

ORSAY
N° D'ORDRE :

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir
**le grade de docteur en sciences
de l'université Paris-XI Orsay**

par

Gianni DE DOMENICO

Sujet :

**Étude du bruit de fond engendré par l'accélérateur
PEP-II avec un anneau de cristaux de CsI(Na).
Étude des oscillations des mésons B neutres avec le
détecteur BABAR en utilisant les événements di-leptons.**

Soutenue le 14 juin 2000 devant la commission d'examen composée de :

MM.	Roy	ALEKSAN	directeur de thèse
	Étienne	AUGÉ	
	Pierre	BINÉTRUY	
	Olivier	NAPOLY	rapporteur
	Guy	WORMSER	rapporteur
	Christophe	YÈCHE	



Table des matières

I	Présentation de l'expérience BABAR	9
1	Le modèle standard et la violation de CP	13
1.1	Le modèle standard et la matrice V_{CKM}	14
1.2	La violation de CP	19
1.2.1	Les symétries discrètes	19
1.2.1.1	La conjugaison de charge	19
1.2.1.2	La parité P	19
1.2.1.3	Le renversement dans le temps T	20
1.2.2	La violation de CP	21
1.2.2.1	Le théorème CPT	21
1.2.2.2	La découverte de la violation de CP et son étude expérimentale	21
1.2.2.3	Quelles sont les origines possibles de la violation de CP ?	22
1.3	Conclusion	24
2	Le contexte expérimental	27
2.1	L'étude expérimentale de la matrice CKM	28
2.1.1	L'état des connaissances sur la matrice CKM	28
2.1.2	La mesure de la violation de CP dans le système $B^0-\bar{B}^0$	31
2.1.3	La recherche expérimentale de la violation de CP	33
2.1.3.1	Les canaux de désintégration permettant l'étude de la violation de CP	33
2.1.3.2	L'étiquetage de la saveur des mésons B	33
2.2	L'étude de la physique du B	35
2.2.1	L'étude du quark b jusqu'en 1999	35
2.2.1.1	Les collisionneurs e^+e^- à la résonance $\Upsilon(4S)$	35
2.2.1.2	La production de quarks b au Z^0	37
2.2.1.3	Le Tevatron run-I	37
2.2.2	La physique du b aujourd'hui	38
2.2.2.1	Les collisionneurs e^+e^- à la résonance $\Upsilon(4S)$	38
2.2.2.2	HERA-B	38
2.2.2.3	Le Tevatron Run II	39
2.2.3	Les projets en cours de construction	40
2.2.3.1	ATLAS et CMS	40
2.2.3.2	Les spectromètres dédiés	41
2.2.4	Comparaison du potentiel des différentes expériences	41

3	L'accélérateur PEP-II	49
3.1	Le cahier des charges de PEP-II	50
3.1.1	Les contraintes	50
3.1.2	Les solutions	50
3.1.2.1	Le choix des énergies	50
3.1.2.2	Deux anneaux de même circonférence	51
3.1.2.3	Des collisions frontales entre les deux faisceaux	51
3.1.2.4	Comment obtenir la luminosité requise?	51
3.2	Description générale de PEP-II	52
3.2.1	Le système d'injection	54
3.2.2	Les anneaux de stockage	54
3.2.3	L'optique au point d'interaction	56
3.2.4	La géométrie de la zone d'interaction	58
3.3	Conclusion	59
4	Le détecteur BABAR	63
4.1	Le détecteur de vertex	64
4.1.1	Description générale	64
4.1.2	Les détecteurs au silicium	66
4.1.3	La lecture du signal	67
4.1.4	La tenue aux radiations	69
4.1.5	Les performances	69
4.2	La chambre à dérive	69
4.2.1	Description mécanique	70
4.2.2	L'électronique de lecture	71
4.2.3	Les performances	71
4.3	Le solénoïde	73
4.4	Le DIRC	73
4.4.1	Principe de fonctionnement	74
4.4.2	Description du DIRC	74
4.4.3	L'électronique de lecture et la reconstruction des événements	75
4.5	Le calorimètre électromagnétique	77
4.5.1	Caractéristiques	78
4.5.2	L'étalonnage en énergie	79
4.5.3	Résolution	80
4.6	La détection des muons et des K_L^0 avec l'IFR	81
4.6.1	La géométrie de l'IFR	81
4.6.2	Les <i>Resistive Plate Chambers</i>	82
4.6.3	L'électronique et la reconstruction	82
4.7	Le système de déclenchement de l'acquisition	82
4.7.1	Le niveau 1 du système de déclenchement	83
4.7.2	Le niveau 3 du système de déclenchement	83
4.8	Conclusion	83

II	L'étude du bruit de fond machine	87
5	Le bruit de fond engendré par PEP-II	91
5.1	Les différents types de bruit de fond	93
5.1.1	Le rayonnement synchrotron	93
5.1.2	Les interactions faisceau-gaz	94
5.1.2.1	La diffusion coulombienne	95
5.1.2.2	La diffusion accompagnée de bremsstrahlung	96
5.1.2.3	Le taux d'interactions faisceau-gaz	96
5.1.3	Le dégazage des parois du tube à vide	96
5.1.4	Les autres types de bruit de fond	97
5.1.4.1	Le rayonnement venant du tunnel	97
5.1.4.2	La photoproduction de hadrons	97
5.1.4.3	La diffusion Bhabha radiative	97
5.1.5	L'injection des particules	98
5.2	Les conséquences du bruit de fond pour BABAR	98
5.2.1	L'irradiation du détecteur	98
5.2.1.1	Le détecteur de vertex	98
5.2.1.2	La chambre à dérive	99
5.2.1.3	Le DIRC	99
5.2.1.4	Le calorimètre électromagnétique	99
5.2.1.5	Le retour de champ instrumenté	99
5.2.2	Acquisition des données et bruit de fond	100
5.2.3	Reconstruction des événements et bruit de fond	100
5.3	La simulation du bruit de fond	100
5.3.1	La simulation du rayonnement synchrotron	101
5.3.2	La simulation de l'orbite du faisceau dans PEP-II	101
5.3.3	La simulation de la zone d'interaction	105
5.3.4	L'estimation des profils de pression	105
5.3.4.1	Relation entre la pression moyenne dans l'anneau et le temps de vie du faisceau	108
5.3.4.2	Estimation de la pression dans la section droite en amont du point d'interaction	109
5.3.5	Les limitations de cette simulation	109
6	Le <i>Crystal Ring</i>	115
6.1	Le programme d'étude du bruit de fond à PEP-II	116
6.2	La conception du <i>Crystal Ring</i>	118
6.2.1	Description d'un module du <i>Crystal Ring</i>	118
6.2.2	La structure mécanique d'ensemble	120
6.3	L'électronique d'acquisition	121
6.3.1	Description du circuit électronique d'acquisition	121
6.3.2	Le contrôle à distance de l'acquisition	124
6.3.3	La linéarité de l'ADC et la fraction du signal intégrée	124
6.4	L'étalonnage en énergie	126
6.4.1	Les sources d'étalonnage en énergie	126
6.4.1.1	L'étalonnage en énergie avec le ^{40}K	127

6.4.1.2	L'étalonnage en énergie avec les muons cosmiques	128
6.4.2	Le signal engendré par le bruit de fond	133
6.4.3	La mesure du gain des photomultiplicateurs en fonction de la haute tension	133
6.4.4	La relation entre le SAM et l'ADC	137
6.4.5	Formule d'étalonnage et erreurs associées	138
6.4.5.1	Détermination de la position du pic cosmique	140
6.4.5.2	Correction de porte	140
6.4.5.3	Détermination de la position de la source avec l'ADC . . .	140
6.4.5.4	Extrapolation du gain de la tension d'étalonnage à la ten- sion de mesure du bruit de fond.	140
6.5	Conclusion	141
7	L'étude du bruit de fond	145
7.1	Les paramètres de PEP-II et le bruit de fond	146
7.1.1	La qualité du vide	146
7.1.2	Optimiser le choix des orbites	147
7.1.3	La collimation du faisceau en amont du point d'interaction	148
7.1.4	La variation des fonctions β	148
7.2	Analyse du bruit de fond	148
7.2.1	Étude de l'anneau de haute énergie seul	148
7.2.1.1	Le contexte expérimental	148
7.2.1.2	Étude du bruit de fond en fonction du courant	150
7.2.1.3	Mesures de sensibilité	154
7.2.1.4	Comparaisons entre données et simulation	160
7.2.1.5	Conclusions des mesures de janvier 1998	160
7.2.2	Étude de l'anneau de haute énergie dans sa configuration finale . .	163
7.2.2.1	Caractéristiques du bruit de fond du HER d'après la si- mulation	163
7.2.2.2	Mesure du bruit de fond en fonction du courant	165
7.2.2.3	Effet des collimateurs sur le bruit de fond	170
7.2.3	Étude de l'anneau de basse énergie	172
7.2.3.1	Caractéristiques du bruit de fond du LER d'après la si- mulation	172
7.2.3.2	Mesure du bruit de fond en fonction du courant	174
7.2.3.3	Influence du nombre de paquets sur le bruit de fond.	178
7.2.3.4	Mesure du bruit de fond en fonction de la position du <i>Crystal Ring</i>	182
7.3	Conclusions	182
7.3.1	Qu'a-t-on appris à propos du bruit de fond?	182
7.3.2	La préparation de la prise de données avec BABAR	186
7.3.3	Le bruit de fond dans les données actuelles	187

III Étude du mélange B^0-\bar{B}^0	191
8 Oscillations B^0-\bar{B}^0	195
8.1 Formalisme	196
8.1.1 Le hamiltonien d'interaction	196
8.1.2 Évolution temporelle des mésons B^0 et \bar{B}^0	198
8.1.2.1 États propres du hamiltonien	198
8.1.2.2 Évolution temporelle des états B^0 et \bar{B}^0	199
8.1.2.3 Probabilité de transition dépendante du temps	200
8.1.3 Évolution temporelle d'une paire cohérente B^0 - \bar{B}^0	201
8.2 Calcul du paramètre Δm	202
8.2.1 Calcul de $ M_{12} $	203
8.2.1.1 Le principe du calcul	203
8.2.1.2 Le calcul du diagramme en boîte	204
8.2.1.3 La contribution QCD courte distance	206
8.2.1.4 La contribution QCD longue distance	207
8.2.1.5 Conclusion	207
8.3 Méthodes de mesure de Δm_d	207
8.3.1 Les mesures intégrées sur le temps	208
8.3.2 Les mesures dépendantes du temps	209
8.3.3 La mesure de Δm_d avec le détecteur BABAR	210
8.3.3.1 Principe	210
9 Mesure de Δm_d avec les événements di-leptons	217
9.1 Sélection des événements di-leptons	218
9.1.1 Identification des leptons	218
9.1.1.1 Les électrons	218
9.1.1.2 Les muons	221
9.1.1.3 Réjection des J/ψ et des conversions de photons	223
9.1.1.4 Conclusion	223
9.1.2 Sélection des événements $B\bar{B}$	225
9.1.3 La sélection des di-leptons	225
9.1.3.1 Les caractéristiques des leptons primaires	226
9.1.3.2 Les méthodes de sélection	229
9.1.3.3 Étude du bruit de fond des événements di-leptons.	231
9.2 Mesure de Δt	232
9.2.1 Mesure de Δz	232
9.2.2 Détermination de la fonction de résolution	235
9.2.3 Détermination de Δt	238
9.3 Asymétries dépendantes du temps	239
9.3.1 Récapitulatif de la sélection	239
9.3.2 La dépendance en temps des différentes composantes du bruit de fond	242
9.3.2.1 Les leptons secondaires	243
9.3.2.2 Les leptons mal identifiés	245
9.3.3 Erreurs systématiques	245
9.3.3.1 La fonction de résolution	247
9.3.3.2 Le temps de vie des mésons B	247

TABLE DES MATIÈRES

9.3.4 Conclusion et perspectives	248
10 Conclusion	253

Première partie

Présentation de l'expérience BABAR

Cette partie est destinée à situer le contexte théorique et expérimental du travail présenté dans ce mémoire de thèse. Le chapitre 1 présente le cadre théorique qui a été établi pendant ces cinquante dernières années pour l'étude de la physique des particules : le modèle standard. Certains aspects du modèle standard n'ont pas encore été complètement élucidés : les questions de la brisure de symétrie électrofaible et de l'origine des masses sont en suspens. De même l'origine de la violation de CP qui a été observée dans le système des kaons neutres n'est pas complètement résolue. Les couplages de Yukawa des fermions au boson de Higgs sont les seuls termes du lagrangien du modèle standard susceptibles d'introduire une violation de la symétrie CP . Ces couplages dépendent des paramètres de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa V_{CKM} et certains ne sont pas encore bien connus, notamment ceux qui sont relatifs au secteur du quark b . Une mesure précise de ces paramètres constituerait un test décisif de la cohérence interne du modèle standard et c'est le but que se sont fixé plusieurs expériences. Le chapitre 2 donne un aperçu de la variété des moyens qui ont été, qui sont ou qui vont être mis en oeuvre pour étudier la violation de CP dans le secteur du quark b . Parmi les expériences qui viennent de commencer, nous décrirons en détail l'usine à mésons B PEP-II (Chap. 3) et le détecteur BABAR (Chap. 4). Les parties deux et trois de ce mémoire portent sur l'étude du bruit de fond engendré par PEP-II et sur l'étude des oscillations des mésons B neutres avec le détecteur BABAR.



Chapitre 1

Le modèle standard et la violation de CP

Contents

1.1	Le modèle standard et la matrice V_{CKM}	14
1.2	La violation de CP	19
1.2.1	Les symétries discrètes	19
1.2.1.1	La conjugaison de charge	19
1.2.1.2	La parité P	19
1.2.1.3	Le renversement dans le temps T	20
1.2.2	La violation de CP	21
1.2.2.1	Le théorème CPT	21
1.2.2.2	La découverte de la violation de CP et son étude expérimentale	21
1.2.2.3	Quelles sont les origines possibles de la violation de CP ?	22
1.3	Conclusion	24

Ce chapitre présente d'abord les aspects fondamentaux du modèle standard d'unification des interactions électro-faibles (Sec. 1.1) nécessaires à la compréhension de l'étude des symétries discrètes et notamment à la compréhension de la violation de la symétrie CP (Sec. 1.2). L'étude de la violation de CP a motivé la construction d'accélérateurs spécifiques et la mise en place de nombreux dispositifs expérimentaux dont PEP-II et BABAR qui seront décrits dans la suite de cette partie.

1.1 Le modèle standard et la matrice V_{CKM}

Le modèle standard est fondé sur une théorie de jauge dont le groupe de symétrie de jauge est $SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C$. C'est le modèle le mieux testé en physique des particules aujourd'hui. Ce modèle suppose l'existence de 3 familles de fermions (classées par ordre de masse croissante) :

$$\begin{pmatrix} e_i \\ \nu_{e_i} \\ u_i \\ d_i \end{pmatrix}_{i=1,2,3} \quad \text{qui sont :} \quad \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \\ u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \\ c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \\ t \\ b \end{pmatrix}$$

et permet de décrire trois des quatre interactions fondamentales :

- l'interaction électromagnétique (le boson de jauge est le photon) ;
- l'interaction faible (les bosons de jauge W^\pm et Z^0 sont les médiateurs de cette interaction) ;
- l'interaction forte (les bosons de jauge sont des gluons) ;
- l'interaction gravitationnelle n'est pas décrite dans ce modèle.

Seuls les quarks sont sensibles à la couleur qui est la charge de l'interaction forte.

Chacun des six quarks est différencié par un nombre quantique appelé nombre quantique de saveur. Il existe un nombre quantique par type de quark. Ce nombre quantique est conservé par toutes les interactions sauf l'interaction faible. Il est opposé pour une particule et son antiparticule. Les leptons ont eux aussi un nombre quantique de saveur. Dans le cadre du modèle standard, il n'y a pas de couplages entre les leptons de deux familles différentes. Un nombre quantique supplémentaire, conservé par toutes les interactions est appelé nombre leptonique.

Nous nous intéresserons par la suite essentiellement à la partie du modèle standard qui décrit l'interaction électrofaible et dont le groupe de jauge est $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Le terme d'interaction du lagrangien électromagnétique s'écrit :

$$\mathcal{L}_{em}^{(int)} = -ie \sum_i (\bar{\Psi}_i \gamma^\mu Q_i \Psi_i) A_\mu \quad (1.1)$$

et décrit le couplage d'un fermion (Ψ_i) de charge $Q_i e$ à un photon (décrit par le champ A_μ).

Si on considère la première famille de fermions, le terme d'interaction du lagrangien d'interaction faible s'écrit :

$$\mathcal{L}_{faible}^{(int)} = g \bar{u} \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} d W_\mu^+ + g \bar{\nu}_e \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} e W_\mu^+ + \frac{g}{\cos \theta_W} \sum_{\Psi_i} (T_i^3 - \sin^2 \theta_W Q_i) \bar{\Psi}_i \gamma^\mu \Psi_i Z_\mu + h.c. \quad (1.2)$$

1.1 Le modèle standard et la matrice V_{CKM}

Ce couplage des champs fermioniques appartenant à une même famille au boson W est de type $V - A$. Il n'est non nul que pour les champs gauches ($\Psi_L = \frac{1-\gamma_5}{2} \Psi$) et associe les fermions appartenant à une même famille en deux doublets :

$$\begin{pmatrix} e_L \\ \nu_{e_L} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$$

Dans l'équation 1.2, les nombres quantiques d'isospin faible T_i^3 et de charge interviennent dans le couplage des fermions au boson Z^0 .

Le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ décrit ces deux types d'interaction. Le lagrangien d'interaction est invariant sous les transformations du groupe $SU(2)_L$. Ces transformations agissent sur les champs de la façon suivante :

$$\Psi(x) \rightarrow \Psi(x) + \delta\Psi(x) = (1 - i\alpha^{(i)}(x)\frac{\tau^{(i)}}{2})\Psi(x) \quad (1.3)$$

On définit la dérivée covariante, invariante sous les transformations de $SU(2)_L$:

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^i \frac{\tau^{(i)}}{2} \quad (1.4)$$

Les éléments de $SU(2)_L$ peuvent s'écrire sous la forme $e^{-i\alpha^{(i)}(x)\frac{\tau^{(i)}}{2}}$, où $\tau^{(i)}$, $i = 1, 2, 3$ sont les matrices de Pauli, génératrices de $SU(2)_L$. g est la constante de couplage faible. Il existe donc trois courants conservés, les deux premiers courants combinés donnent les deux courants chargés correspondant aux couplages aux bosons vecteurs W (Éq. 1.7), le troisième courant conservé est neutre et la charge qui lui est associée (notée T_{3L} et appelée isospin faible) est reliée à la charge électrique par le nombre quantique d'hypercharge Y qui est la charge associée au groupe de jauge $U(1)_Y$. On a la relation :

$$Q = T_{3L} + \frac{Y}{2} \quad (1.5)$$

La symétrie de jauge $U(1)_{e.m.}$ est contenue dans le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et on peut vérifier que le terme cinématique du lagrangien total (développé pour la première famille de leptons dans l'équation 1.6) est invariant sous l'action de $U(1)_{e.m.}$.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{(cin)} = & \left(\frac{\overline{u_L}}{d_L} \right) \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g \mathbf{W}_\mu \cdot \frac{\boldsymbol{\tau}}{2} - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} + \\ & \left(\frac{\overline{e_L}}{\nu_{e_L}} \right) \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g \mathbf{W}_\mu \cdot \frac{\boldsymbol{\tau}}{2} - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] \begin{pmatrix} e_L \\ \nu_{e_L} \end{pmatrix} + \\ & \overline{u_R} \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] u_R + \\ & \overline{d_R} \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] d_R + \\ & \overline{e_R} \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] e_R - \\ & \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Notations :

- g est la constante de couplage de l'interaction faible ;

- $W_\mu^i, i = 1, 2, 3$ sont les trois bosons vecteurs associés à $SU(2)_L$ et ils sont reliés aux champs W^\pm par l'équation :

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}; \quad (1.7)$$

- g' est la constante de couplage associée au groupe de jauge $U(1)_Y$;
- B_μ est le boson associé au groupe de jauge $U(1)_Y$, il est relié aux champs du photon et du Z^0 (qui sont orthogonaux) par :

$$\begin{aligned} Z_\mu^0 &= \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ A_\mu &= \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \end{aligned} \quad (1.8)$$

- les deux derniers termes du lagrangien de l'équation 1.6 sont les termes cinématiques pour les bosons de jauge, les tenseurs $W_{\mu\nu}$ et $B_{\mu\nu}$ sont définis par :

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\varepsilon^{ijk}W_\mu^jW_\nu^k \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Ce lagrangien ne contient aucun terme de masse, ni pour les fermions, ni pour les bosons. Or certains fermions sont massifs. Un terme de masse du type $M^2\bar{\Psi}\Psi$ n'est pas invariant sous les transformations du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$, il n'est pas possible de l'introduire en conservant les propriétés de renormalisabilité de la théorie. Par contre, il est possible d'expliquer la masse des bosons et des fermions en invoquant le mécanisme de Higgs. Ce mécanisme est fondé sur le théorème de Coleman selon lequel une symétrie du hamiltonien n'est pas nécessairement une symétrie du vide. C'est à dire que la valeur moyenne dans le vide de la charge associée à une symétrie du hamiltonien n'est pas nécessairement nulle. Deux états déduits l'un de l'autre par cette symétrie peuvent ne pas être dégénérés en masse. On peut donc introduire un doublet complexe de champs scalaires (Éq. 1.10) dans le lagrangien électrofaible (Éq. 1.11), associé à un potentiel en ϕ^4 dont le minimum est obtenu pour une valeur non nulle de $|\phi|$.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{(Higgs)} &= D^\mu \phi^\dagger D_\mu \phi - V(\phi) \\ D_\mu \phi &= \partial_\mu \phi - igW_\mu^{(i)} \frac{\tau^{(i)}}{2} \phi - ig' \frac{Y_\phi}{2} B_\mu \phi \\ V(\phi) &= -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \end{aligned} \quad (1.11)$$

1.1 Le modèle standard et la matrice V_{CKM}

Le potentiel $V(\phi)$ brise spontanément la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ car le minimum de ce potentiel est obtenu pour un champ ϕ_0 tel que :

$$\langle \phi^\dagger \phi \rangle_0 = v/2, \quad v = (\mu^2/\lambda) \quad (1.12)$$

Donc le champ scalaire a une valeur moyenne dans le vide :

$$\langle \phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

On remarque que la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée, mais pas la symétrie $U(1)_{e.m.}$, car c'est la composante neutre du doublet de Higgs qui a une valeur moyenne dans le vide qui est non nulle. En fixant la jauge, et en développant le terme cinématique de $\mathcal{L}^{(Higgs)}$, on voit apparaître des termes de masse pour les bosons W^\pm et Z^0 . On peut aussi introduire des couplages de Yukawa des fermions au champ scalaire qui préservent la symétrie de jauge :

$$\mathcal{L}^{(Yukawa)} = \sum_{i,j=1}^3 [\Lambda_{ij}^l \bar{\Psi}_i^l \phi e_{Rj} + \Lambda_{ij}^u \bar{\Psi}_i^q \tilde{\phi} u_{Rj} + \Lambda_{ij}^d \bar{\Psi}_i^q \phi d_{Rj}] + h.c. \quad (1.14)$$

où $\Psi_i^l = \begin{pmatrix} \nu_{e_i} \\ e_i \end{pmatrix}$ est un doublet de leptons et $\Psi_i^q = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}$ un doublet de quarks.

La valeur moyenne dans le vide non nulle du champ scalaire implique la présence dans le lagrangien 1.14 de termes de masse pour les fermions sans que ces masses ne soient prédites par la théorie. Les termes de masse viennent bien de la brisure de symétrie. Les états propres de la charge associée à $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ne sont pas des états propres de masse. Mathématiquement, cela se traduit par le fait que les matrices de couplage de Yukawa Λ^l , Λ^u et Λ^d ne sont pas diagonales et qu'il faut effectuer une rotation pour trouver les états propres de masse à partir des états propres de charge.

On définit les matrices de rotation V et W qui agissent sur les composantes gauches et droites des champs fermioniques et qui permettent de diagonaliser les matrices Λ :

$$\begin{aligned} D^u &= V_u^\dagger \Lambda^u W_u \\ D^d &= V_d^\dagger \Lambda^d W_d \\ D^l &= V_l^\dagger \Lambda^l W_l \end{aligned} \quad (1.15)$$

où D^u , D^d , D^l sont des matrices diagonales et les états propres de masse sont :

$$\begin{aligned} \hat{d}_L &= V_d^\dagger d_L \\ \hat{u}_L &= V_u^\dagger u_L \\ \hat{d}_R &= W_d^\dagger d_R \\ \hat{u}_R &= W_u^\dagger u_R \end{aligned} \quad (1.16)$$

Le couplage des quarks aux bosons vecteurs W^\pm s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{faible}^{(int)} &= \sum_{i,j=1}^3 [g \bar{u}_i \gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} d_i W_\mu^+ + g \bar{\nu}_{e_i} \gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} e_i W_\mu^+] + h.c. \\
 \mathcal{L}_{faible}^{(int)} &= \sum_{i,j=1}^3 [g \bar{u}_j (V_u^\dagger)_{ji} \gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} (V_d)_{ik} \hat{d}_k W_\mu^+ + g \bar{\nu}_{e_i} \gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} (V_e)_{ij} \hat{e}_j W_\mu^+] + h.c. \\
 \mathcal{L}_{faible}^{(int)} &= \sum_{i,j=1}^3 [g \bar{u}_i V_{CKM} \gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} \hat{d}_k W_\mu^+ + g \overline{V_e^\dagger} \nu_{e_i} \gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} \hat{e}_j W_\mu^+] + h.c.
 \end{aligned} \tag{1.17}$$

Les états propres de masse sont couplés aux bosons vecteurs W^\pm par la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa notée V_{CKM} et définie par $V_{CKM} = V_u^\dagger V_d$. Les éléments de cette matrice sont complexes et on les note habituellement :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.18}$$

Cette matrice est unitaire par construction. Elle peut être paramétrée par trois angles réels de rotation θ_{ij} avec $i, j = 1, 2, 3$ (qui correspondent au mélange entre les familles) et six phases complexes dont certaines peuvent être absorbées dans la redéfinition des champs de quarks. Comme seules les différences de phase sont importantes seulement cinq champs peuvent être redéfinis, il reste donc une phase δ , qui rend cette matrice complexe.

Elle peut être réécrite de la façon suivante [1]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

où $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ et $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$

La paramétrisation de Wolfenstein [2] permet de faire ressortir les relations entre les angles de la matrice V_{CKM} . Elle est fondée sur la hiérarchie observée expérimentalement entre les paramètres de la matrice CKM : $s_{12} \gg s_{23} \gg s_{13}$. On pose $\lambda = s_{12}$ (le sinus de l'angle de Cabbibo), et on développe les différents termes de la matrice V_{CKM} en puissance de λ . On a $V_{cb} \sim A\lambda^2$, et en introduisant deux autres paramètres réels ρ et η pour paramétriser les termes complexes, on obtient la paramétrisation suivante :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda A^2 \\ \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta) & -\lambda A^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \tag{1.20}$$

Un axe de recherche important aujourd'hui dans le domaine de la physique des particules est la mesure des différents éléments de la matrice V_{CKM} car ils permettent de tester la cohérence interne du modèle standard.

1.2 La violation de CP

Le développement de la physique a montré le rôle fondamental que jouait les symétries dans la simplification des théories et dans l'amélioration des prédictions. Parmi les symétries, les symétries discrètes décrites dans la section 1.2.1, jouent un rôle particulièrement important.

1.2.1 Les symétries discrètes

1.2.1.1 La conjugaison de charge

La symétrie de conjugaison de charge C associe son anti-particule à une particule. Elle ne change ni son impulsion et ni son spin, mais change le signe de tous les autres nombres quantiques additifs de la particule (charge électrique, nombres leptonique et baryonique...)

$$\mathbf{C}\Psi(\vec{p}, \sigma) = \eta_{\Psi}^{(C)}\overline{\Psi}(\vec{p}, \sigma) \quad (1.21)$$

Les particules neutres peuvent être leur propre anti-particule (le photon, le π^0 ...) Les interactions forte et électromagnétique sont invariantes par conjugaison de charge, mais pas l'interaction faible.

1.2.1.2 La parité P

La parité est la symétrie par rapport à l'origine de l'espace. L'opération de parité agit sur les coordonnées d'espace des quadri-vecteurs de la façon suivante :

$$\mathbf{P} \cdot \begin{pmatrix} x^0 \\ x^1 \\ x^2 \\ x^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x^0 \\ -x^1 \\ -x^2 \\ -x^3 \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\mathbf{1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\mathbf{1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\mathbf{1} \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

L'opérateur parité est linéaire et unitaire. Cette opération change le signe des vecteurs $(\vec{x}, \vec{p}, \dots)$, mais laisse les pseudo-vecteurs invariants ($\vec{L} = \vec{x} \wedge \vec{p}$, *spin*). L'action de l'opérateur parité sur un champ est définie à une constante multiplicative près, appelée parité intrinsèque de la particule.

$$\begin{aligned} \mathbf{P}\Psi(\vec{p}, \sigma) &= \eta_{\Psi}^{(P)}\Psi(-\vec{p}, \sigma) \\ \mathbf{P}^2 = \mathbb{I} &\Rightarrow (\eta_{\Psi}^{(P)})^2 = 1 \end{aligned} \quad (1.24)$$

La symétrie de parité est conservée dans les interactions fortes et électromagnétiques, mais pas dans les interactions faibles. La violation de la parité dans les interactions faibles

a été envisagée comme explication au fait que le kaon chargé se désintègre dans des états finaux ayant des parités différentes avec une probabilité comparable [3] :

$$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0 \text{ et } K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+ \quad (1.25)$$

La preuve expérimentale fut donnée par Wu et al. [4] qui a étudié l'hélicité des électrons dans la désintégration β^- du ^{60}Co .

1.2.1.3 Le renversement dans le temps T

La symétrie de renversement de la flèche du temps T est brisée de façon très significative à l'échelle macroscopique d'après le deuxième principe de la thermodynamique. Au niveau microscopique, les amplitudes de probabilité d'un processus et de son symétrique par renversement du temps sont la plupart du temps égales. T agit uniquement sur la composante temporelle des quadrivecteurs :

$$\mathbf{T} \cdot \begin{pmatrix} x^0 \\ x^1 \\ x^2 \\ x^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -x^0 \\ x^1 \\ x^2 \\ x^3 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

L'opérateur de renversement de la flèche du temps est antilinéaire et antiunitaire. Il change le signe de l'impulsion \vec{p} et du spin d'une particule, mais pas son hélicité ($\lambda = \frac{\vec{p} \cdot \vec{s}}{|\vec{p}|}$)

$$\mathbf{T}\Psi(\vec{p}, \sigma) = \eta_{\Psi}^{(T)}\Psi^*(-\vec{p}, -\sigma) \quad (1.28)$$

L'observation de la violation de la symétrie CP [5] et le théorème de conservation du produit des symétries CPT (Sec. 1.2.2.1) ont laissé penser que la symétrie T est aussi violée dans les interactions faibles. Cette violation n'a été observée directement que récemment par les expériences suivantes :

- CPLEAR [6] a mesuré une différence entre les probabilités d'oscillation $\mathcal{P}(K^0 \rightarrow \overline{K}^0)$ et $\mathcal{P}(\overline{K}^0 \rightarrow K^0)$ et a mesuré une asymétrie A_T en utilisant les désintégrations semileptoniques des kaons :

$$A_T = \frac{\mathcal{P}(\overline{K}^0 \rightarrow K^0) - \mathcal{P}(K^0 \rightarrow \overline{K}^0)}{\mathcal{P}(\overline{K}^0 \rightarrow K^0) + \mathcal{P}(K^0 \rightarrow \overline{K}^0)} = (6,6 \pm 1, 3_{stat} \pm 1, 0_{syst}) \times 10^{-3}; \quad (1.29)$$

- les expériences KTeV et NA48 étudient la désintégration $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\text{e}^+\text{e}^-$. La distribution de l'angle ϕ entre le plan défini par les électrons et le plan défini par les pions permet de mettre en évidence à la fois la violation de CP et la violation de T . Plus précisément, l'expérience KTeV [7] a mesuré l'asymétrie :

$$A = \frac{N(\sin \phi \cos \phi > 0) - N(\sin \phi \cos \phi < 0)}{N(\sin \phi \cos \phi > 0) + N(\sin \phi \cos \phi < 0)} = (13,6 \pm 2, 5_{stat} \pm 1, 2_{syst})\% \quad (1.30)$$

1.2 La violation de CP

La violation de T par l'interaction faible est donc maintenant confirmée expérimentalement. L'interaction forte et l'interaction électromagnétique conservent la symétrie T .

1.2.2 La violation de CP

Comme nous l'avons déjà discuté dans le paragraphe précédent, les symétries C , P et T ne sont pas conservées par l'interaction faible. Il est alors légitime de se demander ce qu'il en est du produit de deux de ces symétries. L'étude de la désintégration du ^{60}Co qui avait mis en évidence la violation de la parité prouve aussi la violation du produit de symétries PT [4], il n'en est pas de même pour le produit de la parité et de la conjugaison de charge.

1.2.2.1 Le théorème CPT

Il est possible de démontrer que, pour toute théorie des champs locale, le produit des symétries CPT est conservé [8]. Ce théorème a des conséquences importantes. Notamment, la masse et le taux de désintégration d'une particule sont exactement égaux à ceux de son antiparticule.

1.2.2.2 La découverte de la violation de CP et son étude expérimentale

Jusque dans les années 1960, comme il n'y avait pas de preuve expérimentale de la violation de T la conservation exacte de CPT avait amené les physiciens à penser que même si les symétries C et P étaient violées, la symétrie CP était peut-être conservée. Le contraire a été prouvé par Christenson, Cronin, Fitch et Turlay en 1964 [5] dans l'étude du système des kaons neutres (K^0 - \bar{K}^0).

La particule K^0 n'est pas sa propre anti-particule car son étrangeté est non nulle. L'interaction faible contrairement à l'interaction électromagnétique et l'interaction forte ne conserve pas la saveur. Comme les mésons K^0 et \bar{K}^0 sont les particules neutres étranges les plus légères, ils ne se désintègrent que par interaction faible. Aucun nombre quantique conservé par l'interaction faible ne les différencie, donc les mésons K^0 et \bar{K}^0 peuvent se désintégrer dans les mêmes modes, ce ne sont pas des états propres de saveur. Si on considère que la symétrie CP est conservée, on peut construire les états propres de masse en cherchant les états propres de CP :

$$\begin{cases} K_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0) \\ K_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0) \end{cases} \quad (1.31)$$

sont des états propres de CP associés aux valeurs propres $+1$ et -1 respectivement. Expérimentalement, les désintégrations de deux kaons neutres ayant des durées de vie différentes ont été observées dans des états finaux qui sont des états propres de CP .

$$\begin{aligned} K_S^0 &\rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0 & (CP +1) \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0 & (CP -1) \end{aligned} \quad (1.32)$$

La différence entre les temps de vie des particules K_L^0 et K_S^0 est très importante ($\tau(K_L^0) \simeq 500\tau(K_S^0)$), ceci était expliqué par le fait que la désintégration en 3π a un espace de phase

beaucoup plus petit que la désintégration en 2π , et que la conservation de la symétrie CP interdit la désintégration $K_L^0 \rightarrow 2\pi$. En 1964, Christenson et al. ont observé pour la première fois la désintégration $K_L^0 \rightarrow 2\pi$, avec un rapport d'embranchement d'environ 2×10^{-3} . Les états propres de CP ne sont pas des états propres de masse, on peut définir le paramètre complexe ε_K tel que :

$$\begin{cases} K_S &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_K|^2)}}(K_1 + \varepsilon_K K_2) \\ K_L &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_K|^2)}}(K_2 + \varepsilon_K K_1) \end{cases} \quad (1.33)$$

D'autres effets montrant la violation de CP ont été observés depuis, toujours dans le système des kaons neutres. Ces mesures montrent que la symétrie CP n'est pas strictement conservée, mais qu'elle reste une bonne approximation.

1.2.2.3 Quelles sont les origines possibles de la violation de CP ?

Ce paragraphe est consacré à l'origine de la violation de CP **dans les interactions faibles**, il existe un terme pouvant violer la symétrie CP dans le lagrangien QCD, mais un tel effet n'a jamais été observé.

Les deux explications les plus plausibles à la violation de CP sont :

- il existe une cinquième interaction dite «superfaible» encore jamais observée et qui autorise les transitions qui font varier l'étrangeté de deux unités $\Delta S = 2$;
- nous avons vu dans la section 1.1 que dans le cadre du modèle standard, le fait qu'il existe trois familles de fermions implique que la matrice V_{CKM} est complexe. La présence d'une phase complexe peut rendre les termes de couplage aux bosons vecteurs W^\pm non-invariant sous l'action de CP .

La violation indirecte de CP a été mesurée dans le système des kaons en 1964 et très récemment les expériences KTeV [9] et NA48 [10] ont mesuré des effets prouvant la violation directe de CP dans le système des kaons, ce qui semble exclure le modèle «superfaible» et apporter la confirmation que la phase de la matrice V_{CKM} est non nulle. La violation de CP dans les interactions faibles est entièrement liée à la présence de cette phase complexe. Elle n'est donc possible que parce que le nombre de familles de fermions est strictement supérieur à deux.

Le modèle standard prédit la violation de CP dans la mesure où la phase δ de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (Éq. 1.19) est différente de 0 et de π et que les angles de mélange entre les familles sont tous différents de 0 et de $\frac{\pi}{2}$. Nous verrons dans le chapitre 2 que plusieurs expériences sont sur le point de mesurer certains éléments de la matrice V_{CKM} actuellement mal ou pas mesurés (par exemple la phase entre ses éléments et en général les éléments relatifs aux quarks b et t).

L'unitarité de la matrice V_{CKM} se traduit par un ensemble de six relations entre ses coefficients, dont trois sont indépendantes.

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \quad (1.34)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (1.35)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.36)$$

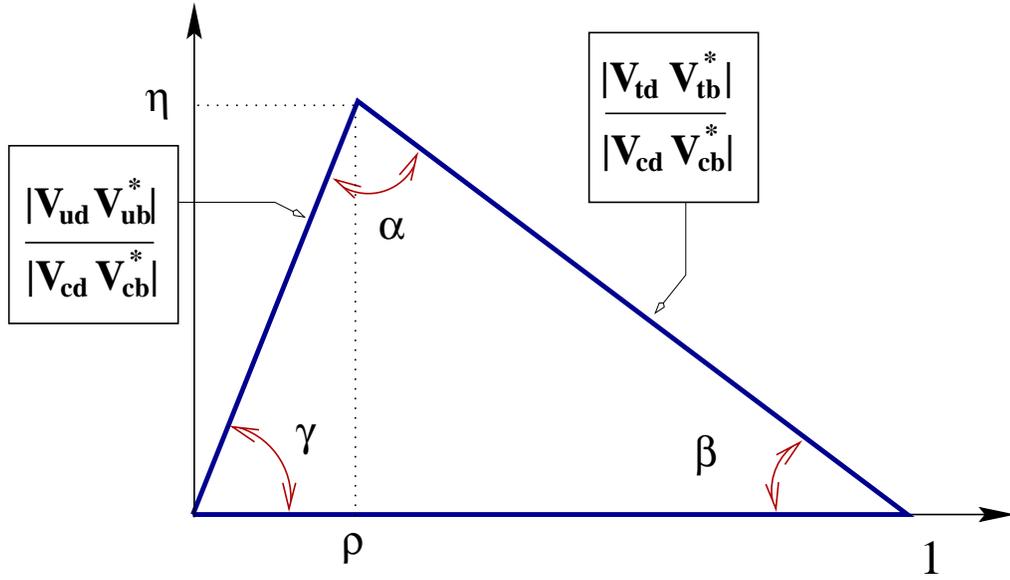


FIG. 1.1 – Le triangle d’unitarité est la représentation graphique de la relation $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ dans le plan (ρ, η)

On peut estimer l’ordre de grandeur des termes de chacune de ces trois équations en utilisant la paramétrisation de Wolfenstein (Éq. 1.20). On trouve que seulement pour la dernière de ces équations, les modules des trois termes sont du même ordre de grandeur. Ceci peut être représenté graphiquement par un triangle dans le plan (ρ, η) qui est appelé « le triangle d’unitarité » (Fig. 1.1). Ses angles sont liés aux paramètres de V_{CKM} :

$$\begin{aligned}
 \alpha &\equiv \arg \left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right] \\
 \beta &\equiv \arg \left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right] \\
 \gamma &\equiv \arg \left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right]
 \end{aligned} \tag{1.37}$$

Un grand nombre de paramètres intervenant dans la relation 1.36 peuvent être mesurés en étudiant les désintégrations des mésons B . Les côtés du triangle d’unitarité (les modules des paramètres de la matrice V_{CKM}) peuvent être mesurés en étudiant les désintégrations $b \rightarrow ul\nu$ pour V_{ub} et $b \rightarrow cl\nu$ pour V_{cb} . Le paramètre V_{td} est aussi accessible à travers les oscillations $B^0-\bar{B}^0$ qui font intervenir le quark top (Chap. 8). Les angles du triangle d’unitarité peuvent être mesurés grâce à l’étude des désintégrations des mésons B neutres dans des canaux faisant intervenir l’interférence de diagrammes dont les phases fortes et faibles sont différentes. Il est donc possible de tester la validité de la relation d’unitarité dans le système du B et de chercher des effets de physique « au delà du modèle standard ».

