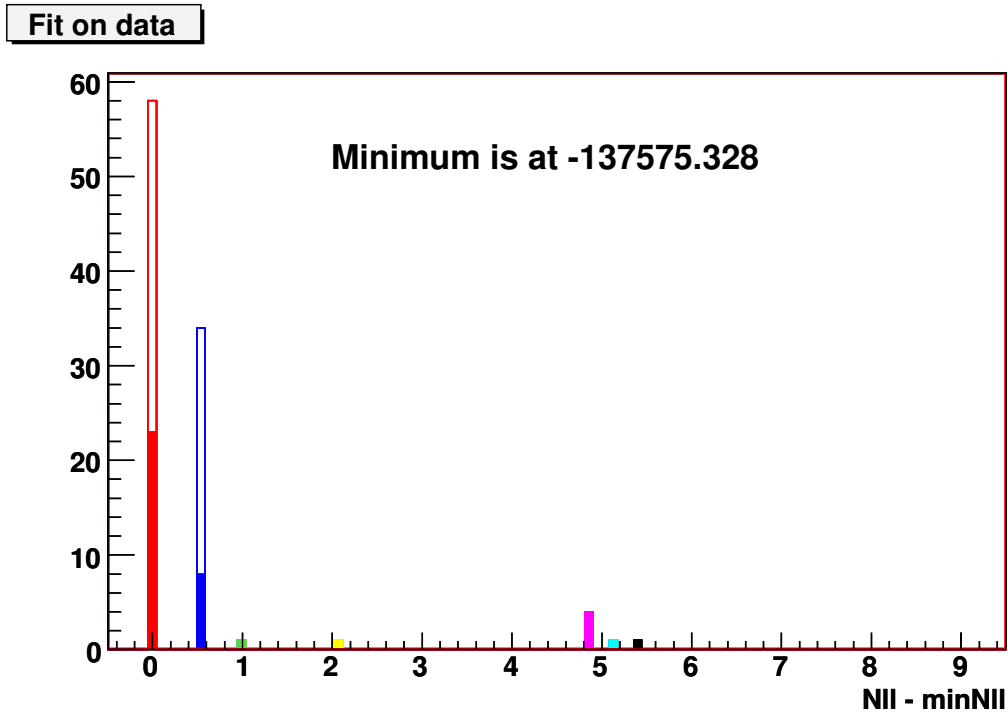


Figure 11.14: Spectre de  $NLL_{min}$  pour tous les essais d'ajustement nominal tentés en balayant l'espace des paramètres avec les valeurs initiales.

Résonance	Solution-1		Solution-2	
	FF	$A_{CP}$	FF	$A_{CP}$
$\rho(770)^{+/-}$	$0.1104 \pm 0.0418$	$-0.147 \pm 0.251$	$0.1103 \pm 0.0391$	$-0.152 \pm 0.273$
$K^*(892)^{+/-}$	$0.0838 \pm 0.0165$	$-0.421 \pm 0.308$	$0.0805 \pm 0.0147$	$-0.406 \pm 0.281$
$K^*(892)^0$	$0.0816 \pm 0.0348$	$-0.251 \pm 0.324$	$0.0742 \pm 0.0361$	$-0.180 \pm 0.397$
$K^*(1430)^{+/-}$	$0.3268 \pm 0.0806$	$0.435 \pm 0.159$	$0.3202 \pm 0.0743$	$0.440 \pm 0.145$
$K^*(1430)^0$	$0.2496 \pm 0.0706$	$0.546 \pm 0.183$	$0.3555 \pm 0.0757$	$0.070 \pm 0.137$
N.R.	$0.1322 \pm 0.0599$	$-0.702 \pm 0.282$	$0.0867 \pm 0.0325$	$-0.558 \pm 0.418$
Total	$0.985 \pm 0.063$	$0.020 \pm 0.281$	$1.0274 \pm$	$-0.786 \pm$

Table 11.6: Paramètres quasi-2-corps pour les 2 solutions de l'ajustement nominal. !!! je ne change pas la table de la BAD ICHEP. D'où sortent les valeurs différentes proposées le 28 septembre ???

En résumé, la qualité de l'ajustement n'est plus acceptable car des désaccords

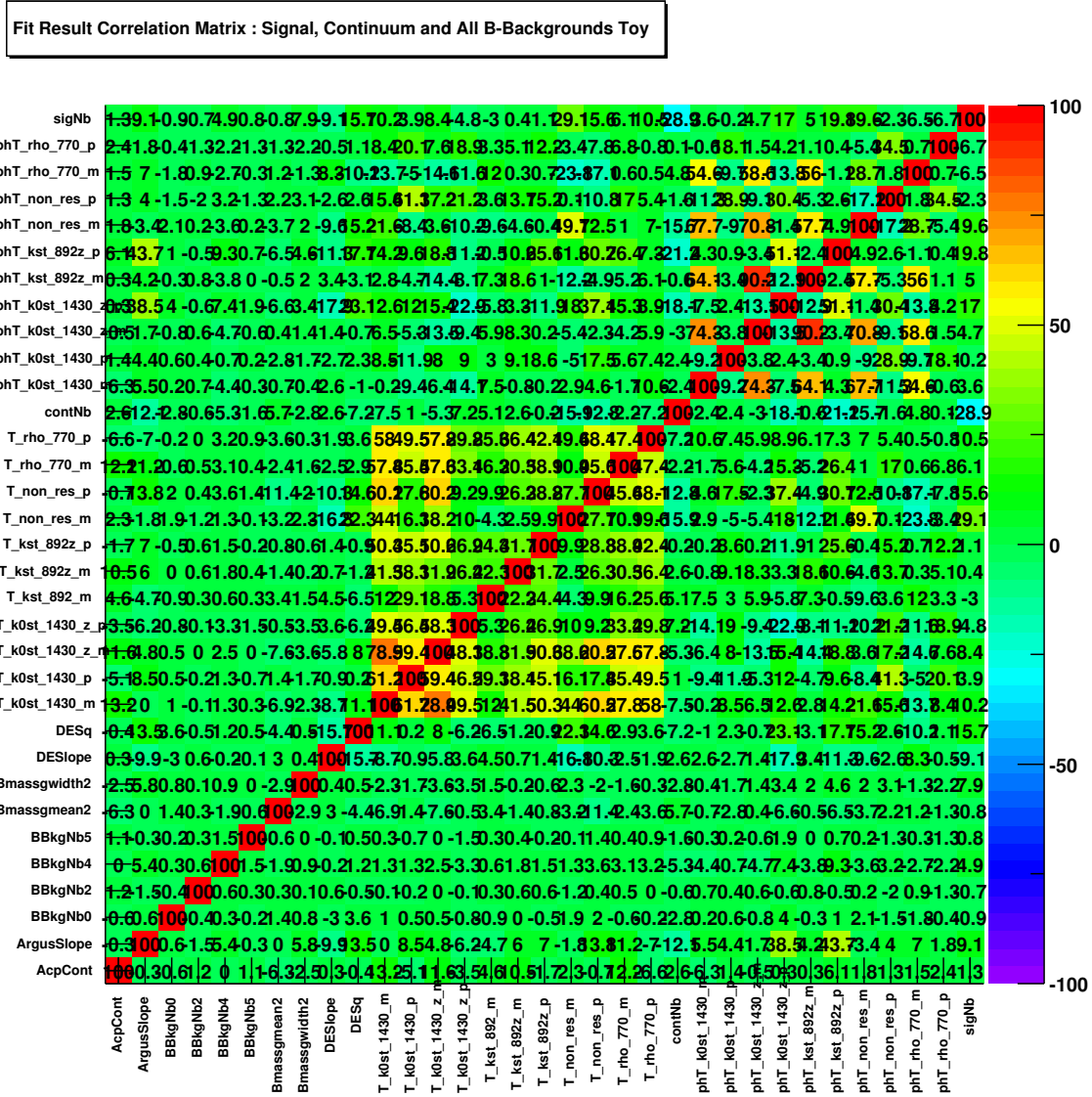


Figure 11.15: Matrice de corrélation pour le meilleur ajustement nominal (solution-1).

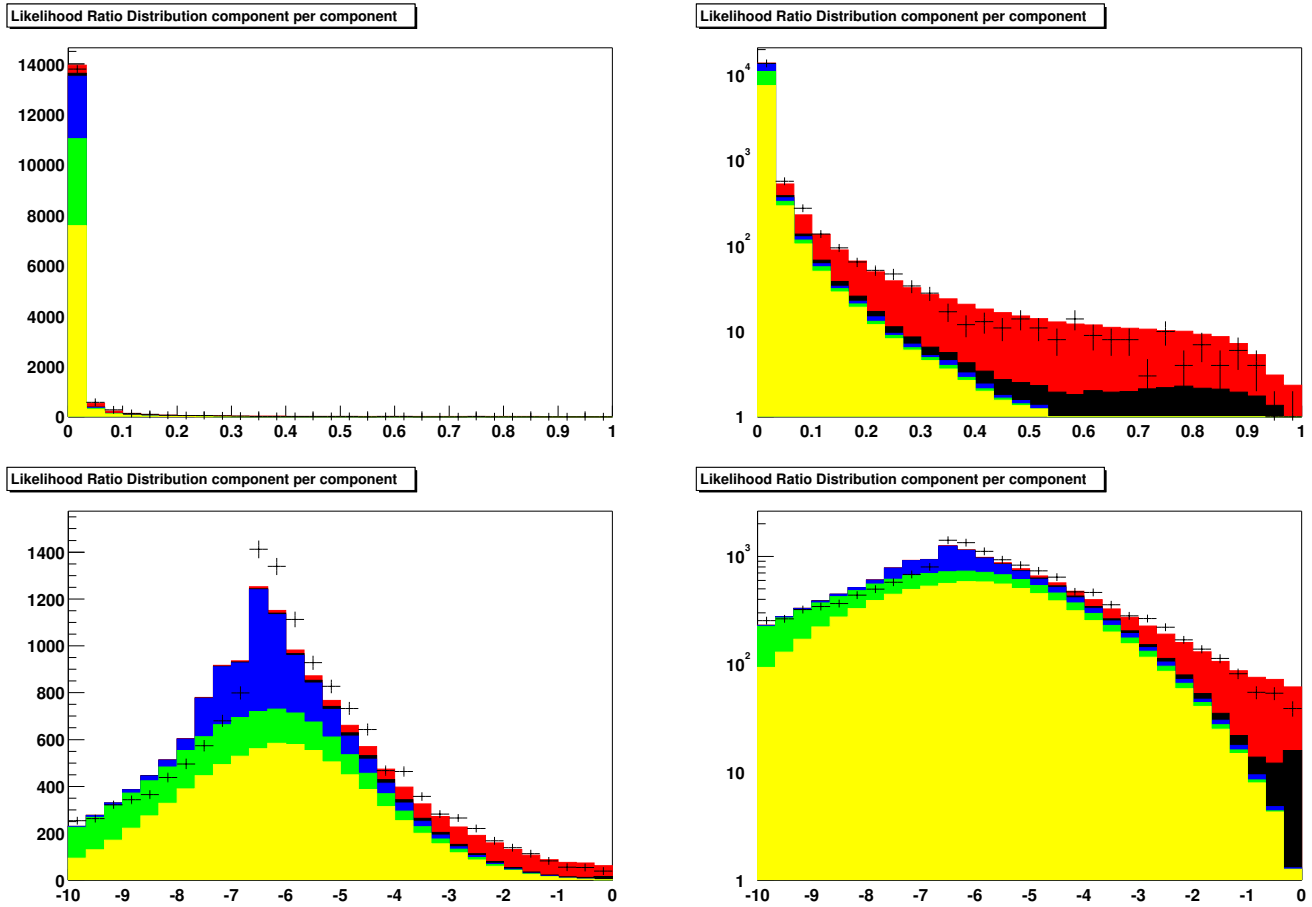


Figure 11.16: *Rapport de vraisemblance pour l'ajustement nominal (Solution-1).*

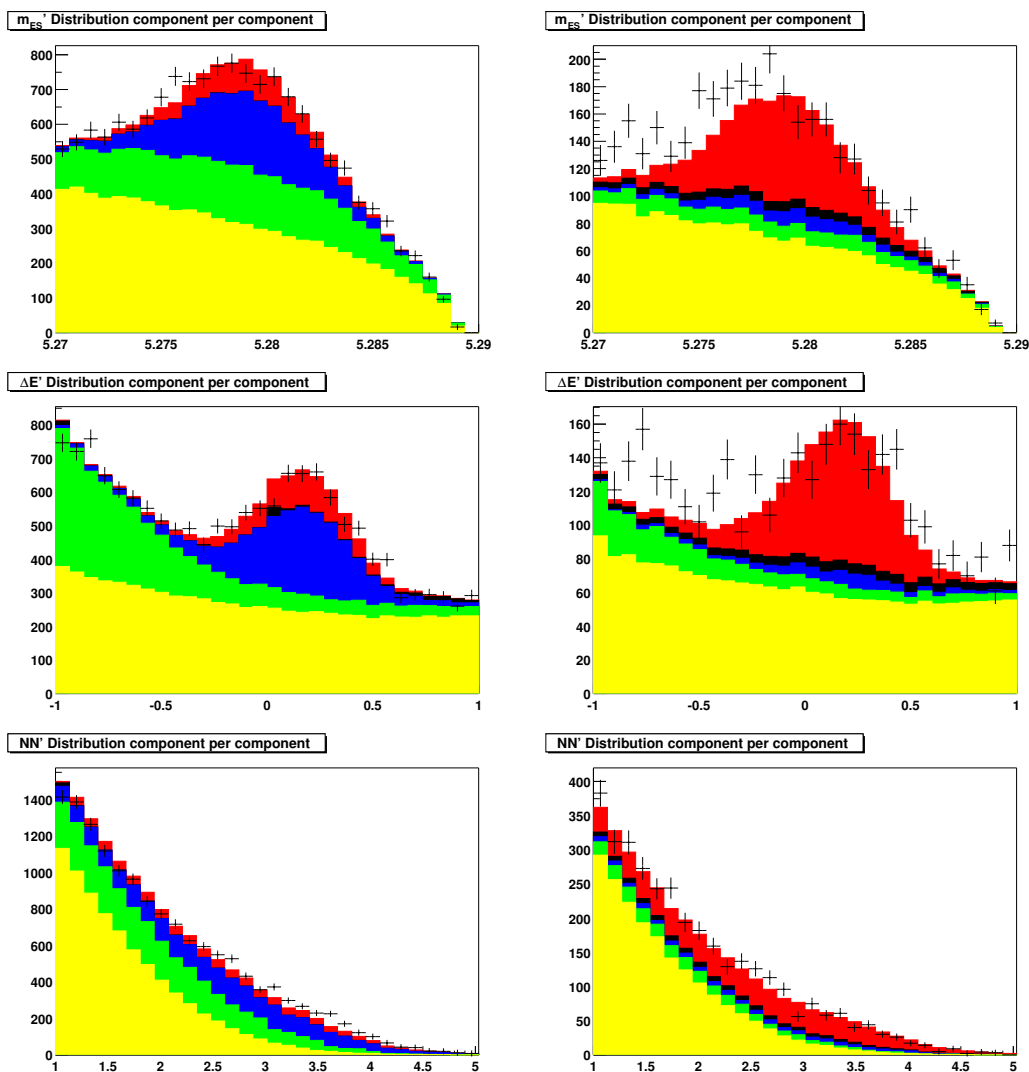


Figure 11.17: *Distributions des variables discriminantes pour l'ajustement nominal : (en haut)  $m_{ES}$ , (au milieu)  $\Delta E'$  et (en bas)  $NN$ . A gauche, il n'y a pas de sélection sur le rapport de vraisemblance. A droite la coupure optimisant le rapport signal sur  $\sqrt{\text{bruit}}$  est appliquée.*



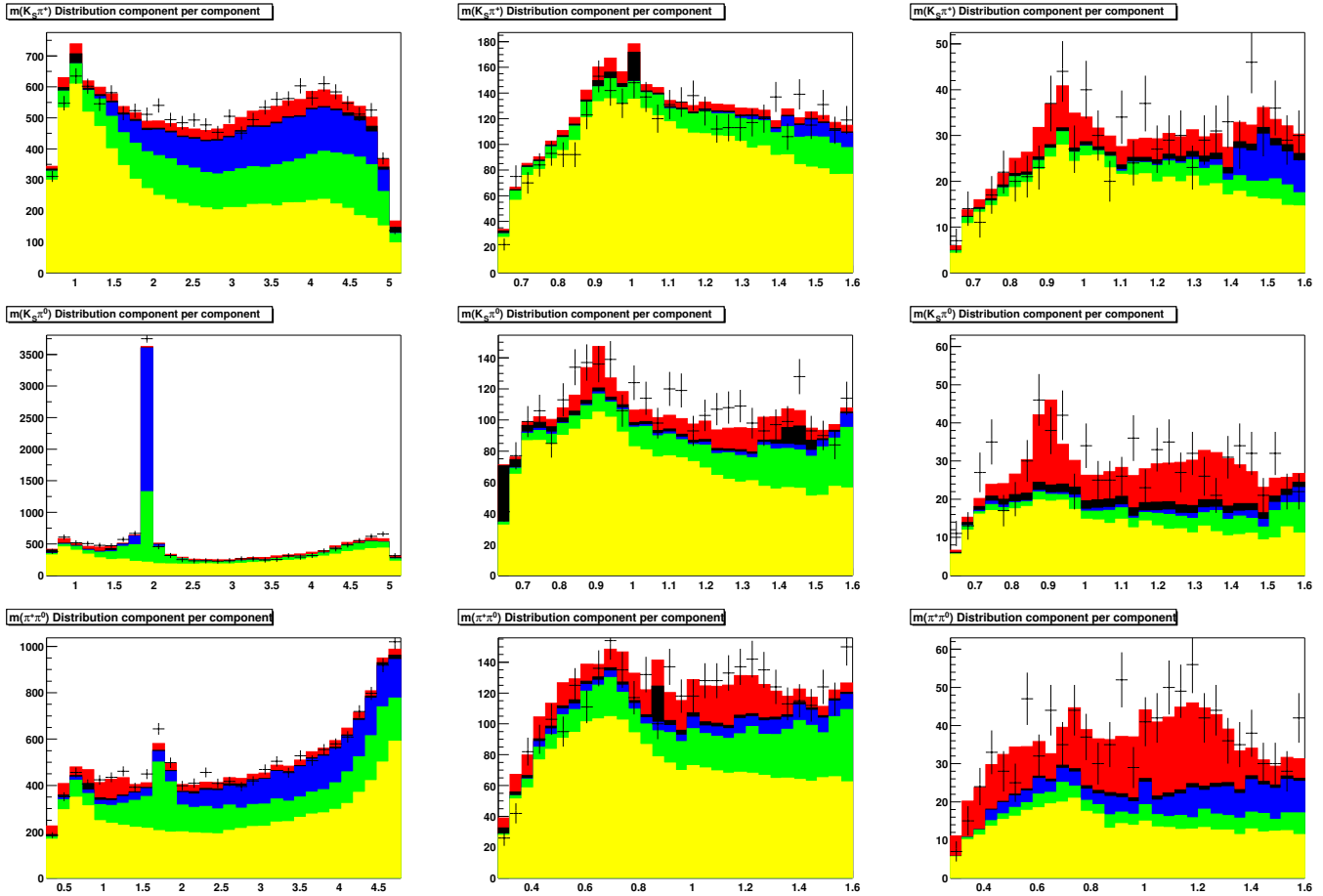


Figure 11.18: (*En haut*) Masse invariante  $K_S^0\pi^-$  pour tous les événements (à gauche),  $m \leq 1.6$   $\text{GeV}/c^2$  (au centre) et pour un échantillon enrichi par la coupure sur  $R$  (à droite). (*Au milieu*) idem pour la masse invariante  $K_S^0\pi^0$ . (*En bas*) idem pour la masse invariante  $\pi^-\pi^0$ . Le pic de la masse du  $\bar{D}^0$  du graphe au milieu et à gauche est montré en détail sur la figure 11.19.

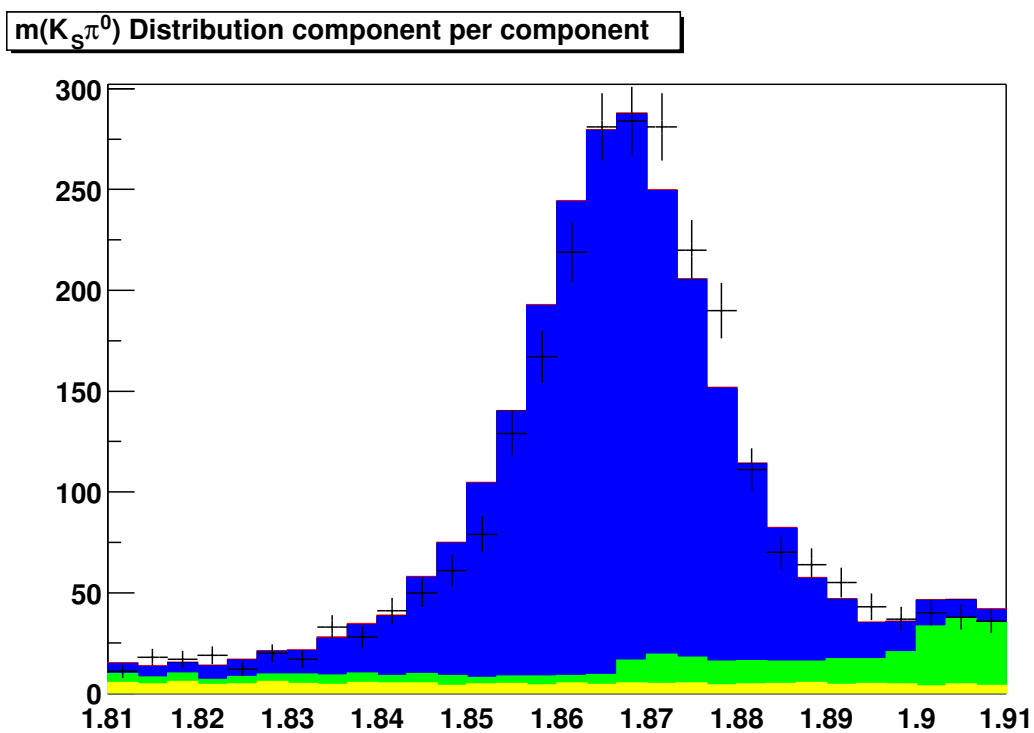


Figure 11.19: *Masse invariante  $K_S^0\pi^0$  zoomée dans la région du  $\bar{D}^0$ .*

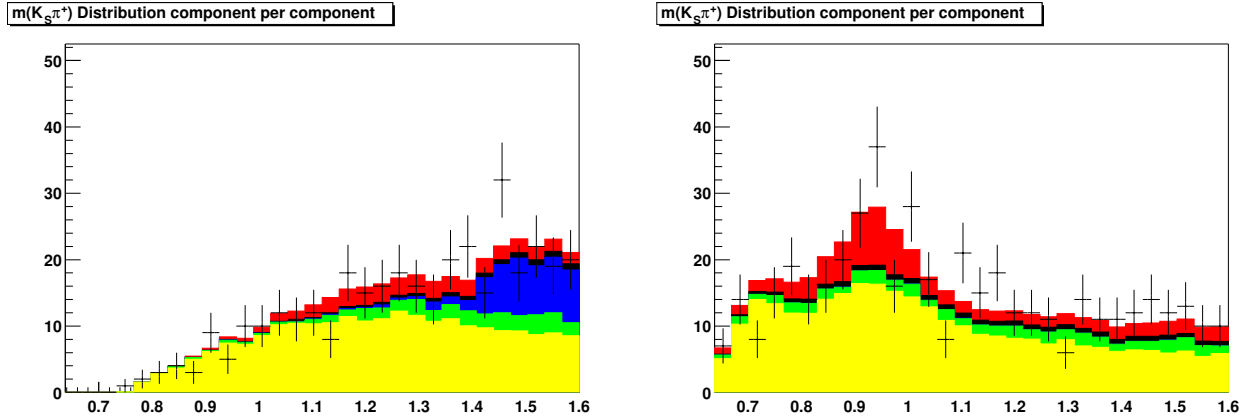


Figure 11.20: *Spectre de  $m_{K_S^0\pi^+}$  enrichi en signal dans la région des basses masses invariantes et différents domaines pour l'angle d'hélicité  $\theta_{K_S^0\pi^+}$  (ajustement nominal). (a)  $0 < \theta_{K_S^0\pi^+} < 90^\circ$ , (b)  $90 < \theta_{K_S^0\pi^+} < 180^\circ$ . Malgré la faible statistique, nous pouvons deviner l'interférence entre les mésons vecteur et scalaire  $K^{*+}$  à travers une asymétrie avant-arrière qui diffère au-dessous et au-dessus du  $K^*(892)$ . L'absence de pic pour cette résonance en (a) n'a pas reçu d'explication.*

substantiels existent entre ajustement et données :

- sur les diagrammes du rapport  $R$ , surtout dans la zone des bruits de fond,
- sur les diagrammes enrichis en signal des variables  $m_{ES'}$  et  $\Delta E'$  ce qui fait craindre la présence d'un bruit de fond  $B$  incontrôlé,
- sur le diagramme de  $NN$  sans enrichissement, pour les grandes valeurs de cette variable,
- sur le diagramme non enrichi de la masse invariante  $K_S^0\pi^+$  dans la région du  $K^{*0}(892)$ , ce qui fait douter de la paramétrisation de la  $PDF$  du plan de Dalitz du continuum dans cette région.

La dégénérescence double demeure.

## 11.7 Discussion

L'examen des résultats finals par le comité de lecture de la Collaboration *BABAR* en juillet 2008 a conclu que les résultats de l'ajustement nominal n'étaient pas solides. La sélection et les  $PDF$  ont été modifiées pour tenir compte des problèmes détectés. Nous les avons exposés au chapitre 6 et au chapitre 9.

Les points importants sont :

- la réduction d'un facteur supérieur à 2 de la fenêtre d'acceptance en  $\Delta E$
- l'amélioration par une étude soigneuse de la *PDF* du plan de Dalitz pour le continuum.

Cependant ces travaux n'ont pas porté leurs fruits. La validation de la nouvelle version de l'ajustement n'est pas acquise.

Pour tirer des résultats physiques de notre travail, nous exploitons les résultats de l'ajustement aveugle à la violation de *CP*. La qualité de l'ajustement est acceptable bien que loin d'être optimale. Nous estimons les incertitudes systématiques sur les coefficients isobares au chapitre 12. Ces coefficients nous permettent de déterminer les rapports d'embranchement de la désintégration étudiée et des contributions en quasi-2-corps au chapitre 13.

# Chapitre 12

## Erreurs Systématiques

### 12.1 Méthode

Nous répétons maintes fois l'ajustement en changeant les données d'entrée afin d'étudier les effets systématiques dominants. Pour chaque grandeur d'intérêt  $p$  ( $FF$ ,  $A_{CP}$ ), les déviations positives et négatives sont respectivement sommées en quadrature pour obtenir les erreurs systématiques totales vers le haut et vers le bas,  $\delta p_+$  ( $\delta p_-$ ).

Cette méthode a été appliquée en juillet 2008 sur l'ajustement nominal. En toute rigueur nous aurions dû recommencer ce travail sur l'ajustement aveugle à la violation de  $CP$ . Cela n'a pas été fait, sauf dans un petit nombre de cas que nous mentionnons explicitement. Toutefois, nous n'attendons pas de grosses différences entre les deux estimations.

### 12.2 Principaux effets systématiques

La table 12.4 à la fin du chapitre, résume les incertitudes systématiques.