L’existence d’une famille de fermions supplémentaire introduirait une phase complexe supplémentaire à la matrice V_{CKM} , et la relation d’unitarité faisant intervenir trois familles seulement serait fautive. D’éventuelles particules supersymétriques modifieraient les prédictions du modèle standard, car elles seraient accompagnées de nouvelles sources de

violation de CP et interviendraient dans les processus faisant intervenir des boucles (oscillations $B^0-\bar{B}^0$, désintégrations $b \rightarrow s\gamma$).

Plus généralement, il est possible de mettre en évidence la violation de CP dans le système des B indépendamment de tout modèle théorique.

1.3 Conclusion

Le modèle standard est une théorie qui a été intensivement testée dans le domaine de la brisure de symétrie électrofaible grâce à l'étude des bosons de jauge (W^\pm, Z^0) et jusqu'à ce jour il n'a pas été mis en défaut. Il décrit correctement les interactions de toutes les particules connues à ce jour. Cependant plusieurs questions n'ont pas encore été résolues expérimentalement :

- est-ce bien le mécanisme de Higgs qui explique la brisure de symétrie?
- quelle est l'origine de la violation de CP ?
- les paramètres de la matrice CKM sont-ils cohérents avec les relations d'unitarité imposées dans le modèle standard?

Il reste donc de nombreuses possibilités de tests du modèle standard et les expériences permettant l'étude précise du système des mésons B vont apporter de nouvelles informations à la fois sur la violation de CP et sur la cohérence interne du modèle standard.

Bibliographie

- [1] The particle data group, « Review of Particle Physics », Eur. Phys. Jour. C, Vol. 3., 1998
- [2] L. Wolfenstein, « Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix », Phys. Rev. Lett., 1983, Vol. 51, pp. 1945-1947
- [3] T.D. Lee and C.N. Yang, « Question of Parity Conservation in Weak Interactions », Phys. Rev., 1956, Vol. 104, p 254
- [4] C.S. Wu et al., « Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decays », Phys. Rev., 1957, Vol. 105, p 1413
- [5] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay, « Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson », Phys. Rev. Lett., 1964, Vol. 13, p 138
- [6] A. Angelopoulos et al. (CPLEAR Collaboration), « First direct observation of time-reversal non-invariance in the neutral kaon system », Phys. Lett. B, 1998, Vol. 444, pp. 43-51
- [7] A. Alavi-Harati et al. (KTeV Collaboration), « Observation of CP Violation in $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ Decays », Phys. Rev. Lett., 2000, Vol. 84, pp. 408-411
- [8] S. Weinberg, « The Quantum Theory of Fields », Cambridge University Press, 1995, Vol. 1, pp. 244-246
- [9] Yee Bob Hsiung for the KTeV collaboration, « Observation of Direct CP violation », *to be published in the proceedings of Overseas Chinese Physics Association Conference on Recent Advances and Cross Century Outlooks in Physics*, Atlanta, Georgia, 18-20 March 1999.
- [10] E. Mazzucato for the NA48 collaboration, « First Measurement of $\mathcal{R}e(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$ with the NA48 Detector at CERN », *presented at the 19th International Conference On Physics in Collision*, Ann Arbor (USA), June 24-27, 1999.

Chapitre 2

Le contexte expérimental pour l'étude des mésons B

Contents

2.1	L'étude expérimentale de la matrice CKM	28
2.1.1	L'état des connaissances sur la matrice CKM	28
2.1.2	La mesure de la violation de CP dans le système $B^0-\bar{B}^0$	31
2.1.3	La recherche expérimentale de la violation de CP	33
2.1.3.1	Les canaux de désintégration permettant l'étude de la violation de CP	33
2.1.3.2	L'étiquetage de la saveur des mésons B	33
2.2	L'étude de la physique du B	35
2.2.1	L'étude du quark b jusqu'en 1999	35
2.2.1.1	Les collisionneurs e^+e^- à la résonance $\Upsilon(4S)$	35
2.2.1.2	La production de quarks b au Z^0	37
2.2.1.3	Le Tevatron run-I	37
2.2.2	La physique du b aujourd'hui	38
2.2.2.1	Les collisionneurs e^+e^- à la résonance $\Upsilon(4S)$	38
2.2.2.2	HERA-B	38
2.2.2.3	Le Tevatron Run II	39
2.2.3	Les projets en cours de construction	40
2.2.3.1	ATLAS et CMS	40
2.2.3.2	Les spectromètres dédiés	41
2.2.4	Comparaison du potentiel des différentes expériences	41

Ce chapitre montre comment certains paramètres de la matrice CKM peuvent être mesurés grâce à l'étude des désintégrations des mésons B. Différentes méthodes expérimentales sont mises en oeuvre pour étudier le quark b. Elles devraient permettre de tester précisément l'unitarité de la matrice CKM et de mesurer le rapport d'embranchement de modes rares de désintégrations des mésons B dans le but de mettre en évidence des contributions à ces modes rares autres que celle du modèle standard.

2.1 L'étude expérimentale de la matrice CKM

2.1.1 L'état des connaissances sur la matrice CKM

Un résumé complet de l'état des connaissances sur les différents éléments de CKM et de la façon dont ils ont été mesurés est donné dans la référence [1]. Dans le cadre du modèle standard, les éléments marqués par une étoile (*) peuvent avoir une grande composante imaginaire.

$$\begin{pmatrix} & d & s & b \\ u & 0,9740 \pm 0,0010 & 0,2196 \pm 0,0023 & (0,0031 \pm 0,008)^{(*)} \\ c & 0,224 \pm 0,016 & (1,04 \pm 0,16)^{(**)} & 0,0395 \pm 0,0017 \\ t & (0,0084 \pm 0,0018)^{(*)} & 0,035 - 0,042 & 0,9991 - 0,9994 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

(**) L'hypothèse de l'unitarité de la matrice CKM améliore la contrainte sur $|V_{cs}|$. Les fourchettes citées pour les éléments $|V_{ts}|$ et $|V_{tb}|$ reposent sur l'hypothèse d'unitarité pour la matrice V_{CKM} [1]

Les éléments dont on attend une meilleure détermination grâce à l'étude des désintégrations du quark b sont $|V_{td}|$, $|V_{ts}|$, $|V_{ub}|$, $|V_{cb}|$ et la phase complexe.

$|V_{cb}|$ est mesuré en étudiant les désintégrations semileptoniques des mésons B ($b \rightarrow c l \nu$). Le spectre en impulsion inclusif de ces leptons, mesuré sur la plus grande plage d'impulsion possible, et extrapolé à zéro à l'aide de modèles théoriques (par exemple ISGW [2] et ACCMM [3]), donne une mesure du rapport d'embranchement d'une telle désintégration. Cette méthode est limitée par les erreurs théoriques liées à l'extrapolation.

Une méthode qui dépend moins des modèles théoriques consiste à mesurer le rapport d'embranchement de la réaction $B \rightarrow D^* l \nu$ en fonction de l'impulsion du D^* et à extrapoler au cas où le méson D^* a un recul nul. Ce rapport d'embranchement est proportionnel à $|V_{cb}|$ et à un facteur de forme associé au D^* . Les erreurs théoriques associées à ce facteur de forme au point de recul nul sont bien contrôlées. C'est la méthode la plus précise pour la mesure de $|V_{cb}|$ [4]. La valeur moyenne des différentes mesures est : $|V_{cb}| = 0,0395 \pm 0,0017$ [1].

$|V_{ub}|$ est déterminé en sélectionnant les transitions $b \rightarrow u l \nu$ et en mesurant leur rapport d'embranchement. Étant donnée sa faible valeur, il faut exclure les désintégrations $b \rightarrow c l \nu$ en étudiant le spectre en impulsion des leptons au delà de la fin du spectre des leptons venant de $b \rightarrow c l \nu$ ($\sim 2,5 \text{ GeV}/c$). De même que pour $|V_{cb}|$, il est possible d'extrapoler cette mesure sur toute la gamme en impulsion et de déterminer ainsi $|V_{ub}|$. L'erreur théorique est alors très grande. On a $|V_{ub}| = 0,0031 \pm 0,0008$. Cette mesure peut aussi être faite à l'aide de la reconstruction exclusive des modes $B \rightarrow \pi l \nu$, $B \rightarrow \rho l \nu$. On obtient $|V_{ub}| = 0,0033 \pm 0,0004_{exp} \pm 0,0007_{th}$ [1].

$|V_{td}|$ (respectivement $|V_{ts}|$) est lié à la différence de masse entre les états propres de masse du système $B^0 \bar{B}^0$ (respectivement $B_s^0 \bar{B}_s^0$).

2.1 L'étude expérimentale de la matrice CKM

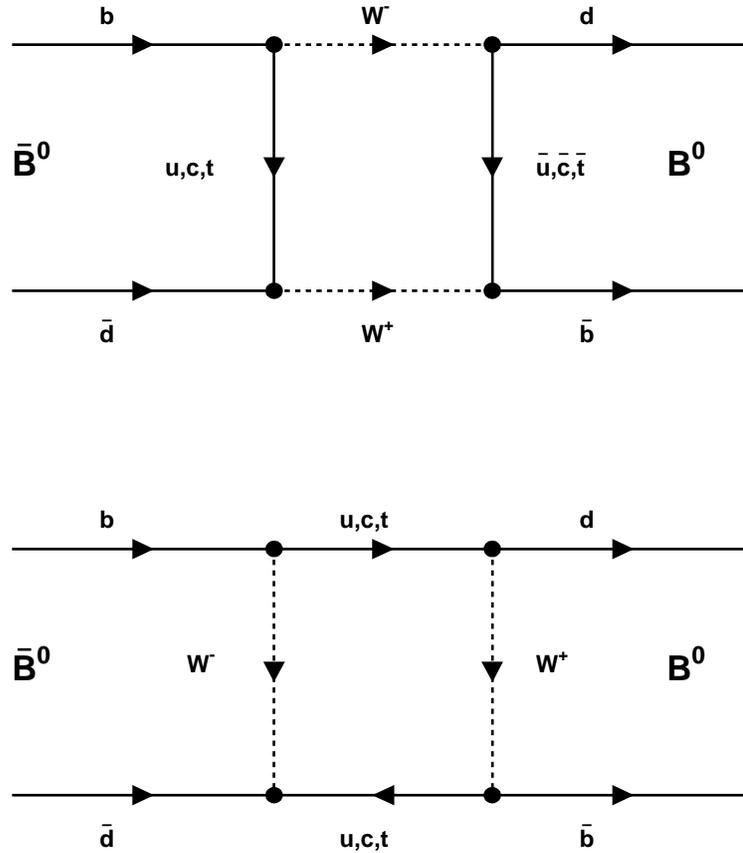


FIG. 2.1 – Diagrammes en boîtes responsables des oscillations $B^0\bar{B}^0$ ($B_s^0\bar{B}_s^0$).

Si on suppose qu'il n'y a pas de contribution venant de la physique au delà du modèle standard, les diagrammes de la figure 2.1 dominent les oscillations $B\bar{B}$. Parmi ces diagrammes, ceux qui font intervenir les quarks u et c sont négligeables devant ceux qui font intervenir le quark top. En effet l'amplitude est proportionnelle au produit $(V_{qb}V_{qd}^*)^2$ et au carré de la masse du quark q (q = u, c, t). Le calcul des fréquences d'oscillation (Δm_d pour le méson B^0 et Δm_s pour le B_s^0), fondé sur ce diagramme, sera expliqué dans le chapitre 8, lors de la présentation de la mesure de la fréquence d'oscillation des mésons B avec le détecteur BABAR. Le résultat est le suivant :

$$\Delta m_d = \frac{G_F}{6\pi^2} m_{B^0} |V_{td}|^2 A \left(\frac{m_t^2}{m_W^2} \right) \eta_{QCD} B_{B^0} f_{B^0}^2 m_t^2 \quad (2.2)$$

$$\Delta m_s = \frac{G_F}{6\pi^2} m_{B_s^0} |V_{ts}|^2 A \left(\frac{m_t^2}{m_W^2} \right) \eta_{QCD} B_{B_s^0} f_{B_s^0}^2 m_t^2 \quad (2.3)$$

où

- G_F est la constante de Fermi ;
- m_{B^0} et $m_{B_s^0}$ sont les masses respectives des mésons B^0 et B_s^0 ;

- $A(x) = (1 - \frac{3}{4} \frac{x+x^2}{(1-x)^2} - \frac{3}{2} \frac{x^2}{(1-x)^3} \ln(x))$;
- η_{QCD} est un terme de correction issu du développement perturbatif de QCD ;
- B_{B^0} ($B_{B_s^0}$) est appelée constante de « sac » du méson B^0 (B_s^0) ;
- f_{B^0} ($f_{B_s^0}$) est la constante de désintégration du méson B^0 (B_s^0) ;
- m_t est la masse du quark top.

Les incertitudes théoriques sur B_{B^0} ($B_{B^0} = 1,4 \pm 0,1$), f_{B^0} ($f_{B^0} = 175 \pm 25$ MeV) dont la meilleure détermination est obtenue grâce aux calculs de QCD sur réseau et les erreurs expérimentales sur la masse du quark top ($m_t = 166 \pm 6$ GeV) entraînent une erreur importante sur la détermination de $|V_{td}|$ à partir de Δm_d ($\Delta m_d = 0,464 \pm 0,018$ $\hbar ps^{-1}$). Elles sont discutées en détail dans le chapitre 8 et dans la référence [1]. On obtient $|V_{td}| = 0,0084 \pm 0,0018$ [1] soit une erreur d'environ 25%.

Par contre le contrôle des erreurs théoriques sur le calcul du rapport $\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d}$ est plus facile, car un grand nombre de source d'erreurs se simplifient.

$$\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} = \frac{m_{B_s^0} B_{B_s^0} f_{B_s^0}^2 |V_{ts}|^2}{m_{B^0} B_{B^0} f_{B^0}^2 |V_{td}|^2} \quad (2.4)$$

Le calcul sur réseau de $\frac{B_{B_s^0} f_{B_s^0}^2}{B_{B^0} f_{B^0}^2}$ notamment est beaucoup plus précis. On a $\frac{B_{B_s^0}}{B_{B^0}} = 1,01 \pm 0,04$ et $\frac{f_{B_s^0}^2}{f_{B^0}^2} = 1,15 \pm 0,05$. Une mesure de Δm_s apporterait une contrainte importante sur le rapport $\frac{|V_{ts}|}{|V_{td}|}$.

Les paramètres ϵ_K et $\mathcal{R}e(\frac{\epsilon}{\epsilon})$, qui caractérisent la violation de CP dans le système des kaons, définissent aussi des contraintes sur le triangle d'unitarité. La contrainte issue de la mesure de ϵ_K est la plus importante. ϵ_K peut être exprimé en fonction des paramètres de Wolfenstein (A, λ, ρ et η) [6] :

$$|\epsilon_K| = \frac{G_F^2 F_K^2 m_K M_W^2}{12\sqrt{2}\pi^2 \Delta m_K} B_K 2A^2 \lambda^6 \eta [(1-\rho)A^2 \lambda^4 \eta_2^* S(x_t^*) + \eta_3^* S(x_c^*, x_t^*) - \eta_1^* x_c^*] \quad (2.5)$$

où G_F est la constante de Fermi, $F_K = 161$ MeV est la constante de désintégration du kaon ; $m_K = 498$ MeV est la masse du kaon et $\Delta m_K = m_{K_L^0} - m_{K_S^0}$; $x_i^* = \frac{m_i^*}{M_W}$ où m_i^* est la masse du quark i renormalisée à sa propre masse nue. Les fonctions $S(x_i^*)$ et $S(x_c^*, x_t^*)$ sont déterminées par le calcul du diagramme en boîte correspondant aux oscillations $K^0 - \bar{K}^0$. Les fonctions η_i^* sont des corrections QCD au calcul du diagramme en boîte, elles ont été calculées à l'ordre suivant l'ordre dominant. On a [6] : $\eta_1^* = 1,32_{-0,23}^{+0,21}$, $\eta_2^* = 0,573_{-0,010}^{+0,003}$ et $\eta_3^* = 0,47_{-0,04}^{+0,03}$. L'incertitude dominante vient de la constante de « sac » qui rend compte des échanges de couleur possible entre les quarks de l'état initial et de l'état final dans le diagramme en boîte. On estime que B_K est compris entre 0,7 et 1 [1].

La mesure de $\mathcal{R}e(\frac{\epsilon}{\epsilon})$ indique que la phase complexe de la matrice V_{CKM} est non nulle, mais l'estimation de η est rendue difficile par les incertitudes théoriques.

La figure 2.2 résume l'ensemble des contraintes les plus significatives sur $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$, $|V_{td}|$ et $|\epsilon_K|$ sur les valeurs des coordonnées (ρ, η) du sommet du triangle d'unitarité et définit le domaine où le sommet du triangle d'unitarité devrait se trouver d'après le modèle standard. Ces contraintes sont sensibles à de nombreuses erreurs théoriques.

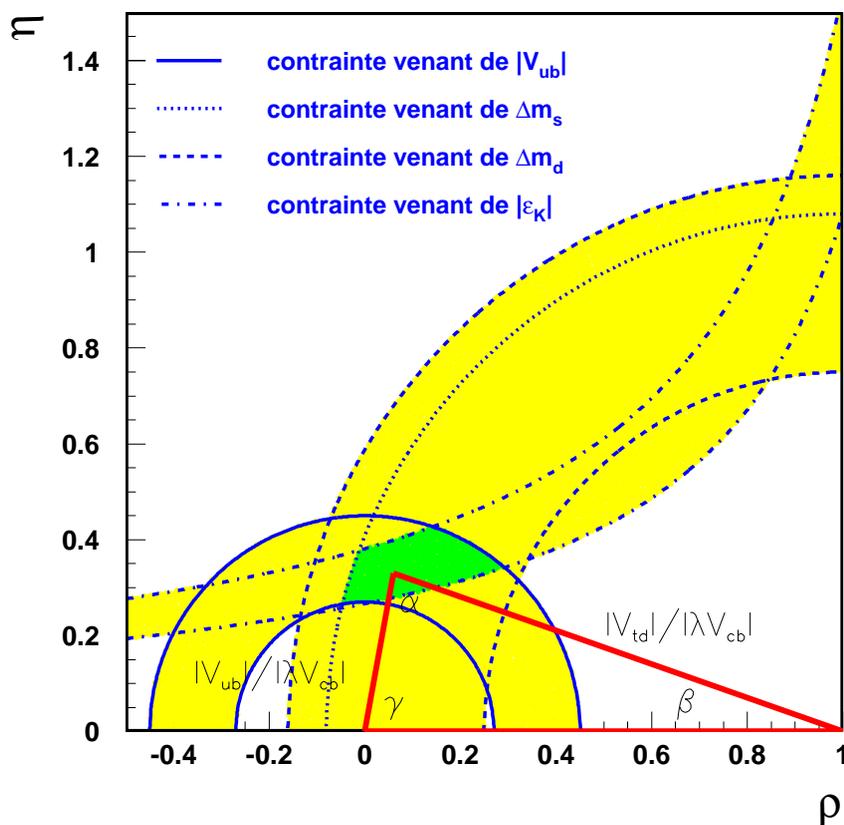


FIG. 2.2 – Contraintes sur le triangle d'unitarité. $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = 0,08 \pm 0,02$, $|V_{td}| = 0,0084 \pm 0,0018$ et $|\epsilon_K| = (2,266 \pm 0,023)10^{-3}$ avec $0,7 < B_K < 1$ [1][6]

2.1.2 La mesure de la violation de CP dans le système B^0 - \bar{B}^0 .

Comme pour le système des kaons, les mésons B^0 ($\bar{b}d$) et \bar{B}^0 ($b\bar{d}$) ne sont pas des états propres de masse. Les états propres de masse sont les états :

$$\begin{aligned} B_S &= \frac{(1 + \varepsilon_B)B^0 + (1 - \varepsilon_B)\bar{B}^0}{\sqrt{2(1 + |\varepsilon_B|^2)}} \\ B_L &= \frac{(1 + \varepsilon_B)B^0 - (1 - \varepsilon_B)\bar{B}^0}{\sqrt{2(1 + |\varepsilon_B|^2)}} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Nous démontrerons dans le chapitre 8, que si on néglige ε_B les mésons B neutres oscillent entre les deux états de saveur avec une probabilité :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(B^0 \longrightarrow B^0) &= \frac{1}{2}e^{-t/\tau_B}(1 + \cos(\Delta m_d t)) \\ \mathcal{P}(B^0 \longrightarrow \bar{B}^0) &= \frac{1}{2}e^{-t/\tau_B}(1 - \cos(\Delta m_d t)) \end{aligned} \quad (2.7)$$

où τ_B est le temps de vie du méson B.

La motivation pour étudier la violation de CP dans le système des mésons B, est le test du mécanisme de violation de CP présent dans le modèle standard. Ces études permettent de mesurer les angles du triangle d'unitarité et conjointement avec les mesures des côtés, ces mesures testent la validité des relations d'unitarité.

Trois effets différents peuvent apporter la preuve de la violation de CP [7]:

- (a) Si dans le cas d'une désintégrations du type :

$$\begin{cases} B & \rightarrow f \\ \bar{B} & \rightarrow \bar{f} \end{cases} \text{ et } f \neq \bar{f} \quad (2.8)$$

on observe que la probabilité $\mathcal{P}(B \rightarrow f) \neq \mathcal{P}(\bar{B} \rightarrow \bar{f})$. Il s'agit d'un cas de violation directe de CP . Ceci peut être observé pour les B neutres et chargés (indépendamment des oscillations).

- (b) Pour un état final accessible uniquement à travers une oscillation du méson B^0 :

$$\begin{cases} B^0 & \rightarrow \bar{f} \\ \bar{B}^0 & \rightarrow f \end{cases} \text{ et } f \neq \bar{f}, \quad (2.9)$$

alors l'asymétrie :

$$A = \frac{\mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow f) - \mathcal{P}(B^0 \rightarrow \bar{f})}{\mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow f) + \mathcal{P}(B^0 \rightarrow \bar{f})} = 4 \mathcal{R}\epsilon(\epsilon), \quad (2.10)$$

si elle est non nulle, nous indique que les probabilités $\mathcal{P}(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)$ et $\mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow B^0)$ ne sont pas égales (si il n'y a pas de violation directe de CP dans ce canal), et donc que la symétrie CP n'est pas conservée. Un canal adapté pour cette étude est la désintégration semileptonique des mésons B^0 . Cette étude ne peut avoir lieu que pour les mésons B neutres mais une étude intégrée en temps est possible.

- (c) L'état final est accessible depuis les états initiaux B^0 et \bar{B}^0 (par exemple l'état final est un état propre de CP).

$$\begin{cases} B^0 & \rightarrow f \\ \bar{B}^0 & \rightarrow f \end{cases} \text{ et } \begin{cases} B^0 & \rightarrow \bar{f} \\ \bar{B}^0 & \rightarrow \bar{f} \end{cases} \quad (2.11)$$

$$CP f_{CP} = \eta_{f_{CP}} f_{CP} \quad (2.12)$$

Dans ce cas la violation de CP peut être mise en évidence grâce à l'asymétrie dépendante du temps suivante :

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})} \propto \sin(\Delta m_d t) \quad (2.13)$$

On montre [7][8] que si cette asymétrie entre les taux de désintégrations Γ est non nulle alors il y a violation de la symétrie CP . Ce type de violation est appelé « Violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration ». Pour qu'un effet de violation de CP puisse être mis en évidence, il faut qu'il y ait oscillation entre les états B^0 et \bar{B}^0 . L'asymétrie intégrée sur le temps est a priori non nulle sauf dans le cas où les mésons B^0 et \bar{B}^0 sont produits de façon cohérente (Sec. 8.1.3).

2.1.3 La recherche expérimentale de la violation de CP .

D'après les modèles théoriques (fondés sur le modèle standard) et les rapports d'embranchement déjà connus, parmi les trois méthodes décrites dans la section précédente, c'est la dernière qui devrait permettre de tester la violation de CP dans le système du B le plus rapidement, car il existe des canaux d'étude dont les rapports d'embranchement ne sont pas trop petits et pour lesquels les asymétries CP sont grandes.

Pour pouvoir mesurer l'asymétrie $A_{CP}(t)$ (Éq. 2.13), il faut :

- reconstruire la désintégration d'un B^0 dans un état final accessible aux deux états initiaux (B^0 et \bar{B}^0) (généralement le rapport d'embranchement d'une telle désintégration est faible, donc il faut produire un grand nombre de mésons B) ;
- étiqueter sa saveur ;
- mesurer la distance de vol entre les deux mésons B (c'est indispensable seulement dans le cas où les mésons B sont produits de façon cohérente).

2.1.3.1 Les canaux de désintégration permettant l'étude de la violation de CP

Les angles β et α du triangle d'unitarité peuvent être étudiés en utilisant par exemple les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ ou $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Ce paragraphe ne vise pas à détailler l'ensemble des possibilités expérimentales offertes pour l'étude de la violation de CP , mais à donner une idée du contexte expérimental dans lequel s'effectue cette étude. Une liste plus exhaustive se trouve dans le «BABAR *Physics Book*» [8].

La désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ est la plus favorable pour l'étude de la violation de CP . L'asymétrie CP (Éq. 2.13) avec $f_{CP} = J/\psi K_s^0$, est proportionnelle à $\sin(2\beta)\sin(\Delta m_d t)$. Ce mode présente de nombreux avantages, expérimentaux et théoriques :

- le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) \sim 10^{-3}$ n'est pas trop petit ;
- sa reconstruction est facile (en utilisant les modes $J/\psi \rightarrow ll$ et $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$) et les bruits de fond sont petits ;
- la contribution des diagrammes pingouins (Fig. 2.3) ayant une phase faible différente du diagramme en arbre est supprimée par un facteur $\frac{|V_{ub}V_{us}^*|}{|V_{cb}V_{cs}^*|}$ donc l'extraction de l'angle β ne comporte pas d'erreur théorique significative.

La mesure de l'angle α pose de nombreuses difficultés. Le canal le plus souvent cité est le canal $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, son rapport d'embranchement est néanmoins très petit ($\sim 10^{-6}$), et il doit être distingué parmi de nombreux bruits de fond. Les contributions de diagrammes pingouins ayant des phases faibles différentes est mal connue mais a priori non négligeable. Il est peut être possible de contrôler les incertitudes hadroniques dans une analyse en isospin mais il faut pouvoir mesurer les modes $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ et $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$. Pour toutes ces raisons, la détermination expérimentale de l'angle α est plus difficile que celle de l'angle β .

2.1.3.2 L'étiquetage de la saveur des mésons B

Pour la mise en évidence de la violation de CP , la première étape consiste à sélectionner la désintégration d'un des mésons B dans un mode de désintégration commun pour les deux saveurs. Ensuite déterminer quelle était la saveur du méson B au moment de

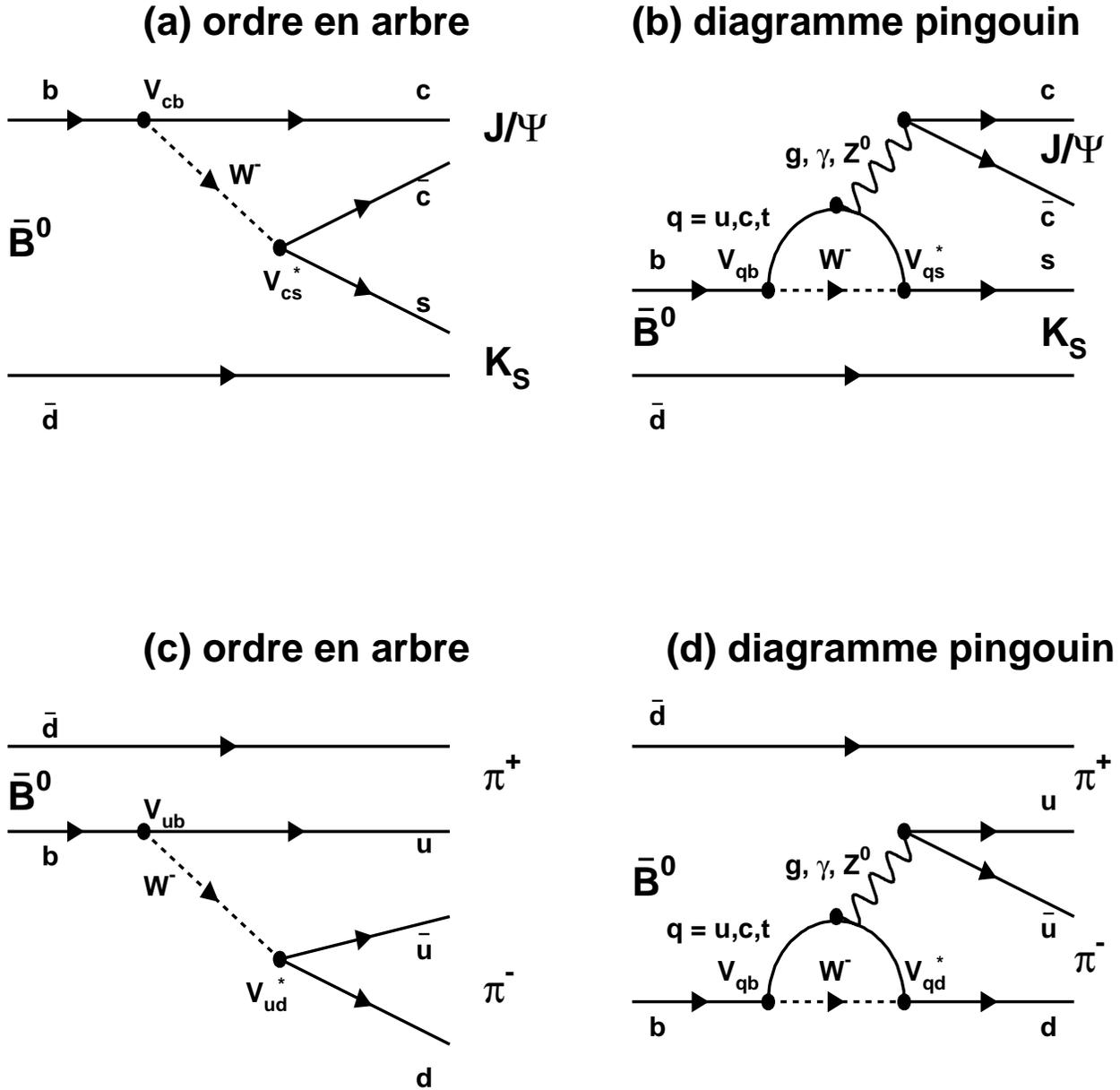


FIG. 2.3 – Exemples de processus permettant d'étudier la violation de CP. $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$: contribution à l'ordre en arbre (a) et contribution des diagrammes pingouins (b) ; $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$: contribution à l'ordre en arbre (c) et contribution des diagrammes pingouins (d)

2.2 L'étude de la physique du B

la désintégration. Les techniques d'étiquetage de la saveur des mésons B varient d'une expérience à l'autre. Elles peuvent être regroupées en deux catégories :

- *Other Side Tagging*: utilisation de la saveur du deuxième quark b (noté b_{tag});
- *Same Side Tagging*: recherche de particules chargées produites dans le processus d'hadronisation qui a conduit à la formation du méson B reconstruit (par exemple les pions du processus $B^{**} \rightarrow B\pi$).

La première méthode utilise les désintégrations semileptoniques des mésons B : dans la réaction $b \rightarrow c l \nu$, la charge du lepton est corrélée à la saveur du quark b. Ces leptons peuvent être sélectionnés en utilisant leurs caractéristiques cinématiques et notamment leur grande impulsion. Ces désintégrations représentent 20% des désintégrations des mésons B. Il est aussi possible d'étiqueter la saveur du quark b à partir de la charge des kaons associés à leur désintégration.

L'efficacité ε et la probabilité de mauvais étiquetage w définissent la puissance statistique (notée \mathcal{P}) de la méthode d'étiquetage. \mathcal{P} est la fraction d'événements qui sont utiles parmi ceux qui ont été reconstruits dans un mode d'étude de la violation de CP . En effet le mauvais étiquetage entraîne une diminution de l'amplitude de l'asymétrie CP d'un facteur $(1 - 2w)$, et donc de sa signification statistique. On a $\mathcal{P} = \varepsilon(1 - 2w)^2$.

2.2 L'étude de la physique du B

Les expériences effectuées en physique des particules jusqu'à aujourd'hui n'ont jamais pu satisfaire à l'ensemble des conditions permettant l'observation de la violation de CP dans le système du B. Plusieurs expériences qui ont ou vont commencer à acquérir des données devraient permettre une telle mesure. La génération d'expérience suivante, qui est déjà à l'étude, permettra une mesure plus précise des angles du triangle d'unitarité et de chercher des effets qui ne sont pas prévus par le modèle standard et qui seraient restés inaccessibles aux expériences en cours.

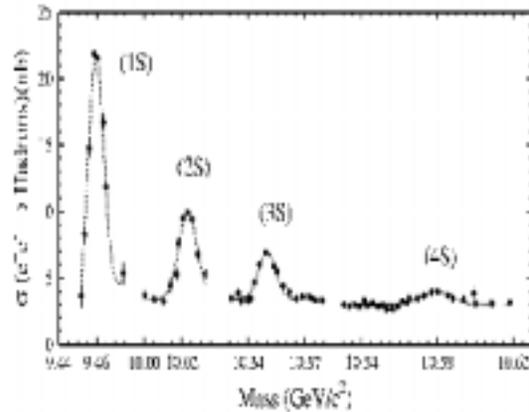
2.2.1 L'étude du quark b jusqu'en 1999

On doit la découverte du quark b à Lederman [9] en 1977 dans une expérience de collisions proton-nucléon à Fermilab. L'observation des mésons B dans la désintégration des résonances $\Upsilon(4S)$ suivit en 1981 auprès du collisionneur e^+e^- CERN sur lequel était installé le détecteur CLEO [10]. Les premières mesures d'oscillations des mésons B neutres viennent de UA1 ($p\bar{p}$) et ARGUS (e^+e^-) en 1986 et 1987 [11].

2.2.1.1 Les collisionneurs e^+e^- à la résonance $\Upsilon(4S)$

Les collisionneurs e^+e^- ont joué un rôle fondamental dans l'étude de la physique du b dès le début des années 1980. Ils ont tout d'abord permis d'étudier la spectroscopie des résonances Υ (Fig. 2.4), puis la désintégration des mésons B qui sont produits par l'intermédiaire de la résonance $\Upsilon(4S)$.

La résonance $\Upsilon(4S)$ se désintègre presque exclusivement en paires de mésons B neutres (B^0) ou chargés (B^+). La résonance $\Upsilon(4S)$ est un état lié de quarks $b\bar{b}$ de spin 1 et de masse $10,58 \text{ GeV}/c^2$. La masse des mésons B ($m(B^0) = 5,2792 \pm 0,0018 \text{ GeV}/c^2$, $m(B^+) = 5,2789 \pm 0,0018 \text{ GeV}/c^2$) est telle qu'aucune autre particule ne peut-être produite lors de


 FIG. 2.4 – La spectroscopie de la résonance Υ .

l'hadronisation de l' $\Upsilon(4S)$. Les mésons B sont des particules de spin nul, donc leur moment orbital relatif vaut 1. La fonction d'onde de la paire $B\bar{B}$ est antisymétrique. Deux mésons B neutres ainsi produits ne peuvent pas être dans le même état de saveur au même instant. La saveur des deux B^0 est fixée au moment où l'un des deux se désintègre et à partir de ce moment-là, il est possible de détecter expérimentalement le changement de saveur de l'autre B. Une conséquence de l'antisymétrie des mésons B produits à l' $\Upsilon(4S)$ est que les asymétries CP dépendantes du temps s'annulent si elles sont intégrées sur le temps, car dans ce cas l'asymétrie dépend de la différence de temps entre les désintégrations des deux mésons B qui peut-être positive ou négative. Ce n'est pas le cas si la production de b est incohérente, alors l'asymétrie dépend du temps qui sépare la production du méson B de sa désintégration et son intégrale sur le temps est non nulle.

Dans le cas de la production $B^0\bar{B}^0$ à l' $\Upsilon(4S)$, chacun des deux B a une impulsion de $340 \text{ MeV}/c$. Donc, sa distance de vol moyenne dans le référentiel de l' $\Upsilon(4S)$ est inférieure à $30 \mu\text{m}$. Les détecteurs de vertex actuels ne sont pas suffisamment précis pour mesurer de si petites distances. Cela exclut la mesure des asymétries CP dépendantes du temps pour les machines symétriques. La faible impulsion des B a aussi des conséquences topologiques : les traces issues des désintégrations des mésons B sont émises de façon isotrope dans le référentiel du centre de masse de l' $\Upsilon(4S)$. Les événements sont donc sphériques. Il est donc difficile d'associer chaque trace de l'événement à un des deux B, si il n'est pas possible de reconstruire exclusivement au moins un B. Néanmoins, l'environnement d'étude des mésons B à la résonance $\Upsilon(4S)$ est particulièrement intéressant car le bruit de fond venant des autres processus hadroniques n'est pas très important : environ 25% des paires de hadrons produites sont des paires $b\bar{b}$. Le bruit de fond venant de quarks plus légers est identifiable grâce à sa topologie moins sphérique que celle des mésons B.

CLEO et ARGUS sont les expériences qui ont permis une étude systématique des mésons B à la résonance $\Upsilon(4S)$ à partir de la fin des années 1980. Le mélange $B^0\bar{B}^0$ a été découvert par ARGUS [11]. CLEO a enregistré à ce jour près de dix millions de désintégrations de mésons B, permettant d'observer des modes dont le rapport d'embranchement est de l'ordre de 10^{-5} comme $B^0 \rightarrow K\pi$ [12].

2.2 L'étude de la physique du B

2.2.1.2 La production de quarks b au Z^0

La production de mésons B au LEP et à SLC se fait par l'intermédiaire de la réaction :

$$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b}$$

qui est suivie d'une hadronisation. L'énergie dans le centre de masse du Z^0 est d'environ 90 GeV, donc la production de hadrons beaux est accompagnée de celle d'autres particules. Toutes les particules belles (B^0 , B^+ , B_s^0 , Λ_b , ...) sont produites avec une impulsion suffisante (30-40 GeV/c) pour permettre de mesurer leur temps de vie (leur distance de vol est de l'ordre de 2-3 mm) et les différentes expériences LEP ont ainsi pu étudier ces particules.