#### 12.2.1 Résonances additionnelles

Pour estimer l'importance de résonances non prises en compte dans le signal, nous fabriquons des modèles où une résonance est ajoutée à la configuration nominale. Sont tour à tour essayées les désintégrations  $\rho^+(1450)K_s^0$ ,  $\rho^+(1700)K_s^0$ ,  $K_2^{*0}(1430)\pi^+$ ,  $K_2^{*+}(1430)\pi^0$ ,  $K^{*0}(1680)\pi^+$  et  $K^{*+}(1680)\pi^0$ .

L'inspection des variations de  $NLL$  lorsque l'on modifie le modèle isobare montre que chacune des composantes du modèle nominal est nécessaire. Par contre, aucun des ajustements avec une résonance additionnelle n'est significativement meilleur que l'ajustement nominal (table 12.1). Les fractions isobares des résonances additionnelles ne dépassent jamais 8 % en restant compatibles avec zéro comme nous

l'indiquons dans la table 12.2. Les petits changements que celles des résonances nominales subissent sont tabulées sous le titre *Modèle Dalitz* dans la table 12.4. Les chiffres de la table tiennent compte aussi des différences entre les résultats des deux solutions I et II de l'ajustement.

gris60 Mode	$\Delta LL$
<b>gris40 Suppression d'une composante</b>	
$K^{*+}(892)$	+22.1
$K^{*0}(892)$	+15.2
$\rho(770)^+$	+13.1
$K^{*+}(1430)$	+84.0
$K^{*0}(1430)$	+61.9
<i>N.R.</i>	+19.3
<b>gris40 Ajout d'une composante</b>	
$\rho^+(1450)$	10.3
$\rho^+(1700)$	-11.4
$K^{*+}(1680)$	-6.2
$K^{*0}(1680)$	-2.0
$K_2^{*+}(1430)$	-6.1
$K_2^{*0}(1430)$	-5.9

Table 12.1: Variations  $\Delta NLL$  autour de  $NLL_{best\,fit} = -137569.0$  lorsqu'une composante est ôtée ou ajoutée au modèle de signal nominal, pour le fit aveugle à la violation de CP.

### 12.2.2 Effet de la fixation de paramètres dans le modèle d'ajustement

Certains paramètres sont fixés dans le modèle de l'ajustement. Les incertitudes associées recensées sous les titres *Constantes des PDF*, et *Bruit de fond B* dans la table, sont obtenues en répétant l'ajustement avec des valeurs des constantes distantes de  $\pm 1$  écart-type des valeurs fixes, ou bien en les prenant aux bornes d'intervalles choisis de façon conservatrice. Plus de détails sont donnés dans l'annexe app:Systematics. La table 12.3 résume les principales contributions.

Les paramètres fixés auxquels les fractions isobares sont les plus sensibles sont

gris60 gris60 Résonance gris60	FF	Résonance	FF
gris40 addition du $\rho(1450)^+$ : minNll à $-137578.8$		gris40 addition du $\rho(1700)^+$ : minNll à $-137580.8$	
$K^*(892)^+$	$7.46e-02 \pm 1.24e-02$	$K^*(892)^+$	$7.28e-02 \pm 1.74e-02$
$K^*(892)^0$	$6.09e-02 \pm 2.04e-02$	$K^*(892)^0$	$6.15e-02 \pm 3.24e-02$
non résonant	$7.78e-02 \pm 2.33e-02$	non résonant	$7.44e-02 \pm 3.25e-02$
$\rho(770)^+$	$1.32e-01 \pm 4.06e-02$	$\rho(770)^+$	$1.37e-01 \pm 5.43e-02$
$K_0^*(1430)^+$	$2.75e-01 \pm 4.11e-02$	$K_0^*(1430)^+$	$2.80e-01 \pm 7.84e-02$
$K_0^*(1430)^0$	$3.20e-01 \pm 3.73e-02$	$K_0^*(1430)^0$	$3.20e-01 \pm 7.85e-02$
$\rho(1450)^+$	$8.10e-02 \pm 3.77e-02$	$\rho(1700)^+$	$6.80e-02 \pm 3.60e-02$
gris40 addition du $K^*(1680)^+$ : minNll à $-137576.7$		gris40 addition du $K^*(1680)^0$ : minNll à $-137570.8$	
$K^*(892)^+$	$8.91e-02 \pm 1.53e-02$	$K^*(892)^+$	$7.36e-02 \pm 1.43e-02$
$K^*(892)^0$	$7.42e-02 \pm 2.84e-02$	$K^*(892)^0$	$6.06e-02 \pm 2.77e-02$
non résonant	$5.00e-02 \pm 2.48e-02$	non résonant	$9.81e-02 \pm 5.23e-02$
$\rho(770)^+$	$1.28e-01 \pm 4.04e-02$	$\rho(770)^+$	$1.32e-01 \pm 4.87e-02$
$K_0^*(1430)^+$	$2.86e-01 \pm 5.94e-02$	$K_0^*(1430)^+$	$3.06e-01 \pm 7.49e-02$
$K_0^*(1430)^0$	$3.12e-01 \pm 6.18e-02$	$K_0^*(1430)^0$	$3.40e-01 \pm 8.02e-02$
$K^*(1680)^+$	$5.94e-02 \pm 2.68e-02$	$K^*(1680)^0$	$1.70e-02 \pm 1.97e-02$
gris40 addition du $K_2^*(1430)^+$ : minNll à $-137575.8$		gris40 addition du $K_2^*(1430)^0$ : minNll à $-137575.8$	
$K^*(892)^+$	$6.72e-02 \pm 1.29e-02$	$K^*(892)^+$	$7.59e-02 \pm 1.36e-02$
$K^*(892)^0$	$8.16e-02 \pm 2.40e-02$	$K^*(892)^0$	$6.64e-02 \pm 2.72e-02$
non résonant	$8.31e-02 \pm 3.42e-02$	non résonant	$1.51e-01 \pm 5.77e-02$
$\rho(770)^+$	$1.21e-01 \pm 2.97e-02$	$\rho(770)^+$	$1.31e-01 \pm 4.67e-02$
$K_0^*(1430)^+$	$3.94e-01 \pm 4.25e-02$	$K_0^*(1430)^+$	$3.17e-01 \pm 7.33e-02$
$K_0^*(1430)^0$	$2.55e-01 \pm 3.77e-02$	$K_0^*(1430)^0$	$2.36e-01 \pm 7.99e-02$
$K_2^*(1430)^0$	$4.54e-02 \pm 2.55e-02$	$K_2^*(1430)^0$	$5.49e-02 \pm 2.89e-02$

Table 12.2: *Addition de résonances au modèle de signal nominal. En raison des interférences entre les composantes du modèle de signal la somme des fractions n'est pas égale à 1. C'est pourquoi une comparaison avec les résultats de l'ajustement nominal nécessite une remise "à l'échelle".*

gris60 PDF	$K^{*+}(892)$	$K^{*0}(892)$	$K_0^*(1430)^+$	$K_0^*(1430)^0$	$\rho(770)^+$	N.R.	Total
$f_{SCF}, \Delta E'_{signal}$	+0.168	+0.463	+0.360	+0.113	+0.163	+0.596	+0.107
	-0.148	-0.364	-0.387	-0.074	-0.093	-0.390	-0.134
$NN'_{cont}$	+0.932	+0.930	+0.858	+0.390	+1.91	+2.61	+1.41
	-0.813	-0.967	-0.825	-0.627	-2.02	-4.05	-0.979
$NN'_{sig}$	+0.123	+0.028	+0.107	+0.033	+0.157	+0.050	+0.048
	-0.090	-0.031	-0.173	-0.057	-0.107	-0.109	-0.055
$m_{D^0}$	+0.115	+0.098	+0.446	+0.442	+0.267	+0.313	+0.224
	-0.142	-0.092	-0.499	-0.396	-0.271	-0.202	-0.216
<b>Total</b>	+0.962	+1.044	+1.037	+0.601	+1.942	+2.70	+1/432
	-0.843	-1.037	-1.053	-0.747	-2.043	-4.08	-1.013

Table 12.3: Incertitudes systématiques associées au fait que certains paramètres des PDF sont fixés dans l'ajustement.

les constantes de la PDF de  $NN'$  pour le continuum. Dans d'autres analyses de Dalitz similaires ( $B^0raK^+\pi^-\pi^0$  [27]), cet effet n'est pas dominant. Cela nous a conduit à mettre en question la paramétrisation (et la transformation  $NN \rightarrow NN'$ ) après l'été 2008.

### 12.2.3 Paramètres physiques dans le modèle nominal du signal

Les variations des paramètres physiques qui décrivent les résonances dans le modèle de signal nominal (par exemple les coefficients de barrière centrifuge de l'équation 2.21) induisent des effets systématiques de *Lineshape*. Nous n'avons pas effectué les ajustements correspondants. Les incertitudes associées dans d'autres analyses sont nettement sous-dominantes. Aussi, nous pensons qu'il est raisonnable de les considérer comme négligeables dans la nôtre. Pour une publication, effectuer le travail complet est indispensable.

### 12.2.4 PDF de Dalitz pour le continuum

La méthode employée pour construire la PDF de Dalitz pour le continuum a été examinée en grand détails par de multiples essais de simulation. La dispersion des résultats obtenus avec les diverses PDF élaborées permet d'estimer les incertitudes systématiques associées que nous classons sous le titre *PDF DP continuum*. Un des effets dominants est la distortion de la distribution des variables de Dalitz en fonction de  $m_{ES}$  puisque les mésons  $B_1$  de tous les événements sont astreints à avoir la masse  $m_B$ . L'effet des corrélations avec  $m_{ES}'$  de  $m'$  et  $\theta'$  est illustré sur la figure 12.1. Faute d'avoir compilé les résultats d'ajustements employant les PDF extrêmes de la figure, nous utilisons une estimation conservatrice de cette incertitude systématique obtenue



à partir d'analyses antérieures.

### 12.2.5 Biais de l'ajustement

Les incertitudes de *Biais de l'ajustement* qui proviennent des imperfections du modèle de l'ajustement (en particulier la modélisation des SCF) sont déterminés à partir des décalages et des largeurs des résidus d'essais (E) (Embedded, voir le chapitre 10) à haute statistique.

### 12.2.6 Imperfections de la reconstruction et de la sélection

Pour la mesure des rapports d'embranchement, nous devons de plus tenir compte les défauts de la modélisation de la reconstruction par la simulation. En ajoutant en quadrature les incertitudes dues à la trajectographie et à l'identification des pions chargés, à la reconstruction des  $\pi^0$  (3%), les différences entre MC et données estimées en comparant l'échantillon de contrôle dans les deux cas (!! for  $m_{ES}$ , !! for  $\Delta E$ , !! for the NN), l'imprécision sur la luminosité intégrée (1.1%), nous obtenons une incertitude de !!% en valeur relative.

## 12.3 Résumé des incertitudes systématiques

Nous groupons les résultats obtenus dans la table 12.4.

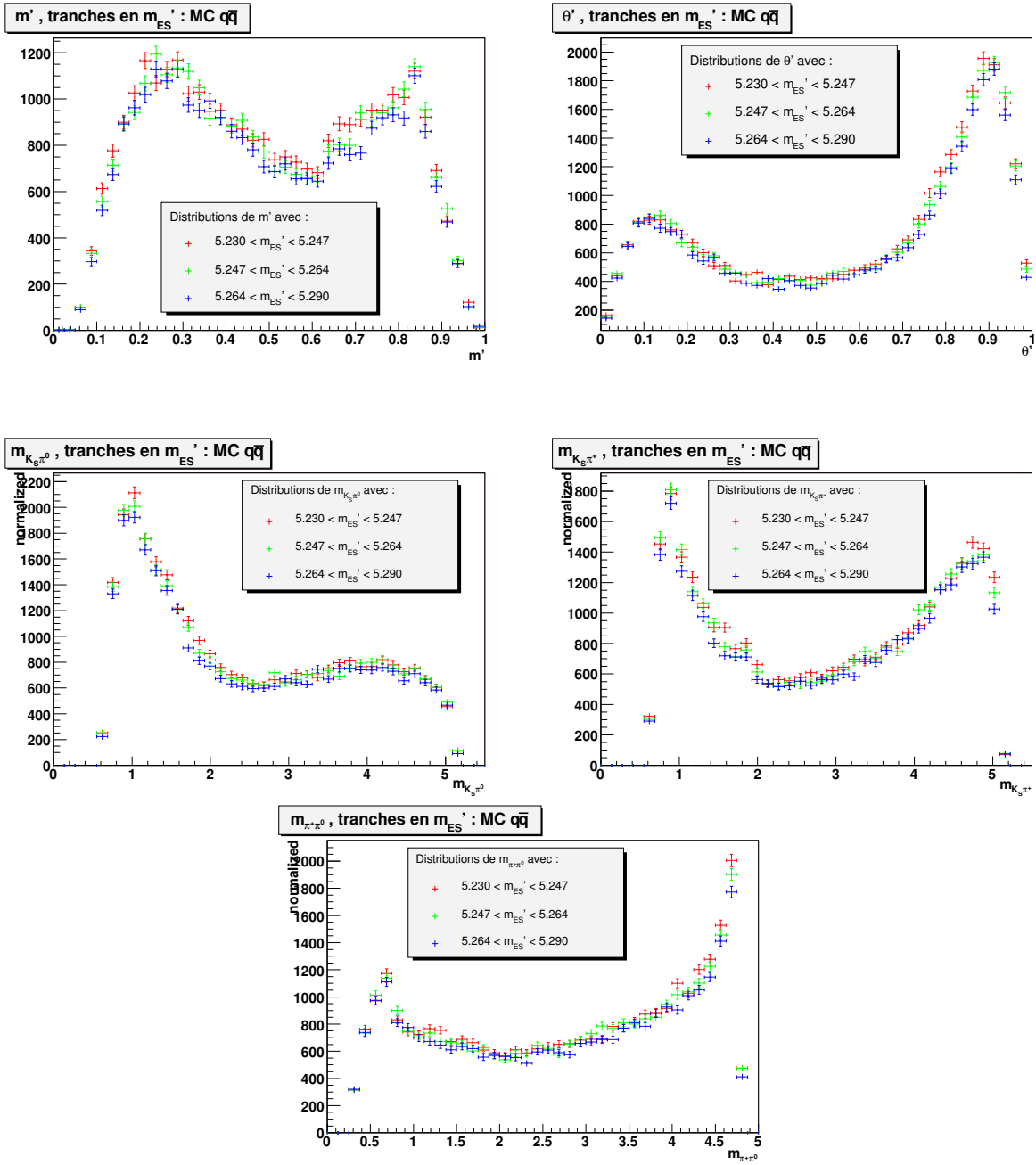


Figure 12.1: Systématiques associées à la construction de la PDF de Dalitz pour le continuum. Pour différents intervalles de  $m_{ES}'$  nous montrons : - en haut, les distributions de  $m'$  et  $\theta'$ , - au milieu et en bas, les distributions des trois masses invariantes.