Chaque expérience LEP a accumulé un échantillon d'environ $9 \cdot 10^5$ désintégrations de particules belles et permis l'observation de la dépendance en temps des oscillations des mésons B^0 , et la mesure de cette fréquence d'oscillation. La moyenne mondiale incluant les résultats du LEP, de SLD et de CDF est $\Delta m_d = 0,477 \pm 0,017 ps^{-1}$ [5]. Les expériences LEP et SLD ayant les plus petites erreurs expérimentales. L'étude des mésons B_s^0 a permis de mettre une limite inférieure à leur fréquence d'oscillation à 95% de niveau de confiance [5] :

$$\Delta m_s > 14.6 ps^{-1}. \quad (2.14)$$

La découverte du B_s^0 et des baryons beaux ainsi que la mesure du temps de vie de l'ensemble des particules belles font aussi partie des résultats qui ont été obtenus par les expériences LEP. Le nombre de désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ (environ 25 enregistrées par les expériences ALEPH et OPAL) est insuffisant pour permettre une mesure significative de $\sin(2\beta)$ [13].

2.2.1.3 Le Tevatron run-I

La section efficace de production de paires $b\bar{b}$ auprès d'un collisionneur $p\bar{p}$ fonctionnant à une énergie dans le centre de masse de 2 TeV comme le Tevatron (Fermilab) est de $100 \mu b$. La luminosité instantanée pendant le run-I était de $2 \cdot 10^{31} cm^{-2}s^{-1}$ et la luminosité qui a été intégrée pendant cette période est de $100 pb^{-1}$. Le nombre de paires de quarks b produites ($\sim 10^{10}$) est gigantesque, mais elles n'ont pas toutes été étudiées.

La difficulté auprès des machines hadroniques ne vient pas de la luminosité et du nombre de B qu'il est possible de produire, mais du bruit de fond venant des autres processus hadroniques. En effet la section efficace de production des quarks b est 500 fois plus petite que la section efficace de diffusion inélastique $p\bar{p}$. Pour étudier la physique du quark b, CDF et D0 ont dû mettre en place un algorithme permettant l'identification des mésons B en ligne au niveau du système de déclenchement de l'acquisition. Les événements contenant des mésons B peuvent être caractérisés par des points de désintégration éloignés du lieu de l'interaction primaire ou par la présence de muons ayant une grande énergie transverse. Pendant, le run-I du Tevatron, c'est cette seconde propriété qui a été utilisée.

La fréquence d'oscillation des mésons B^0 a été mesurée au Tevatron [14], avec une précision moins bonne que celle obtenue à LEP et à SLD. Parmi les résultats les plus marquants, le détecteur CDF a observé le méson B_c [15] et enregistré 400 désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ permettant d'obtenir le résultat préliminaire $\sin(2\beta) = 0,79_{-0,44}^{+0,41}$ [16]. Ce résultat combiné à ceux d'OPAL et ALEPH favorise une valeur grande de $\sin(2\beta)$.

2.2.2 La physique du b aujourd'hui

L'échantillon de mésons B accumulés à ce jour a permis de nombreuses études de leurs propriétés. Cependant, la précision des mesures ne permet pas encore de tester véritablement le modèle standard. Notamment, la violation de CP n'a pas encore été mise en évidence, et les oscillations du méson B_s^0 n'ont pas encore été observées. Plusieurs expériences vont apporter des réponses à ces questions, et vont aussi permettre l'étude de modes rares de désintégration des mésons B.

2.2.2.1 Les collisionneurs e^+e^- à la résonance $\Upsilon(4S)$

Les asymétries CP résultant de l'interférence entre la désintégration et le mélange s'annulent lorsqu'elles sont intégrées sur le temps. Pour cette raison, ce type de mesure est inaccessible à l'expérience CLEO. De nouveaux projets d'étude des mésons B à la résonance $\Upsilon(4S)$ ont été mis en place de façon à permettre l'étude de la violation de CP . Pour atteindre cet objectif, il faut des faisceaux d'énergie différentes pour augmenter le temps de vol des mésons B dans le référentiel du centre de masse [17]. Pour une étude complète de la violation de CP (*i.e.* une grande précision sur la mesure de $\sin(2\beta)$ et une mesure des angles α et γ), il est nécessaire d'avoir un échantillon de paires $B\bar{B}$ supérieur à celui accumulé lors de la phase II de l'expérience CLEO. Deux usines à B asymétriques, une à SLAC (PEP-II) [18][8] et une au Japon (KEK-B) [19] ont été construites dans le courant des années 1990 et sont entrées en fonctionnement en mai 1999. Leur luminosité nominale respective est de $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ et $10^{34} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, elles pourront donc produire des échantillons de l'ordre de 10^8 B sur des échelles de temps de l'ordre de 1 an.

Le mode le plus propice à la mesure d'une asymétrie CP est le mode $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Cette désintégration peut-être reconstruite facilement grâce aux réactions $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ and $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. La saveur de l'autre B est étiquetée au moment de sa désintégration en utilisant les leptons et les kaons qui lui sont associés (Fig. 2.5). L'environnement des usines à B est particulièrement favorable pour l'étiquetage de la saveur des mésons B. \mathcal{P} (Sec. 2.1.3.2) est évalué à environ 0,3 pour les usines à B à la résonance $\Upsilon(4S)$. Par contre dans l'environnement d'une machine hadronique, \mathcal{P} varie entre 0,05 et 0,1 selon la capacité du détecteur à identifier les kaons ou non.

À plus long terme, leur but est de mesurer $\sin(2\beta)$ avec une erreur proche de 0,06 en utilisant un très grand nombre de modes de désintégration ($\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$, $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ($K^{*0} \rightarrow K_L^0 \pi^0$), $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^+D^- \dots$) et une statistique de l'ordre de 10^8 paires de mésons B [8][20].

Elles effectueront les premières mesures des asymétries liées aux angles α et γ . Elles permettront aussi de mieux mesurer les paramètres $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$ et de chercher certains modes de désintégrations rares des B. Les détecteurs utilisés par les expériences BABAR et Belle sont assez semblables. Le détecteur BABAR est décrit dans le chapitre 4, et notamment les motivations qui ont guidé sa conception. Ce sont les mêmes motivations qui ont guidé la conception de Belle.

2.2.2.2 HERA-B

L'expérience HERA-B [21] a les mêmes objectifs que les expériences BABAR et Belle. Elle utilise les collisions entre les protons de 820 GeV/c du collisionneur HERA, et des

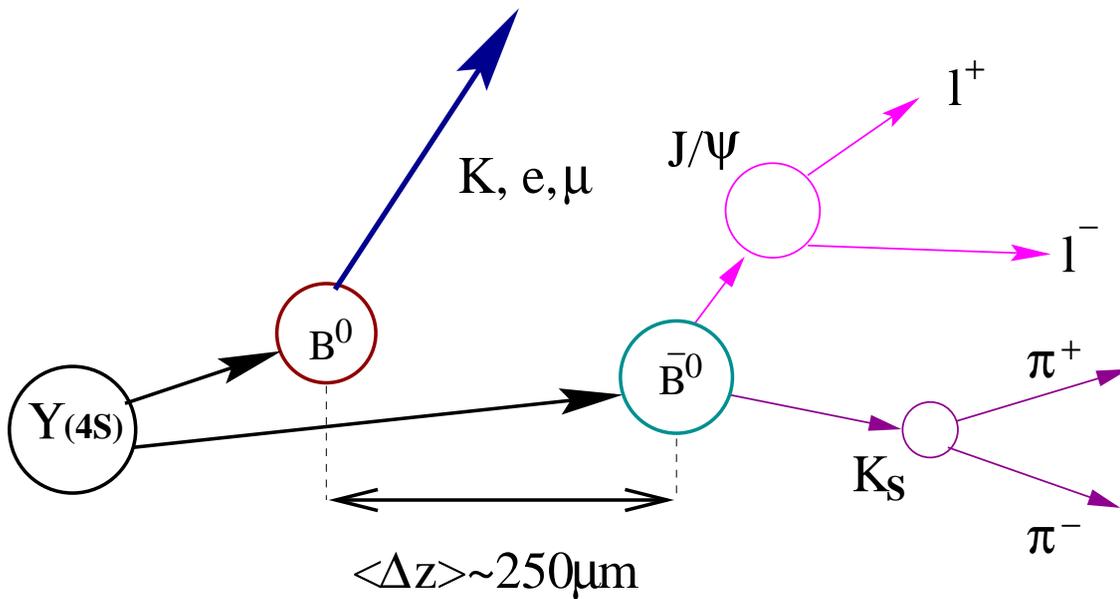


FIG. 2.5 – Événement $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ à la résonance $\Upsilon(4S)$, suivi de $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ et $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. La saveur de l'autre B est connue grâce à la détection d'un kaon ou d'un lepton qui lui est associée. La distance de vol moyenne entre les deux mésons B est de $250 \mu\text{m}$.

noyaux lourds au repos. La cible fixe est constituée de fils en métal (Cu ou Al) qui sont placés dans le halo du faisceau de protons. Le faisceau n'est pas perturbé et donc les autres expériences d'étude des diffusions electron-proton ne sont pas gênées. La section efficace est mal connue, l'hypothèse de 12 nb implique un taux de production de paires de quarks b de presque 40 Hz qui doit être comparé à un taux d'interaction total de 40 MHz et 4 interactions par croisement en moyenne. Une des difficultés expérimentales est donc de concevoir un système de déclenchement qui doit avoir un taux de rejetion de l'ordre de 10^{-5} . Le détecteur HERA-B est un spectromètre magnétique qui détecte les particules émises vers l'avant. Son acceptance couvre 90% de l'angle solide dans le centre de masse de la réaction. La reconstruction des traces chargées se fait grâce à deux détecteurs au silicium, une chambre gazeuse à micropistes (MSCG) et une chambre à dérive. Ce dispositif doit pouvoir traiter de l'ordre de 100 traces par croisement. Un détecteur de type RICH (*Ring Imaging CHerenkov counter*) permet l'identification des kaons. Les objectifs majeurs de l'expérience HERA-B sont la détermination de $\sin(2\beta)$ et la mesure de la fréquence d'oscillation du méson B_s^0 .

2.2.2.3 Le Tevatron Run II

Pendant le Run-I du Tevatron, les expériences CDF et D0 ont prouvé leur capacité à étudier la physique du b (Sec. 2.2.1.3). Pour le run-II, l'accélérateur sera amélioré de façon à délivrer des luminosités de l'ordre de $2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Les détecteurs ont eux aussi changé de façon à être opérationnels dans les conditions imposées par la nouvelle luminosité. Les détecteurs CDF et D0 ont été profondément modifiés.

Les changements majeurs du détecteur CDF [22] cherchent à améliorer la couverture angulaire du détecteur (notamment pour la détection des muons). Une chambre à dérive

ayant des cellules de dérive de petite taille servira à la reconstruction des particules chargées. Le système de déclenchement est conçu pour pouvoir sélectionner les désintégrations $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Des améliorations sont prévues spécifiquement pour l'étude des mésons B :

- ajouter une couche de silicium sur le tube à vide à 1,6 cm du point d'interaction;
- installer un détecteur de temps de vol permettant l'identification des kaons jusqu'à 1,6 GeV/c, améliorant ainsi l'étiquetage des mésons B^0 et B_s^0 .

D0 conservera une très bonne herméticité, tout en améliorant son dispositif de reconstruction des traces chargées avec l'intégration d'un aimant supraconducteur de 2 T et d'un détecteur de vertex qui permettront des études de physique du B jusqu'alors impossibles dans l'expérience D0 [24].

Le Tevatron devrait commencer à acquérir des données dans les mois à venir. Une luminosité intégrée de 2fb^{-1} devrait être obtenue au bout de deux ans de prise de données. Les expériences CDF et D0 pourront fournir une mesure précise de $\sin(2\beta)$ (à 0,1 près) dans le mode $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. Le mode $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ pourra être étudié ainsi que les oscillations du B_s^0 .

2.2.3 Les projets en cours de construction

La génération d'expériences qui devraient donner les premières preuves de la violation de CP dans le système du méson B est conçue pour mesurer l'ensemble des éléments de la matrice V_{CKM} relatifs au système du B. Il est cependant probable, que la précision de ces expériences sera statistiquement limitée, notamment pour la détermination des angles α et γ , et pour la recherche de certains modes rares de désintégration des particules belles (par exemple $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ dont le rapport d'embranchement est estimé à environ 10^{-10}).

Les collisionneurs pp (ou $p\bar{p}$) de très hautes luminosités LHC et Tevatron (Run-III) produiront de très grandes quantités de mésons B ($\sim 10^{12}/\text{an}$ pour le LHC) et compléteront notre connaissance du mélange des quarks dans le modèle standard et peut-être même au-delà du modèle standard grâce aux expériences ATLAS, CMS, LHC-b et B-TeV.

Toutes ces expériences devront faire face au même problème de sélection des événements contenant des paires $b\bar{b}$. En effet la section efficace totale de diffusion inélastique pp est de 100 mb pour le LHC et 50 mb pour le Tevatron. Les sections efficaces de production de paires $b\bar{b}$ sont $500\ \mu\text{b}$ pour le LHC et $100\ \mu\text{b}$ pour le Tevatron. Chacune de ces expériences doit donc faire une sélection spécifique des événements contenant des particules belles au niveau du déclenchement du système d'acquisition. Le taux de production $b\bar{b}$ à la luminosité nominale est lui-même trop important pour que toutes les désintégrations des mésons B puissent être enregistrées et une sélection doit être faite parmi les modes de désintégration des mésons B.

2.2.3.1 ATLAS et CMS

Les expériences ATLAS [25] et CMS [26] n'ont pas pour objectif principal l'étude des mésons B. Quoiqu'il en soit, elles disposeront d'une statistique très importante pour l'étude de la violation de CP . Des modes de déclenchement du système d'acquisition spécifiques sont prévus pour la sélection des événements $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. Ils utilisent principalement les désintégrations des J/ψ en paires de muons. La statistique accumulée pendant un an de prise de donnée à « basse » luminosité ($10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) donne une mesure de

2.2 L'étude de la physique du B

$\sin(2\beta)$ avec une précision attendue de l'ordre de 0,014 avec $30 fb^{-1}$ pour ATLAS [27] et de 0,023 avec $10 fb^{-1}$ pour CMS [28]. De même un mode de déclenchement dédié aux désintégrations $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ doit être mis en place dans le système de déclenchement d'ATLAS, mais sa mise en oeuvre est difficile. L'analyse de ces désintégrations n'est pas facile car en l'absence d'identification des kaons, il n'est pas possible de distinguer $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $B^0 \rightarrow K\pi$. D'autres modes de contaminations venant du B_s^0 et du Λ_b viennent encore compliquer la mesure.

2.2.3.2 Les spectromètres dédiés

Des détecteurs dédiés à l'étude des mésons B auprès des collisionneurs hadroniques vont être construits au CERN et à Fermilab. Ces détecteurs utilisent la topologie des créations de paires $b\bar{b}$ auprès des collisionneurs hadroniques. La création de paires $b\bar{b}$ dans une collision nucléon-nucléon vient le plus souvent d'une interaction gluon-gluon. Elle est uniforme dans le référentiel du centre de masse de la réaction. Par contre, il existe une corrélation entre l'impulsion des quarks b et leur angle d'émission : l'impulsion des b est plus grande lorsqu'ils ont une direction proche de l'axe des faisceaux. L'étude des quarks b est facilitée lorsqu'ils sont émis vers l'avant car ils ont une distance de vol moyenne plus grande et peuvent être plus facilement séparés des autres interactions. La précision de la reconstruction des traces est aussi meilleure lorsque les traces sont plus énergiques. Les deux b d'une même paire ont dans la plupart des événements des directions proches. Il est donc intéressant d'étudier les paires $b\bar{b}$ émises dans la direction du faisceau grâce à des spectromètres magnétiques. Deux spectromètres sont en cours de construction : les détecteurs B-TeV [29] à Fermilab et LHC-b [30] au CERN.

Ces deux détecteurs ont pour but la mesure de précision de $\sin(2\beta)$, et surtout de $\sin(2\alpha)$ et de la fréquence d'oscillation du B_s^0 [31] [32]. Ils ont une acceptance respective de 300 mr et 400 mr et sont tous les deux équipés de systèmes permettant l'identification des kaons. Pour compenser la différence dans la section efficace de production des paires $b\bar{b}$ entre le LHC et le Tevatron, B-TeV va installer deux spectromètres (un à l'avant et un à l'arrière). Parmi, les différences entre les deux expériences il est aussi envisagé que B-TeV prenne ses premières données en mode cible fixe, dans une configuration semblable à celle de HERA-B.

2.2.4 Comparaison du potentiel des différentes expériences

La table 2.1 résume les caractéristiques des différentes expériences qui vont commencer à fournir de nouveaux résultats dans les mois et les années à venir. L'expérience CLEO qui n'est pas citée dans ce tableau va elle aussi prendre des données avec un accélérateur symétrique à la résonance $\Upsilon(4S)$ (CESR). La luminosité de cet accélérateur a été récemment améliorée ($\sim 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$). Les performances de CLEO sont difficilement comparables à celles des autres expériences dans la mesure où elle n'est pas sensible à la violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration. Par contre, elle permettra de chercher la violation de CP directe dans des modes à faible rapport d'embranchement.

Il devrait être possible d'ici 2010 d'avoir une image plus complète de la violation de CP et des tests précis de l'unitarité de la matrice V_{CKM} . Un grand nombre de modes rares pourront être étudiés et pourraient être en mesure de mettre en évidence la contribution de particules non prévues par le modèle standard. La suite de cette partie est consacrée

Expérience	BABAR	Belle	HERA-B	CDF-II	D0-II
Accélérateur	e^+e^- 3,1-9 GeV PEP-II	e^+e^- 3,5-8 GeV KEK-B	pN 900 GeV-cible HERA	$p\bar{p}$ 2 TeV Tevatron	$p\bar{p}$ 2 TeV Tevatron
Luminosité nominale ($cm^{-2}s^{-1}$)	$3 \cdot 10^{33}$	10^{34}	-	$2 \cdot 10^{32}$	$2 \cdot 10^{32}$
Section efficace	1,15 nb	1,15 nb	~ 12 nb	100 μb	100 μb
Acceptance	$\sim 4\pi$	$\sim 4\pi$	$x : 10 - 300$ mr $y : 10 - 200$ mr	$\sim 4\pi$	$\sim 4\pi$
Taux de production des paires $b\bar{b}$ (Hz)	3,5	10,5	37	20 000	20 000
Limite sur x_S	-	-	~ 17	~ 60	
Dilution (Tagging)	0,3		0,10	0,07	0,05
Luminosité intégrée de référence (fb^{-1})	30	100	30	2	2
Erreur statistique sur $\sin(2\beta)$	0,12	0,075	0,13	0,07	0,15
Nombre de $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ enregistrés	380	1480	-	10000	-

Expérience	ATLAS	CMS	LHC-b	B-TeV
Accélérateur	pp (14 TeV) (LHC)	pp (14 TeV) (LHC)	pp (14 TeV) (LHC)	$p\bar{p}$ (2 TeV) (Tevatron)
Luminosité nominale ($cm^{-2}s^{-1}$)	10^{33}	10^{33}	$1,5 \cdot 10^{32}$	$2 \cdot 10^{32}$
Section efficace	500 μb	500 μb	500 μb	100 μb
Acceptance	$\sim 4\pi$	$\sim 4\pi$	10 – 400 mr	? – 300 mr
Taux de production des paires $b\bar{b}$ (Hz)	500 000	500 000	75 000	20 000
Limite sur x_S	40	40	75	40
Dilution (Tagging)	0,05	0,05	0,1	0,1
Luminosité intégrée de référence (fb^{-1})	30	10	1,5	0,5
Erreur statistique sur $\sin(2\beta)$	0,014	0,023	0,023	0,042
Nombre de $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ enregistrés	?	?	110 000	17 000

TAB. 2.1 – *Caractéristiques et performances des expériences qui étudieront la physique du B dans les prochaines années. Les performances citées par les différentes expériences ont été évaluées à l'aide de simulations qui n'ont pas toutes le même niveau de développement et qui ne reposent pas forcément sur les mêmes hypothèses concernant les rapports d'embranchement des canaux non encore observés ($B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ par exemple). Ces études sont décrites dans les références citées dans le texte.*

2.2 L'étude de la physique du B

à la description de l'expérience BABAR à SLAC auprès de l'accélérateur PEP-II. Elle permettra d'étudier les désintégrations de plusieurs centaines de millions de mésons B. Même si cette statistique, qui est très inférieure à celle qui sera accumulée par la suite pendant les expériences LHC, ne lui permettra pas des mesures aussi précises des angles du triangle d'unitarité, elle présente l'avantage de pouvoir étudier *tous* les modes de désintégration des mésons B dans un environnement beaucoup plus favorable du point de vue du bruit de fond.

Bibliographie

- [1] The particle data group, «Review of Particle Physics» Eur. Phys. Jour. C, Vol. 3., 1998
- [2] N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein, M. B. Wise, « Semileptonic B and D decays in the quark model », Phys. Rev. D 39, p. 799 (1989)
- [3] G. Altarelli, N. Cabibbo, G. Corbò, L. Maiani, G. Martinelli, « Leptonic Decay of Heavy Flavors : A theoretical update », Nucl. Phys. B 208, p. 365 (1982)
- [4] CLEO Collaboration (B. Barish et al.), « Measurement of the $\bar{B} \rightarrow D^* 1\bar{\nu}$ Branching Fractions and $|V_{cb}|$ », Phys. Rev. D 51, pp 1014-1033, 1995 (hep-ph/9406005)
- [5] The LEP B Oscillations Working Group, « Combined Results on B^0 Oscillations: Results from Winter 1999 Conferences », LEPBOSC 99/1, June 1999
- [6] S. Herrlich, U. Nierste, «Indirect CP violation in the neutral kaon system beyond leading logarithms », Phys. Rev. D, 52, p. 6505 (1995)
S. Herrlich, U. Nierste, « The Complete $|\Delta S| = 2$ Hamiltonian int the next-to-leading order », Nucl. Phys. B, 476, pp. 27-88 (1996)
- [7] R. Aleksan, «La violation de CP», Cours de l'école d'été de Gif, 1991.
- [8] The BABAR collaboration, «The BABAR Physics Book : Physics at an Asymmetric B Factory», SLAC-R-504, October 1998
- [9] L. Lederman *et al.*, « Observation of a Dimuon Resonance at 9,5 GeV in 400 GeV Proton-Nucleus Collisions », Phys. Rev. Lett. 39, p. 252 (1977)
- [10] CLEO Collaboration, « Evidence for new flavour production at the $\Upsilon(4S)$ », Phys. Rev. Lett. 46, p. 84 (1981)
- [11] Albrecht et al. (ARGUS Collaboration), « Observation of B^0 - \bar{B}^0 Mixing », Phys. Lett. B 46, p. 246 (1987)
- [12] CLEO Collaboration, « Study of Charmless hadronic B decays into the final states $K\pi$, $\pi\pi$, and KK , with the first observation of $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ and $B^0 \rightarrow K^0\pi^0$ », CLEO CONF 99-14, hep-ex/9908039
- [13] K. Ackerstaff et al. (OPAL collaboration), Eur. Phys. Journ. C5 (1998) 379.
R. Forty (The ALEPH collaboration), « Study of the CP asymmetry of $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ decays in ALEPH », *Contribution to the third International Conference on B Physics and CP Violation*, Taipei, 1999. ALEPH 99-099
- [14] F. Abe *et al.*, (CDF Collaboration), « Measurement of the B^0 - \bar{B}^0 flavor oscillation frequency and study of same side flavor tagging of B mesons in $p\bar{p}$ collisions », Phys. Rev. D59, 032001 (1999)

- F. Abe *et al.*, (CDF Collaboration), « Measurement of $B^0\text{-}\bar{B}^0$ Oscillations using Jet-Charge and Lepton Flavor Tagging in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$ », *Phys. Rev. D* 60, 072003 (1999)
- T. Affolder *et al.*, (CDF Collaboration), « Measurement of the $B^0\bar{B}^0$ oscillation frequency using $l\text{-}D^{*+}$ pairs and lepton flavor tags », *Phys. Rev. D* 60, 112004 (1999)
- [15] F. Abe *et al.*, (CDF Collaboration), « Observation of B_c Mesons in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$ », FERMILAB-PUB-98/121-E (hep-ex/9804012)
- [16] F. Abe *et al.*, (CDF Collaboration), « Measurement of the CP -Violation Parameter $\sin(2\beta)$ in $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ Decays », *Phys. Rev. Lett.* 81, 5513 (1998)
Pour une analyse (encore préliminaire) utilisant une fraction plus importante de l'échantillon de désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ enregistrées par CDF et un étiquetage amélioré, voir : <http://www-cdf.fnal.gov//physics/new/bottom/cdf4855/cdf4855.html>
- [17] P. Oddone, « Detector Considerations », *Proceedings of the UCLA Workshop $B\bar{B}$ Factory Conceptual Design*, Éd. D. H. Stork, 1987, p. 423.
- [18] The BABAR collaboration, « BABAR Technical Design Report », SLAC-R-95-457, March 1995
- [19] The BELLE collaboration, « Letter of Intent for the study of CP violation in B meson Decay », february 1994.
- [20] E. Prebys (for the BELLE Collaboration), « BELLE Physics Prospects » *Talk given at the Beauty '99 Conference, Bled (Slovenia)*, June 1999
- [21] HERA-B collaboration, « An Experiment to Study CP Violation in the B system Using an Internal Target at the HERA Proton Ring », May 1994
- [22] The CDF-II collaboration, « The CDF-II Detector Technical Design Report », FERMILAB-Pub 96/390-E
« Update to proposal P909 : Physics Performance of the CDF-II Detector with An Inner Silicon Layer and A Time of Flight Detector », 1999.
- [23] D. Lucchesi (for the CDF Collaboration), « B Physics in Run-II with upgraded CDF-II », *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 75B p. 322 (1999)
- [24] K. Gounder (for the D0 collaboration), « Prospects of Heavy Quark Physics in Run II with the D0 detector », *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 75B p. 334 (1999)
- [25] The ATLAS collaboration, « Detector and Physics Performance Technical Design Report », CERN/LHCC/99-15
- [26] The CMS collaboration, « The Compact Muon Solenoid : Technical Proposal », CERN/LHCC/94-38
- [27] P. Sherwood (for the ATLAS collaboration), « B Physics with the ATLAS detector », *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 75B p. 315 (1999)
D. Rousseau (for the ATLAS collaboration), « CP violation with the ATLAS detector », *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 75B p. 351 (1999)
- [28] R. Kinnunen (for the CMS collaboration), « CMS Detector and its Potential for B-physics », *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 75B p. 327 (1999)
j. Stefanescu (for the CMS collaboration), « CP violation in CMS : expected performance », *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 75B p. 346 (1999)

BIBLIOGRAPHIE

- [29] The BTeV collaboration, « An Expression of Interest for a Heavy Quark Program at C0 », 1997
- [30] LHC-b collaboration, « LHC-b Technical proposal : A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP Violation and Rare decays » CERN/LHCC/98-4
- [31] S. Stone, « The BTeV program », *Proceedings of the 2nd International Conference on B Physics and CP Violation*, 1997
- [32] B. Cox, « LHC-b, a Dedicated LHC Collider Experiment for Precision Measurements of CP Violation », *Proceedings of the 2nd International Conference on B Physics and CP Violation*, 1997

Chapitre 3

L'accélérateur PEP-II

Contents

3.1	Le cahier des charges de PEP-II	50
3.1.1	Les contraintes	50
3.1.2	Les solutions	50
3.1.2.1	Le choix des énergies	50
3.1.2.2	Deux anneaux de même circonférence	51
3.1.2.3	Des collisions frontales entre les deux faisceaux	51
3.1.2.4	Comment obtenir la luminosité requise?	51
3.2	Description générale de PEP-II	52
3.2.1	Le système d'injection	54
3.2.2	Les anneaux de stockage	54
3.2.3	L'optique au point d'interaction	56
3.2.4	La géométrie de la zone d'interaction	58
3.3	Conclusion	59

Dans les chapitres 1 et 2 de ce mémoire de thèse, nous avons présenté le cadre théorique et expérimental de l'étude du modèle standard dans le système des mésons B . PEP-II est une usine à mésons B , asymétrique en énergie dédiée à ces études. Ce chapitre est consacré à sa description. Les contraintes imposées par le programme expérimental et leurs conséquences sur la conception de l'accélérateur sont détaillées dans section 3.1. Les différentes composantes de l'accélérateur PEP-II sont ensuite décrites dans la section 3.2.

3.1 Le cahier des charges de PEP-II

3.1.1 Les contraintes

Le programme d'étude des mésons B prévu à SLAC impose plusieurs contraintes :

- un collisionneur e^+e^- fonctionnant à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$ pour profiter de la relativement grande section efficace de production de paires de mésons B cohérents dans un environnement où ils sont facilement identifiables ;
- ces mésons doivent avoir une impulsion suffisante dans le référentiel du laboratoire pour que l'on puisse mesurer leur distance de vol (dans le référentiel du centre de masse de l' $\Upsilon(4S)$ la distance de vol des B moyenne est de $28 \mu\text{m}$), donc l'accélérateur doit être asymétrique en énergie ;
- pour pouvoir étudier les modes de désintégration des mésons B ayant de petits rapports d'embranchement, il faut une grande luminosité ($\mathcal{L} = 3.10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) ;
- cette luminosité doit permettre de produire 30.10^6 paires de mésons B par année (soit une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}) donc l'accélérateur doit délivrer sa luminosité nominale une grande fraction du temps et l'accent doit être mis sur la fiabilité, la facilité de maintenance et d'obtention de la luminosité ;
- la possibilité de changer facilement l'énergie des faisceaux est nécessaire pour étudier la production de paires de quarks plus légers que le b ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q = u, d, s, c$) au dessous du seuil de la résonance $\Upsilon(4S)$ car il s'agit d'une source de bruit de fond importante pour l'étude des mésons B ;
- les éléments de la machine ne doivent pas trop réduire l'acceptance du détecteur car l'asymétrie en énergie augmente le taux de particules émises vers l'avant du détecteur qui s'échappent dans le tube à vide.

3.1.2 Les solutions

Pour répondre à ce défi, plusieurs possibilités pouvaient être envisagées. Une présentation complète des options considérées et des raisons des choix qui ont été faits se trouve dans le "Conceptual Design Report" de PEP-II [1]. On s'efforcera de donner ici les éléments nécessaires à la compréhension de l'environnement créé par PEP-II. Des options différentes ont parfois été préférées pour l'accélérateur KEK-B, qui a les mêmes objectifs scientifiques.

3.1.2.1 Le choix des énergies

Une contrainte sur l'énergie des faisceaux vient de la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$ ($10,58 \text{ GeV}/c^2$). Le choix de l'asymétrie est un compromis entre la distance de vol des

3.1 Le cahier des charges de PEP-II

mésons B dans le référentiel du laboratoire (qu'il doit être possible de mesurer avec un détecteur au silicium), et la proportion de particules perdues dans le tube à vide à l'avant du détecteur qui augmente avec l'asymétrie. Dans le référentiel du laboratoire, l'acceptance est limitée à 300 mrad par le dipôle B1 chargé de la séparation des deux faisceaux (Fig. 3.1). Du point de vue de la conception de l'optique près du point d'interaction, plus l'asymétrie est grande et plus la séparation magnétique des faisceaux est facile. Le choix s'est arrêté sur un faisceau d'électrons de 9 GeV et un faisceau de positrons de 3,1 GeV.

3.1.2.2 Deux anneaux de même circonférence

Les faisceaux de haute et de basse énergie circulent dans deux tubes à vide distincts (sauf dans la région d'interaction) qui sont tous les deux installés dans le tunnel de PEP-I¹. Les énergies requises par PEP-II permettent de réutiliser à la fois le tunnel et les aimants qui servaient pour PEP-I pour faire circuler et guider le faisceau de haute énergie. Le tunnel de PEP est suffisamment spacieux pour héberger l'anneau de basse énergie. Cela a évité la construction d'un nouveau tunnel.

3.1.2.3 Des collisions frontales entre les deux faisceaux

PEP-II a choisi une configuration dans laquelle les collisions entre les deux faisceaux sont frontales au point d'interaction, tandis que KEK-B a opté pour un croisement des faisceaux à grand angle (± 11 mrad) : c'est l'une des différences majeures entre les deux machines. La première solution présente l'avantage d'avoir été employée maintes fois avec succès, mais pose le problème de la séparation des faisceaux. La séparation magnétique des deux faisceaux est décrite en détail dans la section (Sec. 3.2.4). En résumé, les faisceaux doivent être séparés très tôt après le point d'interaction pour réduire au minimum les effets des croisements parasites des deux faisceaux. Pour cela, le dipôle B1 (Fig. 3.1) et un ensemble de quadripôles décentrés (Fig. 3.4) séparent les deux faisceaux. Ils engendrent une grande quantité de rayonnement synchrotron. Il faut donc prévoir des masques pour protéger BABAR ainsi que certains éléments de la machine. La solution de KEK-B n'a pas cet inconvénient, mais paraît plus risquée car le croisement à angle est une technique moins bien connue.

3.1.2.4 Comment obtenir la luminosité requise ?

La luminosité d'un accélérateur peut s'exprimer de façon générale sous la forme [1]:

$$\mathcal{L} = f_c \frac{n_+ n_-}{2\pi \sqrt{\sigma_{x,+}^2 + \sigma_{x,-}^2} \sqrt{\sigma_{y,+}^2 + \sigma_{y,-}^2}} \quad (3.1)$$

où f_c est la fréquence de collisions des paquets qui contiennent respectivement n_+ (resp. n_-) positrons (resp. électrons). Dans le plan transverse, les distributions de particules du faisceau peuvent être modélisées par des gaussiennes de largeurs $\sigma_{x,\pm}$ et $\sigma_{y,\pm}$. Ces tailles

1. PEP-I était un collisionneur e^+e^- en fonctionnement dans les années 1980. L'énergie des faisceaux pouvait aller jusqu'à 18 GeV. PEP-I a permis aux expériences telles que TPC/2-GAMMA, MAC, HRS ou MARK-II de faire des études sur la physique du quark b , la QCD (mesure de α_s , étude des jets), sur la recherche du quark top, sur la physique photon-photon...

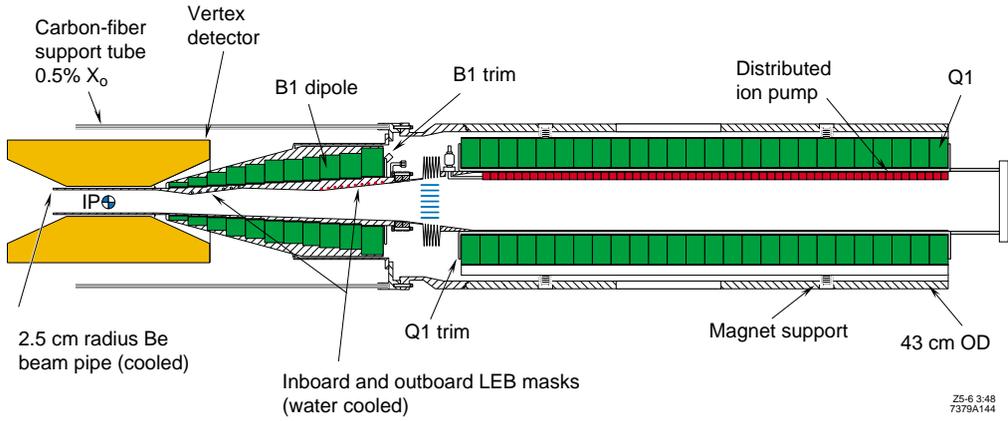


FIG. 3.1 – Le «Support Tube» contient les aimants B1 et Q1 et le détecteur de vertex, il est installé à l'intérieur du détecteur.

de faisceau sont reliées aux émittances et aux fonctions d'amplitude (mesurées au point d'interaction) par :

$$\sigma_{x,\pm} = \sqrt{\epsilon_{x,\pm} \beta_{x,\pm}^*} \quad (3.2)$$

$$\sigma_{y,\pm} = \sqrt{\epsilon_{y,\pm} \beta_{y,\pm}^*} \quad (3.3)$$

Pour obtenir une grande luminosité, un grand nombre de paquets (1658 pour chaque anneau) est injecté dans PEP-II, ce qui implique une fréquence de collisions élevée (une collision toutes les quatre nanosecondes). Les courants nominaux de l'anneau de haute énergie (HER) et de l'anneau de basse énergie (LER) sont 0,75 A et 2,14 A. Le choix du rapport des courants est guidé par les interactions faisceau-faisceau. Chaque faisceau a un effet focalisant sur l'autre, pour éviter que les tailles des faisceaux ne deviennent trop différentes, il est préférable que les termes d'interaction faisceau-faisceau $\xi_{x,y}^+$, $\xi_{x,y}^-$ soient comparables. Ce terme peut s'écrire [2] :

$$\xi_{x,y}^+ \propto \frac{I_-}{E_+} \quad (3.4)$$

Donc le produit courant-énergie doit être du même ordre pour les deux faisceaux soit un courant plus important pour le LER que pour le HER. L'asymétrie des courants est un paramètre qu'il convient d'ajuster pour obtenir la meilleure luminosité. En dehors des courants de chacun des deux faisceaux, les paramètres de l'optique des faisceaux ont été ajustés pour obtenir une luminosité maximale. L'optique de la zone d'interaction a été conçue pour que les fonctions d'amplitude β_y^* soient petites au point d'interaction (de l'ordre de 1 cm à 2 cm, voir tableau 3.1).

3.2 Description générale de PEP-II

Nous avons vu quels étaient les choix effectués lors de la conception de PEP-II pour répondre aux besoins de BABAR. Nous allons maintenant décrire les différentes parties de l'accélérateur (système d'injection, anneaux de stockage, région d'interaction) de façon plus complète.