12.3. RÉSUMÉ DES INCERTITUDES SYSTÉMATIQUES

		Fraction (%)
$(K\pi)_0^{*+}\pi^0$	Modèle Dalitz	+8.3 -4.6
	Constantes des PDF	$\pm 1.1$
	Bruit de fond $B$	+0.98 -1.13
	PDF DP continuum	$\pm 1.$
	Biais de l'ajustement	$\pm 4.8$
	<b>Total</b>	$\pm 9.8$
	$(K\pi)_0^{*0}\pi^+$	Modèle Dalitz
Constantes des PDF		+0.60 -0.75
Bruit de fond $B$		+0.14 -0.36
PDF DP continuum		$\pm 1.$
Biais de l'ajustement		$\pm 1.9$
<b>Total</b>		$\pm 7.8$
$K^{*+}(892)\pi^0$	Modèle Dalitz	+1.6 -1.0
	Constantes des PDF	+0.96 -0.84
	Bruit de fond $B$	+0.12 -0.20
	PDF DP continuum	$\pm 1.$
	Biais de l'ajustement	$\pm 0.5$
	<b>Total</b>	+2.1 -1.7
$K^{*0}(892)\pi^+$	Modèle Dalitz	+0.3 -2.0
	Constantes des PDF	$\pm 1.0$
	Bruit de fond $B$	+0.19 -0.17
	PDF DP continuum	$\pm 1.$
	Biais de l'ajustement	$\pm 1.0$
	<b>total</b>	+1.8 -2.6
$NR$	Modèle Dalitz	+6.1 -3.5
	Constantes des PDF	+2.7 -4.1
	Bruit de fond $B$	+1.0 -0.9
	PDF DP continuum	$\pm 1.$
	Biais de l'ajustement	$\pm 1.0$
	<b>Total</b>	+6.0 -5.6
$\rho(770)^-K^+$	Modèle Dalitz	+0.0 -5.3
	Constantes des PDF	$\pm 2.0$
	Bruit de fond $B$	$\pm 0.14$
	PDF DP continuum	$\pm 1.$
	Biais de l'ajustement	$\pm 1.5$
	<b>Total</b>	+2.5 -5.9

Table 12.4: Résumé des incertitudes systématiques sur les fractions isobares.

# Chapitre 13

## Interprétation physique

### 13.1 Introduction

Nous décidons d'utiliser les résultats de l'ajustement aveugle à la violation de  $CP$  pour extraire les informations physiques de notre travail. Nous avons obtenu un accord acceptable sur l'ensemble des distributions expérimentales avec ce modèle contrairement à ce qui se passe avec l'ajustement complet. Les deux solutions dégénérées donnent des chiffres compatibles pour les nombre d'événements dans toutes les catégories et les amplitudes isobares moyennées entre  $B$  et  $\bar{B}$ . Certains déphasages diffèrent que nous ne discutons pas plus avant. Puisque nous moyennons sur les  $B^+$  et les  $B^-$ , nous ne pouvons déterminer d'asymétries de violation de  $CP$  directe, seulement une estimation de la sensibilité atteignable.

Rappelons les principaux résultats exploitables :

- $1227 \pm 75$  événements de signal ( $B^+$  et  $B^-$ ),
- $2533 \pm 54$  événements  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$  ;  $\bar{D}^0 \rightarrow K_s^0 \pi^0$ ,
- les deux solutions pour les fractions isobares de la table 11.4 que les incertitudes systématiques rendent compatibles avec une solution écrite dans la table 13.1.

Le diagramme de Dalitz engendré avec les amplitudes isobares déterminées par l'ajustement est représenté graphiquement sur la figure 13.1

Résonance	$FF$
$\rho(770)^{+/-}$	$0.168 \pm 0.058$ $^{+0.025}_{-0.059}$
$K^*(892)^{+/-}$	$0.0735 \pm 0.0021$ $^{+0.021}_{-0.017}$
$K^*(892)^0$	$0.0787 \pm 0.031$ $^{+0.018}_{-0.026}$
$K^*(1430)^{+/-}$	$0.311 \pm 0.084 \pm 0.098$
$K^*(1430)^0$	$0.272 \pm 0.077 \pm 0.078$
N.R	$0.0851 \pm 0.046$ $^{+0.060}_{-0.056}$
Total	$0.989 \pm 0.063$

Table 13.1: Les  $FF$  de l'ajustement aveugle à la violation de  $CP$ . Les incertitudes statistiques sont écrites en premier suivies des incertitudes systématiques. La somme des  $FF$  est proche de l'unité avec une incertitude (statistique seulement) substantielle.

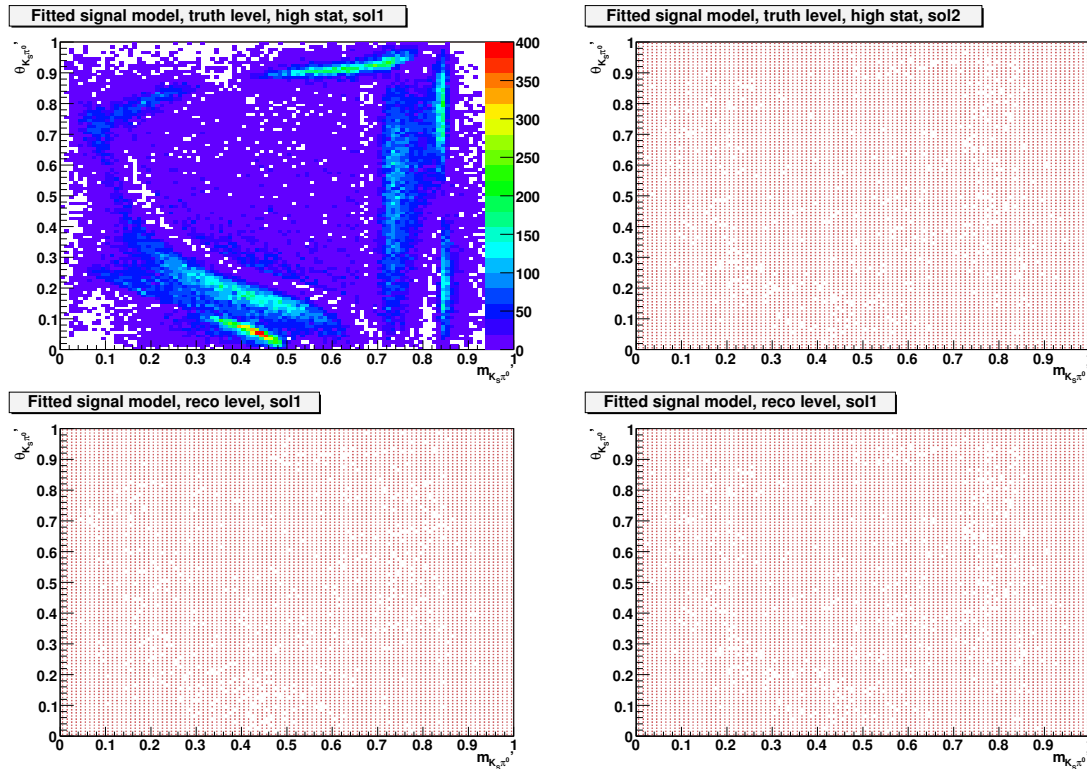


Figure 13.1: Diagramme de Dalitz engendré avec les paramètres solution de l'ajustement. A gauche la solution-1, à droite la solution 2. !!! refaire l'exercice avec les paramètres de la solution obtenue en prenant en compte les systématiques!!!. En haut, le diagramme obtenu au niveau du générateur, en bas le diagramme observable compte tenu de l'acceptance expérimentale.

## 13.2 Rapports d'embranchement

### 13.2.1 Désintégration totale $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$

Le rapport d'embranchement de la désintégration inclusive (équation 2.30) s'écrit :

$$\mathcal{B}^{incl} = \frac{N_{sig}}{N_{B\bar{B}} \times \varepsilon \times \mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \times \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)} \times \eta_{K_S} \eta_{\pi^+} \eta_{\pi^0}, \quad (13.1)$$

où

- $N_{B\bar{B}} = (383.2 \pm 4.2) 10^6$  est le nombre de paires  $B\bar{B}$ , égal au nombre de  $B^+$  examinés en faisant l'hypothèse (presque juste) que le  $\Upsilon(4S)$  se désintègre autant en  $B^+ B^-$  qu'en  $B^0 \bar{B}^0$ .
- $\varepsilon$  est l'efficacité de détection,  
(!! On a besoin de ce chiffre calculé avec les paramètres du modèle de Dalitz fitté !!)
- les facteurs  $\eta$  sont les corrections entachées d'incertitudes systématiques des programmes de reconstruction décrites au chapitre 4.5. Une estimation du produit de ces facteurs est :  $\Pi_\eta = \frac{1}{0.98} \pm 0.04$ .

Nous obtenons (!! avec  $\varepsilon = 0.12$  inventée !!)

$$\mathcal{B}^{incl} = (39.1 \pm 2.5 \pm syst) 10^{-6}. \quad (13.2)$$

C'est à dire  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^0) = (78.3 \pm 4.8 \pm syst) 10^{-6}$ .

### 13.2.2 Désintégrations partielles en quasi-2-corps

Nous employons la relation 2.32 pour calculer les rapports d'embranchement des désintégrations partielles que nous groupons dans la table 13.2. Les résultats des ajustements qui ont montré qu'il n'était pas nécessaire de faire intervenir des isobares en sus des ingrédients du modèle nominal, sont utilisés pour calculer les limites supérieures à 90% de niveau de confiance sur leur taux de production.

En supposant que toutes les résonances  $K^*$  ont l'isospin 1/2 et en utilisant les rapports d'embranchement en  $K\pi$  mesurés [11] pour les  $K_2^*(1430)$  et  $K^*(1680)$ , nous remontons aux désintégrations parentes directement comparables avec les données de la littérature (table 13.3). Notre mesure du canal  $B^+ \rightarrow K^{*0} \pi^+$  seule est significative avec des erreurs comparables à celles d'expériences antérieures.

	$FF_j$ (%)	$\mathcal{B}_j$ ( $10^{-6}$ )
$K^{*+}(892)\pi^0$	$7.35 \pm 0.21^{+2.1}_{-1.7}$	$2.87 \pm 0.82$
$K^{*0}(892)\pi^+$	$7.87 \pm 3.1^{+1.8}_{-2.6}$	$3.07 \pm 1.60$
$(K\pi)_0^{*+}\pi^0$	$31.1 \pm 8.4 \pm 9.8$	$12.1 \pm 5.0$
$(K\pi)_0^{*0}\pi^+$	$27.2 \pm 7.7 \pm 7.8$	$10.6 \pm 4.3$
$\rho^+(770)K_S^0$	$16.8 \pm 5.8^{+2.5}_{-5.9}$	$6.56 \pm 3.23$
<b>N.R.</b>	$8.51 \pm 4.6^{+6.0}_{-5.6}$	$3.32 \pm 2.95$
<b>Total</b>	$98.9 \pm 6.3$	$39.04 \pm 3.50$
	$FF_j$ , [Limites supérieures] (%)	Limites supérieures ( $10^{-6}$ )
$\rho^+(1450)K_S^0$	$8.1 \pm 3.8$ , [12.9]	5.0
$\rho^+(1700)K_S^0$	$6.8 \pm 3.6$ , [11.4]	4.5
$K_2^{*0}(1430)\pi^0$	$4.5 \pm 2.6$ , [ 7.8]	3.1
$K_2^{*+}(1430)\pi^+$	$5.5 \pm 2.9$ , [ 9.2]	3.6
$K^{*0}(1680)\pi^0$	$5.9 \pm 2.7$ , [ 9.4]	3.7
$K^{*+}(1680)\pi^+$	$1.7 \pm 2.0$ , [ 4.2]	1.7

Table 13.2: Résultats pour les taux de désintégration. Les rapports d'embranchement des processus en quasi-2-corps  $\mathcal{B}_j$  sont calculés à partir des fractions isobares  $FF_j$  avec la relation 2.32. L'incertitude statistique est donnée en premier pour les fractions isobares. Pour les rapports d'embranchement nous calculons une erreur totale en sommant en quadrature les plus grandes de chacune des incertitudes. Pour les résonances additionnelles étudiées avec des essais d'ajustements décrits au chapitre 12, nous donnons les limites supérieures à 90% de niveau de confiance (!!! a faire !!!).

### 13.2.3 Désintégration $B^+ \rightarrow \bar{D}^0\pi^+$

Connaissant l'efficacité de détection du canal  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0\pi^+$  (!!! il la faut !!!) et le rapport d'embranchement  $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K_S^0\pi^0) = (1.22 \pm 0.05) 10^{-2}$  [47], la relation 13.1 permet de déterminer :

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0\pi^+) = (6.6 \pm 0.1 \pm_{syst}) 10^{-3}, \quad (13.3)$$

qui se compare à la moyenne mondiale  $(4.84 \pm 0.15) \times 10^{-3}$  [47].

## 13.3 Incertitude prévisible sur les asymétries de $CP$

L'ajustement aveugle à la violation de  $CP$  ne permet pas, par construction de mesurer les asymétries de charge entre les taux de désintégration des  $B^+$  et des  $B^-$ . Nous

Rapport d'embranchement ( $10^{-6}$ )	
$K^{*+}(892)\pi^0$	$12.6 \pm 3.6$
$K^{*0}(892)\pi^+$	$27 \pm 14$
$(K\pi)_0^{*+}\pi^0$	$57 \pm 24$
$(K\pi)_0^{*0}\pi^+$	$100 \pm 44$
$\rho^+(770)K_s^0$	$19.2 \pm 9.4$
N.R.	$9.7 \pm 8.6$
Limites supérieures à 90% de confiance ( $10^{-6}$ )	
$K_2^{*0}(1430)\pi^+$	27
$K_2^{*+}(1430)\pi^0$	63
$K^{*0}(1680)\pi^+$	41
$K^{*+}(1680)\pi^0$	37

Table 13.3: Rapports d'embranchement des désintégrations de mésons  $B$  en quasi-2-corps en supposant que toutes les résonances  $K\pi$  sont d'isospin 1/2. Les rapports d'embranchement des  $K_2^*(1430)$  and  $K^*(1680)$  en  $K\pi$  de la référence [11] ont été utilisés. Les taux d'embranchement des  $\rho(1450)$  et  $\rho(1700)$  en deux pions n'étant pas recensés dans cette référence, nous ne pouvons conclure le calcul.



canal	$N_k$	$\sigma(A_{CP}^k)$
$K_S^0 \pi^+ \pi^0$	1227.4	0.029
$K^{*+} \pi^0$	$87.67 \pm 5.36$	0.11
$K^{*0} \pi^+$	$107.38 \pm 38.63$	0.10
$(K\pi)_0^{*+} \pi^0$	$495.25 \pm 107.02$	0.04
$(K\pi)_0^{*0} \pi^+$	$242.83 \pm 79.97$	0.06
$\rho^+ K_S^0$	$204.17 \pm 67.23$	0.07
N.R.	$88.29 \pm 41.45$	0.11

Table 13.4: Sensibilité de l'analyse pour la mesure des asymétries de  $CP$  directe

pouvons estimer l'incertitude sur ces quantités à partir du nombre d'événements attendus,  $N_{sig}$  pour la désintégration globale et  $N_k = N_{sig} \times FF_k$ , pour une désintégration en quasi-2-corps ayant la résonance  $k$  comme état intermédiaire. Si l'asymétrie  $A_{CP}^k$  n'est pas trop éloignée de 0, le calcul montre qu'une bonne approximation de l'incertitude statistique est donnée par  $\sigma(A_{CP}^k) = \frac{1}{\sqrt{N_k}}$ . L'incertitude systématique (essentiellement due à une asymétrie dans la détection des particules chargées) est négligeable, inférieure à l'incertitude statistique sur l'asymétrie du continuum dans notre analyse,  $1.3 \cdot 10^{-2}$ . La table 13.4 rassemble les incertitudes ainsi estimées pour les asymétries de  $CP$  directe mesurables dans les désintégrations en quasi-2-corps.

## 13.4 Comparaison avec les mesures les plus récentes

Pour situer nos mesures, nous avons mis à jour la table 2.1 présentée au début du chapitre 2. Nous constatons qu'il y a peu de changements dans la table mise à jour (table 13.5). Quelques résultats qui étaient préliminaires ou non encore intégrés dans les moyennes du *PDG*, ont acquis un statut définitif. Nous reproduisons également les mesures des asymétries de  $CP$  compilées par HFAG [30] dans la table 13.6. .

## 13.5 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats physiques de l'analyse de Dalitz. Beaucoup de vérifications restent à faire pour les rendre solides. Nous avons voulu montrer qu'une analyse de Dalitz permet d'extraire de nombreuses informations physiques. Par prudence et nécessité nous nous sommes limités aux résultats de l'ajustement aveugle à la violation de  $CP$ , laissant de côté toute possibilité de confrontation avec le modèle CKM. Les résultats obtenus sur les rapports d'embranchement des désintégrations en quasi-2-corps contribuant à  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$  ainsi que le canal non réson-

RPP#	Mode	Moy. PDG2008	BABAR	ref.	Belle	ref.	CLEO	ref.	Moy. actualisée
219	$K^{*0}\pi^+$	$10.9 \pm 1.8$	$10.8 \pm 0.6^{+1.2}_{-1.4}$	[22]	$9.7 \pm 0.6^{+0.8}_{-0.9}$	[23]	$7.6^{+3.5}_{-3.0} \pm 1.6$	[36]	$9.9^{+0.8}_{-0.9}$
220	$K^{*+}\pi^0$	$6.9 \pm 2.4$	$6.9 \pm 2.0 \pm 1.3$	[37]			$7.1^{+11.4}_{-7.1} \pm 1.0$	[36]	$6.9 \pm 2.3$
230	$K_0^*(1430)^0\pi^+$	$47 \pm 5$	$32.0 \pm 1.2^{+10.8}_{-6.0}$	[22]	$51.6 \pm 1.7^{+7.0}_{-7.4}$	[23]			$45.2^{+6.2}_{-6.3}$
231	$K_2^*(1430)^0\pi^+$	$< 6.9$	$5.6 \pm 1.2^{+1.8}_{-0.8}$	[22]	$< 6.9$	[38]			$5.6^{+2.2}_{-1.4}$
232	$K^*(1410)^0\pi^+$	$< 45$			$< 45$	[38]			$< 45$
233	$K^*(1680)^0\pi^+$	$< 12$	$< 15$	[22]	$< 12$	[38]			$< 12$
237	$K^0\pi^+\pi^0$	$< 66$					$< 66$	[39]	$< 66$
238	$K^0\rho^+$	$8.0 \pm 1.5$	$8.0^{+1.4}_{-1.3} \pm 0.6$	[40]			$< 48$	[41]	$8.0^{+1.5}_{-1.4}$

Table 13.5: *Compilation par HFAG des rapports d'embranchement mesurés de  $B^+ \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^0$  disponibles en avril 2009. Les rapports d'embranchement du  $B^+$  sont en unités de  $(10^{-6})$ . Les limites supérieures sont données pour un niveau de confiance à 90%. En noir : données du PDG2008 [11]. En bleu : “nouveau (préliminaires) depuis le PDG2008”. En rouge : “nouveau (publiées) depuis le PDG2008”.*

nant sont attendus par les théoriciens qui modélisent les désintégrations hadroniques des mésons  $B$ .

RPP#	Mode	Moy. PDG2008	BABAR	ref.	Belle	ref.	Moy. actualisée
219	$K^{*0}\pi^+$	$-0.08 \pm 0.10$	$0.032 \pm 0.052^{+0.016}_{-0.013}$	[22]	$-0.149 \pm 0.064 \pm 0.022$	[23]	$-0.038 \pm 0.042$
220	$K^{*+}\pi^0$	$0.04 \pm 0.29 \pm 0.05$	$0.04 \pm 0.29 \pm 0.05$	[37]			$0.04 \pm 0.29$
230	$K_0^*(1430)^0\pi^+$	$0.00 \pm 0.07$	$0.032 \pm 0.035^{+0.034}_{-0.028}$	[22]	$0.076 \pm 0.038^{+0.028}_{-0.022}$	[23]	$0.055^{+0.034}_{-0.032}$
231	$K_2^*(1430)^0\pi^+$	New	$0.05 \pm 0.23^{+0.18}_{-0.08}$	[22]			$0.05^{+0.29}_{-0.24}$
238	$\rho^+K^0$	$-0.12 \pm 0.17 \pm 0.02$	$-0.12 \pm 0.17 \pm 0.02$	[40]			$-0.12 \pm 0.17$

Table 13.6: *Compilation par HFAG des  $A_{CP}$  mesurées pour  $B^+ \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^0$  en avril 2009. En noir : données du “PDG2008” [11]. En bleu : “nouveau (préliminaires) depuis le PDG2008”. En rouge : “nouveau (publiés) depuis le PDG2008”.*

## Conclusions

Ce travail consacré à l'étude de la désintégration  $B^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$ , a permis de défricher la méthode d'une analyse de Dalitz de ce canal. D'autres analyses de ce type ont été menées à terme sur des canaux avec un moindre bruit de fond. Des cadres phénoménologiques dont l'un, brièvement rappelé au début du mémoire, ont été développés pour confronter l'expérience au modèle CKM ou mieux cerner la physique hadronique des quarks légers.

La démarche poursuivie jusqu'en 2008 consistant à sélectionner un lot de données de façon peu restrictive afin de conserver les événements peuplant les coins du diagramme de Dalitz, potentiellement porteurs d'une information sur les phases CKM, n'a pas abouti. En effet, ces événements sont mal reconstruits pour la plupart. Les sélectionner oblige à inclure dans le lot un trop grand nombre d'événements de bruit de fond. Le bruit de fond provient d'une part du fait qu'un  $\pi^0$  figure dans les produits de la désintégration recherchée. D'autre part la désintégration  $B^+ \rightarrow \pi^+ (\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0)$  de même état final que celle que nous recherchons, n'est interdite ni par un facteur de couleur ni par le mélange CKM. C'est un bruit de fond irréductible plus intense que le signal.

Après avoir constaté les limites de la démarche initiale, une nouvelle approche a été entreprise mettant en œuvre une sélection plus prudente, une caractérisation du bruit de fond  $B$  plus robuste, une modélisation plus précise de la distribution des événements du continuum dans le plan de Dalitz, pour ne citer que les principales améliorations. Nous avons décrit la nouvelle démarche en détail dans ce mémoire et montré qu'elle donne des résultats valides lorsqu'on l'essaie dans différentes configurations simulées. Cependant, ces performances n'ont pas été obtenues à temps pour que la méthode révisée soit appliquée et vérifiée sur les données expérimentales. C'est pourquoi nous avons présenté les résultats physiques obtenus avec la démarche initiale.

Il sera nécessaire de poursuivre ce travail dans *BABAR*. En incluant toutes les données enregistrées et en mettant à profit les ultimes améliorations des programmes de reconstruction l'analyse de Dalitz complète, sensible à la violation de  $CP$  devrait être menée à bien. Cela permettra d'effectuer les analyses phénoménologiques en disposant de toutes les observables pour les canaux  $B \rightarrow K^* \pi$ . De telles analyses pourront donner leur pleine mesure, si les nouvelles machines *Super usines à mésons B* actuellement proposées sont construites.

# Bibliographie

- [1] [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2008/](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008/).
- [2] E.S. Abers et B.W. Lee, *Phys. Rep.* **9C**, 1 (1973).
- [3] T.-P. Cheng et L.-F. Lee, *Gauge Theory of Elementary Particles*, Oxford University Press, Oxford, 1982.
- [4] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields*, Cambridge University Press, Cambridge, 2000
- [5] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **51** 1945 (1983).
- [6] I.I. Bigi et A.I. Sanda, *CP Violation*, Cambridge University Press, Cambridge, 2000
- [7] M. Kobayashi et T. Maskawa, *Prog. Theor. Physics* **49** 652 (1973).
- [8] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963).
- [9] C. Jarlskog, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1039 (1985).
- [10] L.L. Chau et W.Y. Keung, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1802 (1984).
- [11] Particle Data Group, C. Amsler *et al.*, *Phys. Lett.* **B667**, 1 (2008).
- [12] A. Cecucci, Z. Ligeti et Y. Sakai, p. 145 dans la référence précédente (PDG2008).
- [13] D. Kirkby et Y. Nir, p.153 dans la référence au PDG2008.
- [14] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 021603 (2007).
- [15] Belle Collaboration, *Nature* **452**, 332 (2008).
- [16] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Phys. Rev. D* **79**, 072009, (2009).
- [17] Belle Collaboration, H. Sahoo *et al.*, *Phys. Rev. D* **77**, 091103,2008.

- 
- [18] CKMfitter Collaboration, J. Charles *et al.*, Eur.Phys.J. **C41**, 1-131 (2005).
- [19] UTfit collaboration, M. Bona *et al.*, JHEP **0507**, 028, (2005).
- [20] Proceedings of the Rencontres de Moriond EW 2009, à paraître.
- [21] The *BABAR* Physics Book, P.F. Harrison et H.R. Quinn Ed., SLAC-R-504 (1998)
- [22] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **78**, 012004 (2008).
- [23] Belle Collaboration, A. Garmash *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 251803 (2006).
- [24] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **72**, 072003 (2005) ; Erratum-  
ibid. Phys. Rev. D **74**, 099903 (2006).
- [25] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, arXiv:hep-ex/0408073v3, contribution  
à la conférence ICHEP2004, Pékin (16-22 août 2004).
- [26] Zhitang Yu, PhD thesis, rapport SLAC-R-815.
- [27] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **78**, 052005 (2008).
- [28] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, arXiv:0905.3615v1 [hep-ex], à paraître  
dans Phys. Rev. D.
- [29] thèse de l'université Denis Diderot, Paris-7, décembre 2008,  
<http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/37/91/88/PDF/thesis.pdf>,  
non publiée.
- [30] Heavy Flavor Averaging Group (HFAG), E. Barberio *et al.*, arXiv:0704.3575v1  
[hep-ex].
- [31] H.-Y. Cheng and J.G. Smith, arXiv:0901.4396v1 [hep-ph], to appear in Ann. Rev.  
of Nucl. and Part. Science. <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag>.
- [32] SuperB: A High-Luminosity Asymmetric  $e^+e^-$  Super Flavor Factory. Conceptual  
Design Report, arXiv:0709.0451v2 [hep-ex] (2007).
- [33] KEK Report 04-4 et Physics at Super B Factory, arXiv:hep-ex/0406071 (2004).
- [34] F. Botella et M. Nebot, Phys. Rev. D **71**, 094008 (2005).
- [35] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, arXiv:0803.4451 (maintenant révisée et  
publiée [22]).
- [36] CLEO Collaboration, C. P. Jessop *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2881-2885 (2000).