3.2 Description générale de PEP-II

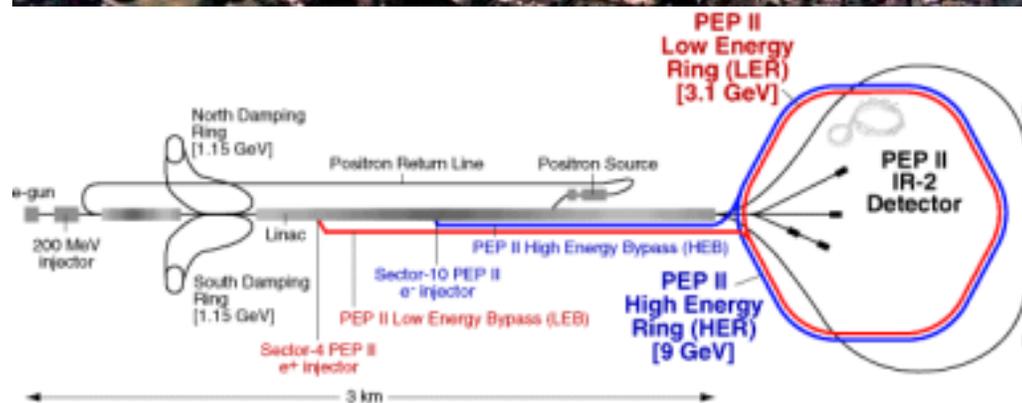
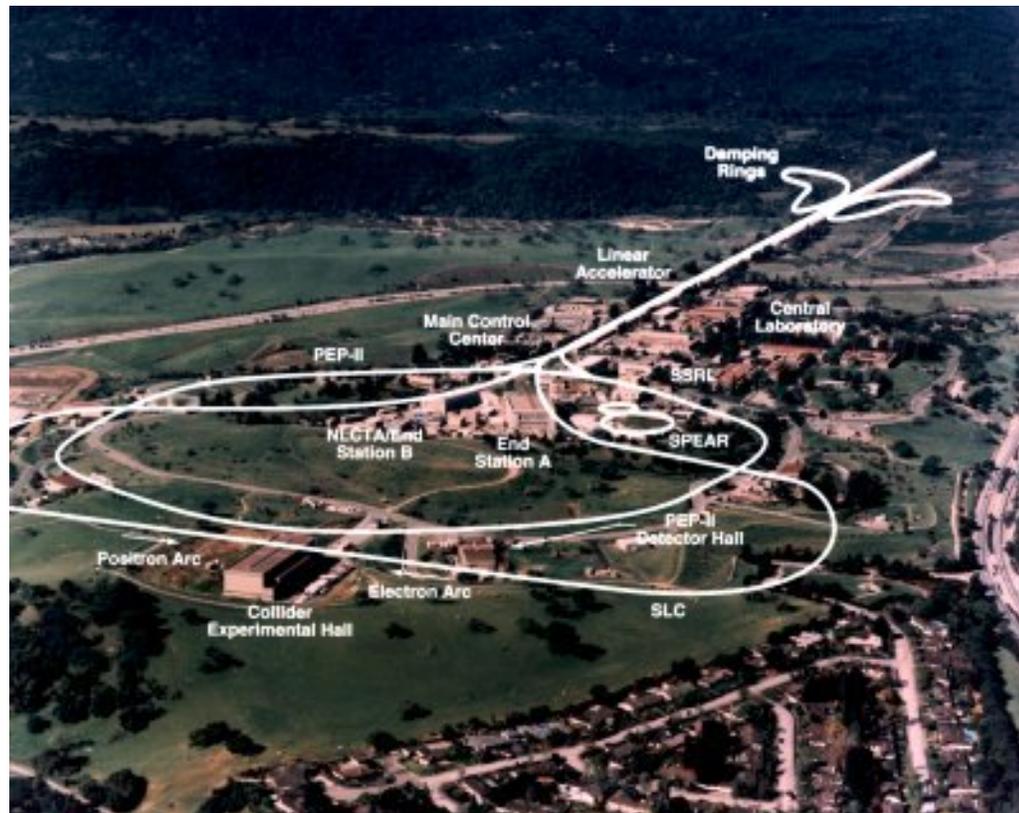


FIG. 3.2 – L'accélérateur PEP-II et le LINAC à SLAC

Paramètre	HER	LER	
Énergie dans le centre de masse	10,58		GeV
Énergie des faisceaux	9,000	3,109	GeV
Luminosité maximum	3.10 ³³		cm ² s ⁻¹
Temps de vie	5 (à 750 mA)	4 (à 2 A)	heure
Nombre de paquets	1658		
Nombre de particules par paquet	2,068 × 10 ¹⁰	5,951 × 10 ¹⁰	
Courant total	0,750	2,140	A
Circonférence	2199,322		m
Espacement des paquets	1,26		m
Taille verticale du faisceau à IP	4,7	4,7	μm
Taille horizontale du faisceau à IP	157	157	μm
Fonction β _x *	50	50	cm
Fonction β _y *	1,5	1,5	cm
Émittance horizontale	48	48	nm.rad
Émittance verticale	1,45	1,45	nm.rad

TAB. 3.1 – Les paramètres de PEP-II.

3.2.1 Le système d'injection

Le système d'injection doit être fiable et rapide pour réduire au minimum le temps passé à remplir les anneaux et maximiser la luminosité intégrée. Le LINAC (Fig. 3.2), un accélérateur linéaire capable d'accélérer des électrons et des positrons jusqu'à 50 GeV/c d'impulsion, sert d'injecteur.

Il a été utilisé jusqu'en 1998 pour les expériences MARK-II et SLD dédiées à l'étude de la résonance Z^0 . Il sert aussi pour des expériences de recherche et développement en physique des accélérateurs pour préparer le "Next Linear Collider" (NLC) et pour des expériences sur cible fixe. Les électrons et les positrons sont produits de la même manière qu'ils l'étaient pour SLD. Ils sont seulement extraits de l'accélérateur linéaire (Fig. 3.2), dès qu'ils ont leur énergie nominale et sont injectés dans le tunnel de PEP-II. L'anneau est rempli par impulsions. Pour chaque impulsion, de l'ordre de 10⁹ particules sont délivrées et la fréquence des impulsions varie de 1 Hz à 30 Hz. L'injection peut se faire alors que les faisceaux circulent encore dans la machine («topping off»), il n'est pas nécessaire d'arrêter la machine pour réinjecter. Les électrons sont injectés dans la section droite S10 et les positrons dans la section droite S8 (Fig. 3.3).

3.2.2 Les anneaux de stockage

PEP-II est composé de deux anneaux de stockage, mesurant tous les deux 2200 m de circonférence. Les deux anneaux sont superposés et le LER se trouve 1 m au dessus du HER. Chaque anneau est divisé en 12 parties (Fig. 3.3): 6 arcs (numéros impairs) et 6 sections droites (numéros pairs) .

Les sections droites mesurent environ 120 m. Elles accueillent des éléments indispensables au contrôle des faisceaux (contrôle des instabilités, radio-fréquence, système d'arrêt d'urgence des faisceaux ...). La région d'interaction est placée dans S2 (section droite

3.2 Description générale de PEP-II

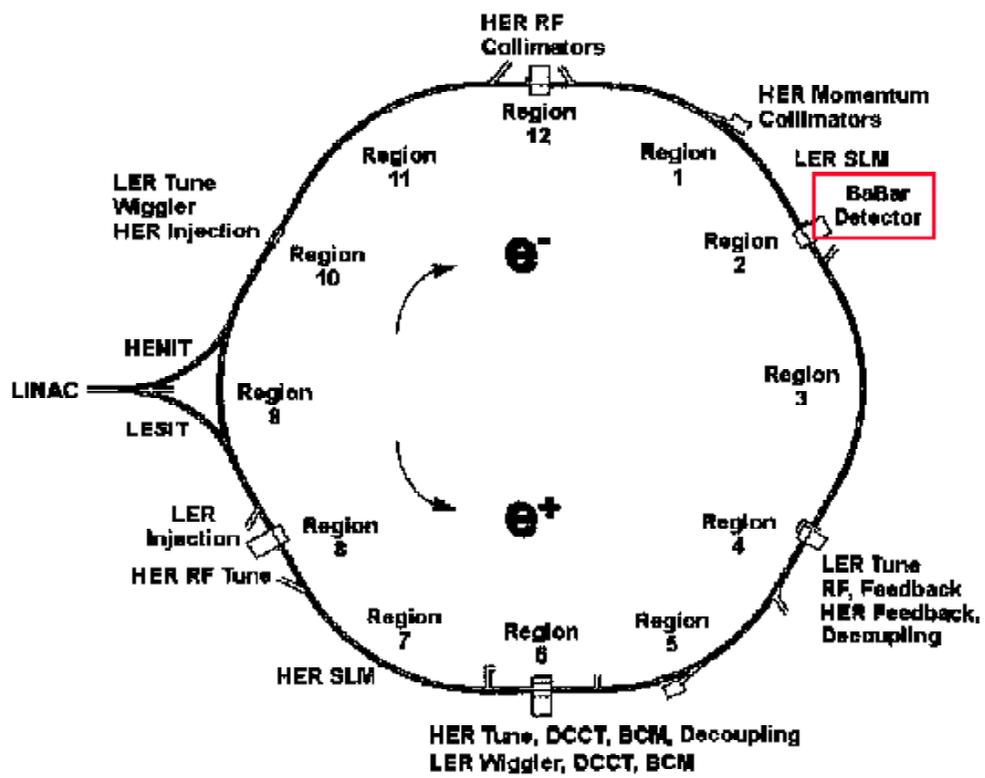


FIG. 3.3 – Les anneaux de stockage de PEP-II.

numéro 2). Pour préserver le détecteur BABAR des particules qui ont dévié de la trajectoire «idéale» du faisceau, des collimateurs sont placés dans les sections droites en amont du point d'interaction (S12 pour le HER et S4 pour le LER). En principe, ces collimateurs peuvent limiter l'extension spatiale du faisceau jusqu'à 10 fois la taille nominale du faisceau. En pratique, leur ouverture est réglée de façon à trouver un compromis entre la diminution du temps de vie des faisceau due aux collimateurs et la diminution du bruit de fond observé près du point d'interaction. Ils ont été conçus au fur et à mesure que les études du bruit de fond ont montré la nécessité de protéger la zone d'interaction des particules de faisceau perdues loin du point d'interaction.

Dans chaque section se trouvent des pompes à vide (*Holding Ion Pumps* (HIP) pour le LER et le HER, *Titanium Sublimation Pumps* (TSP) dans le LER et *Distributed Ion Pumps* (DIP) pour le HER). Elles permettent d'absorber le gaz résiduel présent en l'absence de faisceau ainsi que celui issu de la désorption des parois du tube à vide induite par les photons du rayonnement synchrotron (Sec. 5.1). Le rayonnement synchrotron est essentiellement dû aux aimants de courbure présents surtout dans les arcs. Comme ces derniers sont plus courts dans le cas du LER, la densité d'énergie émise par rayonnement synchrotron est concentrée sur une portion beaucoup plus courte du tube à vide pour le LER et localement la photodésorption peut être très importante. Il est nécessaire de prévoir un système de pompage plus efficace pour le LER aux endroits où les photons sont arrêtés et où le dégazage est maximal.

Des cellules composées de quadripôles focalisateurs puis défocalisateurs et de sextupôles, situées dans les arcs, assurent la stabilité du faisceau autour de son orbite. La trajectoire du faisceau est courbée grâce à des dipôles. Il y a dans l'arc 1 pour le HER et dans S10 pour le LER, des collimateurs qui permettent de limiter la gamme en énergie des particules entrant dans S2, de façon à éviter que des particules qui auraient été injectées avec une mauvaise énergie ou qui ont perdu une fraction significative de leur énergie atteignent la zone d'interaction [4].

3.2.3 L'optique au point d'interaction

La zone d'interaction de PEP-II [1][5] est conçue pour permettre (Fig. 3.4):

- une focalisation très forte des faisceaux au point d'interaction ($\beta_y^* = 1,5$ cm pour le HER et $\beta_y^* = 1,5$ cm pour le LER);
- une séparation rapide des faisceaux après le point d'interaction;
- une géométrie permettant d'installer un détecteur de vertex ayant un petit rayon ce qui est important pour obtenir une reconstruction précise des trajectoires des particules et une bonne herméticité;
- l'obtention des deux premières spécifications nécessite des champs magnétiques intenses, qui créent de grandes quantités de rayonnement synchrotron. La zone d'interaction et BABAR doivent être protégés en conséquence (Sec. 3.2.4).

La séparation des faisceaux doit être effectuée très vite après le point d'interaction pour diminuer l'effet des croisements parasites entre le HER et le LER qui risqueraient de rendre le faisceau instable. Les paquets d'électrons (ou de positrons pour le LER) sont séparés de 1,26 m. Cela signifie que les points d'interaction parasites les plus proches du point d'interaction se trouvent à 63 cm de celui-ci. Pour minimiser l'impact des croisements parasites des faisceaux, un dipôle (B1) sépare les deux faisceaux entre 21 cm et 69,5 cm.

3.2 Description générale de PEP-II

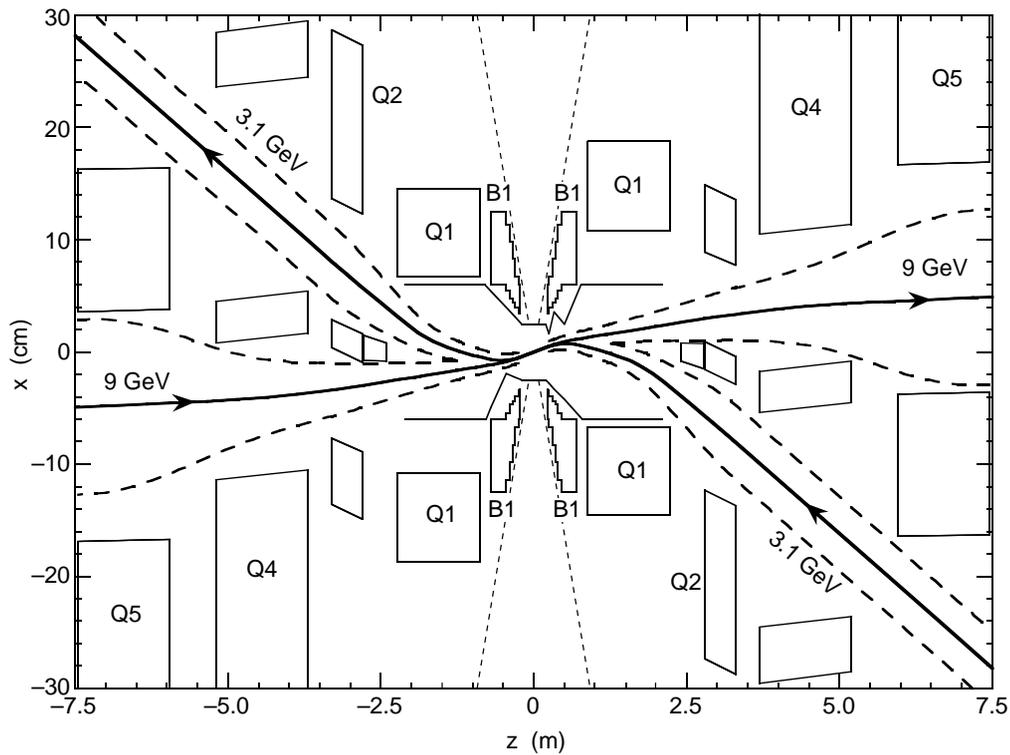


FIG. 3.4 – Trajectoire des faisceaux entre $\pm 7,5$ m (traits pleins) et enveloppes (tirets). L'échelle est compressée : les unités sont le m pour l'axe z et le cm pour l'axe x . La ligne pointillée correspond à la limite d'acceptance du détecteur (300 mrad)

B1 est un aimant permanent fabriqué en Sm_2Co_{17} , car il doit pouvoir fonctionner en présence du champ magnétique de $1,5$ T créée par le solénoïde de BABAR. Son champ magnétique moyen est de $0,84$ T et il permet de séparer les faisceaux de $11\sigma_x$, ce qui est suffisant pour éviter leur ré-interaction.

Les deux faisceaux sont ensuite soumis à l'action du quadripôle Q1 [6] défocalisateur dans le plan horizontal dans la région définie par 90 cm $< |z| < 210$ cm. Comme B1, le quadripôle Q1 est un aimant permanent. C'est le second élément du doublet de focalisation final du LER et il participe aussi à la focalisation du HER. Dans la première partie de l'aimant (90 cm $< |z| < 170$ cm), un champ dipolaire de $0,35$ T est ajouté au champ quadripolaire. Il a deux fonctions :

- déplacer le centre magnétique du quadripôle pour qu'il soit centré sur la trajectoire du HER tout en conservant des dimensions réduites pour cet aimant;
- augmenter la séparation entre les deux faisceaux.

A $2,80$ m, les faisceaux entrent dans Q2 (quadripôle cloisonné, focalisateur dans le plan horizontal qui mesure 60 cm) où les faisceaux sont guidés dans deux chambres à vide séparées. Seul le faisceau de basse énergie est soumis au champ de Q2. Q2 et Q1 constituent le doublet final de focalisation du faisceau de basse énergie.

Pour l'anneau de haute énergie, ce sont les quadripôles Q4 ($4,45$ m) et Q5 ($5,70$ m) qui assurent la plus grande partie de la focalisation. Dans cette région, le faisceau de basse énergie n'est soumis à aucun champ magnétique..

Le solénoïde de BABAR modifie l'orbite des faisceaux au point d'interaction car la trajectoire du faisceau ne coïncide pas avec l'axe du solénoïde. Des dipôles correcteurs restaurent l'orbite nominale. Le solénoïde a aussi un impact sur l'optique dans la zone d'interaction car il introduit des couplages des oscillations bêatron dans les directions horizontale et verticale. Cet effet est corrigé par plusieurs quadripôles. Le système d'axes de certains des quadripôles correcteurs est incliné de 45° .

3.2.4 La géométrie de la zone d'interaction

Nous venons d'expliquer comment il est possible d'obtenir des faisceaux très focalisés qui entrent en collision frontale et de les séparer de façon à ce que les collisions parasites ne constituent pas un problème. Nous allons maintenant regarder plus en détail les conséquences de l'optique que nous venons de décrire sur la géométrie de la zone d'interaction.

Les champs dipolaires qui guident les faisceaux dans la zone d'interaction (dipôles et quadripôles excentrés) créent des « nappes » de rayonnement synchrotron, qui en l'absence de précautions particulières, peuvent venir balayer les parois des aimants ou du tube à vide dans la zone d'interaction et déposer une partie de leur énergie directement dans le détecteur. Les trajectoires des faisceaux sont courbées en forme de S pour que ce type de rayonnement synchrotron soit arrêté loin après le point d'interaction. Le rayonnement synchrotron dû à un champ quadripolaire est moins intense car toutes les particules du faisceau ne sont pas déviées. Toutefois, pour limiter l'impact de ce bruit de fond, des masques en cuivre refroidis avec de l'eau protègent les parois de B1 (Fig. 3.1 et Fig. 3.4). Ils permettent de dissiper la puissance ainsi émise et d'éviter que les photons entrent directement dans le détecteur. Un échauffement trop important pourrait faire perdre ses propriétés magnétiques au Sm_2Co_{17} . Des pompes à ions (Fig. 3.1) permettent d'absorber rapidement le gaz issu du dégazage des parois du tube à vide causé par le rayonnement synchrotron (Sec. 5.1.1).

La nécessité d'obtenir une focalisation importante, ainsi qu'une séparation rapide des deux faisceaux implique la présence d'aimants très proches du point d'interaction. Ces aimants représentent une quantité de matériau importante dans la zone d'interaction. Ils représentent aussi des restrictions d'ouverture qui peuvent être des obstacles pour les particules du faisceau qui ont quitté leur trajectoire nominale (Sec. 5.1.2). Lorsque de telles particules heurtent la matériau du tube à vide, elles déposent leur énergie sous forme d'une gerbe électromagnétique dans la zone d'interaction. Dans la zone d'interaction, telle qu'elle a été conçue, les restrictions d'ouverture les plus sévères sont la bride entre Q4 et Q2 à 3,70 m du point d'interaction (pour le HER et pour le LER), et le masque protégeant B1. En l'absence de collimateurs, la plus petite ouverture pour chacun des deux anneaux se trouve dans la région d'interaction où justement les fonctions β sont les plus grandes. L'espace duquel le faisceau ne doit pas sortir a une largeur de $15\sigma + 2\text{ mm}$ dans la zone d'interaction alors qu'il est de plus de 15σ pour le reste de l'anneau. Cela rend la perte de particules du faisceau plus probable près du point d'interaction que dans le reste de l'anneau. Pour limiter le nombre de particules ainsi perdues près du détecteur il était prévu d'installer des collimateurs limitant la taille des queues de faisceau à 10σ . Ces collimateurs n'ont pas été construits pour des raisons financières et parce qu'ils gênaient le fonctionnement de la machine. Lorsque les premières études de bruit de fond ont été réalisées, il a été décidé d'installer des collimateurs en IR12 pour le HER (à partir de

3.3 Conclusion

mai 1998) et en IR4 pour le LER (à partir de mai 1999). Il est possible d'ajuster la position du faisceau par rapport aux collimateurs pour optimiser leur effet.

3.3 Conclusion

PEP-II est un accélérateur d'un nouveau type qui pour permettre l'étude de la violation de CP avec les mésons B est asymétrique en énergie. Cette asymétrie et le choix du mode de collisions frontales entraîne une conception très originale de l'optique des faisceaux au point d'interaction. L'accélérateur KEK-B ayant un croisement des faisceaux à angle, l'optique près du point d'interaction est plus simple.

La seconde particularité de PEP-II (cette fois-ci commune avec l'accélérateur KEK-B) est la très haute luminosité qui est obtenue en injectant un grand nombre de paquets résultant en une très grande intensité de faisceaux et une grande fréquence de collisions.

Bibliographie

- [1] « PEP-II: An Asymmetric B Factory: *Conceptual Design Report*», SLAC-PUB-418, 1993
- [2] Référence [1], chapitre 4
- [3] Référence [7], chapitre 12
- [4] M. Sullivan, « Collimation Issues for the PEP-II B Factory » *presented at the International Symposium on Near Beam Physics* Fermilab, September 1997, PEP-II AP Note 98.01
- [5] M. Sullivan for the PEP-II accelerator group, « The PEP-II design », *presented at the International Workshop on B Physics: Physics Beyond the Standard Model at the B Factory* Nagoya, Japan, October 1994, SLAC-PUB-95-6757
- [6] M. Sullivan, G. Bowden, S. Ecklund, D. Jensen, M. Nordby, A. Ringwall, Z. Wolf, « Results from a prototype permanent magnet dipole-quadrupole hybrid for the PEP-II B Factory », PEP-II AP Note 97.17, June 1997
- [7] BABAR collaboration, « BABAR Technical Design Report », SLAC-R-95-457, 1995

Chapitre 4

Le détecteur BABAR

Contents

4.1	Le détecteur de vertex	64
4.1.1	Description générale	64
4.1.2	Les détecteurs au silicium	66
4.1.3	La lecture du signal	67
4.1.4	La tenue aux radiations	69
4.1.5	Les performances	69
4.2	La chambre à dérive	69
4.2.1	Description mécanique	70
4.2.2	L'électronique de lecture	71
4.2.3	Les performances	71
4.3	Le solénoïde	73
4.4	Le DIRC	73
4.4.1	Principe de fonctionnement	74
4.4.2	Description du DIRC	74
4.4.3	L'électronique de lecture et la reconstruction des événements	75
4.5	Le calorimètre électromagnétique	77
4.5.1	Caractéristiques	78
4.5.2	L'étalonnage en énergie	79
4.5.3	Résolution	80
4.6	La détection des muons et des K_L^0 avec l'IFR	81
4.6.1	La géométrie de l'IFR	81
4.6.2	Les <i>Resistive Plate Chambers</i>	82
4.6.3	L'électronique et la reconstruction	82
4.7	Le système de déclenchement de l'acquisition	82
4.7.1	Le niveau 1 du système de déclenchement	83
4.7.2	Le niveau 3 du système de déclenchement	83
4.8	Conclusion	83

Le détecteur BABAR [1][2] doit permettre l'étude de la violation de la symétrie CP auprès du collisionneur asymétrique PEP-II (Chap. 3). C'est la nécessité d'optimiser le détecteur pour ces études qui a guidé la conception de BABAR. Les éléments nécessaires pour une analyse performante de la violation de CP sont [3]:

- la mesure de la distance de vol des mésons B dans le référentiel du laboratoire ($\sim 250 \mu\text{m}$) avec une précision meilleure que $80 \mu\text{m}$;
- l'étiquetage de la saveur des mésons B avec une bonne efficacité, pour cela il faut identifier les leptons sur une gamme d'impulsion allant de $0,2 \text{ GeV}/c$ à $3 \text{ GeV}/c$ et les kaons de $0,3 \text{ GeV}/c$ à $3 \text{ GeV}/c$;
- une reconstruction précise et efficace des π^0 , même à basse impulsion car leur multiplicité les rend essentiels à la reconstruction exclusive des désintégrations des mésons B (par exemple pour l'étude de la violation de CP dans le mode $B^0 \rightarrow \rho\pi$);
- le mode de désintégration $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ est particulièrement important pour l'étude de la violation de CP car il donne un accès expérimental à l'angle α du triangle d'unitarité (Fig. 1.1). Il doit être séparé du mode $B^0 \rightarrow K\pi$. Pour cela, il faut séparer les kaons et les pions à haute impulsion (jusqu'à $4 \text{ GeV}/c$) et déterminer très précisément l'impulsion des particules chargées pour avoir une bonne résolution sur la masse des B .

Pour réaliser ces objectifs, le détecteur BABAR (Fig. 4.1) se compose de cinq sous-détecteurs :

- un détecteur de vertex au silicium (SVT);
- une chambre à dérive (DCH);
- un détecteur de rayonnement Cerenkov (DIRC);
- un calorimètre électromagnétique (EMC);
- l'ensemble de ces détecteurs est placé dans un champ magnétique de $1,5 \text{ T}$ créé par un solénoïde supraconducteur;
- le retour de champ magnétique est instrumenté pour détecter les muons et les K_L^0 ;

La description complète du détecteur se trouve dans le *Technical Design Report* [1] et une description plus rapide mais mise à jour est disponible dans le *BABAR Physics Book* [2]

La conception d'un détecteur comme BABAR destiné à fonctionner auprès d'un accélérateur asymétrique en énergie et de haute luminosité comme PEP-II est fortement contrainte. La présence d'aimants (dipôles et quadripôles) à l'intérieur du volume du détecteur limite son acceptation angulaire. Le taux de radiation important doit être pris en compte et la plupart des sous-détecteurs doivent être conçus pour résister à la dose d'irradiation accumulée pendant environ 10 ans.

4.1 Le détecteur de vertex

4.1.1 Description générale

Le détecteur de vertex est conçu pour pouvoir mesurer la distance de vol entre les points de désintégration des deux mésons B . Une résolution de $80 \mu\text{m}$ sur la distance de vol selon l'axe z a un impact faible sur la signification statistique des asymétries

4.1 Le détecteur de vertex

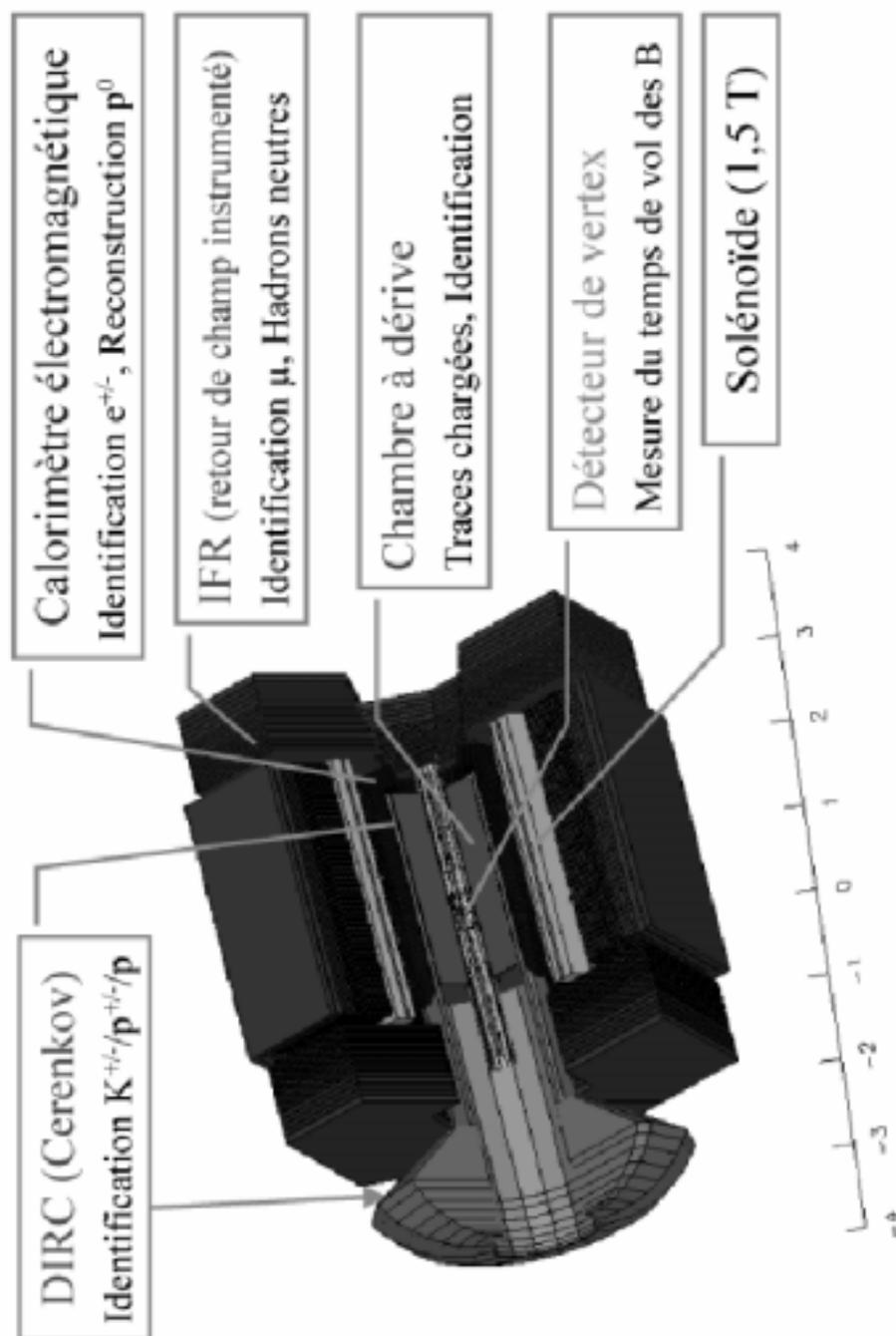


FIG. 4.1 – *Le détecteur BABAR*

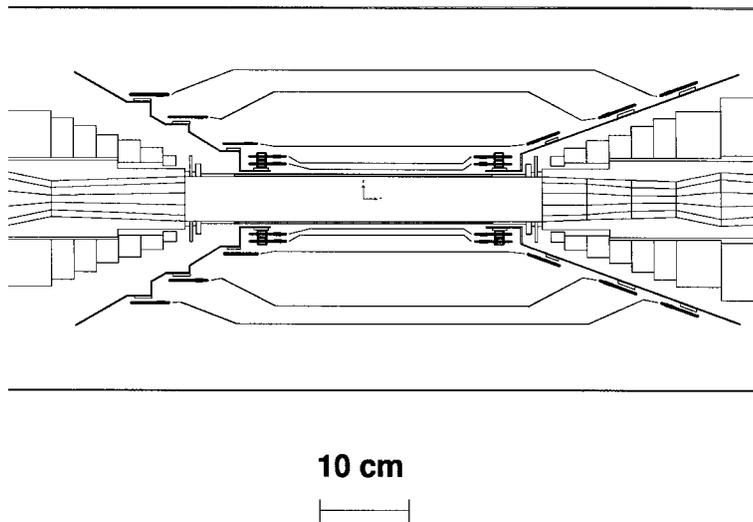


FIG. 4.2 – Coupe longitudinale du détecteur de vertex.

CP que l'on veut mesurer [4] et ce type de performance est couramment réalisé avec les détecteurs de vertex actuels. Un objectif plus ambitieux est fixé pour BABAR : obtenir la meilleure résolution possible de façon à améliorer la reconstruction des désintégrations secondaires et donc la pureté du signal de violation de CP . Le détecteur de vertex a un rôle très important dans la détermination de l'angle des traces. Il doit aussi permettre de reconstruire la trajectoire des traces de basse impulsion transverse qui ne peuvent pas être mesurées dans la chambre à dérive.

La couverture angulaire possible pour le SVT est limitée par les composantes de la machine. L'acceptance en angle polaire du détecteur de vertex s'étend de $20,1^\circ$ à $150,2^\circ$ (soit pour le centre de masse du $\Upsilon(4S)$: $-0,95 < \cos(\theta_{cm}) < 0,84$). Il est plus important d'avoir une bonne acceptance angulaire vers l'avant du détecteur (dans la direction du faisceau de haute énergie) que vers l'arrière à cause de l'asymétrie en énergie. L'acceptance à l'avant est limitée par la présence du dipôle B1 et de l'électronique associée au silicium qui est regroupée à cet endroit pour limiter la quantité de matériau à l'intérieur du volume actif du détecteur de vertex. Les autres composantes de l'accélérateur (par exemple les systèmes de refroidissement) ont toutes été placées à l'arrière du détecteur de vertex.

4.1.2 Les détecteurs au silicium

Le détecteur de vertex est composé de cinq couches concentrique (Tab. 4.1) de détecteurs constitués de micro-pistes de silicium (Fig. 4.2 et 4.3). Le substrat est fabriqué en silicium et a une épaisseur de $300 \mu\text{m}$. Sur la face intérieure des pistes orientées perpendiculairement à l'axe z permettent de mesurer la position en z . Ces pistes sont espacées de $100 \mu\text{m}$ pour les trois premières couches et $210 \mu\text{m}$ pour les couches 4 et 5. Les pistes permettant de déterminer l'angle ϕ de la trace, orientées parallèlement à l'axe z sont espacées d'environ $50 \mu\text{m}$ pour les couches 1,2 et 3 et de $80\text{-}100 \mu\text{m}$ pour les deux dernières couches. Le nombre total de pistes est d'environ 150 000, ce qui représente une surface de silicium de presque 1m^2 .

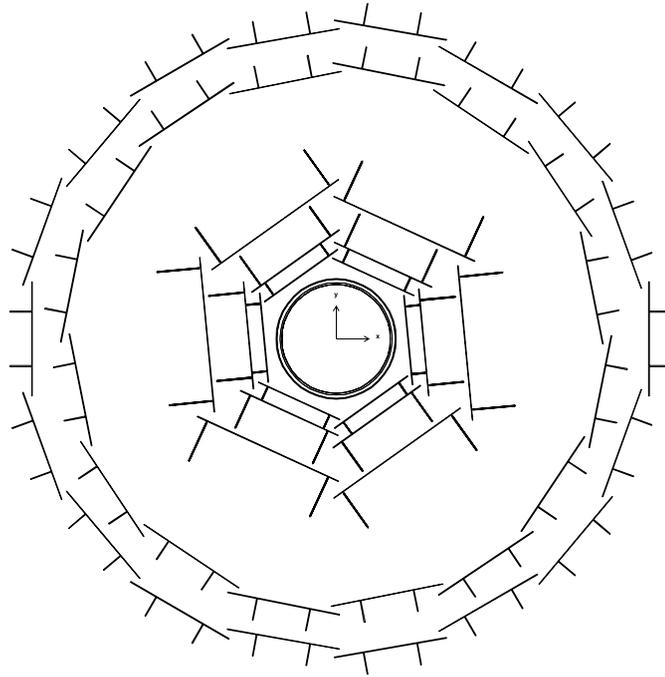


FIG. 4.3 – Coupe transverse du détecteur de vertex.

Couche	Rayon (mm)
1	32
2	40
3	54
4a	120
4b	127
5a	140
5b	144

TAB. 4.1 – Distance des différentes couches du SVT au point d'interaction

4.1.3 La lecture du signal

L'électronique de lecture du détecteur de vertex est montée sur le détecteur lui-même. Les signaux des différentes voies sont traités en parallèle par des processeurs qui les amplifient et les mettent en forme. Le signal est alors comparé à un seuil et le temps pendant lequel le signal reste au dessus du seuil est numérisé en même temps que le temps d'arrivée du signal et le numéro de la piste. Si l'événement est accepté par le premier niveau du déclenchement du système d'acquisition, ces informations sont enregistrées. Le temps pendant lequel le signal reste au dessus du seuil est une mesure de la charge déposée sur la piste touchée. Cette charge nous donne la perte d'énergie dans le silicium, ce qui permet d'avoir en plus de l'information sur la position, une information sur l'identification des particules.

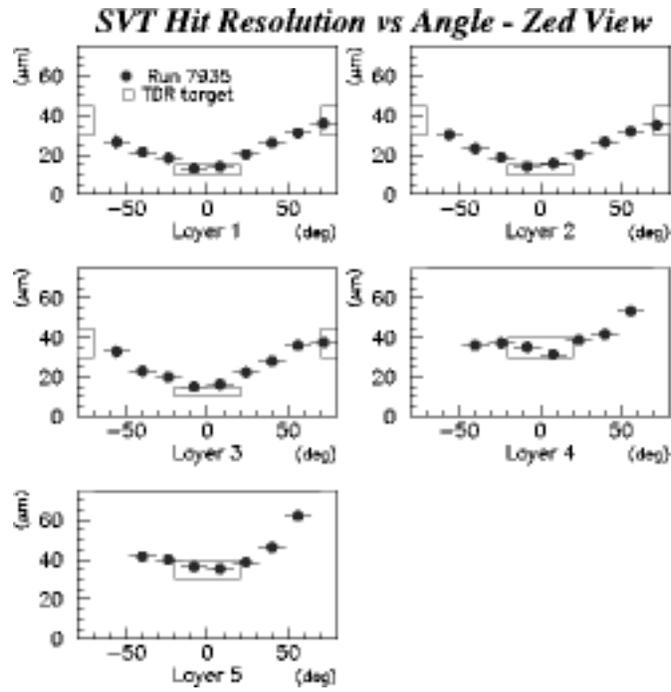


FIG. 4.4 – Résolution intrinsèque de chaque couche en z du détecteur de vertex et comparaison avec les objectifs fixés [1]

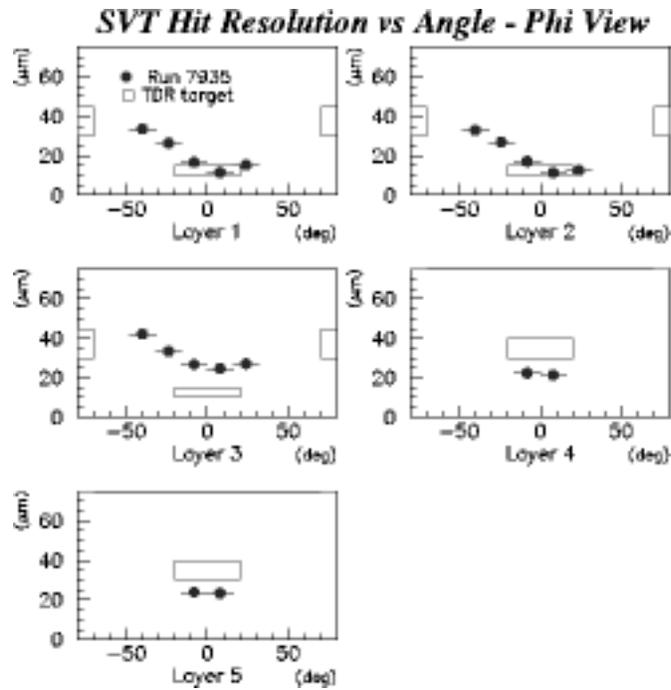


FIG. 4.5 – Résolution intrinsèque de chaque couche en ϕ du détecteur de vertex et comparaison avec les objectifs fixés [1]

4.1.4 La tenue aux radiations

À la fois les micro-pistes et l'électronique doivent être résistantes aux radiations. Elles sont conçues pour résister à dix fois la dose annuelle prévue soit 2 MRad [1]. Des tests d'irradiation ont montré que l'augmentation du courant de fuite due à 10 fois la dose prévue donnent une augmentation du bruit électronique d'environ 10% [5]. La technologie employée pour la conception des processeurs traitant le signal est une technologie CMOS que le procédé de fabrication rend résistante aux radiations.

4.1.5 Les performances

La résolution intrinsèque du détecteur de vertex est limitée par la diffusion multiple dûe au matériau traversé par la particule avant d'interagir dans le silicium (c'est-à-dire le tube à vide en beryllium et le silicium lui même). La résolution est limitée à 10-15 μm pour les trois couches internes et 30-40 μm pour les deux couches externes. L'étude des résidus (Fig. 4.4 et 4.5) montre que cette résolution a été obtenue pour les premières données de BABAR.

4.2 La chambre à dérive

FIG. 4.6 – *Coupe longitudinale et dimensions de la chambre à dérive de BABAR.*

La chambre à dérive doit permettre une reconstruction exclusive précise des désintégrations des mésons B (par exemple pour le mode $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$). Pour cela, l'acceptance (vers l'avant du détecteur surtout) doit être optimisée et la résolution sur l'impulsion doit être très bonne. Les fils de la chambre ne sont pas tous parallèles à l'axe du faisceau, de cette façon, il est possible de mesurer la coordonnée z , même pour des désintégrations qui ont lieu hors du volume actif du détecteur de vertex. La chambre à fil doit fournir les informations qui permettent au premier niveau du déclenchement du système d'acquisition de calculer le nombre et l'impulsion des traces chargées d'un événement. Ceci impose des contraintes sur la conception de l'électronique de lecture de la chambre. La chambre à dérive doit aussi assurer l'identification des particules de basse impulsion.

4.2.1 Description mécanique

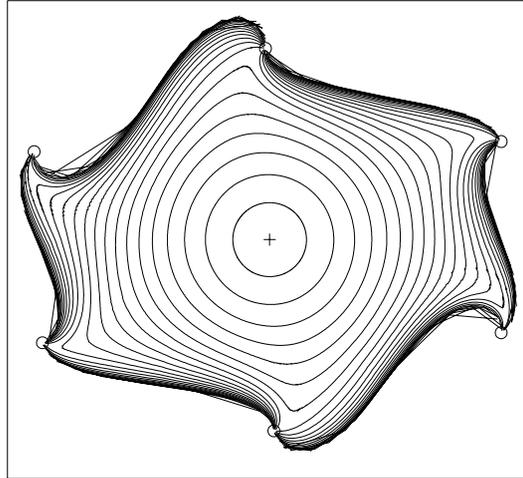


FIG. 4.7 – Isochrones à l'intérieur d'une cellule typique de la chambre à dérive.

Les dimensions de la chambre à fils (Fig. 4.6) sont choisies pour que l'acceptance angulaire vers l'avant soit de 300 mrad en θ (ce qui est l'acceptance angulaire maximale compte tenu de la présence d'éléments de l'accélérateur pour des angles plus petits). La chambre est constituée de 10 « super-couches », chacune constituée de 4 « couches » de cellules de dérive. Les cellules sont hexagonales et de petites tailles $1,2 \times 1,8 \text{ cm}^2$ (Fig. 4.7). Elles sont au nombre de 7106. L'orientation des fils varie d'une « super-couche » à l'autre. Pour certaines couches, les fils sont parallèles à l'axe du faisceau tandis que pour d'autres, il y a un angle stéréo qui varie de 40 mrad à 70 mrad. La coordonnée z de la trace peut être déterminée avec une résolution d'environ 1 mm. La figure 4.8 montre l'alternance entre les couches axiales (A) et stéréo (U et V).

L'accent est mis sur l'utilisation de matériaux légers pour minimiser la diffusion multiple et assurer une très bonne résolution sur l'impulsion transverse même à basse impulsion. Les fils sensibles sont fabriqués dans un alliage de tungstène et de rhénium et sont plaqués avec de l'or. Ils ont un diamètre de $20 \mu\text{m}$. La tension qui leur est appliquée est de 1960 V. Les fils de mise en forme du champ sont en aluminium plaqué or, et ont un diamètre de $80 \mu\text{m}$. Ils sont soumis à une tension de 340 V. Le gaz choisi est un gaz léger (80%Helium-20%Isobutane). Cela améliore la résolution sur l'impulsion au détriment de celle sur la perte d'énergie et de la vitesse de dérive. La quantité de matière représentée par le gaz et les fils est de 0,003 longueur de radiation pour une incidence de 90° . Le cylindre intérieur de la chambre (de rayon 23,5 cm et d'épaisseur 1 mm) est fabriqué en beryllium (0,0028 longueur de radiation). Il sert juste à contenir le gaz, mais n'a pas de fonction mécanique. Le cylindre extérieur (de rayon 80,9 cm) est en fibre de carbone (0,015% X_0) car il supporte la tension des fils ($\sim 50 \text{ g} \times (6 + 1) \text{ fils} \times 7106 \times \text{cellules} \sim 2500 \text{ kg}$) et donc il doit être suffisamment rigide, sans toutefois constituer une quantité de matière trop importante qui compromettrait les performances du calorimètre.

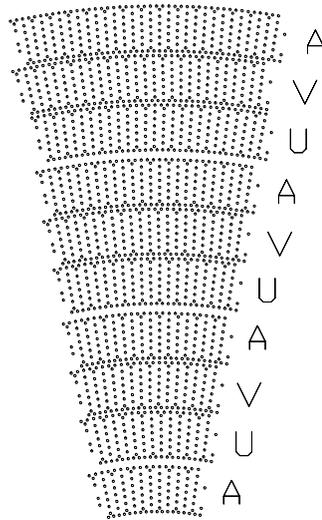


FIG. 4.8 – Arrangement des « super-couches » dans l'ordre AUVAUVAUVA.

4.2.2 L'électronique de lecture

L'électronique doit permettre de mesurer :

- le temps de dérive des électrons ;
- la charge déposée sur le fil.

Le système d'électronique envoie le signal des fils touchés au niveau 1 du système de déclenchement. La mesure du temps de dérive est réalisée en détectant le temps d'arrivée du signal par rapport à un temps de référence considéré comme le temps de l'événement et numérisé grâce à un TDC. Le signal venant du fil est intégré puis numérisé grâce à un ADC rapide.

4.2.3 Les performances

Pour des traces de plus de $1 \text{ GeV}/c$, la résolution attendue sur l'impulsion transverse est de :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0,3\% \quad (4.1)$$

Cette résolution est obtenue en supposant une résolution spatiale de $140 \mu\text{m}$ en moyenne pour une cellule. La résolution mesurée dans les données est de $125 \mu\text{m}$ (voir figure 4.9).

La chambre à dérive doit permettre d'effectuer la séparation π/K à 3σ jusqu'à une impulsion de $0,7 \text{ GeV}/c$. C'est possible si la résolution sur la perte d'énergie (dE/dx) est de l'ordre de 7%. La figure 4.10 montre la distribution du $\frac{dE}{dx}$ en fonction de l'impulsion et la résolution sur le $\frac{dE}{dx}$ mesurée en utilisant des événements de type Bhabha. Elle est actuellement de 8% à 9%, ce qui diminue le seuil au dessous duquel les pions sont séparés des kaons à mieux de 3σ à $0,5 \text{ GeV}/c$.

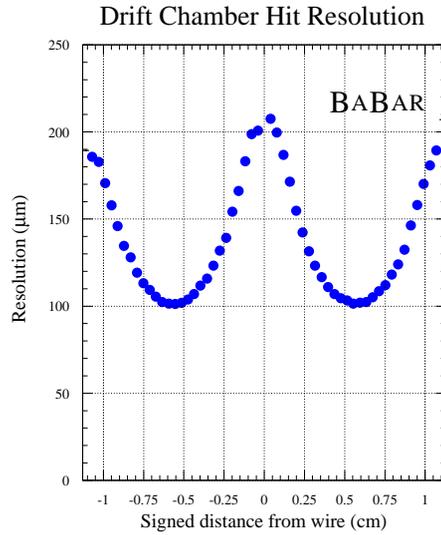


FIG. 4.9 – Résolution spatiale en fonction de la distance de dérive dans la cellule. L’objectif d’une résolution moyenne de $140\ \mu\text{m}$ [1] est atteint.

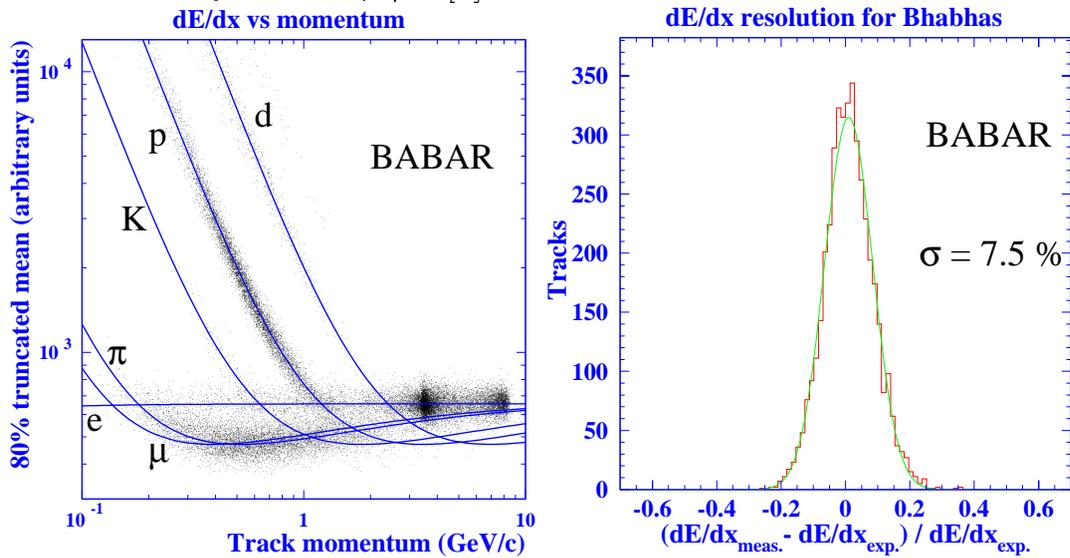


FIG. 4.10 – $\frac{dE}{dx}$ en fonction de l’impulsion et résolution sur le $\frac{dE}{dx}$ pour les événements de type Bhabha.

4.3 Le solénoïde

La valeur et l'uniformité du champ magnétique fourni par l'aimant sont contraintes par la nécessité d'avoir une excellente précision dans la reconstruction des traces chargées. La valeur du champ a été fixée à 1,5 T, et elle est obtenue avec une bobine supraconductrice. Le champ ne varie pas de plus de $\pm 2\%$. Le matériau supraconducteur permettant d'obtenir ce champ est du NbTi refroidi avec de l'hélium liquide à 4,5 K. Il est entouré d'aluminium qui assure la stabilité mécanique du supraconducteur. Le courant circulant dans l'aimant est de 7000 A. Des aimants de ce type ont déjà été construits et utilisés avec succès dans d'autres expériences de physique des particules.

4.4 Le DIRC (Detection of Internally Reflected Cerenkov light)

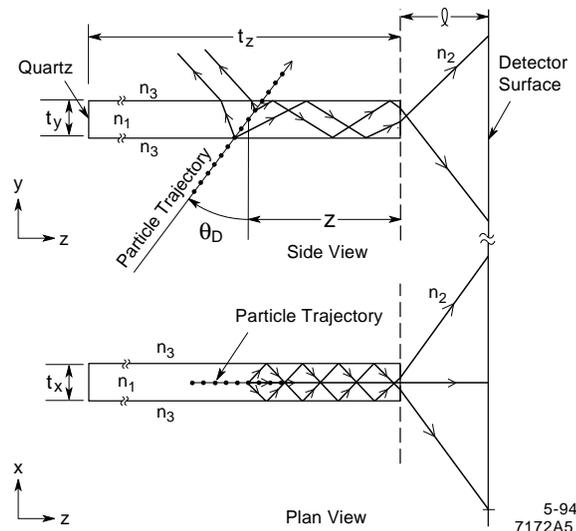


FIG. 4.11 – *Principe de fonctionnement du DIRC: le rayonnement Cerenkov émis par la particule est piégé à l'intérieur de la barre et guidé par réflexions successives vers le plan de détection.*

L'étude de la violation de CP auprès d'une usine à mésons B nécessite une bonne identification des hadrons chargés sur une grande gamme d'impulsion :

- les kaons chargés issus des désintégrations secondaires ont une charge corrélée à la saveur des mésons B dont ils sont issus et leur identification dans la gamme d'impulsion $0,3 \text{ GeV}/c < p < 2,5 \text{ GeV}/c$ est donc importante pour étiqueter la saveur des B ;
- l'étude des modes exclusifs $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $B^0 \rightarrow K\pi$ est essentielle à la détermination de l'angle α et donc la séparation des pions et des kaons à haute impulsion est nécessaire.

La séparation π/K (à 3σ) est assurée par la mesure de leur perte d'énergie dans la chambre à dérive jusqu'à une impulsion de $0,7 \text{ GeV}/c$. Pour des impulsions supérieures un

détecteur spécifique a été construit : le DIRC [6].

4.4.1 Principe de fonctionnement

Le DIRC utilise le rayonnement Cerenkov émis par les particules chargées traversant du quartz synthétique d'indice $n = 1,474$. Une particule dont la vitesse est plus grande que la vitesse de phase des ondes électromagnétiques dans ce milieu ($v_\phi = \frac{1}{n}$), émet des photons (effet Cerenkov) et ces photons ont une direction dont l'angle par rapport à l'impulsion de la particule est donné par [7]:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n}, \quad (4.2)$$

où β est la vitesse de la particule et θ_C est appelé l'angle Cerenkov.

La particularité du DIRC par rapport aux détecteurs classiques de rayonnement Cerenkov (RICH) est que la lumière est **émise et piégée** dans des barres de quartz car elle est totalement réfléchi sur les parois de la barre. La qualité de surface de la barre doit être suffisamment bonne pour que l'information concernant l'angle d'émission Cerenkov soit préservée à chaque réflexion (Fig. 4.11).

Les barres de quartz servent ainsi de guide pour le rayonnement Cerenkov émis par la particule dans le quartz et l'image du cône Cerenkov est agrandie dans un tank contenant de l'eau et dont la surface est couverte de tubes photomultiplicateurs assurant la détection des photons.

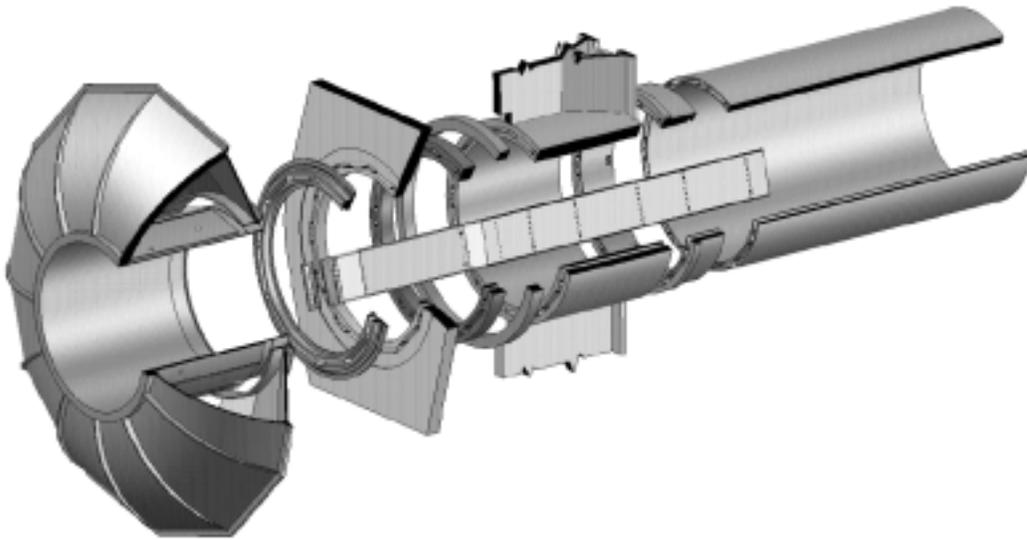


FIG. 4.12 – Les différents éléments du DIRC

4.4.2 Description du DIRC

Le radiateur du DIRC est constitué de douze boîtes de barres de quartz. Chaque boîte contient 12 barres (soit 144 barres au total) qui ont une épaisseur de 1,7 cm, une largeur

4.4 Le DIRC

de 3,5 cm et une longueur de 4,9 m. Le DIRC ne couvre pas toute l'acceptance angulaire de BABAR et il ne permet pas de détecter les particules qui ont un angle avec le faisceau plus petit que 30° . La quantité de matériau traversée par une particule ayant une incidence de 90° correspond à 0,14 longueur de radiation. Les tolérances sur l'état de surface des barres de quartz sont très strictes ce qui a contribué à augmenter les délais de fabrication et la totalité du quartz du DIRC n'a été disponible qu'en octobre 1999. Pour la prise de données de mai 1999 à octobre 1999, le DIRC ne disposait que de cinq boîtes de barres complètes.

Le tank à eau dans lequel l'image du cône Cerenkov est développée contient environ six mètres cube d'eau pure. On l'appelle le *Standoff Box* (SOB). Ses parois sont couvertes de 10752 tubes photomultiplicateurs de 2,8 cm de diamètre. Il est placé à l'arrière du détecteur pour ne pas gêner les autres détecteurs vers l'avant. La lumière Cerenkov émise dans la direction opposée à celle du SOB est réfléchiée par des miroirs placés à l'avant des barres.

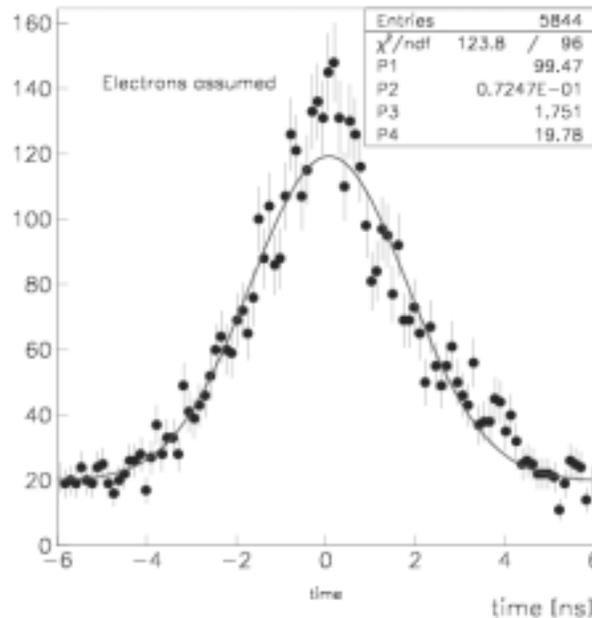


FIG. 4.13 – Résolution sur le temps d'arrivée d'un photon.

4.4.3 L'électronique de lecture et la reconstruction des événements

Le signal des photomultiplicateurs est lu par des TDC (Time to Digital Converter). La résolution en temps est limitée par les photomultiplicateurs à 1,5 ns. Il est important d'avoir une résolution en temps proche de celle intrinsèque des photomultiplicateurs, car le temps d'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs permet de déterminer quels photons doivent être associés à une trace reconstruite dans la chambre à dérive. La résolution en temps obtenue est de 1,75 ns (Fig. 4.13). Connaissant la direction et l'impulsion de la trace reconstruite dans la chambre, il est possible de reconstruire l'angle Cerenkov

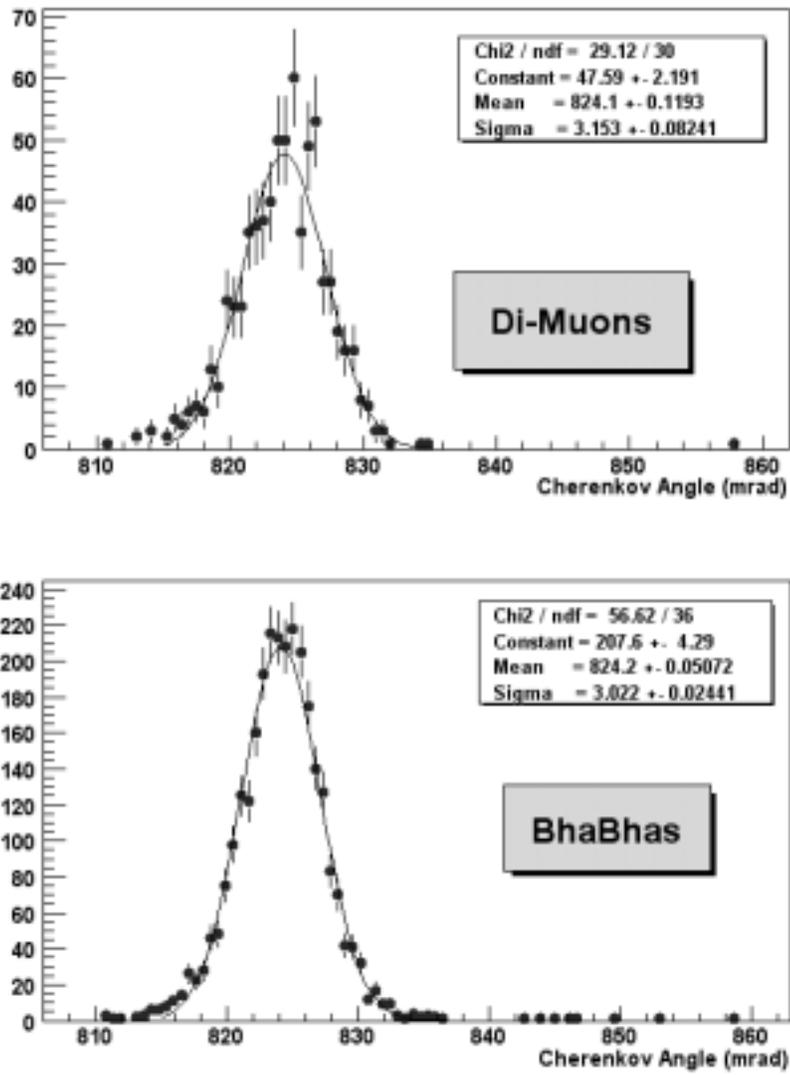


FIG. 4.14 – Résolution sur l'angle Cerenkov des électrons et des muons.

4.5 Le calorimètre électromagnétique

et de le comparer à celui attendu pour différentes hypothèses concernant l'identification de la particule. La résolution sur l'angle Cerenkov reconstruit est donnée pour les électrons venant de la diffusion Bhabha et pour des muons sélectionnés dans des événements dimuons est de l'ordre de 3 mrad (Fig. 4.14).

Le nombre de photons qui sont détectés dans le DIRC nous donne aussi une information sur la nature de la particule. Pour une trace chargée (de basse impulsion) à laquelle trop peu de photons sont associés pour pouvoir reconstruire un anneau Cerenkov, le nombre de photons observés permet de déterminer si une hypothèse d'identification est possible ou non. Ce mode d'identification des particules sous le seuil est appelé le mode veto. L'amélioration apportée par le DIRC pour l'identification des kaons est illustrée par la reconstruction due la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (Fig. 4.15).

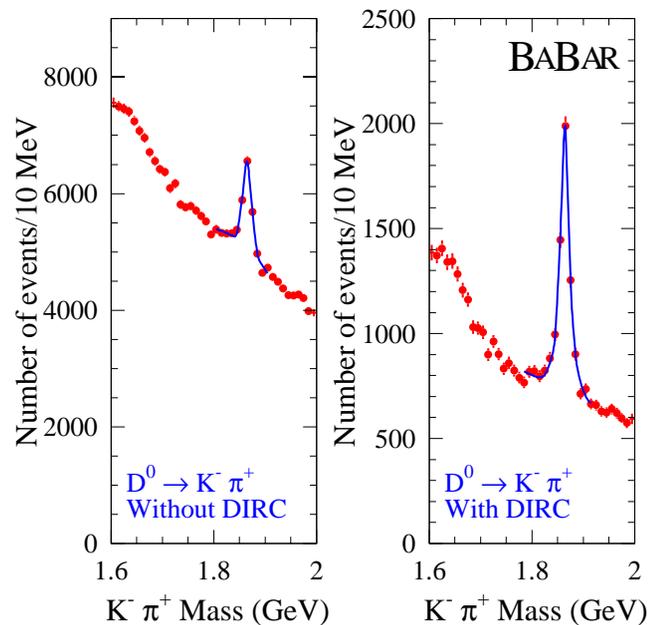


FIG. 4.15 – Amélioration de la reconstruction de la réaction $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ grâce à l'identification des kaons dans le DIRC.

4.5 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre a été optimisé pour la détection des photons de basse énergie (jusqu'à quelques MeV). Il doit permettre la reconstruction des pions neutres et donc avoir une bonne résolution en énergie ainsi qu'une bonne résolution angulaire. Le calorimètre est aussi l'élément essentiel pour l'identification des électrons d'impulsion supérieure à 500 MeV/c.

4.5.1 Caractéristiques

Le calorimètre de BABAR (voir figure 4.16) a une géométrie projective. Il utilise 6580 cristaux d'iodure de césium dopés au Thallium (CsI(Tl)) qui sont répartis entre la partie centrale cylindrique et la partie avant conique. La partie centrale comporte 48 rangées en θ (angle polaire) et 120 rangées en ϕ . Pour le calorimètre avant, il y a 8 rangées en θ et le nombre de rangées en ϕ , varie de 80 à 120. Les cristaux sont légèrement non-projectifs par rapport au point d'interaction pour diminuer l'inefficacité due à l'espace entre les cristaux.

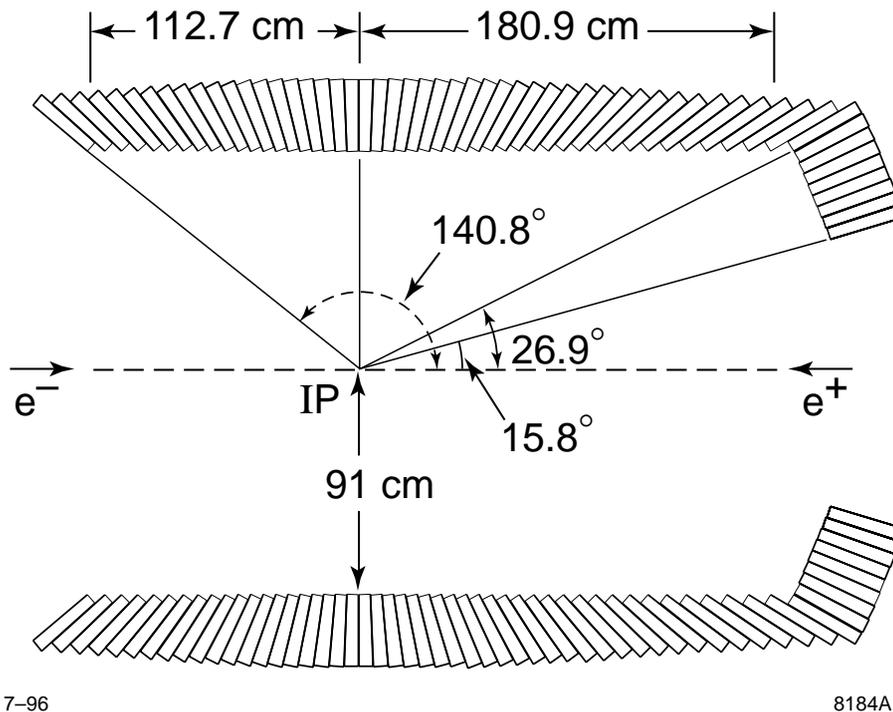


FIG. 4.16 – Disposition des cristaux dans le calorimètre électromagnétique.

Le CsI(Tl) a un très bon rendement lumineux ($4-5 \times 10^4 \gamma / \text{MeV}$) et la longueur d'onde des photons émis est piquée à 565 nm. Sa longueur de radiation est de 1,85 cm. Les cristaux sont trapézoïdaux, et pour ceux de la partie centrale, la face d'entrée mesure $4,7 \times 4,7 \text{ cm}^2$ et la face arrière $6 \times 6 \text{ cm}^2$. La longueur des cristaux varie en fonction de l'angle θ de $16,1X_0$ pour la partie arrière du détecteur (les particules sont moins énergétiques dans cette région à cause de l'asymétrie en énergie) à $17,6X_0$ dans la partie avant. Les cristaux sont enveloppés dans $150 \mu\text{m}$ de Mylar et $30 \mu\text{m}$ d'aluminium.

Deux photodiodes de taille $1 \times 2 \text{ cm}^2$ sont collées à l'arrière des cristaux et la surface qui n'est pas couverte par les diodes est recouverte d'un réflecteur en plastique blanc. La sensibilité des photodiodes est maximale pour des longueurs d'onde autour de 960 nm. Chaque photodiode [8] est équipée d'un préamplificateur qui fait une mise en forme rapide du signal. Le nombre de systèmes permettant la lecture a été doublé pour minimiser l'impact d'une panne d'une des diodes ou du préamplificateur qui, le cas échéant, ne pourrait être réparé rapidement. Le rapport signal sur bruit s'en trouve amélioré. Le signal est ensuite numérisé avec une fréquence de 4 MHz par des ADC sur une gamme en

4.5 Le calorimètre électromagnétique

énergie équivalent à 18-bits. Une telle gamme est obtenue en choisissant dynamiquement la gamme d'énergie parmi les quatre suivantes : 0-50 MeV, 50-400 MeV, 400-3200 MeV, 3200-13200 MeV.

4.5.2 L'étalonnage en énergie

L'étalonnage [9] est fondé sur la détermination de l'échelle d'énergie grâce à une source de ^{16}N , les fluctuations de gain pour de courtes périodes de temps sont mesurées avec un générateur de signaux lumineux. L'étude de processus physiques (diffusion Bhabha, désintégration des π^0 et conversions de photons) permet de compléter ce dispositif.

La source de ^{16}N est obtenue en irradiant un liquide contenant des fluorocarbones (C_8F_{18}) avec des neutrons. On a la chaîne de réactions suivante :



qui permet de produire des photons d'énergie $E_\gamma = 6,1 \text{ MeV}$ (Fig. 4.17) adaptés à la calibration des cristaux aux basses énergies. Ce liquide circule devant la face d'entrée des cristaux pendant les périodes de calibration qui ont lieu toutes les semaines et qui durent environ une demi-heure. Le temps de vie de cette source étant faible (7s) et le liquide utilisé non-toxique et chimiquement inerte, cette source de calibration ne pose pas de problème de sécurité.

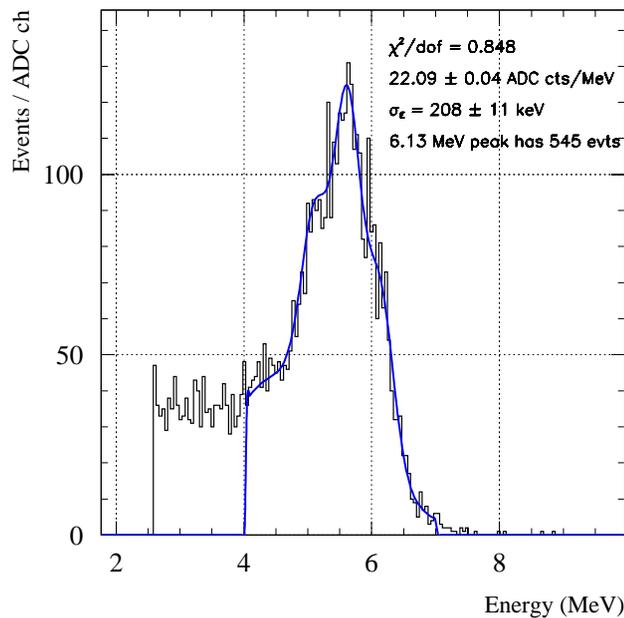


FIG. 4.17 – Spectre en énergie de la source de calibration. La largeur du pic donne une mesure du bruit incohérent.

Le système de génération de signaux lumineux utilise des lampes au Xenon déclenchées avec une fréquence allant de 10Hz à 100Hz. La lumière de ces lampes est distribuée aux différents cristaux par l'intermédiaire de fibres optiques. La quantité de lumière envoyée

aux cristaux est étalonnée en utilisant un cristal de référence illuminé par une fibre et irradié par une source d'Americium. Cette méthode de calibration peut être appliquée pendant la prise de données et permet de contrôler les changements de la réponse du calorimètre aux signaux lumineux sur une échelle de temps plus courte (quelques heures).

Les événements physiques permettent d'obtenir la précision souhaitée sur la détermination de l'énergie en étudiant le dépôt d'énergie pour différentes particules (photons, électrons/positrons), les fuites d'énergie à l'arrière des cristaux... Les événements Bhabha permettent aussi la détermination individuelle des constantes de calibration pour chaque cristal. L'extrapolation des constantes aux énergies intermédiaires (entre l'énergie des électrons de diffusion Bhabha et l'énergie de la source) est non-linéaire.

4.5.3 Résolution

Les objectifs fixés pour la résolution sur l'énergie et sur l'angle pour des photons dont l'angle polaire vaut 90° sont [1] :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_E}{E} &= \frac{1\%}{\sqrt{4E(\text{GeV})}} \oplus 1,2\% \\ \sigma_\theta &= \frac{3 \text{ mr}}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 2 \text{ mr} \end{aligned} \quad (4.4)$$

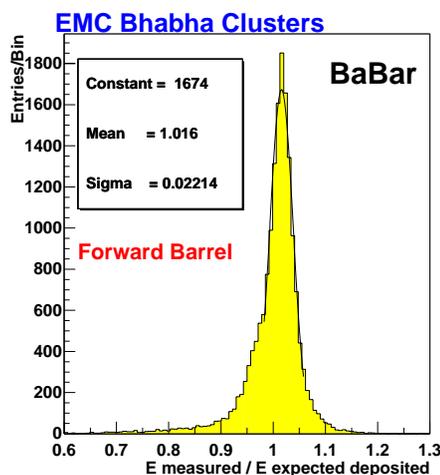


FIG. 4.18 – E/P pour les Bhabhas.

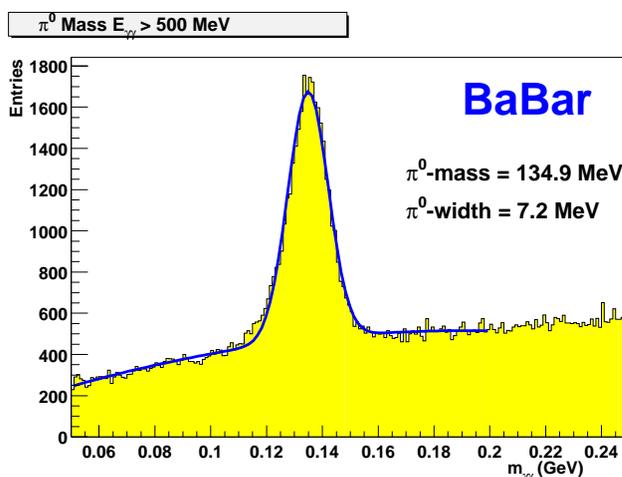


FIG. 4.19 – Masse des π^0 .

La quantité de matériau entre le point d'interaction et le calorimètre est de $0,25X_0$ et elle affecte principalement l'efficacité de détection des photons. À haute énergie, la résolution sur l'énergie est dominée par les fuites d'énergie à l'arrière, à l'avant et entre les cristaux, par les erreurs de calibration et par l'uniformité imparfaite dans la collection de la lumière de scintillation. À basse énergie, c'est le bruit électronique et surtout le bruit de fond engendré par PEP-II qui dominant l'erreur. Le bruit de fond engendré par PEP-II peut diminuer la résolution en augmentant l'énergie mesurée par dans les cristaux, mais aussi en obligeant à augmenter le seuil individuel de déclenchement sur les cristaux.

4.6 La détection des muons et des K_L^0 avec l'IFR

Pendant les premier mois de prise de données, le bruit de fond électronique a dominé et ce seuil a été placé à 5 MeV, puis à 1 MeV, alors que la valeur nominale est de 0,5 MeV.

La résolution sur la variable E/P pour les électrons issus des diffusions Bhabha est d'environ 2% (Fig. 4.18).

La résolution obtenue sur la masse des π^0 (Fig. 4.19) est de 5% pour les π^0 ayant une énergie supérieure à 500 MeV/c, alors que l'objectif du TDR est 3% sur l'ensemble du spectre. La calibration n'est pas encore effectuée avec la précision finale, et l'augmentation du seuil en énergie augmente les fuites d'énergie, qui doivent être corrigées lors de la calibration. Une amélioration est donc attendue.

4.6 La détection des muons et des K_L^0 avec l'IFR

La structure en acier assurant le retour du champ magnétique est utilisée pour l'identification des muons et des K_L^0 . À cette fin, cette structure est composée de plusieurs couches d'acier entre lesquelles se trouvent des RPCs (*Resistive Plate Chambers*) dont nous allons décrire le fonctionnement. Ce détecteur est appelé IFR (*Instrumented Flux Return*).

4.6.1 La géométrie de l'IFR

L'IFR se décompose en 3 parties :

- la partie centrale qui assure le retour du champ magnétique a 65 cm d'épaisseur et est divisée en six sextants (Fig. 4.20) ;
- un module à l'avant et un à l'arrière complètent l'angle solide couvert par l'IFR. Ils sont de forme hexagonale et ont tous les deux une épaisseur de 60 cm.

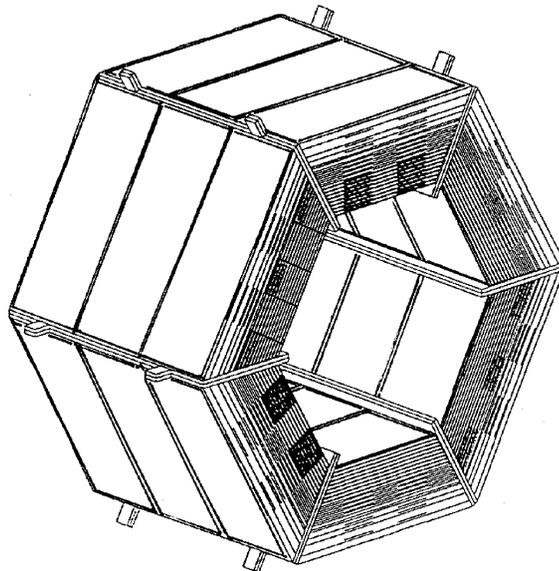


FIG. 4.20 – Partie centrale du dispositif de détection des muons.

L'épaisseur d'acier est segmentée en 18 plaques. L'épaisseur des plaques augmente de 2 cm à 10 cm avec le rayon. Cela optimise l'identification des K_L^0 et des muons de basse

impulsion. Le matériau présent correspond à environ 4,2 longueur d'interaction.

Les détecteurs sont placés entre les couches d'acier. Il y a 21 couches de détecteurs dont deux couches cylindriques placées à l'intérieur du solénoïde.

4.6.2 Les *Resistive Plate Chambers* (Chambres à plaques résistives)

Les *Resistive Plate Chambers* (Fig. 4.21) sont des détecteurs remplis de gaz (argon et fréon 134 en quantités comparables et un peu d'isobutane) placés entre deux électrodes portées à une différence de potentiel de 8 kV. La taille des chambres est approximativement de 125 cm en longueur et de 180 cm à 320 cm en largeur (pour la partie centrale).

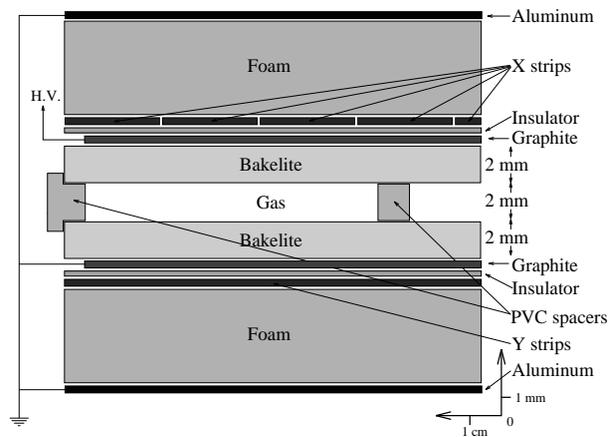


FIG. 4.21 – Schéma d'une RPC

Le passage d'une particule va créer une étincelle et un signal électrique qui est recueilli sur des pistes en aluminium placées à l'extérieur de part et d'autre de la chambre. Les pistes placées d'un côté et de l'autre d'une RPC sont orientées perpendiculairement pour déterminer la position dans l'espace de la trajectoire de la particule. Elles ont une largeur de 36,5 mm et sont espacées de 2 mm en z . En ϕ , la largeur varie de 20 mm à 30 mm. L'efficacité de ces chambres est très bonne (97,2% d'après les tests sur prototype) [2].

4.6.3 L'électronique et la reconstruction

Le temps d'arrivée du signal ainsi recueilli est numérisé par des TDCs, ce qui permet d'associer les pistes touchées à une trace. L'IFR permet de reconstruire la trajectoire des particules indépendamment (identification des K_L^0) ou en complément de la chambre à dérive (séparation μ/π). La résolution spatiale envisagée est de l'ordre de 1 cm.

4.7 Le système de déclenchement de l'acquisition

L'objectif majeur du système de déclenchement est d'avoir une efficacité proche de 100% pour les désintégration des mésons B. Ceci est assez facilement réalisé dans la mesure où les multiplicités chargée et neutre sont grandes dans ces événements. Il doit aussi

4.8 Conclusion

permettre la sélection de modes de plus basse multiplicité pour des études de processus différents (événements Bhabha et paires de muons, physique du lepton τ et physique photon-photon).

Le système de déclenchement est composé de deux niveaux, le premier niveau (L1) ne doit pas accepter un taux d'événements supérieur à 2 kHz. Le deuxième niveau (L3) permet lors de la reconstruction de ramener ce niveau à moins de 100 Hz.