- 
- [37] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **71**, 111101 (2005).
- [38] Belle Collaboration, A. Garmash *et al.*, Phys. Rev. D **71**, 092003 (2005).
- [39] CLEO Collaboration, E. Eckhart *et al.* Phys. Rev. Lett. **89**, 251801 (2002)
- [40] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **76**, 011103 (2007).
- [41] CLEO Collaboration, D.M. Asner *et al.*, Phys. Rev. D **53**, 1039 (1996).
- [42] CLEO Collaboration (S. Kopp *et al.*), Phys. Rev. **D63**, 092001 (2001)
- [43] S.M. Spanier, *BABAR* Analysis Document #303 (2001)
- [44] J. Blatt and V. Weisskopf, “*Theoretical Nuclear Physics*”, John Wiley & Sons, New York, 1956.
- [45] F. von Hippel and C. Quigg, Phys. Rev. **D5**, 624 (1972)
- [46] Particle Data Group, W.-M. Yao *et al.*, Journal of Physics **G33**, 1 (2006).
- [47] Particle Data Group, S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. **B592**, 1 (2007).
- [48] D. Asner, arXiv:hep-ex/0410014.
- [49] C. Zemach, Phys. Rev, **133**, B1201 (1964).
- [50] G.J. Gounaris and J.J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. **21**, 244 (1968).
- [51] P. Estabrooks, Phys. Rev. **D19**, 2678 (1979).
- [52] D. Aston *et al.*, Nucl. Phys. **B296**, 493 (1988).
- [53] W.M. Dunwoodie, “*Suggestion for the Parameterization of Dalitz Plot Efficiency*”, [http://www.slac.stanford.edu/~wmd/bbkinematics/dalitz\\_efficiency.note](http://www.slac.stanford.edu/~wmd/bbkinematics/dalitz_efficiency.note) (2002).
- [54] Phys. Rev. Lett. **65**, 3381 (1990).
- [55] thèse de l’université Paris-Sud, Centre d’Orsay, avril 1999, non publiée.
- [56] thèse de l’université Pierre et Marie Curie, avril 2006, <http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/35/39/69/PDF/These.pdf>, non publiée.
- [57] M. Ciuchini, M. Pierini and L. Silvestrini, Phys. Rev. D **74**, 051301 (2006).
- [58] M. Gronau, D. Pirjol, A. Soni and J. Zupan, Phys. Rev. D **75**, 014002 (2007).



- [59] A.J. Buras, R. Fleischer, Eur. Phys. Jour. C **11**, 93 (1999).
- [60] H.R. Quinn and A.E. Snyder, Phys. Rev. D **48**,2139-2144 (1993).
- [61] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **76**, 012004 (2007).
- [62] Belle Collaboration, A. Kusaka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**,221602 (2007).
- [63] H. J. Lipkin, Y. Nir, H. R. Quinn and A. Snyder, Phys. Rev. D **44**, 1454 (1991).  
Phys. Rev. D **76**, 094006 (2007).
- [64] P. Oddone *et al.*, *Proceedings of the UCLA Workshop: Linear Collider  $B\bar{B}$  Factory Conceptual Design*, édité par D. Stork, World Scientific, 243 (1987).
- [65] K. Berkelman, Rev. Prog. Phys. **49**, 1-59, (1986),  
R. Giles *et al.*, Phys. Rev. D **29**, 1285 (1984),  
P. Franzini & J. Lee-Franzini, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33**, 1-28 (1983).
- [66] PEP-II, an Asymmetric B Factory” Conceptual Design Report, CALT-68-1869,  
LBL-PUB-5379, SLAC-R-418, UCRL-ID-114055, UC-IIRPA-93-01, Juin 1993.
- [67] M. Sullivan, SLAC-PUB-7563, préparé pour la conférence PAC97, Vancouver,  
B.C., Canada, 12-16 mai 1997.
- [68] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect.  
A **479**, 1 (2002).
- [69] BABARLST Collaboration G. Cibinetto, Int. J. Mod. Phys. **A20**, 3834 (2005).
- [70] D.J. Lange, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **462**, 1, 152 (2001).
- [71] T. Sjostrand *Comp. Phys. Comm.* **82**, 74 (1994).
- [72] GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.,  
Sect. A **506**, 250 (2003).
- [73] logiciel libre disponible sur <http://sourceforge.net/projects/tmva/>.
- [74] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 171803 (2007).
- [75] P. Gay, B. Michel, J. Proriot and O. Deschamps, “*Tagging Higgs Bosons in Hadronic LEP-2 Events with Neural Networks*”, in Pisa 1995, New computing techniques in physics research, 725 (1995).
- [76] A. G. Froedesen, O. Skjeggstad, “*Probability and Statistics in Particle Physics*”,  
Bergen Universitetsforlaget, Oslo, 1979.

[77] K. S. Cranmer, *Comput. Phys. Commun.* **136**, 198 (2001).

[78] ARGUS Collaboration, (H. Albrecht *et al.*), *Z. Phys. C* **48**, 543 (1990).



**Partie V**  
**ANNEXES**



## A Détermination de $f_{SCF}$ dans l'ajustement

La détermination de la fraction d'événements mal reconstruits  $f_{SCF}$  dont la normalisation de la PDF de signal dépend est a priori un problème pour le programme d'ajustement car ce paramètre varie à chaque itération. En pratique, nous montrons dans cette annexe qu'il suffit d'utiliser une valeur fixe  $\overline{f_{SCF}}$  au prix d'une modeste incertitude systématique.

Une première étude montre que les ajustements effectués en laissant  $f_{SCF}$  libre, sur 400 lots de Monte Carlo complet de signal (SP-7037) avec la configuration *Denis*, convergent vers la valeur du modèle de signal simulé.  $f_{SCF}$  est mesuré précisément avec une incertitude gaussienne moyenne de 1.2% en valeur relative. Il est donc possible de fixer  $f_{SCF}$  à la valeur ajustée  $\overline{f_{SCF}}$  sans introduire de biais.

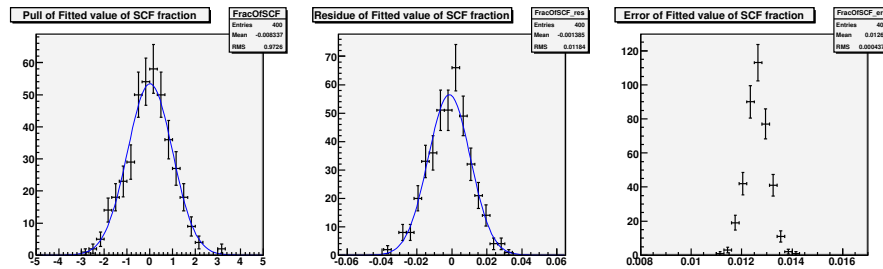


Figure 13.2: Fraction de SCF obtenue lors d'ajustements sur 400 lots de Monte Carlo signal pur SP-7037 (Geant4) : de gauche à droite, les distributions des pulls, des résidus et le spectre des erreurs pour 400 échantillons.

	Pull	Résidu
$\mu$	$0.015 \pm 0.051$	$-0.0015 \pm 0.00064$
$\sigma$	$0.987 \pm 0.043$	$0.0121 \pm 0.00056$

Table 13.7: A gauche : résultats de l'ajustement sur le pull de la figure 13.2 ; à droite : résultats pour le résidu.

Par contre, lorsque l'on complexifie le modèle en ajoutant au signal, du bruit de fond continu et du bruit de fond  $B$ , un biais négatif de près de  $0.7\sigma$  ou 8.4 événements de signal apparaît dans les essais (E). Nous avons montré que, dans cette configuration, l'ajustement confond des événements SCF et des événements de la classe BB5 de bruit de fond  $B$  (qui présente un excès de 8.5 événements). Fixer  $f_{SCF}$  dans l'ajustement nominal permet d'éviter l'essentiel de ces biais. Cette solution présente

de plus l'avantage de rendre la convergence plus rapide. Le biais résiduel est traité comme une erreur systématique (voir chapitre 12).

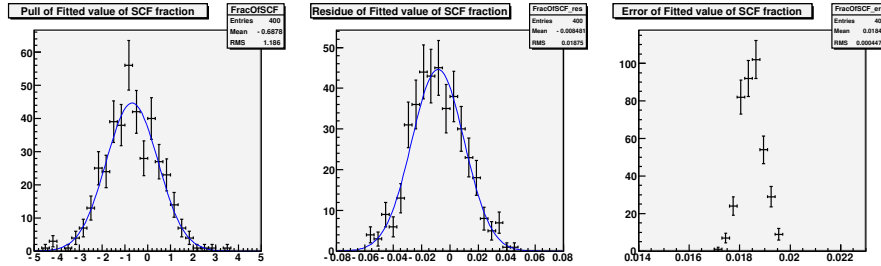


Figure 13.3: Fraction de SCF obtenue lors d'une étude "embedded fits avec fraction de SCF flottante" construits sur 400 échantillons de Monte Carlo signal SP-7037 : de gauche à droite les distributions des pulls, des résidus et le spectre des erreurs

	Pull	Résidu
$\mu$	$-0.683 \pm 0.059$	$-0.0084 \pm 0.00010$
$\sigma$	$1.146 \pm 0.041$	$0.0184 \pm 0.00078$

Table 13.8: A gauche : résultats de l'ajustement sur le pull de la figure 13.3 ; à droite : résultats pour le résidu.

## B Combien de randomisations sont -elles nécessaires pour un échantillon ?

Lorsque l'on effectue un ajustement, la solution vers laquelle converge le logiciel Minuit dépend des valeurs initiales des paramètres laissés libres. Il s'agit là d'une difficulté des analyses Dalitz pour lesquelles le nombre de paramètres libres est considérable.

Aussi, pour être certains d'aboutir à la solution correspondant au minimum absolu de la fonction  $NLL$ , nous effectuons, pour un même échantillon, et en particulier pour l'échantillon de données utilisé pour l'ajustement final, plusieurs ajustements en variant les valeurs initiales des paramètres, par tirage au hasard :

- les amplitudes sur un intervalle entre 1/10 and 10 fois la valeur initiale choisie,
- les phass entre  $-180$  and  $+180$  degrés,

Il convient alors de savoir à combien d'ajustements il est suffisant de procéder.

Sur les essais complets (T) et (E), avec 100 ajustements, nous observons un spectre du  $NLL_{min}$  (figure 13.4). Nous en déduisons, à l'aide de la loi binomiale, le nombre d'essais (*randomisations*) pour avoir 98 % de chances d'atteindre le minimum absolu. La table 13.9 résume les essais effectués dans différentes configurations de l'ajustement.

Sample	full toy				embedded			
	TM		TM+SCF		TM		TM+SCF	
Signal	11 (10%)	<b>34</b>	20 ( 6%)	<b>18</b>	36 ( 4%)	<b>9</b>	48 (10%)	<b>6</b>
+ $\bar{D}^0$	20 (10%)	<b>18</b>	27 ( 6%)	<b>13</b>				
+ Continuum	7 (45%)	<b>54</b>	11 (84%)	<b>34</b>				
+ All $B$ -bkg	15 (50%)	<b>25</b>	38 (57%)	<b>9</b>				
+ Cont+ $\bar{D}^0$	12 (65%)	<b>31</b>	13 (64%)	<b>29</b>				
+ Cont+All $B$ -bkg	5 (85%)	<b>77</b>	12 (10%)	<b>31</b>	29 (61%)	<b>12</b>	13 (70%)	<b>29</b>
( $\xi_{Argus}$ free)					8 (89%)	<b>47</b>	3 (94%)	<b>129</b>

Table 13.9: Nombre nécessaire d'ajustements par toy pour atteindre le minimum absolu du  $NLL$  (randomisation). Pour chaque échantillon, sont repertoriés le nombre d'ajustements qui convergent proprement, le pourcentage de ceux dont la matrice de covariance est bien définie et le **le nombre de randomisations requises**.



*B. COMBIEN DE RANDOMISATIONS SONT -ELLES NÉCESSAIRES POUR UN  
ÉCHANTILLON ?*

---

## C Détail des études de simulations *Monte Carlo*

Cette annexe présente en détails les histogrammes des pseudo expériences (Toys complets) utilisées pour valider l'algorithme d'ajustement, comme nous l'avons expliqué au chapitre 10. Les distributions des résidus et des pulls permettent de juger si les quantités reconstruites sont égales aux incertitudes près aux valeurs engendrées. Les résidus et le spectre des erreurs caractérisent les incertitudes sur les quantités mesurées. Les histogrammes sont soumis à un ajustement Gaussien pour extraire les résultats compilés dans les tables.