4.7.1 Le niveau 1 du système de déclenchement

Il utilise les informations de la chambre à dérive et du calorimètre. Les coups enregistrés dans la chambre sont combinés pour former des segments de trace (dans le plan transverse). Ces segments sont ensuite combinés pour trouver des traces complètes et évaluer leur impulsion transverse.

L'énergie déposée dans les cristaux est étalonnée (grossièrement) et additionnée pour des groupes de 25 cristaux. Ces groupes de cristaux sont ensuite associés en amas. Une coupure lâche est placée sur l'énergie minimale d'un amas de façon à accepter le signal venant d'une particule au minimum d'ionisation (qui déposent une énergie d'environ 200 MeV).

Le taux d'événements acceptés dépend beaucoup des conditions de bruit de fond imposées par l'accélérateur. Les coupures sur le nombre et l'impulsion des traces chargées, le nombre d'amas dans le calorimètre électromagnétique permettent de le limiter à 2 kHz. Le taux d'acquisition de certaines catégories d'événements « physiques » (Bhabha, $\gamma - \gamma$) est déjà réduit lors de ces sélections. Elles n'entraînent pas de perte d'efficacité pour la physique du B , par contre elles peuvent handicaper la physique du τ ou la physique $\gamma - \gamma$. La sélection des événements basée sur les traces chargées est indépendante de celle basée sur les traces neutres : les deux sélections sont dites « orthogonales ». Il est donc possible de déterminer leur efficacité à partir des données.

4.7.2 Le niveau 3 du système de déclenchement

Le niveau 3 du système de sélection analyse les événements acceptés par le niveau 1 et décide si un événement sera enregistré sur bande ou non. Ce niveau de déclenchement fait partie de la reconstruction en ligne. Il affine la détermination des paramètres de la trace (paramètre d'impact, énergie...). Le taux d'événements Bhabha et $\gamma - \gamma$ est réduit pour que le taux total soit inférieur à 100 Hz. L'ensemble des autres processus physiques contribue pour 20 Hz à la luminosité nominale. Pour une année de prise de données à la luminosité nominale, le volume attendu de données enregistrées sur bande est de 100 Tbytes.

4.8 Conclusion

Le détecteur BABAR fournit une très bonne reconstruction des particules chargées et neutres. Il permet aussi l'identification des hadrons chargés grâce à un détecteur dont le principe de fonctionnement n'a jamais encore été essayé. Ces atouts doivent permettre l'analyse de l'ensemble de tous les canaux de désintégration des mésons B accessibles grâce à la luminosité de PEP-II.

Bibliographie

- [1] The BABAR collaboration, « BABAR Technical Design Report », SLAC-R-95-457, March 1995
- [2] The BABAR collaboration, « The BABAR Physics Book », Chapitre 3, SLAC-R-504, October 1998.
- [3] B. Ratcliff, « The B Factory Detector for PEP-II: A Status Report », SLAC-PUB-5946, October 1992
- [4] Sophie Versillé, « La violation de CP dans BABAR : étiquetage des mésons B et étude du canal $B \rightarrow 3\pi$ », Mémoire de thèse, 1999
- [5] V. Carassiti et al., « BABAR SVT Mechanical Systems Design Requirements », BABAR Note 306, April 10, 1996
- [6] Aleksan et al., « Test of a Large Scale Prototype of the DIRC, a Cerenkov imaging Detector based on Total Internal Reflection for BABAR at PEP-II », Nucl.Instr. and Meth. A 397, p. 261, 1997
- [7] J.D. Jackson, « Classical Electrodynamics », section 13.5, second edition, 1975
- [8] G. Haller, D. Freytag, « Analog Floating-Point BiCMOS Sampling Chip and Architecture of the BABAR CsI Calorimeter Front-End Electronics System at SLAC B-Factory », BABAR note 285, march 1996
- [9] R. Bernet et al., « Calibration and Monitoring for BABAR calorimeter », BABAR note 363, march 1997

Deuxième partie

L'étude du bruit de fond machine

La deuxième partie de ce mémoire de thèse rend compte des études du bruit de fond engendrés par PEP-II qui ont été réalisées de janvier 1998 à mars 1999. Le chapitre 5 est consacré à la description des bruits de fond engendrés par un accélérateur délivrant une haute luminosité comme PEP-II. L'impact du bruit de fond sur le détecteur BABAR ainsi que la simulation y sont discutés.

La précision des prédictions de cette simulation est limitée. Il est nécessaire de mesurer le bruit de fond avant que BABAR ne soit en place pour :

- mettre au point des systèmes permettant de protéger BABAR;
- définir la meilleure méthode pour pouvoir obtenir la luminosité voulue en maintenant les bruits de fond à un niveau acceptable pour le détecteur;
- comparer la simulation aux vraies données et l'étalonner.

Pour cela un ensemble de détecteurs dont un anneau de cristaux d'iodure de césium (le *Crystal Ring*) ont instrumenté la zone d'interaction pendant les périodes d'essai de PEP-II. Ces détecteurs sont décrits dans le chapitre 6. La structure mécanique, l'électronique et l'étalonnage du *Crystal Ring* y sont aussi détaillés.

Le chapitre 7 rapporte les résultats des mesures du bruit de fond réalisées pendant les différentes périodes de tests de PEP-II.



Chapitre 5

Le bruit de fond engendré par PEP-II

Contents

5.1	Les différents types de bruit de fond	93
5.1.1	Le rayonnement synchrotron	93
5.1.2	Les interactions faisceau-gaz	94
5.1.2.1	La diffusion coulombienne	95
5.1.2.2	La diffusion accompagnée de bremsstrahlung	96
5.1.2.3	Le taux d'interactions faisceau-gaz	96
5.1.3	Le dégazage des parois du tube à vide	96
5.1.4	Les autres types de bruit de fond	97
5.1.4.1	Le rayonnement venant du tunnel	97
5.1.4.2	La photoproduction de hadrons	97
5.1.4.3	La diffusion Bhabha radiative	97
5.1.5	L'injection des particules	98
5.2	Les conséquences du bruit de fond pour BABAR	98
5.2.1	L'irradiation du détecteur	98
5.2.1.1	Le détecteur de vertex	98
5.2.1.2	La chambre à dérive	99
5.2.1.3	Le DIRC	99
5.2.1.4	Le calorimètre électromagnétique	99
5.2.1.5	Le retour de champ instrumenté	99
5.2.2	Acquisition des données et bruit de fond	100
5.2.3	Reconstruction des événements et bruit de fond	100
5.3	La simulation du bruit de fond	100
5.3.1	La simulation du rayonnement synchrotron	101
5.3.2	La simulation de l'orbite du faisceau dans PEP-II	101
5.3.3	La simulation de la zone d'interaction	105
5.3.4	L'estimation des profils de pression	105
5.3.4.1	Relation entre la pression moyenne dans l'anneau et le temps de vie du faisceau	108
5.3.4.2	Estimation de la pression dans la section droite en amont du point d'interaction	109

5.3.5 Les limitations de cette simulation 109

5.1 Les différents types de bruit de fond

La conception de l'accélérateur PEP-II (Chap. 3) a été guidée par la volonté d'étudier la violation de CP dans le système des mésons B avec une grande précision. PEP-II fait partie d'une première génération d'usines à B asymétriques.

Au moment de la conception de PEP-II (collisionneur électrons-positrons asymétrique en énergie de haute intensité), il n'existait pas d'accélérateur de caractéristiques comparables. On pouvait toutefois déjà penser que les bruits de fond seraient importants et ils ont été pris compte dans la conception de l'accélérateur et du détecteur. Ce chapitre est consacré à la description des différents types de bruits de fond (Sec. 5.1), de leurs conséquences sur l'expérience BABAR (Sec. 5.2) et des outils permettant leur simulation (Sec. 5.3).

5.1 Les différents types de bruit de fond

Les sources principales susceptibles d'affecter le fonctionnement de BABAR sont :

- le rayonnement synchrotron;
- la diffusion de particules du faisceau sur le gaz résiduel dans le tube à vide.

Le rayonnement synchrotron est dû à la courbure des trajectoires des particules des faisceaux. Cet effet affecte toutes les particules du faisceau lorsque la trajectoire du faisceau est courbée (dans un dipôle ou un quadripôle excentré par rapport à l'axe du faisceau). Les champs quadripolaires sont une source de rayonnement synchrotron moins importante en terme de puissance dissipée, car seules les particules qui se trouvent éloignées de l'axe du quadripôle émettent du rayonnement synchrotron. Par contre, à cause de la géométrie de la zone d'interaction et de la divergence angulaire des faisceaux près du point d'interaction c'est la source de rayonnement synchrotron la plus dangereuse pour BABAR.

Les particules de faisceau perdues sont des électrons (ou positrons) qui ont diffusé sur des molécules du gaz résiduel contenu dans le tube à vide. Cette diffusion peut être élastique (diffusion coulombienne) ou inélastique (diffusion bremsstrahlung). Dans les deux cas, la particule ainsi diffusée ne suit plus la trajectoire nominale et va déposer son énergie dans le matériau qu'elle va rencontrer (tube à vide, aimants, masques...) engendrant des gerbes électromagnétiques dont les débris peuvent atteindre le détecteur. Ce type de bruit de fond est proportionnel au courant du faisceau et à la pression dans le tube à vide (qui dépend elle-même du courant). À ce stade de l'expérience BABAR, il s'agit de la source de bruit de fond la plus importante, c'est donc sur ce sujet que la majeure partie des études présentées dans ce mémoire de thèse ont porté.

D'autres sources de bruit de fond peuvent être envisagées : la photoproduction de hadrons due à l'interaction hadronique de particules de faisceau perdues et les événements de type Bhabha radiatifs (ce dernier processus ayant une section efficace très élevée). Une description complète est donnée dans le *Technical Design Report* de BABAR(TDR) [2]

5.1.1 Le rayonnement synchrotron

Une particule chargée accélérée perd de l'énergie par émission de rayonnement synchrotron. La distribution en énergie des photons ainsi émis dépend de la quatrième puissance

de l'énergie de la particule et du carré de l'intensité du champ magnétique [3]. La puissance synchrotron est aussi proportionnelle au courant circulant dans l'anneau. Le rayonnement synchrotron est principalement émis dans le plan de la trajectoire de la particule. La distribution en énergie des photons synchrotrons est caractérisée par une fréquence ω_c qui est à la médiane de la distribution en fréquence des photons émis :

$$\omega_c = \frac{3}{2} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^3 \frac{c}{\rho}, \quad (5.1)$$

où ρ est le rayon de courbure de la trajectoire de la particule imposé par le champ magnétique et E l'énergie de la particule en mouvement. Cette fréquence correspond à une énergie caractéristique appelée énergie critique. La longueur d'onde du rayonnement synchrotron s'étale du visible au rayons-X. Pour un aimant comme B1 dont le champ magnétique vaut environ 0,84 T, l'énergie critique vaut environ 11 keV pour le LER et 90 keV pour le HER. La radiation de B1 ne doit pas atteindre le détecteur. Pour un quadripôle comme Q4, l'énergie critique (calculée pour une particule située à un écart standard du centre du faisceau) vaut 2 keV.

En l'absence de protection adaptée, le rayonnement synchrotron peut être une cause d'irradiation considérable de BABAR (en particulier du détecteur de vertex). Les photons peuvent frapper directement le détecteur, traverser la pointe d'un masque, ou être retrodiffusés par des surfaces situées en aval du point d'interaction. Le détecteur est protégé de l'incidence directe du rayonnement synchrotron par des masques conçus pour que les photons qui entrent dans le détecteur aient été diffusés au moins deux fois.

Pour le faisceau de basse énergie, un masque protège B1 (Fig. 3.1) et le point d'interaction du rayonnement engendré par les aimants en amont de B1. Le rayonnement créé par B1 (en amont et en aval du point d'interaction) et Q1 (en aval du point d'interaction) rencontre la paroi séparant les chambres à vide des anneaux de haute et basse énergie dans Q2. Cette paroi est elle aussi protégée par un masque.

Le faisceau de haute énergie est décalé par rapport à l'axe du quadripôle Q4; ceci engendre du rayonnement synchrotron qui est arrêté par un masque protégeant B1 et le point d'interaction. La radiation créée dans B1 ne rencontre aucune surface dans la zone d'interaction et elle est dissipée dans un absorbeur placé à 17 m en aval du point d'interaction. Une contribution des dipôles placés à 30 m et 45 m en amont du point d'interaction doit être prise en compte du point de vue du bruit de fond et de la protection de PEP-II et de BABAR. Peu de photons du rayonnement synchrotron heurtant le détecteur ont une énergie supérieure à 100 keV.

5.1.2 Les interactions entre le faisceau et les particules du gaz résiduel contenu dans le tube à vide

Les particules de faisceau perdues après une interaction avec le gaz résiduel du tube à vide constituent le bruit de fond le plus important et le plus gênant pour BABAR.

Les interactions entre le faisceau et le gaz résiduel dans les chambres à vide sont des diffusions élastique ou inélastique des particules du faisceau dans le champ électrique des noyaux du gaz résiduel. Si la diffusion est élastique, il s'agit d'une diffusion coulombienne dans le champ électrique du noyau des atomes. La particule du faisceau échange de l'impulsion avec le noyau et est déviée de sa trajectoire. Dans le cas où la diffusion est

5.1 Les différents types de bruit de fond

inélastique, la particule émet un photon sous l'action accélératrice du champ électrique d'un noyau. Le photon emporte une fraction de l'énergie de la particule dont la trajectoire est modifiée parfois suffisamment pour qu'elle sorte de l'acceptance de l'accélérateur.

Une faible proportion des particules diffusées par un de ces deux phénomènes provoque un dépôt d'énergie dans la zone d'interaction, mais ce dépôt est important car les particules perdues ont une énergie souvent proche de celle du faisceau. La simulation de l'interaction d'une particule perdue dans la zone montre qu'une gerbe électromagnétique va se développer contenant en majorité des photons, dont l'énergie moyenne est de l'ordre du MeV, et une petite fraction d'électrons.

Nous allons maintenant décrire plus en détail les caractéristiques de ces deux types de bruit de fond.

5.1.2.1 La diffusion coulombienne

La section efficace classique par unité d'angle solide de diffusion d'un électron (ou positron) du faisceau par un noyau du gaz résiduel est donnée par la formule de Rutherford :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2\alpha^2}{4\beta^2p^2\sin^4(\theta/2)} \quad (5.2)$$

où :

- Z est le numéro atomique du noyau diffuseur ;
- α est la constante de structure fine ;
- p est l'impulsion de l'électron diffusé ;
- $\beta = v/c$ est la vitesse de l'électron diffusé ;
- θ est l'angle de diffusion de l'électron.

La section efficace de diffusion coulombienne est maximale pour les petits angles de diffusion et l'énergie des électrons est conservée, donc la plupart des électrons sont seulement faiblement déviés de leur trajectoire nominale et restent dans le paquet de particules du faisceau. Les autres sortent de l'acceptance de la machine et heurtent le tube à vide plus ou moins longtemps après l'interaction selon l'angle de la diffusion. Ils peuvent parcourir plusieurs tours dans l'anneau avant de rencontrer un obstacle. Le bruit de fond potentiellement dangereux pour BABAR vient des particules qui heurtent le tube à vide dans la zone d'interaction. Dans le cas de la diffusion coulombienne, l'interaction avec le gaz peut avoir eu lieu n'importe où dans l'anneau et la particule déposera l'énergie nominale du faisceau dont elle est issue.

Dans ce processus, le paramètre important est l'angle de diffusion coulombienne comparé à la largeur de la distribution angulaire du faisceau à l'endroit où la diffusion coulombienne a eu lieu. Les interactions coulombiennes qui ont lieu aux endroits où les amplitudes d'oscillation bêtatron sont grandes, contribuent d'autant plus au bruit de fond total qu'elles ont lieu à des endroits où la largeur angulaire du faisceau est faible.

Les particules ainsi perdues vont avoir tendance à déposer leur énergie aux endroits où l'optique impose des amplitudes d'oscillation bêtatron grandes par rapport à l'ouverture du tube à vide (comme dans les quadripôles Q4 et Q5 pour le HER).

5.1.2.2 La diffusion accompagnée de bremsstrahlung

La diffusion accompagnée de bremsstrahlung est elle aussi une interaction avec un noyau du gaz résiduel. Elle est accompagnée de l'émission d'un photon dont l'énergie varie entre 0 et l'énergie du faisceau avec un spectre de la forme $\frac{1}{k}$ (où k est l'impulsion du photon émis). Comme pour la diffusion coulombienne, la section efficace de ce processus dépend du carré du numéro atomique de l'atome sur lequel l'électron est diffusé, mais elle fait intervenir en plus les facteurs de forme de l'atome. Le calcul détaillé de cette section efficace se trouve dans la référence [4]. Dans le cas du bremsstrahlung, après l'interaction, l'électron a une énergie inférieure à son énergie nominale. Son orbite devient donc différente de l'orbite initiale. L'électron et/ou le photon peuvent déposer leur énergie dans la zone d'interaction. Le photon ne subit pas l'influence des aimants et suit une trajectoire rectiligne jusqu'à ce qu'il rencontre une paroi du tube à vide. Les particules ayant perdu de l'énergie par bremsstrahlung heurtant les parois dans la zone d'interaction sont surtout celles qui ont interagi près du point d'interaction, mais pas uniquement. Cela dépend de l'acceptance en énergie de la ligne de faisceau.

Les photons qui créent du bruit de fond pour BABAR ont une énergie d'environ 1 GeV. L'énergie des électrons et des photons sera déposée le plus souvent dans la bride entre Q4 et Q2 ou bien dans le masque protégeant B1.

5.1.2.3 Le taux d'interactions faisceau-gaz

Le taux d'interactions faisceau-gaz est proportionnel au nombre de particules du faisceau et au nombre de centres diffuseurs, c'est-à-dire à la pression résiduelle dans le tube à vide. Il dépend aussi du numéro atomique des centres diffuseurs donc de la composition du gaz. Dans tous les modèles que nous utiliserons pour décrire le bruit de fond, nous considérerons donc la «**pression-équivalent-diazote**» qui tient compte de la composition chimique du gaz et du nombre de noyaux. La pression totale est composée d'une pression résiduelle constante indépendante du courant circulant dans l'anneau (appelée pression de base) et d'un terme dynamique proportionnel à l'intensité du faisceau (Sec. 5.1.3). Le taux d'interaction faisceau-gaz s'écrit donc :

$$N_{faisceau-gaz} \propto PI, \quad (5.3)$$

soit

$$N_{faisceau-gaz} \propto P_{base} I + P_{dyn} I^2 \quad (5.4)$$

D'autres phénomènes, qui seront expliqués dans la section 7.2.3.3, peuvent induire une augmentation plus rapide de la pression avec le courant.

L'importance d'obtenir le meilleur vide possible est évidente au vue de l'équation 5.4 et il s'est avéré que dans PEP-II (contrairement à KEK-B) c'est le gaz résiduel qui a été responsable de la majeure partie du bruit de fond au démarrage de l'accélérateur.

5.1.3 Le dégazage des parois du tube à vide

Le dégazage des parois du tube à vide a deux origines :

- le dégazage dû à la température qui est indépendant du courant des faisceaux et contribue à la **pression de base** dans l'anneau;

5.1 Les différents types de bruit de fond

- le dégazage induit par le rayonnement synchrotron [5][6], qui augmente avec le courant.

Le dégazage induit par le rayonnement synchrotron est proportionnel au courant du faisceau et le coefficient de proportionnalité est appelé **pression dynamique**. La pression dynamique dépend du coefficient d'émission secondaire du matériau servant à fabriquer la chambre à vide. Le choix du matériau et la qualité de son état de surface sont très importants pour obtenir de petits coefficients d'émission secondaire. Le gaz désorbé est composé principalement de H_2 , CO , CO_2 , CF_3 et de CH_4 [5].

Au fur et à mesure que la chambre à vide est exposée au rayonnement synchrotron, le dégazage diminue, donc l'augmentation de pression s'atténue au fur et à mesure que le courant intégré augmente. Le faisceau contribue à "nettoyer" les chambres à vide. Le système de vide doit être conçu pour pouvoir pomper l'excédent de gaz au fur et à mesure qu'il apparaît. Les régions de l'anneau, où la pression dynamique est la plus forte sont les arcs, car le rayonnement synchrotron vient essentiellement des dipôles qui courbent les faisceaux et les photons de synchrotron font dégazer les parois des arcs. Des phénomènes d'évolution non linéaire de la pression avec le courant ont été observés. Ils sont décrits dans la section 7.2.3.3.

5.1.4 Les autres types de bruit de fond

Plusieurs autres sources de bruit de fond, moins importantes ont été considérées et sont décrites dans cette section.

5.1.4.1 Le rayonnement venant du tunnel

Chaque paquet de particules est accompagné par un flot de particules issues de gerbes électromagnétiques créées par des particules perdues en amont du point d'interaction. Ces particules sont présentes dans tout le volume du tunnel et cette source n'est pas simulée. Les études menées lors des phases d'étude de l'accélérateur (Chap. 6 et 7) ont montré que ce bruit de fond était significatif pour certains détecteurs. Un blindage constitué de blocs de béton a depuis été mis en place dans le tunnel du HER une quinzaine de mètres en amont du point d'interaction.

5.1.4.2 La photoproduction de hadrons

Il s'agit de l'interaction de débris d'une gerbe électromagnétique avec un nucléon du matériau présent près du point d'interaction. Ce processus est pris en compte dans la simulation des interactions des particules de faisceau perdues dans la zone d'interaction avec GEANT grâce au module GELHAD [7]. Le taux de ces interactions ramené à celui des particules de faisceau perdues est faible et sa contribution mesuré par le *Crystal Ring* (Chap. 6) est négligeable. Par contre, on attend un effet important sur le taux de déclenchement de BABAR.

5.1.4.3 La diffusion Bhabha radiative

Le taux d'événements de diffusion Bhabha radiative :

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma \quad (5.5)$$

est proportionnel à la luminosité. Ce processus fournit des échantillons d'électrons sur une large plage d'impulsion et d'angle, ce qui permet de tester les algorithmes d'identification des électrons. Ce processus a une grande section efficace et les particules émises qui interagissent avec le matériau de la zone contribuent à irradier le détecteur. Cette source d'irradiation reste marginale comparée aux interactions faisceau-gaz.

5.1.5 L'injection des particules

Les sources de bruit de fond détaillées dans le début de cette section dominent lorsque le faisceau est stable, stocké dans l'anneau. Mais au moment de l'injection, il y a de nombreuses particules qui sont perdues, car elles n'arrivent pas tout à fait sur la bonne trajectoire. Le rapport du nombre de particules stockées sur le nombre de particules injectées définit l'efficacité d'injection. Le « Conceptual Design Report » [5] suppose une efficacité d'injection de 75%, dans la pratique, elle est souvent bien supérieure.

Malgré une bonne efficacité d'injection, chaque injection entraîne la perte d'un grand nombre de particules dans la zone d'interaction et une augmentation importante du taux d'irradiation. Certains sous-détecteurs de BABAR peuvent être éteints au moment de l'injection, et cela suffit pour les protéger (par exemple, on peut couper les hautes tensions dans la chambre à dérive pour éviter que les ionisations créées par un trop grand nombre de traces ne l'endommagent). Pour d'autres détecteurs comme le calorimètre et le détecteur de vertex, la dose de radiations déposée lors de l'injection doit être prise en compte dans la mesure de la dose intégrée reçue par le détecteur pour estimer sa durée de vie.

5.2 Les conséquences du bruit de fond pour BABAR

Les conséquences de ce bruit de fond pour BABAR sont de deux types :

- les radiations reçues peuvent à terme endommager certains sous-détecteurs ;
- un bruit de fond trop important perturbe à la fois l'acquisition et l'analyse des données.

BABAR a été conçu pour prendre des données pendant dix ans et donc la dose maximale que chaque sous-système peut recevoir avant de connaître des difficultés de fonctionnement ne devrait, en principe, pas être atteinte avant cette limite.

5.2.1 L'irradiation du détecteur

La limite d'irradiation tolérable est différente pour chaque sous-détecteur, et le type et la quantité de bruit de fond auquel ils sont soumis est aussi différente. Une étude a été menée pour chaque sous-système préalablement à la construction de BABAR [1].

5.2.1.1 Le détecteur de vertex

C'est le détecteur le plus exposé au bruit de fond et il y est aussi très sensible. L'irradiation détériore à la fois les performances du silicium et de l'électronique [8].

L'irradiation du silicium a pour effet d'augmenter le courant de fuite et les capacités parasites. Elle donne lieu à des inversions de type qui diminuent le volume actif du détecteur.

5.2 Les conséquences du bruit de fond pour BABAR

Bien que l'électronique de lecture soit résistante aux radiations, ses performances sont aussi dégradées après irradiation et on observe une augmentation du bruit de fond électronique.

On estime qu'une exposition du détecteur de vertex à 2 Mrad entraîne une dégradation globale de ses performances de 10% à 30%.

Lorsque le bruit de fond instantané devient trop important (supérieur à 1 Rad/ms), il y a un risque d'apparition de *pin holes* (ou « trous d'épingle »). Ce terme désigne le court-circuit d'un condensateur d'isolation qui se traduit par la perte définitive de la piste de silicium correspondante.

Les modules les plus exposés sont ceux du plan horizontal et leur remplacement pourrait être envisagé au bout de 3 ans de fonctionnement.

5.2.1.2 La chambre à dérive

Les fils de la chambre à dérive sont sensibles aux radiations. Si une quantité de charges trop importante est accumulée sur un fil, cela peut entraîner un dépôt d'hydrocarbures polymérisés qui sera responsable de décharges électriques et de fuites de courant, ainsi que d'une dégradation de l'état de surface des fils. La charge intégrée maximale tolérable sans conséquence pour les performances est estimée à 0,1 C/cm. Pour la chambre, il est possible d'éliminer tout problème pendant l'injection en coupant la tension à ce moment là. La seule source de radiations qu'il faut considérer est celle venant des faisceaux en mode collision.

La dose intégrée reçue par l'électronique de la chambre à dérive ne doit pas dépasser 20 krad.

5.2.1.3 Le DIRC

Le DIRC (Sec. 4.4) ne risque pas d'être endommagé par les radiations. La seule préoccupation vient du taux d'occupation qui au delà de 200 kHz par photomultiplicateur induit un temps mort important dans l'acquisition des données.

5.2.1.4 Le calorimètre électromagnétique

Le bruit de fond principal du calorimètre est constitué de photons de basse énergie venant des gerbes créées par les particules de faisceau perdues. Il y a un risque de détérioration significative de la résolution en énergie au fur et à mesure de l'irradiation à cause de la perte d'uniformité spatiale des cristaux. Le calorimètre ne doit pas être irradié au delà de 10 krad. On attend aussi une perte de rendement lumineux, qui peut être calibrée. La partie du calorimètre la plus exposée aux radiations est la partie avant. La partie centrale est moins sensible car elle est plus éloignée du faisceau.

5.2.1.5 Le retour de champ instrumenté

Ce détecteur est protégé par les autres du bruit de fond venant du tube à vide. Par contre il est sensible au rayonnement venant du tunnel qui peut engendrer un signal dans les dernières couches de *Resistive Plate Chambers* Sec. 4.6. Si ce signal est fortuitement associé à une trace hadronique, cette dernière risque d'être identifiée comme un muon. On n'attend pas de problème d'endommagement particulier pour l'IFR.

5.2.2 Acquisition des données et bruit de fond

Le bruit de fond engendre des signaux dans un grand nombre de canaux de lecture de BABAR. Ces signaux peuvent simuler un événement physique accepté par le niveau 1 du système de déclenchement. Le système de d'acquisition n'est alors plus disponible pour traiter un nouvel événement, donc le bruit de fond crée du temps mort. De plus cela augmente le nombre d'événements enregistrés inutilement. Si le taux de déclenchement est trop important, il est nécessaire d'effectuer une sélection plus stricte des événements (par exemple en demandant plus de traces chargées ou bien des traces de meilleures qualité pour le déclenchement lié à la chambre à dérive, en relevant le seuil en énergie déposée dans le calorimètre pour le déclenchement lié aux particules neutres). Ceci se traduit par une inefficacité du système de déclenchement pour les événements que l'on souhaite étudier.

Les signaux venant du bruit de fond vont aussi se mélanger aux signaux venant des événements physique et la quantité d'information enregistrée par événement et le temps nécessaire pour reconstruire un événement augmente.

5.2.3 Reconstruction des événements et bruit de fond

Le fait que les signaux venant du bruit de fond et des interactions e^+e^- se mélangent pose aussi des problèmes pour interpréter le signal venant des détecteurs.

Des taux d'occupations trop élevés dans la chambre à dérive et le détecteur de vertex affectent la qualité de la reconstruction des traces. L'efficacité et la précision des algorithmes de reconstruction des traces chargées est moindre et la résolution que l'on peut obtenir sur la position des vertex de désintégration est moins bonne. De même un bruit de fond trop important dans les cristaux du calorimètre, nous oblige à augmenter le seuil d'énergie déposée à partir duquel un cristal est pris en compte dans la reconstruction. Cela handicape la reconstruction des π^0 à basse énergie et la détermination de leur masse. Or la détection de ces particules est essentielle pour la reconstruction exclusive des mésons B .

5.3 La simulation du bruit de fond

Pour évaluer quantitativement les conséquences du bruit de fond sur BABAR, une première méthode consiste à simuler les sources de bruit de fond décrites dans la section 5.1. Cette section est consacrée à la description des différents outils qui nous permettent de prédire le bruit de fond.

La simulation du rayonnement synchrotron a permis de concevoir un système de masques qui diminue considérablement son impact sur le détecteur.

Pour simuler l'effet des particules de faisceau perdues, nous procédons en deux étapes :

- simuler le transport des faisceaux à travers les différents aimants ainsi que les interactions avec le gaz résiduel du tube à vide (Sec. 5.1). La géométrie décrivant les ouvertures du tube à vide est simplifiée, mais permet de savoir à quel endroit, la particule perdue va déposer son énergie.
- si la particule dépose son énergie près du point d'interaction alors sa trajectoire est simulée à l'aide de GEANT (Sec. 5.3.3). Le modèle géométrique est alors affiné

5.3 La simulation du bruit de fond

et nous pouvons effectuer des études sur la façon dont l'énergie est déposée dans BABAR ou bien dans les détecteurs de bruit de fond.

Pour être complète, cette simulation doit tenir compte des profils de pression à l'intérieur des deux tubes à vide (Sec. 5.3.4). La description des bruits de fond repose sur un certain nombre d'approximations qui limitent son pouvoir prédictif (Sec. 5.3.5).

5.3.1 La simulation du rayonnement synchrotron

La simulation du rayonnement synchrotron est fondée sur le logiciel SYNC_BKG. Ce logiciel permet de simuler les nappes de radiation synchrotron produites par le passage d'un faisceau ayant un profil gaussien dans les aimants de la zone d'interaction. Il tient compte des différents types d'aimants : dipôles, quadripôles (décalés ou non par rapport à l'axe du faisceau, inclinés ou non). Les ouvertures sont modélisées par des cercles, par des ellipses, ou bien par des fentes verticales ou horizontales. Ce programme permet d'étudier la distribution énergétique et spatiale des photons frappant les surfaces du tube à vide et la puissance dissipée par chaque faisceau dans chaque aimant. Un second programme appelé EGS utilise les photons produits par SYNC_BKG pour simuler leur rétro-diffusion sur la surface des masques ainsi que la diffusion par les arêtes des masques. Cette méthode a permis de guider la conception du système de masques de la zone d'interaction. Ces masques sont prévus pour réduire le bruit de fond synchrotron à un niveau tolérable. La mesure du bruit de fond (Chap. 7) a confirmé cette prédiction et montré que le bruit de fond total était dominé par les particules de faisceau perdues.

5.3.2 La simulation des interactions faisceau-gaz avec DECAY TURTLE

La simulation des interactions entre le faisceau et le gaz résiduel du tube à vide est assurée par le logiciel DECAY TURTLE [9]. Il simule le transport de particules du faisceau une à une en tenant compte de modèles détaillés pour les éléments optiques (dipôles, quadripôles et sextupôles) de la ligne de faisceau. Les aberrations chromatiques et géométriques sont prises en compte dans le calcul de la trajectoire. La trajectoire de chaque particule est simulée jusqu'à ce qu'elle arrive à la fin de la ligne de faisceau (dans notre cas cela correspond à un tour dans l'anneau de PEP-II) ou qu'elle soit arrêtée par une restriction d'ouverture. Ces dernières sont modélisées par des plans infinis (perpendiculaires à la trajectoire du faisceau) dans lesquelles sont pratiquées des ouvertures elliptiques ou rectangulaires. Les particules arrêtées par des ouvertures dans la région comprise entre plus ou moins huit mètres autour du point d'interaction sont sélectionnées et leur propagation dans la zone d'interaction est affinée à l'aide d'une simulation fondée sur GEANT.

DECAY TURTLE permet en outre de simuler la désintégration de particules du faisceau et de propager jusqu'à deux particules filles issues de cette désintégration. C'est cette fonctionnalité qui est utilisée pour simuler la diffusion coulombienne et la diffusion accompagnée de bremsstrahlung de particules du faisceau par le gaz résiduel du tube à vide : les particules diffusées (e^\pm , γ) sont traitées comme des particules filles et transportées le long de la ligne de faisceau.

Le taux d'interaction faisceau-gaz dépend de la pression et du courant. Les particules de faisceau perdues sont engendrées en supposant une pression uniforme sur toute la cir-

zone	HER	LER
0	4 m \rightarrow -4 m	-4 m \rightarrow 4 m
1	-4 m \rightarrow -26 m	4 m \rightarrow 10 m
2	-26 m \rightarrow -42 m	10 m \rightarrow 21 m
3	-42 m \rightarrow -66 m	21 m \rightarrow 36 m
4	-66 m \rightarrow -2196 m	36 m \rightarrow 62 m
5	—	62 m \rightarrow 2196 m

TAB. 5.1 – Définition des zones pour le HER et le LER

conférence de l’anneau et un certain courant. La dépendance du bruit de fond en fonction du courant est étudiée en utilisant la simulation normalisée à une pression de 1 nTorr et un courant de 1 A et en repondérant la quantité de bruit de fond trouvée dans la zone d’interaction grâce à un modèle de pression qui tient compte de la variation de la pression avec le courant et de la pression résiduelle (Sec. 5.3.4).

DECAY TURTLE permet déjà d’étudier la quantité d’énergie (par unité de pression, d’intensité de faisceau et par microseconde) déposée près du point d’interaction par les particules perdues en fonction de l’endroit où l’interaction faisceau-gaz a eu lieu. Les figures 5.1 et 5.2 montrent la distribution de la location des interactions gaz-faisceau qui donnent lieu à un dépôt d’énergie entre ± 8 m autour du point d’interaction. Cette distribution est pondérée par l’énergie de la particule diffusée. La contribution de chaque type d’interaction (coulombienne ou bremsstrahlung) et de particule (électron ou photon) est donnée séparément. Quel que soit l’endroit où elle a eu lieu, une interaction coulombienne peut provoquer un dépôt d’énergie dans la zone d’interaction. Les parties de l’anneau qui contribuent le plus au bruit de fond sont celles où les fonctions β sont grandes. En ce qui concerne le bruit de fond lié au phénomène de bremsstrahlung, la majeure partie du bruit de fond induit par les électrons provient d’interactions qui ont eu lieu dans les 100 derniers mètres. Les photons ne peuvent être détectés que si ils ont été émis dans les 20 ou 30 derniers mètres. Ce type d’étude permet de segmenter chacun des deux anneaux en zone en fonction de la nature et de l’importance de leur contribution au bruit de fond total (Tab. 5.1)¹.

La définition des zones est empirique, mais le même découpage apparaît dans l’analyse du bruit de fond simulé pour les différents détecteurs. Ce découpage a été compris en étudiant la ligne de faisceau : pour le HER, l’effet de la diffusion accompagnée de bremsstrahlung est différent dans les trois premières zones à cause de la configuration des aimants de courbure dans S2A. La distribution du bruit de fond venant de la dernière zone (essentiellement dû à la diffusion coulombienne) s’explique par le fait que les fonctions β sont constantes sur l’ensemble de l’anneau sauf dans S10 et de part et d’autre du point d’interaction, où elles sont plus grandes.

1. Le système de coordonnées utilisé dans la simulation est le suivant :

- l’axe z est défini par la direction et l’orientation des électrons (faisceau de haute énergie)
- l’axe y est l’axe vertical
- l’axe x complète le trièdre direct
- l’origine est définie telle que le point d’interaction ait pour position nominale (0.,0.37,0.) (en cm)

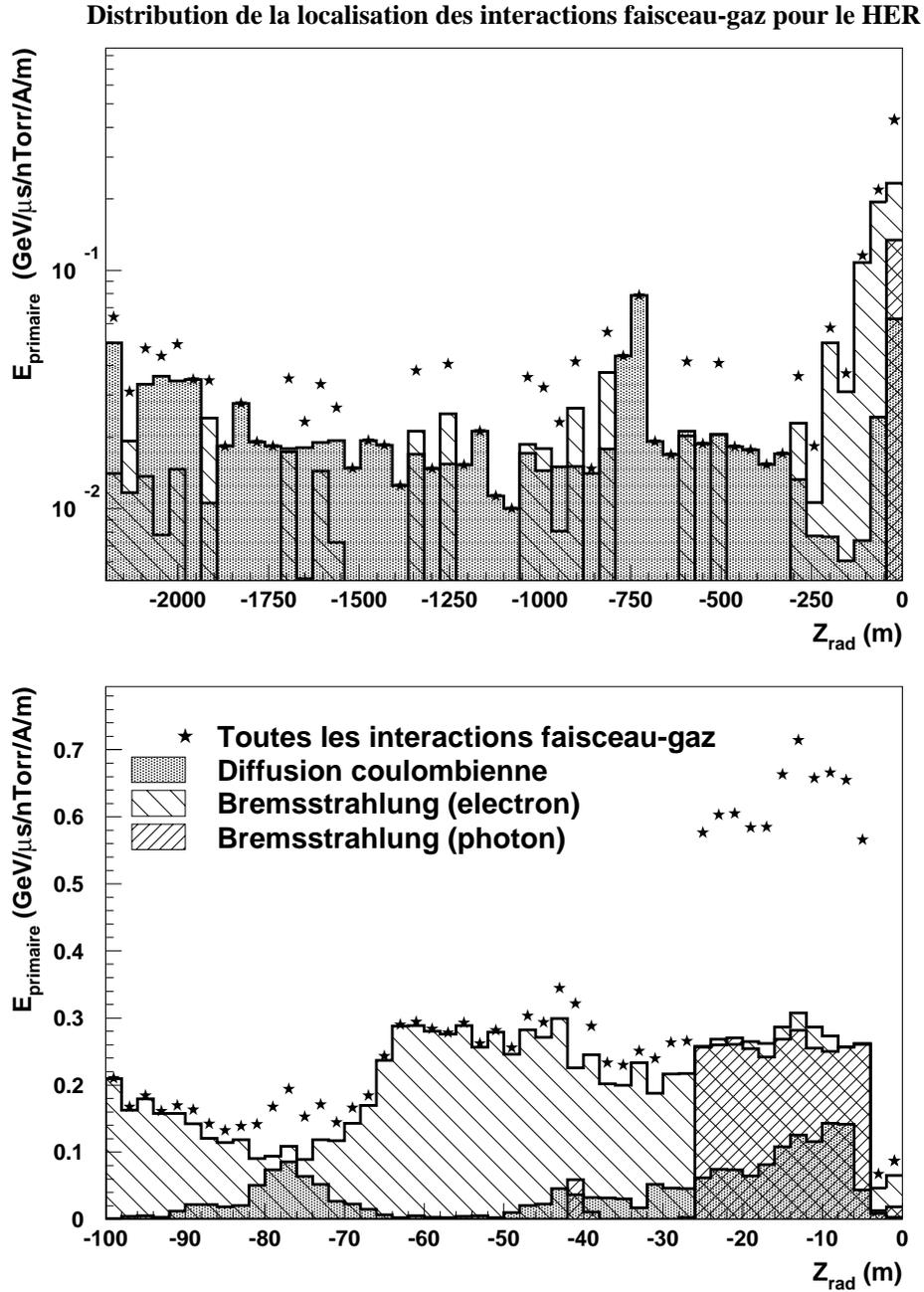


FIG. 5.1 – Distribution de la location des interactions faisceau-gaz résiduel dans le HER déposant de l'énergie entre $\pm 7,5$ m et pondérée par l'énergie de la particule perdue, pour tout l'anneau (figure du haut) et pour les 100 derniers mètres (figure du bas). Les étoiles représentent le total de l'énergie déposée, les histogrammes hachurés les différentes contributions au bruit de fond total.

Distribution de la localisation des interactions faisceau-gaz pour le LER

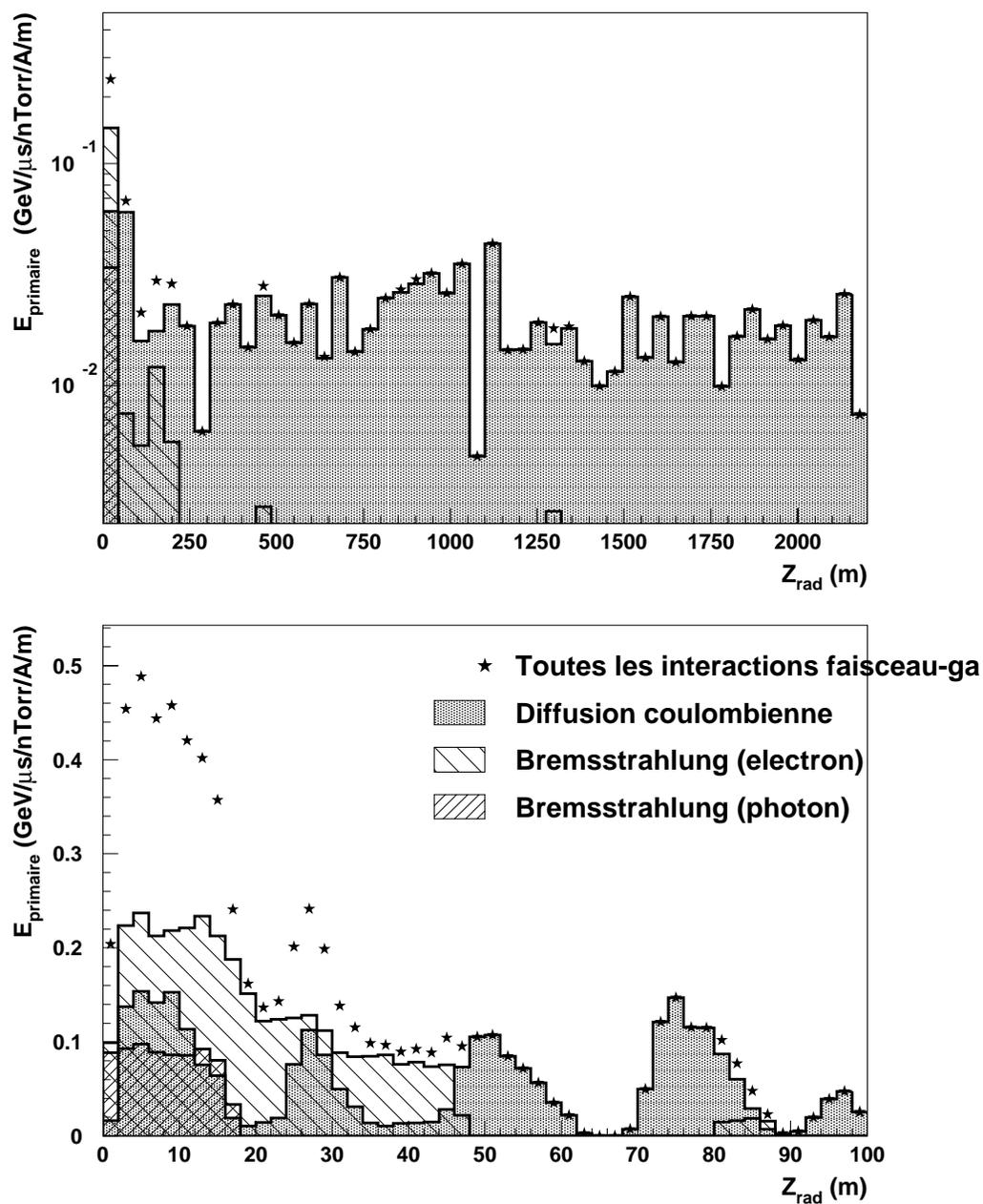


FIG. 5.2 – Distribution de la location des interactions faisceau-gaz résiduel dans le LER déposant de l'énergie entre $\pm 7,5$ m et pondérée par l'énergie de la particule perdue, pour tout l'anneau (figure du haut) et pour les 100 derniers mètres (figure du bas). Les étoiles représentent le total de l'énergie déposée, les histogrammes hachurés les différentes contributions au bruit de fond total.

5.3.3 La propagation des particules de faisceau perdues dans la zone d'interaction avec GEANT

TURTLE permet de simuler les pertes de faisceau dues au bremsstrahlung et à la diffusion coulombienne pour un tour complet d'anneau, en supposant une pression uniforme et un courant donnés. Pour estimer plus précisément la répartition du bruit de fond dans la zone d'interaction, ainsi que ses conséquences sur les différents sous-détecteurs de BABAR (taux d'occupation, dose reçue), les différents éléments (aimants, tubes à vide, masques, etc...) situés entre ± 8 m autour du point d'interaction sont modélisés (Fig. 5.3) avec un grand niveau de détail dans le cadre de la simulation de BABAR qui utilise le programme BBSIM, fondé sur la version 3.21 du logiciel GEANT [10]. La position et l'impulsion des particules ayant subi une interaction faisceau-gaz et pour lesquelles TURTLE a prédit qu'elles donneraient lieu à un dépôt d'énergie dans la zone d'interaction (± 8 m autour du point d'interaction) sont enregistrées. À partir de ces informations, ces particules sont propagées par GEANT dans la zone d'interaction en tenant compte de la description détaillée des matériaux et des champs magnétiques présents.

La réponse des différents détecteurs de bruit de fond (Chap. 6) mis en place pour étudier l'accélérateur avant l'installation de BABAR a été simulée à l'aide de BBSIM. Ceci a permis de confronter les prédictions de la simulation aux mesures effectuées. Notamment, pour le *Crystal Ring* (Sec. 6.2), une simulation complète de la structure mécanique et des modules (cristaux de CsI(Na) dans leur boîte, photomultiplicateurs et leur blindage) a été réalisée (Fig. 5.4). La réponse du *Crystal Ring* est estimée en comptabilisant pour chaque particule de faisceau perdue, l'énergie que les particules de la gerbe déposent dans les cristaux. Les effets de résolution et ceux liés à la réponse des photomultiplicateurs n'ont pas été simulés. L'erreur systématique associée à ces simplifications reste petite devant les incertitudes expérimentales.

5.3.4 L'estimation des profils de pression

Pour la simulation des interactions faisceau-gaz, la connaissance de la façon dont les particules de faisceau perdues interagissent près du point d'interaction n'est pas suffisante. Il faut connaître le taux d'interaction, qui est fixé par la pression dans le tube à vide. Cette pression a deux composantes : une pression de base présente en l'absence de courant dans les anneaux, et une pression dynamique venant du dégazage des parois qui dépend de l'intensité du faisceau.

La simulation que nous avons décrite dans les deux paragraphes précédents (supposant une pression uniforme et un courant fixés), permet de prédire la sensibilité de BABAR et des détecteurs de bruit de fond pour chacune des zones définies dans le tableau 5.1. Cette sensibilité est exprimée sous la forme d'une énergie par unité de temps, d'intensité de faisceau, de pression (corrigée de la composition chimique du gaz), et de longueur.

Pour pouvoir comparer le bruit de fond mesuré à celui prédit, nous devons ensuite estimer les pressions de base et dynamique dans chacune des zones et pondérer la sensibilité

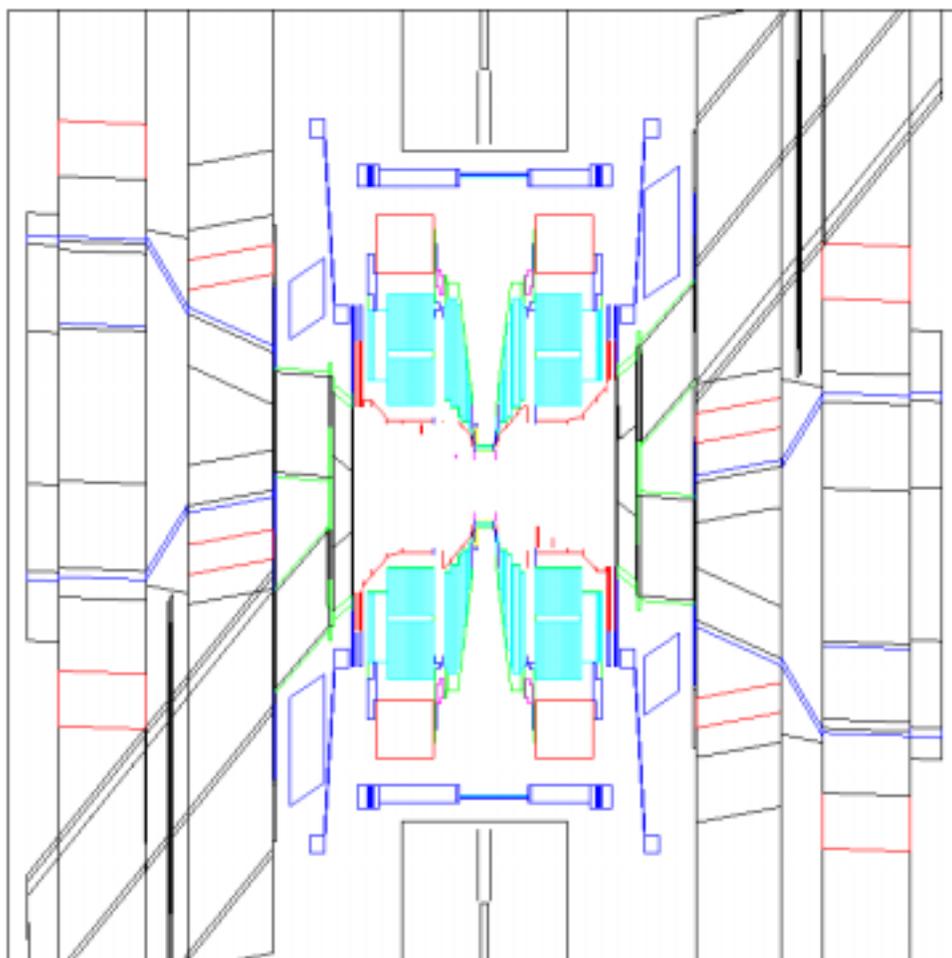


FIG. 5.3 – Géométrie de la zone d'interaction (vue dans le plan horizontal $x-z$). L'échelle est compressée en z d'un facteur 35 environ : la longueur de la zone simulée en z est 16 m, le rayon du tube à vide au point d'interaction est 2,5 cm.

5.3 La simulation du bruit de fond

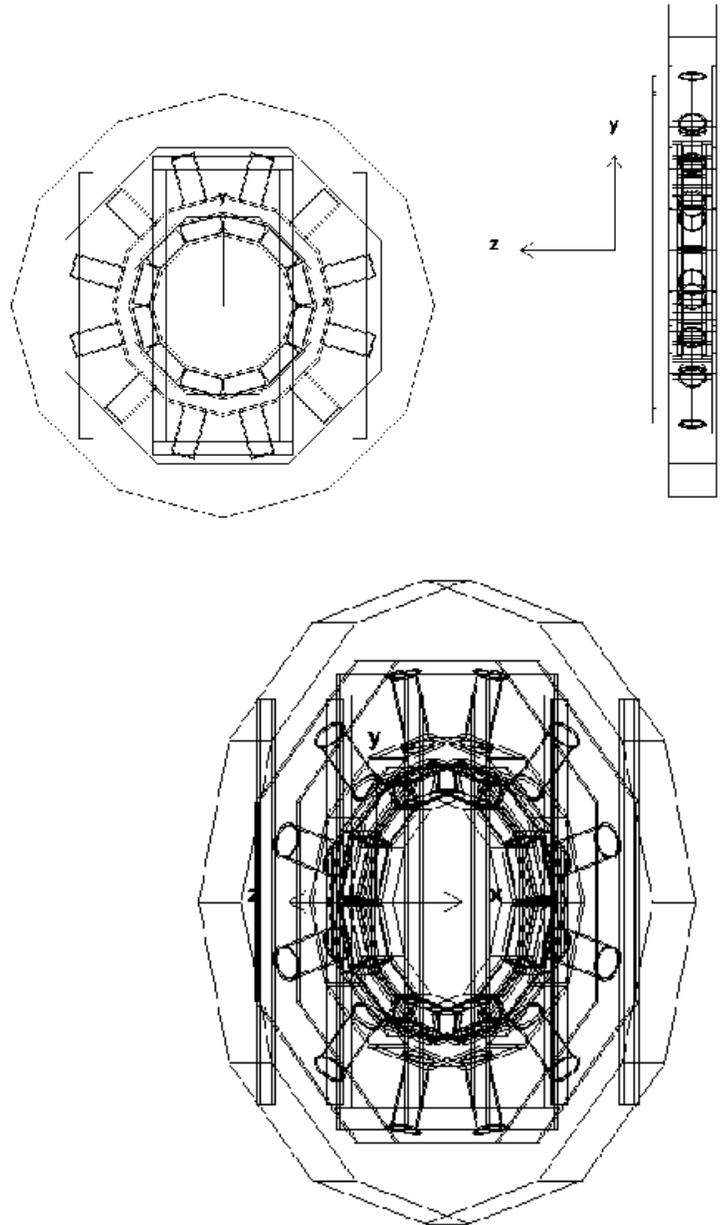


FIG. 5.4 – Géométrie du Crystal Ring simulée dans GEANT (dans les plans $x-y$, $z-y$ et en perspective) L'axe z suit la direction du faisceau de haute énergie et y est l'axe vertical. Cette simulation tient compte de la structure porteuse du Crystal Ring. Les boîtes parallélépipédiques représentent les cristaux de CsI(Na) et leur emballage. Elles sont surmontées de cylindres qui représentent le blindage des photomultiplicateurs. Le rayon intérieur du Crystal Ring vaut 30 cm

déduite de la simulation par la pression et le courant², selon la formule suivante :

$$E(\text{MeV}/\mu\text{s}) = \sum_{i=1}^{n_{zone}} S^{(i)}(P_{base}^{(i)} + P_{dyn}^{(i)} I) I L^{(i)} \quad (5.6)$$

où

- $S^{(i)}$ est la sensibilité de la zone i en $\text{MeV}/\mu\text{s}/\text{nTorr}/A/\text{m}$ estimée par simulation ;
- $P_{base}^{(i)}$ et $P_{dyn}^{(i)}$ sont les pressions (équivalent azote) de base et dynamique de la zone i ;
- $L^{(i)}$ est la longueur de la zone i ;
- n_{zone} est le nombre de zones pour l'anneau considéré ;
- I est le courant circulant dans l'anneau.

Des études ont donc été faites pour déterminer les deux composantes de la pression dans les différentes zones de chaque anneau ainsi que la composition du gaz.

5.3.4.1 Relation entre la pression moyenne dans l'anneau et le temps de vie du faisceau

Le nombre de particules perdues entre deux instants t et $t + dt$ dépend du taux d'interaction faisceau-gaz et du pourcentage de particules ayant interagi qui quittent le faisceau. Si on suppose que les interactions faisceau-gaz sont l'unique source de pertes de faisceau on peut écrire :

$$N(t + dt) - N(t) \propto -(\langle P \rangle N(t) \sigma_{faisceau-gaz} \varepsilon) dt \quad (5.7)$$

où

- $\langle P \rangle$ est la pression moyenne dans le tube à vide ;
- $\sigma_{faisceau-gaz}$ est le taux d'interaction entre une particule du faisceau et le gaz résiduel ;
- $N(t)$ est le nombre de particules dans le faisceau ;
- ε est la fraction de particules ayant interagi qui quittent le faisceau.

ε dépend des limitations d'ouverture du tube à vide, des fonctions optiques mais pas de l'intensité du faisceau.

On peut réécrire l'équation 5.7 sous la forme :

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{\langle P \rangle}{C} N(t) \quad (5.8)$$

où C est une constante propre à chaque anneau.

Soit pour le temps de vie du faisceau :

$$\tau = \frac{C}{\langle P \rangle} \quad (5.9)$$

La constante C a été estimée à 31 nTorr-h pour l'anneau de haute énergie et 16 nTorr-h pour l'anneau de basse énergie [5]. La pression moyenne dans l'anneau peut être déduite à

2. Dans le cas où le rayonnement synchrotron est responsable de ce dégazage, la pression dynamique est proportionnelle à l'intensité du faisceau et c'est ce cas que nous considérons dans la simulation.

5.3 La simulation du bruit de fond

partir de la mesure du temps de vie pour différentes valeurs du courant de faisceau Fig. 5.5. Ceci détermine les pressions de base et dynamique utilisées pour simuler le bruit de fond provenant de la dernière zone de chacun des deux anneaux (Tab. 5.1) qui représente plus de 95% de la longueur de l'anneau et dans laquelle la sensibilité aux interactions faisceau-gaz est à peu près constante.

5.3.4.2 Estimation de la pression dans la section droite en amont du point d'interaction

Comme le montrent les figures 5.1 et 5.2, BABAR n'est pas sensible de la même manière aux interactions faisceau-gaz selon l'endroit où elles ont lieu. Dans les 70 derniers mètres avant le point d'interaction, les diffusions d'électrons (ou de positrons) sur les noyaux du gaz résiduel entraînent des dépôts d'énergie importants près du point d'interaction. Le système de vide a donc été conçu pour que le vide dans la dernière section droite soit meilleur que dans le reste de l'anneau. On ne peut donc pas utiliser l'information venant du temps de vie pour estimer la pression dans ces zones.

Pour les zones les plus proches du point d'interaction, deux approches sont possibles.

On peut utiliser la relation de proportionnalité entre la pression et le courant mesuré par les pompes à ions. Nous savons que les mesures données par les pompes ne sont pas très fiables dans la mesure où différents types de pompes donnent des résultats différents en présence de faisceau et où le coefficient de proportionnalité dépend de la composition du gaz. La pression est déduite du courant mesuré avec les pompes à ions : en effet, le nombre d'ions recoltés est proportionnel à la pression dans le tube à vide. Ce courant mesuré est sensible aux électrons engendrés par le rayonnement synchrotron, ce qui biaise, la détermination de la pression. Une autre estimation consiste à calculer le profil de pression, grâce à la méthode décrite dans le « CDR » [5]. Le calcul tient compte de la puissance de pompage, du coefficient d'émission secondaire des parois des chambres à vide, de la puissance synchrotron absorbée par les parois et de la composition du gaz désorbé.

Cette deuxième méthode paraît la plus fiable, sa précision est cependant limitée à un facteur deux au mieux.

5.3.5 Les limitations de cette simulation

Nous venons de décrire les principes de la simulation du bruit de fond lié au gaz résiduel. Avant même de comparer cette simulation aux mesures, nous savons qu'elle contient un certain nombre d'approximations que nous allons résumer ici, en ordre d'importance décroissante :

- les particules ayant subi une diffusion coulombienne qui interagissent après avoir parcouru plus d'un tour dans l'anneau sont négligées ; cet effet a été simulé par T. Fieguth avec le logiciel multitours LEGO (indépendant du reste de la simulation), et il pourrait être de l'ordre de 5 à 10 ;
- l'incertitude associée à la détermination de la pression dans l'anneau est grande (on ne peut pas exclure une erreur d'un facteur deux) ;
- la simulation de la trajectoire du faisceau dans l'anneau est fondée sur les paramètres nominaux de la machine (optique, corrections de trajectoire, etc...) et les

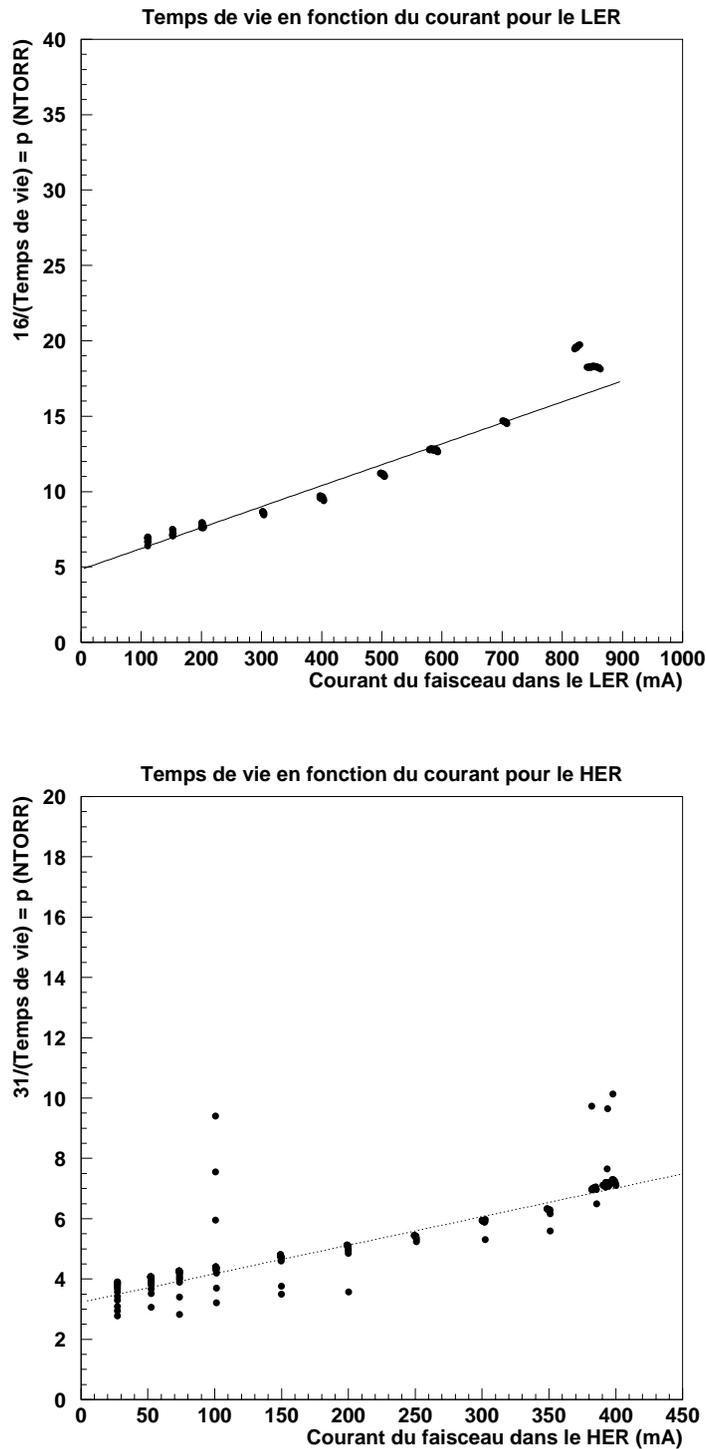


FIG. 5.5 – Le temps de vie du faisceau dépend du courant dans l’anneau. La relation entre l’inverse du temps de vie et le courant est liée au dégazage des parois du tube à vide. Elle est linéaire si le dégazage vient uniquement du rayonnement synchrotron. L’inverse du temps de vie est proportionnel à la pression moyenne dans l’anneau.

5.3 La simulation du bruit de fond

modifications de ces paramètres nécessaires à l'optimisation du fonctionnement de PEP-II ne sont pas simulés et peuvent affecter de façon importante la répartition de l'énergie dans la zone d'interaction ;

- les profils de pression que nous pouvons déduire des données ne sont pas très détaillés, notamment dans la zone au-delà de 100 m après le point d'interaction où une simulation complète nécessiterait de connaître les variations de la pression en fonction des variations des fonctions β .

Bibliographie

- [1] BABAR collaboration, «BABAR Technical Design Report», SLAC-R-95-457, march 1995
- [2] [1], Chap. 12
- [3] J.D. Jackson, «Classical Electrodynamics», second edition, 1975, pp. 672-678
- [4] W. Heitler, « Quantum theory of Radiation », Oxford, 1954, 3rd edition
- [5] «PEP-II: An Asymmetric *B* Factory: *Conceptual Design Report*», SLAC-PUB-418, 1993
- [6] O. Gröbner, A. G. Mathewson, H. Störi, P. Strubin, R. Souchet, « Studies of photon induced gas desorption using synchrotron radiation », *Vacuum*, **Vol. 33**, pp 397-406 (1983)
- [7] A. Snyder, «Simulation of Electro-production Backgrounds », *proceedings of the second workshop on backgrounds at the machine detector interface*, Honolulu, Hawaii, March 1997.
- [8] Tim Meyer, « SVT Radiation Strategies »
, http://hep.stanford.edu/babar/monitoring/svtrad/docs/svt_rad_strategies_01_13_2000.ps
- [9] K.L. Brown et Ch. Iselin, « Decay TURTLE », CERN Library Long Writeup, CERN 74-2
- [10] Application Software Group, « GEANT : detector description and simulation tool », CERN Library Long Writeup W5013 (1993)

Chapitre 6

Le *Crystal Ring*: un détecteur de bruit de fond

Contents

6.1	Le programme d'étude du bruit de fond à PEP-II	116
6.2	La conception du <i>Crystal Ring</i>	118
6.2.1	Description d'un module du <i>Crystal Ring</i>	118
6.2.2	La structure mécanique d'ensemble	120
6.3	L'électronique d'acquisition	121
6.3.1	Description du circuit électronique d'acquisition	121
6.3.2	Le contrôle à distance de l'acquisition	124
6.3.3	La linéarité de l'ADC et la fraction du signal intégrée	124
6.4	L'étalonnage en énergie	126
6.4.1	Les sources d'étalonnage en énergie	126
6.4.1.1	L'étalonnage en énergie avec le ^{40}K	127
6.4.1.2	L'étalonnage en énergie avec les muons cosmiques	128
6.4.2	Le signal engendré par le bruit de fond	133
6.4.3	La mesure du gain des photomultiplicateurs en fonction de la haute tension	133
6.4.4	La relation entre le SAM et l'ADC	137
6.4.5	Formule d'étalonnage et erreurs associées	138
6.4.5.1	Détermination de la position du pic cosmique	140
6.4.5.2	Correction de porte	140
6.4.5.3	Détermination de la position de la source avec l'ADC	140
6.4.5.4	Extrapolation du gain de la tension d'étalonnage à la tension de mesure du bruit de fond.	140
6.5	Conclusion	141

Comme le chapitre 5 le montre, à cause des contraintes imposées par la haute luminosité requise, le collisionneur PEP-II engendre un bruit de fond important (très supérieur à ceux observés sur les collisionneurs e^+e^- en service de la génération précédente). La description du bruit de fond dans la simulation n'est pas assez fiable pour constituer la seule estimation du bruit de fond auquel BABAR sera confronté. Les premiers essais de l'accélérateur ont procédé en parallèle avec l'assemblage du détecteur et il a été possible de mesurer directement le niveau de bruit de fond avant que BABAR ne soit installé sur le faisceau. À cet effet, une dizaine de détecteurs ont été installés près du point d'interaction.

La première section de ce chapitre donne les grandes lignes du programme d'étude du bruit de fond. La suite du chapitre décrit de façon complète le *Crystal Ring* (un des détecteurs mentionnés ci-avant) : sa structure mécanique (Sec. 6.2), son électronique d'acquisition (Sec. 6.3), son étalonnage (Sec. 6.4).

6.1 Le programme d'étude du bruit de fond à PEP-II

Le but des études de bruit de fond auprès de PEP-II est multiple :

- mesurer le bruit de fond machine pour améliorer sa simulation et prédire de la façon la plus réaliste possible quelles seront ses conséquences sur BABAR, à la fois en termes de dommages causés par les radiations et de limitations des performances (taux de déclenchement, reconstruction des événements) ;
- développer les procédures de réglage des paramètres de PEP-II et identifier les possibilités d'amélioration du bruit de fond ;
- développer l'instrumentation et les procédures visant à protéger BABAR de pertes de faisceau excessives.

PEP-II a obtenu son premier faisceau stable d'électrons en mai 1997. La zone d'interaction était alors incomplète et permettait de tester seulement l'anneau de haute énergie (HER). La partie de la région d'interaction comprise entre les quadripôles de focalisation Q4 ($\pm 3,70$ m autour du point d'interaction) était constituée d'un tube à vide temporaire conçu pour que les distances entre la trajectoire du faisceau et les parois du tube à vide, soient semblables dans cette géométrie temporaire, et dans la géométrie nominale. Un masque provisoire était censé simuler l'effet du masque protégeant B1 dans la configuration nominale. Mais les dipôles B1 et les quadripôles Q1 n'étaient pas présents dans cette configuration. L'anneau de haute énergie a été étudié seul pendant plusieurs périodes d'essai (Tab. 6.1). La zone finale a été installée au printemps 1998 et les tests de l'anneau de basse énergie (LER) ont débuté en juillet. Des problèmes de fuites dans les chambres à vide ont empêché de faire des mesures de bruit de fond exploitables, mais les premières interactions faisceau-faisceau ont été observées. De novembre 1998 à février 1999, les deux anneaux ont pu être étudiés et les tests de collisions ont permis d'atteindre la luminosité de $\mathcal{L} = 5.10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Les chambres (temporaires) des quadripôles Q2 n'étaient pas suffisamment refroidies pour être utilisées avec les courants nominaux de PEP-II.

Pour mesurer le bruit de fond engendré par PEP-II, la zone d'interaction a été équipée de détecteurs [1] dont certains sont des modèles réduits de sous-détecteurs de BABAR : leurs résultats sont facilement extrapolables au futur détecteur. D'autres ont été spécialement conçus pour étudier le bruit de fond. La diversité et la complémentarité des détecteurs installés permet de mesurer le niveau des différents types des bruits de fond

6.1 Le programme d'étude du bruit de fond à PEP-II

Période d'essai	Études possibles
Mai-Juin 1997	HER seulement Premier faisceau stable
Septembre-Octobre 1997	HER seulement
Janvier 1998	HER seulement Courant de 750 mA atteint
Juillet 1998	HER et LER complets Zone d'interaction finale (sauf le solénoïde) Premières collisions
Novembre-Décembre 1998	HER et LER Zone d'interaction finale (sauf le solénoïde) $I_{LEB} < 300mA$ $I_{HEB} < 300mA$
Janvier-Février 1999	HER et LER Zone d'interaction finale (sauf le solénoïde) $I_{LEB} < 1000mA$ $I_{HEB} < 500mA$ $\mathcal{L} = 5.10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

TAB. 6.1 – Calendrier des périodes d'essai

ainsi que leur distribution dans la zone d'interaction.

- (a) Une *caméra mobile à rayons X* composée d'un cristal de cadmium-zinc-telluride sensible aux photons entre 10 keV et 100 keV mesurait la distribution du rayonnement synchrotron autour du point d'interaction.
- (b) Les *Pins Diodes* [2] sont des photodiodes au silicium montées à l'extérieur du tube à vide. Elles sont sensibles à la fois au rayonnement synchrotron et aux particules de faisceau perdues. Ces détecteurs sont maintenant utilisés dans BABAR pour contrôler la dose de radiation (instantanée et intégrée) reçue dans les parties sensibles du détecteur.
- (c) La *Straw Chamber* est une chambre à pailles qui faisait partie de l'expérience "Crystal Ball". Elle était placée autour du tube à vide, son rayon interne étant de 6 cm et son rayon externe de 14,2 cm pendant les périodes où seul l'anneau de haute énergie était en fonctionnement. Elle est sensible aux particules chargées des gerbes venant des particules de faisceau perdues. Lorsque la zone d'interaction finale a été installée, une *mini chambre à projection temporelle* placée à l'intérieur du Support Tube a permis de couvrir la zone entre 5 cm et 10 cm autour du point d'interaction.
- (d) La *mini chambre à projection temporelle (miniTPC)* [3][4] mentionnée dans le paragraphe précédent a permis de reconstruire les trajectoires des traces chargées contenues dans les gerbes issues des interactions des particules de faisceau perdues dans la région d'interaction (IR-2). Elle a commencé à prendre des données en janvier 1998 à côté de la ligne de faisceau et a été installée autour du point d'interaction en juillet 1998. Son acceptation azimuthale a été réduite pour permettre d'insérer un

prototype du futur détecteur de vertex de BABAR. La miniTPC est sensible aux traces chargées dont l'énergie est supérieure à 1 MeV.

- (e) Le détecteur de vertex étant le sous-détecteur de BABAR le plus proche du point d'interaction, il est très exposé aux radiations. Sa tenue aux radiations et l'occupation du détecteur ont été testées à partir de novembre 1998 avec un prototype de module identique à ceux constituant le détecteur au silicium de BABAR.
- (f) Le *Crystal Ring* [5] est un anneau de cristaux de CsI(Na) qui sera décrit en détail dans la suite de ce chapitre. Il permettrait une étude optimale des photons dont l'énergie est de l'ordre de 1 MeV. Les particules de faisceau perdues en interagissant avec les éléments du tube à vide créent des gerbes électromagnétiques essentiellement composées de photons qui ont une énergie moyenne de 1,5 MeV. Le *Crystal Ring* est aussi sensible au rayonnement synchrotron. Une grande quantité de rayons X (10-100 keV) et l'énergie ainsi dissipée crée un signal qui peut atteindre plusieurs MeV/ μ s dans le *Crystal Ring*. Les détecteurs placés à l'intérieur du "*Support Tube*" atténuent l'effet du rayonnement synchrotron. La structure du *Crystal Ring* est montée sur des rails et il est possible de le déplacer de ± 1 m autour du point d'interaction, ce qui nous apporte des renseignements supplémentaires sur la répartition du bruit de fond dans la zone.
- (g) Une particule traversant le tank à eau du DIRC (Sec. 4.4.2) crée de la lumière Cerenkov dans l'eau et produit un bruit de fond susceptible de détériorer la reconstruction de l'angle Cerenkov des particules ayant traversé le quartz. Un détecteur Cerenkov composé d'une petite cuve d'eau et de tubes photomultiplicateurs (mini-SOB) a permis de mesurer ce type de bruit de fond. Son déclenchement est assuré par des plans de scintillateurs. Un module du *Crystal Ring* (cristal et photomultiplicateur, cf. paragraphe 6.2.1) a été placé sur le miniSOB, pour aider à interpréter les résultats obtenus par le miniSOB.
- (h) Un calorimètre composé de quatre cristaux de CsI(Tl) identiques à ceux constituant le calorimètre de BABAR et lus par des photomultiplicateurs a mesuré le bruit de fond à l'emplacement actuel de la partie avant du calorimètre électromagnétique qui est la plus exposée aux radiations. Il a été installé en janvier 1999.

6.2 La conception du *Crystal Ring*

Nous allons maintenant décrire le *Crystal Ring* qui est le détecteur sur lequel le travail présenté dans ce mémoire de thèse a porté.

Le *Crystal Ring* est un calorimètre constitué de douze cristaux de CsI(Na) montés en anneau autour du tube à vide de PEP-II. La lumière venant des cristaux est collectée par des tubes photomultiplicateurs. La construction de ce détecteur est le fruit de la collaboration entre les laboratoires de Saclay, du LAPP-Annecy, et de SLAC.

6.2.1 Description d'un module du *Crystal Ring*.

Un module du *Crystal Ring* est composé d'un cristal, d'un guide de lumière et d'un photomultiplicateur. Douze de ces modules sont disposés en anneau autour du tube à vide (Fig. 6.1 et 6.2).

6.2 La conception du *Crystal Ring*

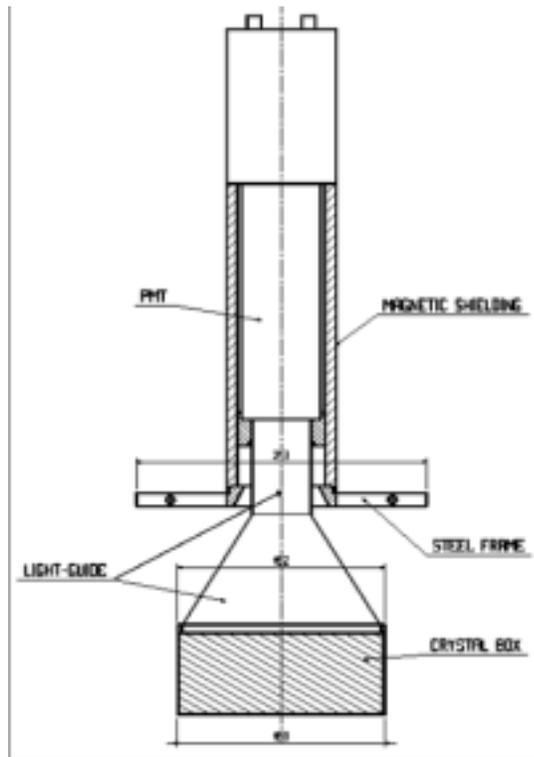


FIG. 6.1 – Un module du *Crystal Ring* (coupe)

Chaque cristal mesure $6\text{ cm} \times 6\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ (r, z, ϕ) et couvre un angle de 30° en ϕ . L'épaisseur de 6 cm correspond à 3,2 longueurs de radiation. Les cristaux de CsI(Na) ont un rendement particulièrement élevé : environ 40000 γ sont produits par MeV d'énergie déposée. Le maximum du spectre d'émission se situe dans le bleu (420 nm). Le CsI(Na) a un temps de désexcitation d'environ de 630 ns, ce qui est long comparé au CsI non dopé (10 ns) ou à des scintillateurs organiques (2-3 ns).

Les cristaux sont enveloppés dans trois couches de PTFE-Téflon (PolyTetraFluoroEthylène) et dans une couche de 650 μm de Mylar aluminisé. Des tests effectués au LAPP ont montré que le PTFE associé au Mylar permettait de minimiser les pertes de lumière.

Ainsi enveloppés, les cristaux sont placés dans des boîtes en aluminium fixées à la structure principale en acier.

Les photons émis dans les cristaux sont ensuite réfléchis vers des tubes photomultiplicateurs. Les guides de lumière sont des boîtes en aluminium de forme pyramidale, remplies d'air. La réflectivité des parois du guide est aussi assurée par trois couches de PTFE et une couche de Mylar.

Le choix d'une géométrie pyramidale (Fig. 6.1 et 6.2) permet d'obtenir une meilleure uniformité spatiale de la lumière collectée. Comme la section du guide à la jonction guide-boîte est égale à celle du cristal puis diminue jusqu'à correspondre à celle du photomultiplicateur, le pourcentage de photons reçus dans le photomultiplicateur dépend moins de l'endroit où l'énergie a été déposée dans le cristal que dans le cas d'une géométrie cylindrique à section constante.

Les tubes photomultiplicateurs sont de marque Philips XP2020 [7], leur photocathode est de type bialcaline et ils possèdent douze étages. Leur efficacité quantique est de 25%

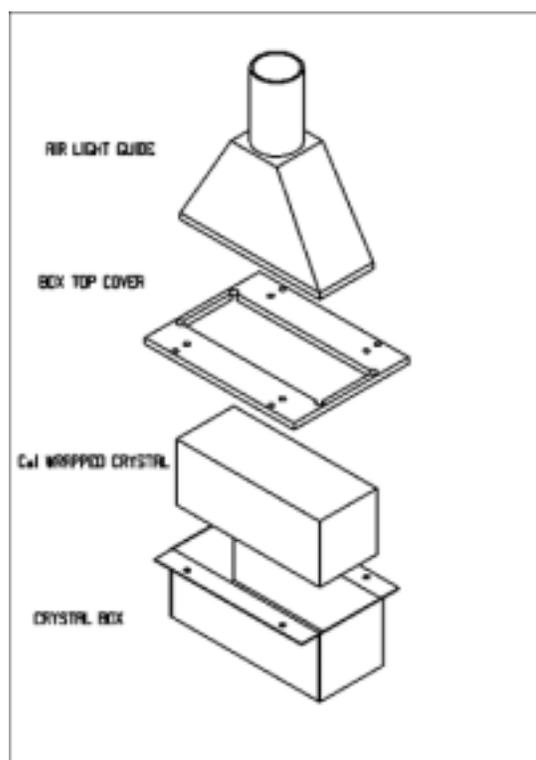


FIG. 6.2 – Un module du *Crystal Ring* (perspective)

pour une longueur d'onde de 400 nm et ils peuvent être utilisés sur une large plage de tension (de 1200 V à 2000V). Ces tubes sensibles au niveau de un photoélectron unique peuvent aussi être utilisés avec un grand nombre de photons. Les tubes photomultiplicateurs sont protégés des champs magnétiques par un blindage en μ -métal.