Résonance	Pull de l'Amplitude		Pull de la Phase	
	$\mu$	$\sigma$	$\mu$	$\sigma$
$\rho(770)^+$	-0.14	0.84	0.12	1.06
$\rho(770)^-$	-0.14	0.93	0.023	0.97
$K^*(892)^-$	-0.06	0.88	none	none
$K^*(892)^0$	-0.11	0.87	0.081	1.06
$K^*(892)^0\text{bar}$	-0.010	1.01	-0.04	1.10
$K^*(1430)^+$	0.062	0.91	-0.001	1.017
$K^*(1430)^-$	0.081	0.91	0.065	1.053
$K^*(1430)^0$	-0.15	0.95	0.00	0.97
$K^*(1430)^0\text{bar}$	-0.16	0.93	-0.049	1.13
N.R	-0.094	1.01	0.065	1.05
N.R bar	-0.10	0.94	-0.12	1.06

Table 13.10: *Moyenne et écart-type des pulls des résonances (MC complet).*

## C. DÉTAIL DES ÉTUDES DE SIMULATIONS MONTE CARLO

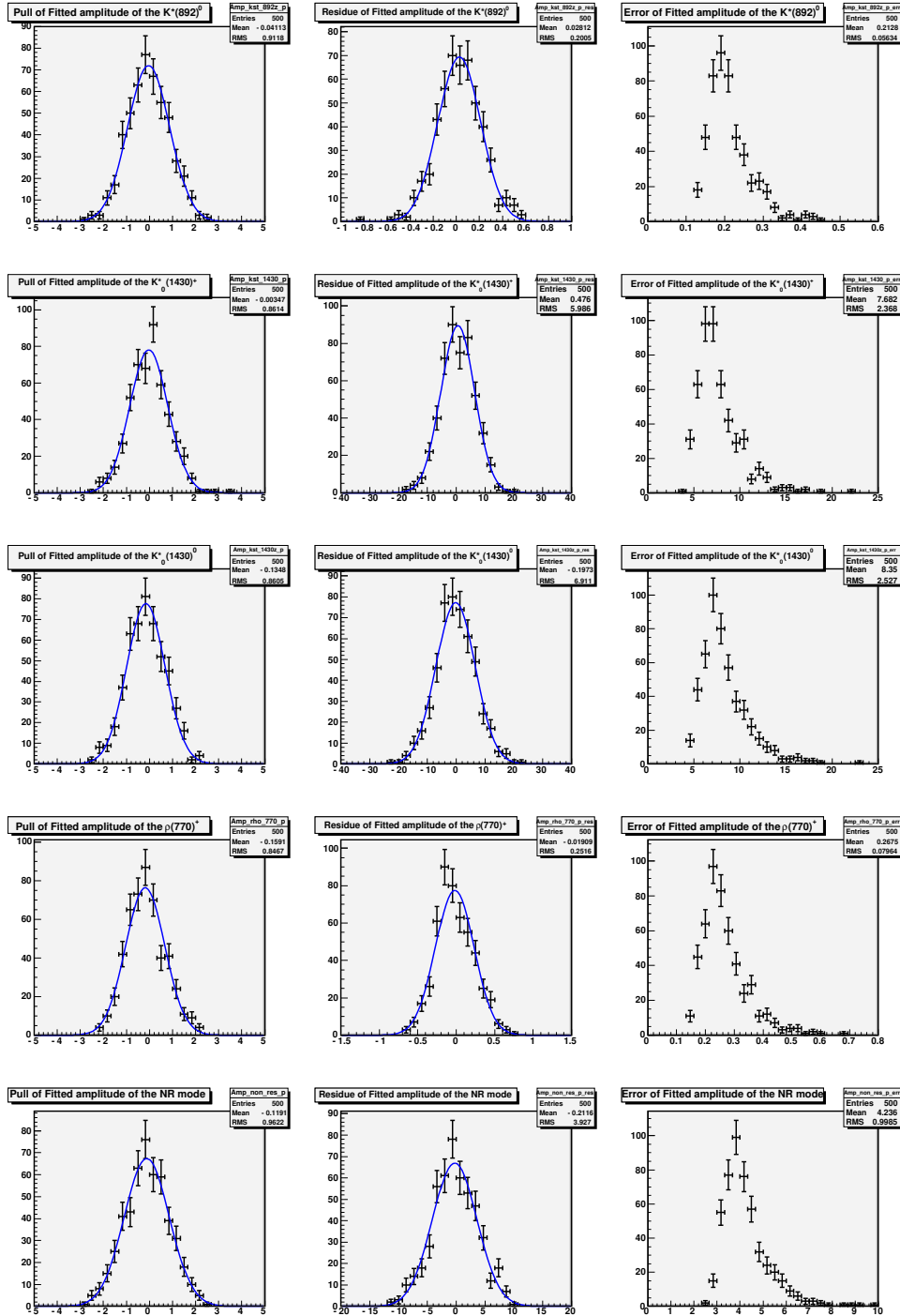


Figure 13.5: Distributions des pulls (à gauche), des résidus (au milieu) et spectre des erreurs (à droite) pour les modules des amplitudes isobares (toy complet). De haut en bas : les résonances  $K^{*0}$ ,  $K_0^*(1430)^+$ ,  $K_0^*(1430)^0$ ,  $\rho(770)^+$  et le N.R.

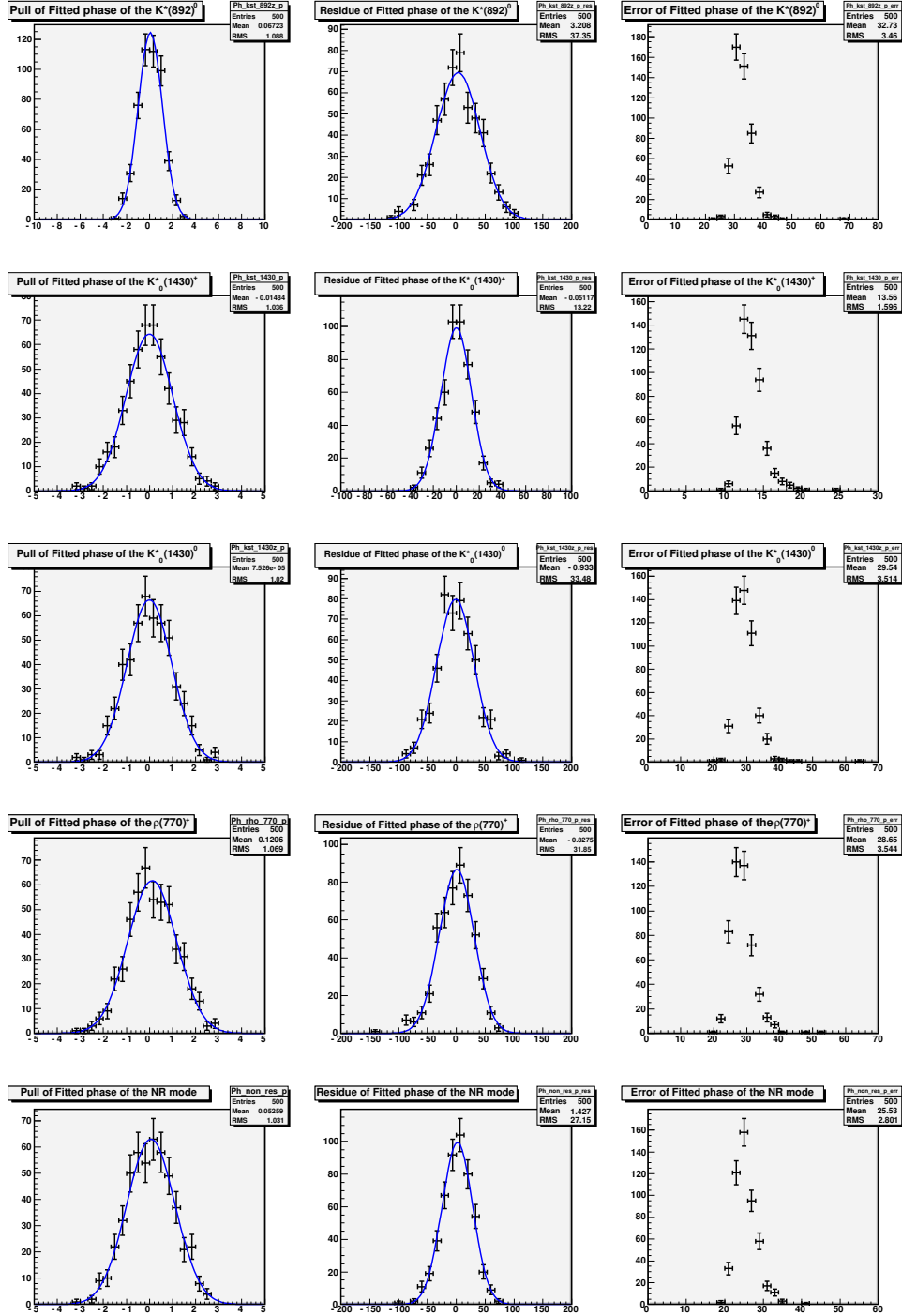


Figure 13.6: *Distributions des pulls (à gauche), des résidus (au milieu) et spectre des erreurs (à droite) pour les phases (toy complet). De gauche à droite : les pulls, les résidus et les erreurs. De haut en bas : les résonances  $K^{*0}$ ,  $K_0^*(1430)^+$ ,  $K_0^*(1430)^0$ ,  $\rho(770)^+$  et le N.R.*

## C. DÉTAIL DES ÉTUDES DE SIMULATIONS MONTE CARLO

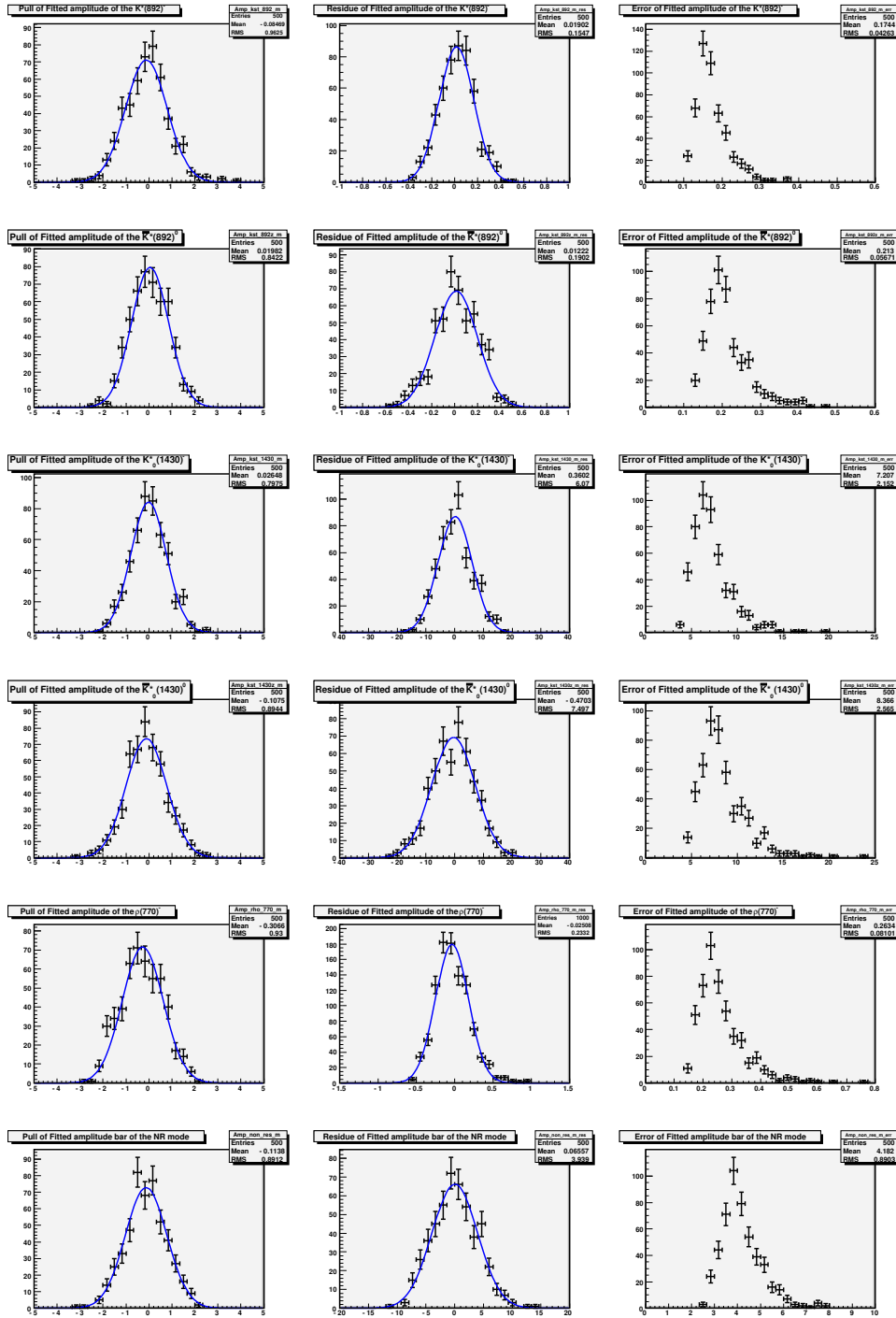


Figure 13.7: Distributions des pulls (à gauche), des résidus (au milieu) et spectre des erreurs (à droite) pour les amplitudes des désintégrations conjuguées de CP (toy complet). De haut en bas : les résonances  $K^{*-}$ ,  $\bar{K}^{*0}$ ,  $K_0^*(1430)^-$ ,  $\bar{K}_0^*(1430)^0$ ,  $\rho(770)^-$  et le N.R..

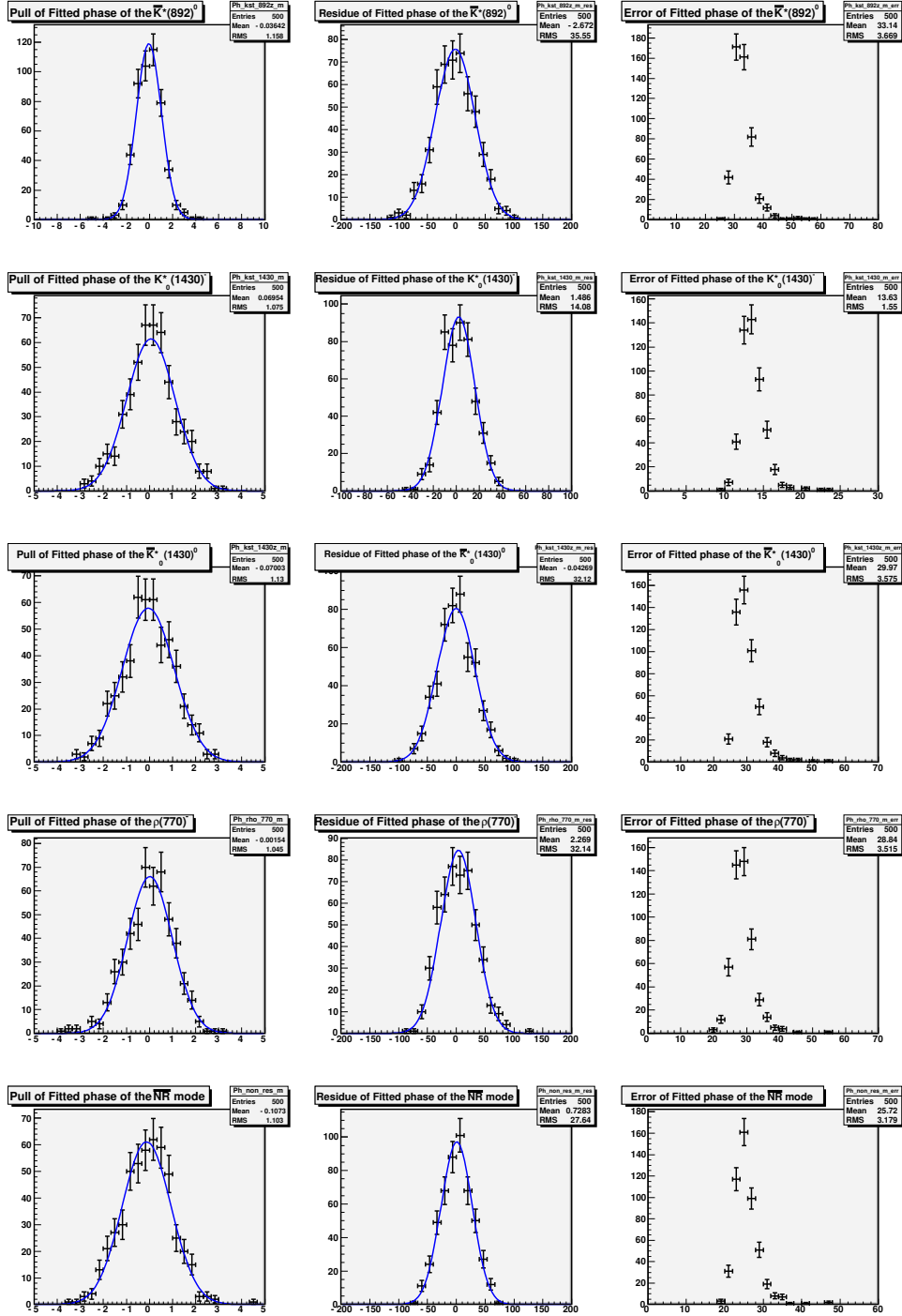


Figure 13.8: *Distributions des pulls (à gauche), des résidus (au milieu) et spectre des erreurs (à droite) pour les phases des désintégrations conjuguées de CP (toy complet). De haut en bas : les résonances  $\bar{K}^{*0}$ ,  $K_0^{*0}(1430)^-$ ,  $\overline{K_0^{*0}(1430)^0}$ ,  $\rho(770)^-$  et le  $\overline{N.R.}$ .*

## C. DÉTAIL DES ÉTUDES DE SIMULATIONS MONTE CARLO

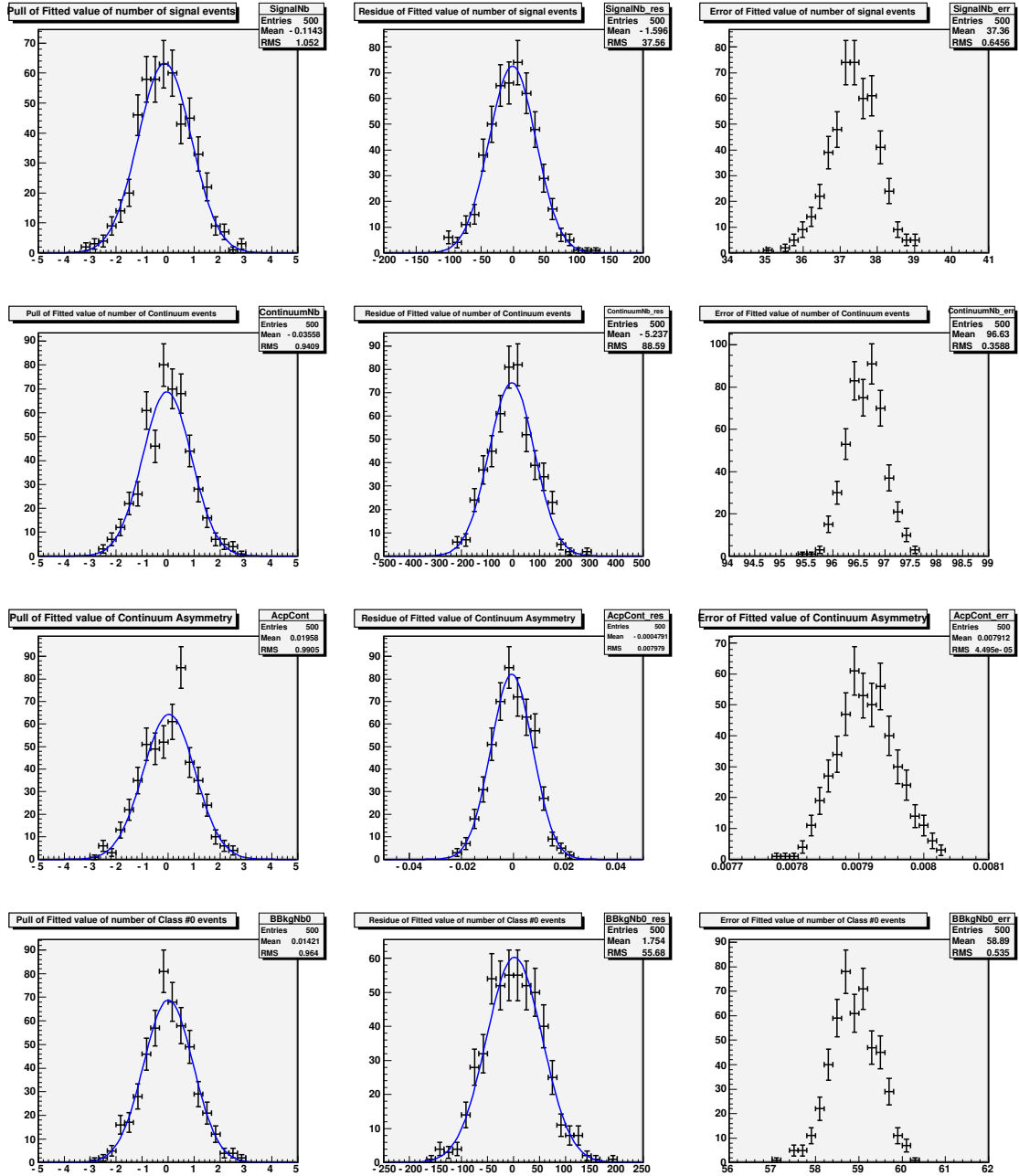


Figure 13.9: Distributions des pulls (à gauche), des résidus (au milieu) et spectre des erreurs (à droite) pour les nombres d'événements attendus (toy complet). De haut en bas : le nombre d'événements de signal, le nombre d'événements de continuum, l'asymétrie de CP du continuum et le nombre d'événements  $D^0$ .

---

Figure 13.10: *Distributions des pulls (à gauche), des résidus (au milieu) et spectre des erreurs (à droite) pour les nombres d'événements attendus (toy complet). De haut en bas : les yields BB1, BB2, BB3, BB4 et BB5.*



Résonance	Résidu de l'Amplitude		Résidu de la Phase	
	$\mu$	$\sigma$	$\mu$	$\sigma$
$\rho(770)^+$	0.012	0.24	0.53	30.05
$\rho(770)^-$	0.018	0.21	3.51	30.33
$K^*(892)^-$	0.007	0.14	none	none
$K^*(892)^0$	0.007	0.15	2.89	38.13
$K^*(892)^0\text{bar}$	0.015	0.17	-2.02	34.48
$K^*(1430)^+$	0.59	6.35	-0.15	13.15
$K^*(1430)^-$	1.21	5.95	1.97	14.02
$K^*(1430)^0$	-0.60	7.35	-1.70	32.41
$K^*(1430)^0\text{bar}$	-0.66	8.08	-0.58	32.78
N.R	-0.045	2.67	1.69	26.49
N.R bar	-0.035	2.92	0.51	26.91

Table 13.11: Moyenne et écart-type des résidus des résonances (MC complet).

Nb d'événements	Pull		Résidu	
	$\mu$	$\sigma$	$\mu$	$\sigma$
Nb de signal	-0.13	1.02	-1.44	36.11
Nb de continuum	-0.04	0.94	-6.50	87.52
$A_{CP}$ du continuum	-0.009	0.95	-0.0006	0.0079
Nb de $D^0$	0.012	0.95	1.92	53.69
Nb de BB1	0.060	1.03	0.46	12.68
Nb de BB2	-0.045	1.015	0.34	5.45
Nb de BB3	-0.019	0.93	0.36	10.20
Nb de BB4	-0.13	1.00	0.43	14.08
Nb de BB5	0.076	0.98	-0.37	27.07

Table 13.12: Moyenne et écart-type des pulls et résidus des nombres d'événements (MC complet).

---

## D Détails pour les erreurs systématiques

Dans le corps du manuscrit, nous avons esquissé la méthode employée pour déterminer les incertitudes systématiques associées à un paramètre  $p$  fixé dans l'ajustement. Un tel paramètre est entaché d'une erreur qui peut être asymétrique. Nous notons respectivement  $\delta p_+$  et  $\delta p_-$  les écarts-type par excès et par défaut. Pour déterminer les incertitudes systématiques associées à  $p$  sur les grandeurs de sorties de l'ajustement, nous répétons l'ajustement en remplaçant la valeur centrale du paramètre  $p$  par  $p + \delta p_+$  et  $p - \delta p_-$ .

Nous ne donnons pas l'intégralité des paramètres que nous avons fait varier, mais seulement un sous ensemble dans le tableau 13.13. La plupart des paramètres fixés sont donnés au chapitre 9 lorsque les *PDF* sont définies, ou auraient dû l'être si l'on avait décrit la paramétrisation de 2008.

**D. DÉTAILS POUR LES ERREURS SYSTÉMATIQUES**

gris60 gris60 Paramètres gris60	Nom	Valeur nominale	Variation
gris40 gris40	Nombre d'événements de bruit de fond $B$ libellé comme dans la table 10.9		
(classe 1)	BBkg1Nb	726.0	$\pm 54$
(classe 3)	BBkg3Nb	593.0	$\pm 41$
(classe 6)	BBkg6Nb	1266.0	$\pm 67$
(classe 7)	BBkg7Nb	366.0	$\pm 38$
gris40 gris40	gris40 Fraction de SCF moyenne		
$f_{SCF}$	FracSCF	0.1948	$\pm 0.05$
gris40 gris40	gris40 Paramètres dépendant de $m_{K_S^0 \pi^+}^2$ pour la PDF de $\Delta E'$		
	DEgfrGSlope	-1.80e-03	$\pm 5.76e - 04$
	DEgmeanGSlope	6.50e-03	$\pm 4.11e - 04$
	DEgwidthGSlope	-2.39e-04	$\pm 5.10e - 04$
	DEgmeanBGSlope	-5.70e-03	$\pm 1.59e - 04$
	DEgwidthBGLSlope	-2.22e-03	$\pm 2.02e - 04$
	DEgwidthBGRSlope	1.55e-03	$\pm 1.22e - 04$
	Bmassgmean1	5.28e+00	$\pm 2.15e - 04$
	Bmassgwidth1	3.33e-03	$\pm 6.29e - 05$
gris40	Bmassgfrac	1.92e-01	$\pm 1.58e - 02$

Table 13.13: Paramètres  $p$  fixés dans l'ajustement nominal (partie 1) : valeurs centrales et les déviations à un écart-type (ici symétriques) servant à l'estimation des systématiques.

gris60 gris60 Paramètres gris60	Nom	Valeur Nominale	Variation
gris40 gris40	Fraction de SCF moyenne pour les événements $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ .		
	combFrac0	$1.09e - 01$	
gris40 gris40	Paramètres de la masse invariante de $K_s^0 \pi^0$ pour les événements de SCF $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ .		
	$\mu_1^{m', D_{SCF}}$	$6.50e - 01$	$\pm 1.27e + 00$
	$\mu_2^{m', D_{SCF}}$	$6.80e - 01$	$\pm 1.03e + 00$
	$\sigma_1^{m', D_{SCF}}$	$7.39e - 03$	$\pm 1.04e + 00$
	$\sigma_2^{m', D_{SCF}}$	$8.60e - 02$	$\pm 1.03e + 00$
	$f_1^{m', D_{SCF}}$	$4.63e - 01$	$\pm 3.16e - 01$
	$\mu_1^{m', D_{SCF}}$ Slope	$7.07e - 03$	$\pm 9.74e + 00$
	$\mu_2^{m', D_{SCF}}$ Slope	$-1.13e - 01$	$\pm 4.81e + 00$
	$\sigma_1^{m', D_{SCF}}$ Slope	$-5.46e - 02$	$\pm 4.66e + 00$
	$\sigma_2^{m', D_{SCF}}$ Slope	$-3.03e - 01$	$\pm 4.81e + 00$
	$\mu_1^{m', D_{SCF}}$ Sq	$-5.61e - 02$	$\pm 2.20e + 01$
	$\mu_2^{m', D_{SCF}}$ Sq	$1.06e - 01$	$\pm 4.68e + 00$
	$\sigma_1^{m', D_{SCF}}$ Sq	$1.04e - 01$	$\pm 4.29e + 00$
	$\sigma_2^{m', D_{SCF}}$ Sq	$2.75e - 01$	$\pm 4.68e + 00$
	$\mu_1^{m', D_{SCF}}$ Cub	$1.02e - 01$	$\pm 1.47e + 01$

Table 13.14: Liste des paramètres fixés dans l'ajustement nominal (partie 1), leur valeur nominale  $p$  et leur déviation  $p \pm \delta p$  utilisées pour l'estimations des erreurs systématiques liées.