6.2.2 La structure mécanique d'ensemble

La structure mécanique est composée de deux cadres en acier (Fig. 6.3) en forme de demi-couronne. Sur chacun des cadres sont montés six modules (Fig. 6.4). Les cristaux sont ainsi placés à 29,5 cm autour de la ligne de faisceau. Les cristaux sont numérotés de 1 à 12, le cristal numéro 1 étant dirigé vers l'extérieur de PEP-II et formant un angle de 15° avec le plan horizontal. Les numéros des cristaux augmentent avec l'angle ϕ ¹.

Les deux cadres sont eux-même supportés par un chariot. Des roulements à billes permettent d'écarter les deux cadres du tube à vide autorisant ainsi le montage et le démontage de l'appareillage. Deux paires de montants verticaux sont destinées à recevoir des joues en plomb de 5 cm d'épaisseur qui protègent les faces latérales des cristaux. Ce plomb, initialement prévu pour séparer les contributions de l'anneau de haute énergie et de l'anneau de basse énergie, a permis de séparer la contribution des électrons venant de diffusions Bhabha du bruit de fond machine pour la mesure de la luminosité de PEP-II.

Le chariot portant les deux cadres est monté sur des rails et peut se déplacer le long de

1. Le module correspondant au canal numéroté 9 n'est pas utilisé car la voie électronique qui lui était attribuée a été utilisée pour un module que nous avons placé sur le "mini-SOB".

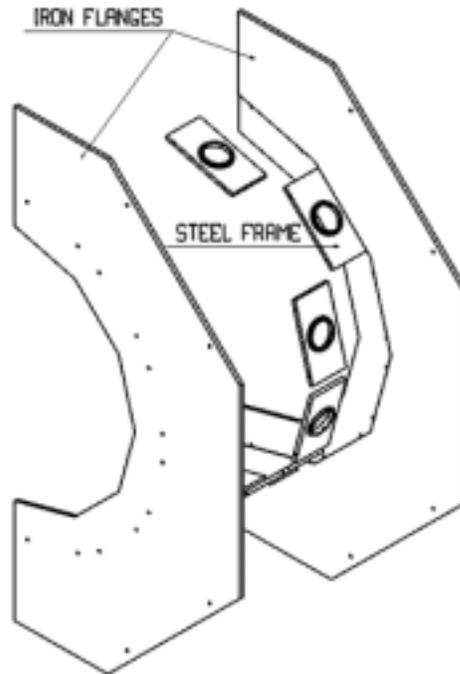


FIG. 6.3 – Structure en acier supportant les modules (cristal et photomultiplicateur)

la ligne de faisceau entre $-1,1\text{ m}$ et $+0,9\text{ m}$ autour du point d'interaction. Le mouvement du chariot est assuré par un moteur situé sous l'anneau. Les déplacements peuvent être commandés à distance, ce qui permet de déplacer le chariot quand l'accélérateur est en marche. La position du chariot est connue grâce à un convertisseur qui utilise un câble attaché au chariot et à un point fixe, et qui convertit la longueur de câble déroulé en un signal électrique. Cette tension une fois étalonnée donne la position relative du chariot par rapport au point d'interaction. La position est affichée sur un module de contrôle et enregistrée par le système d'acquisition du *Crystal Ring* et de PEP-II.

6.3 L'électronique d'acquisition

6.3.1 Description du circuit électronique d'acquisition

Le schéma de l'électronique est présenté sur la figure 6.5

Le signal de chaque photomultiplicateur est tout d'abord amplifié 10 fois par un amplificateur placé à proximité de l'anneau. Le signal est ensuite transporté jusqu'au poste d'acquisition par environ 50 m de câbles, où il est réparti entre deux chaînes parallèles d'acquisition.

- (a) 20% du signal est lu par un SAM (Smart Analog Monitor). Cet ADC (convertisseur analogique-digital) à échantillonnage fournit une mesure de l'énergie de chaque cristal moyennée sur environ 600 ms, indépendamment du reste de l'acquisition. Ses atouts sont une grande gamme dynamique (de presque quatre ordres de grandeur) et

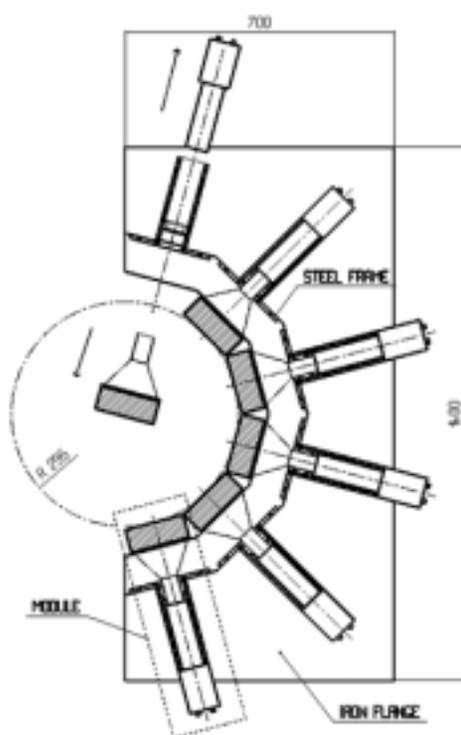


FIG. 6.4 – Un cadre soutient six modules

son adaptation à la mesure de signaux de grande fréquence et d'amplitude variable. Par exemple, le bruit de fond engendré par PEP-II est synchronisé avec le passage des paquets du faisceau. La fréquence des passages dépend du nombre de paquets circulant dans la machine et peut valoir jusqu'à 238 MHz. L'amplitude du signal mesuré varie beaucoup au cours des expériences, notamment lorsque le vide est volontairement détérioré. Par contre, ce type d'instrument ne peut servir à l'étalonnage en énergie (Sec. 6.4) : les signaux correspondant ont un taux de répétition trop bas ($< 1000 \text{ Hz}$), et la charge produites à la sortie du photomultiplicateur est trop faible (10 à 100 pC) sur un temps trop faible ($2 \mu\text{s}$) pour être mesurable en présence des fluctuations de piédestal et du bruit électronique. Les variations de piédestaux avec le temps sont d'ailleurs une source d'erreur importante pour les mesures de bruit de fond qui limite la gamme dynamique utile du SAM. Les mesures venant du SAM sont enregistrées par notre système d'acquisition et aussi en permanence mais avec une fréquence d'échantillonnage plus faible, par celui de la salle de contrôle de PEP-II qui peut ainsi vérifier le niveau de bruit de fond à tout moment (les signaux des autres détecteurs de bruit de fond sont aussi traités avec des SAM et enregistrés par la salle de contrôle de PEP-II.)

- (b) Le reste du signal est numérisé par un ADC de charge de type FERA 4300B à 11 bits. Il intègre le signal sur une durée de $1,7 \mu\text{s}$ (environ 3 fois le temps de desexcitation des cristaux). La porte définissant la période d'intégration de l'ADC peut être engendrée de plusieurs manières :
 - aléatoirement ;
 - par un signal venant de PEP-II qui est synchronisé avec un paquet de la ma-

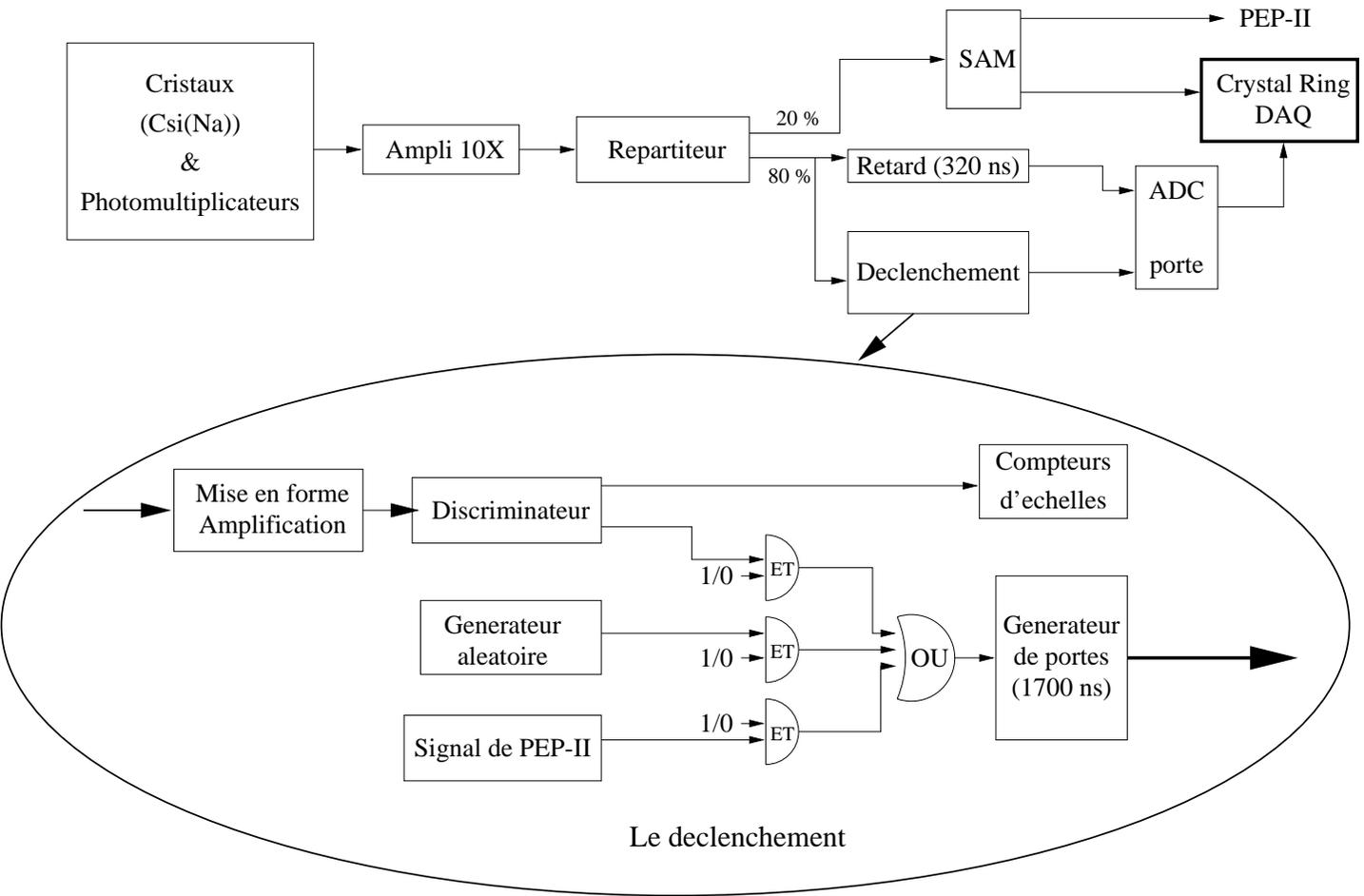


FIG. 6.5 – L'électronique d'acquisition

chine (par exemple pour mesurer des spectres en énergie lorsqu'un petit nombre de paquets circulent dans la machine);

- par le signal venant des photomultiplicateurs de la façon suivante. Le signal destiné à être numérisé est lui-même séparé en deux : 30 % de ce signal est intégré par l'ADC après avoir été retardé, le reste est mis en forme (intégré sur 100 ns) puis amplifié. La sortie de l'amplificateur est envoyée à un discriminateur qui va lui même déclencher le générateur de portes.

Un veto permet d'inhiber le déclenchement lorsque le générateur de portes envoie un signal ou lorsque l'ordinateur est en cours d'acquisition. L'ADC a une gamme dynamique plus restreinte que le SAM, mais par contre grâce au mode de déclenchement sur le signal lui même, il permet de mesurer le spectre des sources d'étalonnage même si leur fréquence n'est que de quelques centaines de Hertz.

6.3.2 Le contrôle à distance de l'acquisition

Le principe du circuit électronique d'acquisition a été décrit dans le paragraphe précédent. Le système d'acquisition de données est piloté par un ordinateur de type RAID monté dans un châssis VME. Cet ordinateur permet de lire et d'enregistrer les informations de l'ADC et du SAM, et de changer à distance les paramètres du circuit électronique comme le seuil du discriminateur, la longueur des portes délivrées par le générateur de portes et le mode de déclenchement. Pour choisir le mode de déclenchement, chaque système de déclenchement (discriminateur, générateur aléatoire ou signal de PEP-II) est mis en coïncidence avec la sortie d'un registre programmable. Le type de déclenchement est sélectionné en mettant la sortie du registre programmable qui lui est associée à 1 et toutes les autres sorties à 0. Les hautes tensions délivrées aux photomultiplicateurs sont fournies par une alimentation haute tension programmable de type LECROY.

Les données (valeurs lues sur les ADC et les SAM) sont enregistrées sous forme de n-tuples ou d'histogrammes. Pour chaque prise de données nous enregistrons aussi automatiquement les conditions expérimentales (tensions appliquées aux photomultiplicateurs, position du chariot du *Crystal Ring* et mode de déclenchement).

6.3.3 La linéarité de l'ADC et la fraction du signal intégrée

A cause du temps de désexcitation des cristaux, et du temps de réponse des photomultiplicateurs, le signal est une impulsion électrique qui atteint sa valeur maximale en environ 200 ns puis décroît avec une constante de temps d'environ 600 ns. Pour que la plus grande partie de l'impulsion soit contenue dans la porte qui détermine la période d'intégration de l'ADC, la porte doit être la plus longue possible comparée à ce temps de désexcitation. Les spécifications de l'ADC utilisé indiquent que sa linéarité n'est garantie que si on utilise des portes d'intégration de moins de 500 ns, La linéarité doit donc être vérifiée pour des portes plus longues. La largeur du piédestal résiduel dépend elle aussi de la largeur de la porte. Pour des portes supérieures à 500 ns, elle doit être réglée à l'aide d'un potentiomètre.

Le réglage du piédestal effectué, la linéarité de l'ADC a été testée en fonction de la durée de la porte pour le signal associé aux photons de 1,46 MeV émis par la source de ^{40}K utilisée pour l'étalonnage (Sec. 6.4). La forme de l'impulsion a été déterminée grâce

6.3 L'électronique d'acquisition

à un oscilloscope numérique, pour connaître la fraction du signal intégrée en fonction de la longueur de porte réelle. Puis, la position du pic correspondant au ^{40}K a été mesurée avec l'ADC en fonction de la longueur de porte.

La figure 6.6 compare, en fonction de la longueur de la porte, la position du pic du ^{40}K mesurée avec l'ADC à la valeur de l'intégrale de l'impulsion comprise dans cette porte déduite de la forme de l'impulsion mesurée à l'oscilloscope (cette dernière a été normalisée au résultat trouvé avec l'ADC).

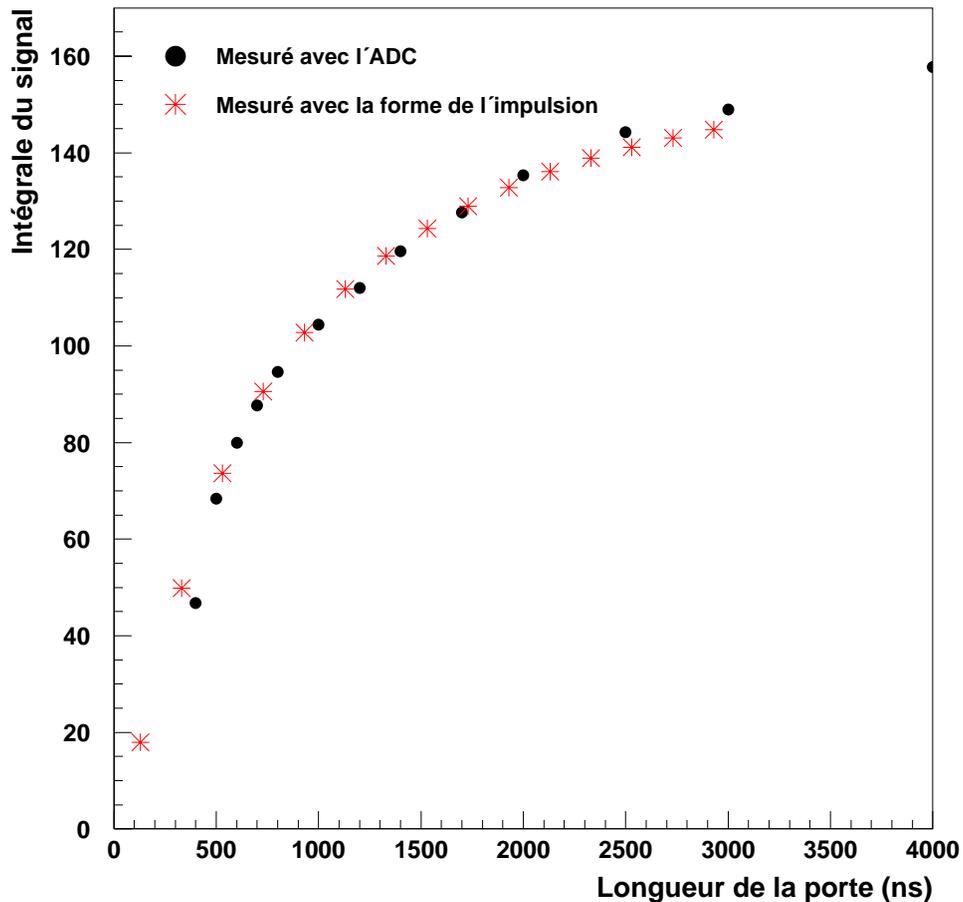


FIG. 6.6 – Comparaison entre le résultat de l'intégration du signal avec l'ADC (points noirs) et l'intégration du signal observé à l'oscilloscope (étoiles)

Il n'y a pas de désaccord significatif entre les deux courbes pour des longueurs de porte comprises entre $0,7\ \mu\text{s}$ et $2\ \mu\text{s}$, ce qui garantit une réponse correcte de l'ADC si la porte d'intégration est agrandie jusqu'à $2\ \mu\text{s}$.

La longueur de la porte que nous avons choisie pour nos mesures est de $1,7\ \mu\text{s}$, ce qui correspond à une fraction de signal intégrée de **85%**. Il est nécessaire de connaître cette fraction, pour pouvoir par la suite déterminer les constantes d'étalonnage du signal mesuré avec le SAM à partir de la mesure avec l'ADC des sources d'étalonnage.

6.4 L'étalonnage en énergie

Cette section présente la méthode d'étalonnage qui nous permet de déduire l'énergie déposée dans les cristaux du signal mesuré à l'aide du SAM. Nous verrons d'abord les différences entre les conditions expérimentales de la mesure du bruit de fond et celles de la mesure des sources d'étalonnage. Puis nous décrirons la mesure du gain des photomultiplicateurs en fonction de la haute tension qui leur est appliquée. Nous concluons cette partie par un résumé de la méthode d'étalonnage et l'estimation des erreurs qui lui sont associées.

La méthode générale d'étalonnage en énergie comporte trois parties :

- l'ADC est étalonné en utilisant des sources d'énergie déterminée (Sec. 6.4.1);
- les tensions des photomultiplicateurs étant différentes pendant l'étalonnage et la prise de données (Sec. 6.4.2), il est nécessaire de déterminer le gain des photomultiplicateurs en fonction de la tension (Sec. 6.4.3);
- la correspondance entre la valeur du signal mesuré par le SAM et par l'ADC est établie (Sec. 6.4.4).

La correction liée à la longueur de la porte d'intégration (Sec. 6.3.3) doit aussi être prise compte pour obtenir la correspondance entre les mV de SAM et les MeV/ μ s :

$$F = \frac{E_{source} \times R_{porte}}{\tau_{porte} \times ADC_{source}} \times \frac{dADC}{dSAM} \times \left(\frac{V_{source}}{V_{bdf}} \right)^\alpha \quad (6.1)$$

où

- E_{source} est l'énergie de la source ;
- R_{porte} est la fraction du signal venant des photomultiplicateurs contenue dans la porte de l'ADC ;
- τ_{porte} est la durée de la porte d'intégration ;
- ADC_{source} est la valeur du signal de la source lue avec l'ADC ;
- $\frac{dADC}{dSAM}$ est le coefficient de linéarité reliant la mesure du SAM et celle de l'ADC.
- $\frac{V_{source}}{V_{bdf}}$ est le rapport des tensions utilisées lors de l'étalonnage et lors des mesures de bruit de fond.
- α est déterminé lors de l'ajustement de la loi $gain = f(V)$ par une loi de puissance.

Les sources d'erreur associées à cette méthode d'étalonnage sont identifiées dans la section 6.4.5.

6.4.1 Les sources d'étalonnage en énergie

Il n'existe pas de source radioactive qui reproduise les caractéristiques du signal venant du bruit de fond (Sec. 6.4.2) et dont la mise en oeuvre soit pratique. Nous avons utilisé deux sources pour l'étalonnage. La première est le ^{40}K , naturellement présent en petite quantité dans le chlorure de potassium (KCl) et la deuxième utilise les muons cosmiques au minimum d'ionisation.

La source de ^{40}K émet des γ de 1,46 MeV. Cette énergie est bien dans la gamme de celle des photons individuels qui composent les gerbes électromagnétiques, mais sa faible fréquence ($\leq 1000 \text{ Hz}$) ne permet pas de reproduire le nombre de photons traversant

6.4 L'étalonnage en énergie

les cristaux à haut courant. Pour mesurer cette source, nous appliquons à la base des photomultiplicateurs des tensions variant de 1,5 kV à 1,8 kV.

Une autre source utilisable pour l'étalonnage vient des muons cosmiques au minimum d'ionisation qui traversent les cristaux dans le sens de leur épaisseur (≈ 6 cm) : ils y déposent alors une énergie d'environ 35 MeV. Cette méthode permet de diminuer l'écart entre les jeux de tensions utilisés pour l'étalonnage et pour les mesures, mais sa fréquence est très faible (10^{-2} à 10^{-4} Hz selon la position du cristal).

6.4.1.1 L'étalonnage en énergie avec le ^{40}K

Le ^{40}K est un isotope radioactif du potassium, qui constitue 0,014 % du potassium naturel. Des sacs de « sel de régime » (*i.e.* contenant du KCl pur) ont été fixés aux boîtes enveloppant les cristaux pour disposer en permanence d'une source d'étalonnage. Le ^{40}K se transforme en ^{39}K par désintégration β^+ ou par capture électronique et émet un γ de 1,46 MeV. C'est ce photon qui est détecté dans le *Crystal Ring*. Le taux de cette source est de quelques centaines de Hz (il dépend de la distance et de la répartition du sel par rapport au cristal). La figure 6.7 montre le spectre en énergie obtenu avec la source de ^{40}K . Pour détecter ce signal, l'acquisition est déclenchée sur le signal lui-même et il doit être mesuré avec l'ADC car sa fréquence est trop faible pour pouvoir mesurer un signal avec le SAM, qui de plus ne permettrait pas de différencier les photons venant de la radioactivité ambiante de ceux du ^{40}K . Pour ces mesures, les tensions appliquées sont de l'ordre de 1,5 kV à 1,8 kV. La différence entre les tensions de mesure du bruit de fond (de 1 kV à 1,5 kV) et celles d'étalonnage avec le ^{40}K sont de l'ordre de 500 V, ce qui correspond à une variation de gain très importante.

Cet étalonnage peut être fait quotidiennement car il suffit de dix minutes d'interruption du faisceau pour effectuer cette calibration. La précision de cet étalonnage est cependant limitée après quelques semaines d'irradiation des cristaux.

En effet, lorsque le faisceau est en fonctionnement, le CsI(Na) est irradié. Des photons dont l'énergie avoisine 20 MeV peuvent arracher un neutron aux noyaux d'iode et de césium. Les cristaux contiennent les noyaux instables suivants : ^{132}Cs et ^{126}I . Ces noyaux sont radioactifs avec des périodes respectives de 13 jours et 6,5 jours [8]. L'iode 126 se désintègre par émission β^- ou par capture électronique accompagnée de l'émission de photons de 670 keV, 388 keV et 27 keV. Le césium 132 se désintègre presque exclusivement par capture électronique avec une émission de photons de 667 keV. Les photons de 667 keV et de 670 keV ont été observés (Fig. 6.8). Nous avons pu aussi mesurer la décroissance du nombre de ces photons et les temps de vie trouvés sont compatibles avec ceux que nous avons cités plus haut. Cette activation du CsI(Na) rend la détermination de la position du pic du ^{40}K plus difficile car les spectres venant des désintégrations β de l'iode se superposent avec le pic du ^{40}K (Fig. 6.8), le rendant parfois invisible si l'activation des cristaux est importante.

L'ensemble des radiations reçues par les cristaux provoque en outre une baisse de leur rendement lumineux. Un étalonnage quotidien a permis de suivre cette baisse de rendement au cours du temps pour la période d'octobre 1998 à février 1999 (Fig. 6.9). On note aussi des fluctuations sur des échelles de temps d'environ un jour qui ne peuvent être complètement expliquées par les erreurs de lecture dues à la disparition du pic du ^{40}K sous les spectres de désintégrations β de l'iode. Le reste de ces variations est sans doute lié à des fluctuations de gain des tubes photomultiplicateurs. La perte de rendement a été

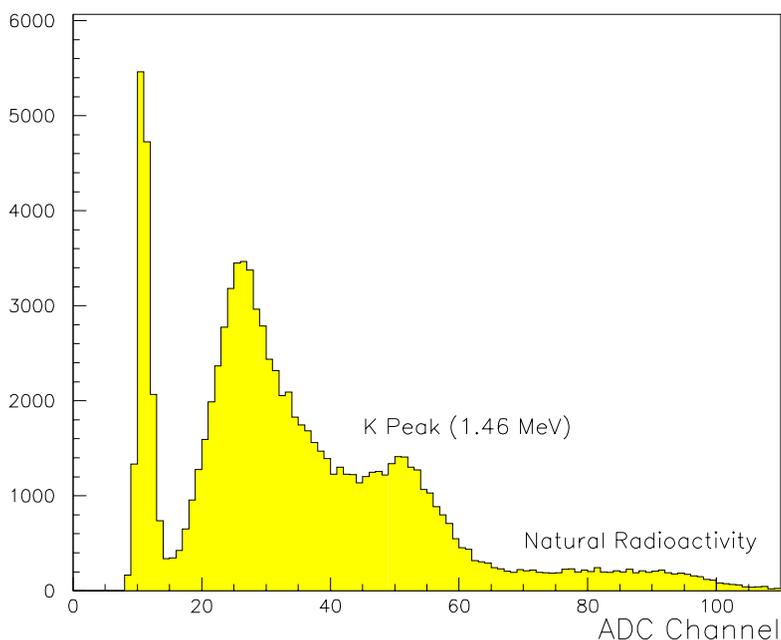


FIG. 6.7 – Spectre obtenu avec la source de ^{40}K (1,46 MeV)

modélisée à l'aide de fonctions simples qui sont des juxtapositions de polynômes de degré ad hoc (inférieur ou égal à 2) pour s'affranchir de ces fluctuations et mesurer l'évolution moyenne du gain.

6.4.1.2 L'étalonnage en énergie avec les muons cosmiques

Les muons cosmiques sont une autre source de particules qui déposent une énergie connue a priori dans les cristaux. Le dépôt d'énergie moyen d'une particule au minimum d'ionisation est de 5,63 MeV/cm [6] dans le CsI. Seuls les muons qui traversent deux cristaux opposés sont sélectionnés, car la distance qu'ils parcourent dans chaque cristal est d'environ 6 cm (Fig. 6.10) et que donc leur dépôt d'énergie dans le cristal est connu (~ 34 MeV).

Pour sélectionner de tels muons, le déclenchement est fondé sur la coïncidence de signaux supérieurs à 20 MeV dans deux cristaux opposés. Pour cela la sortie de chaque photomultiplicateur est envoyée dans un discriminateur et les signaux venant de deux cristaux opposés sont mis en coïncidence. Le OU logique de ces six coïncidences est alors envoyé dans le générateur de portes qui détermine la durée de numérisation (Sec. 6.3.1 et Fig. 6.5).

Le spectre en énergie des muons au minimum d'ionisation traversant les cristaux a ainsi pu être mesuré. La distribution en énergie a été ajustée par une fonction de Landau dont la valeur moyenne correspond à une énergie de 34 MeV (Fig. 6.11). Cette valeur moyenne varie légèrement en fonction de la position du cristal sur l'anneau. La distribution des

6.4 L'étalonnage en énergie

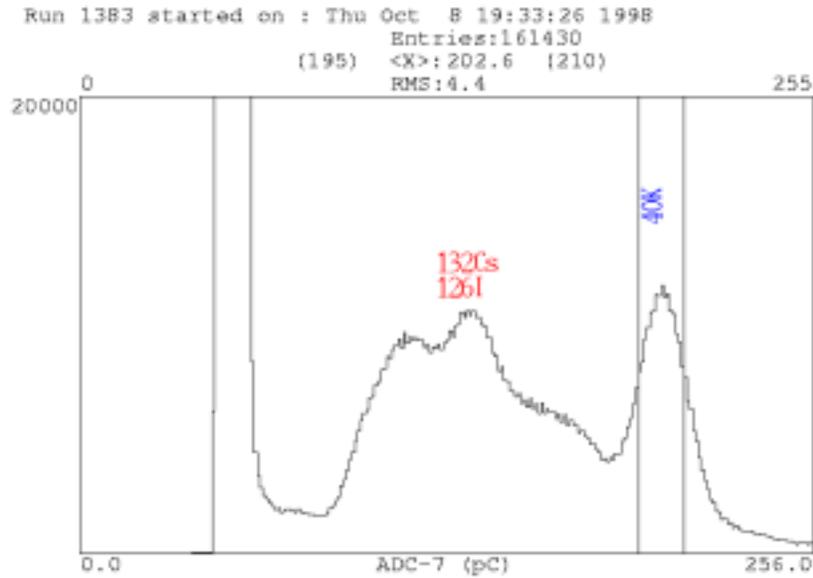


FIG. 6.8 – Spectre obtenu avec la source de ^{40}K après irradiation

rayons cosmiques suit la loi :

$$\frac{dN}{d\theta} \propto \cos^2\theta, \quad (6.2)$$

où θ est l'angle de la direction du muon avec la verticale. Donc pour les cristaux proches du plan horizontal (1,6,7 et 12), les trajectoires les plus probables font un angle légèrement inférieur à 90° avec la face d'entrée du cristal. Leur parcours moyen à l'intérieur du cristal est un peu plus long que 6 cm (Fig. 6.10). La modélisation de cet effet a été réalisée avec une simulation du *Crystal Ring* fondée sur le programme GEANT grâce auquel nous avons étudié la propagation des muons dont la distribution angulaire est celle de l'équation 6.2 et dont la distribution en énergie est constante jusqu'à 1 GeV et varie comme $\frac{dN}{dE} \propto E^{-2,7}$ pour $E > 1$ GeV [9][6]. La comparaison données/simulation est présentée sur la figure 6.11. Cette simulation permet de déterminer la variation de l'énergie moyenne déposée en fonction de la position des cristaux sur l'anneau.

Une deuxième conséquence de la distribution angulaire des muons est que pour les cristaux situés près du plan horizontal, il y a peu d'évènements observés. La détermination du centre de la courbe de Landau par ajustement est donc plus difficile et l'erreur statistique associée plus grande.

Les muons cosmiques constituent une source d'étalonnage dont l'énergie (~ 35 MeV) est plus proche des énergies typiquement rencontrées lors des mesures bruit de fond. Les tensions utilisées pour mesurer les muons cosmiques sont de l'ordre de 1,2 kV à 1,4 kV et donc assez proches des tensions d'étude du bruit de fond. L'inconvénient d'une telle procédure est qu'il faut prendre des données pendant environ 48 heures pour obtenir suf-

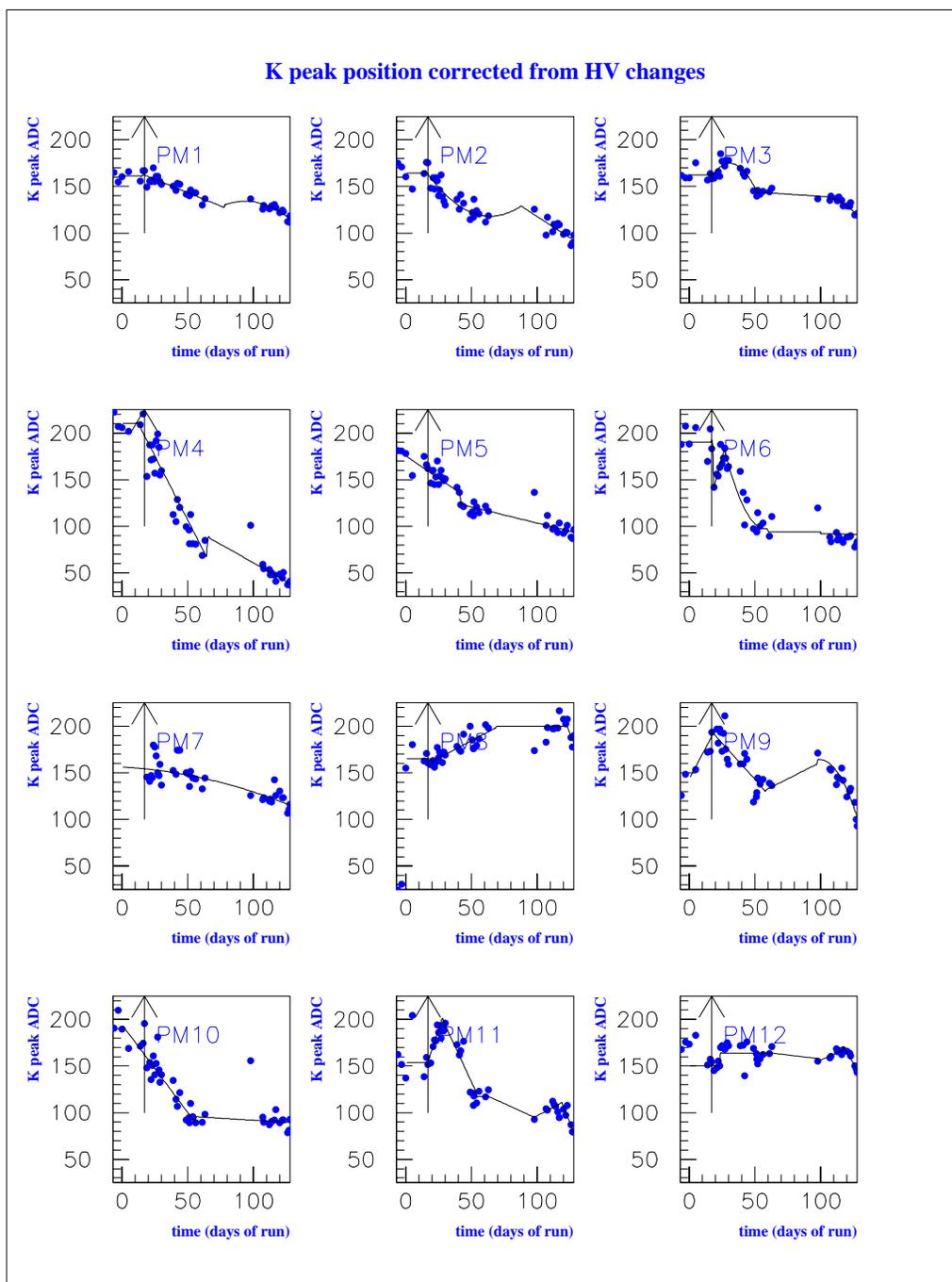


FIG. 6.9 – Évolution de la position du pic du sel au cours des tests d'octobre 1998 à février 1999. La flèche marque la date du début de la prise de données.

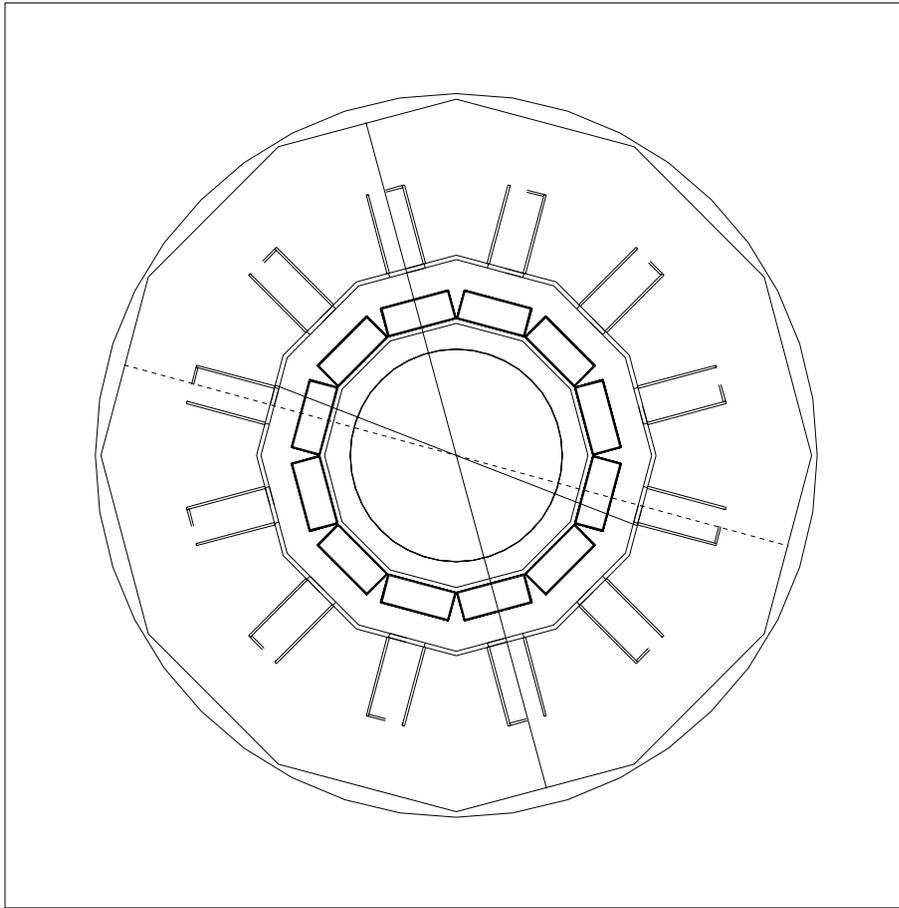


FIG. 6.10 – Trajectoires (traits pleins) d'un muon vertical et d'un muon horizontal donnant une coïncidence dans deux cristaux opposés. La ligne en trait pointillé correspond au diamètre des cristaux les plus horizontaux. Les cristaux 1,6,7 et 12 sont proches de l'horizontale (Fig. 7.11)

fisament de statistique pour pouvoir calibrer les cristaux proches de l'horizontale (1,6,7 et 12) à cause de la distribution angulaire en $\cos^2\theta$. Cette méthode n'est donc pas adaptée au contrôle des variations de rendement lumineux dues aux irradiations. Ces variations sont déduites des mesures quotidiennes de la position du pic du ^{40}K .

Le bruit de fond engendré par PEP-II produirait, à tension de cathode égale, un courant moyen de phototube plusieurs ordres de grandeur plus intense que celui associé aux sources de calibration décrites ci-dessus. Il est donc nécessaire, lorsque l'accélérateur est en fonctionnement, de réduire de plusieurs centaines de volts la tension appliquée aux photomultiplicateurs. L'interprétation du signal du SAM en termes du taux absolu d'énergie déposée dans les cristaux, exige donc une connaissance précise de la variation du gain des phototubes en fonction de la tension qui leur est appliquée.

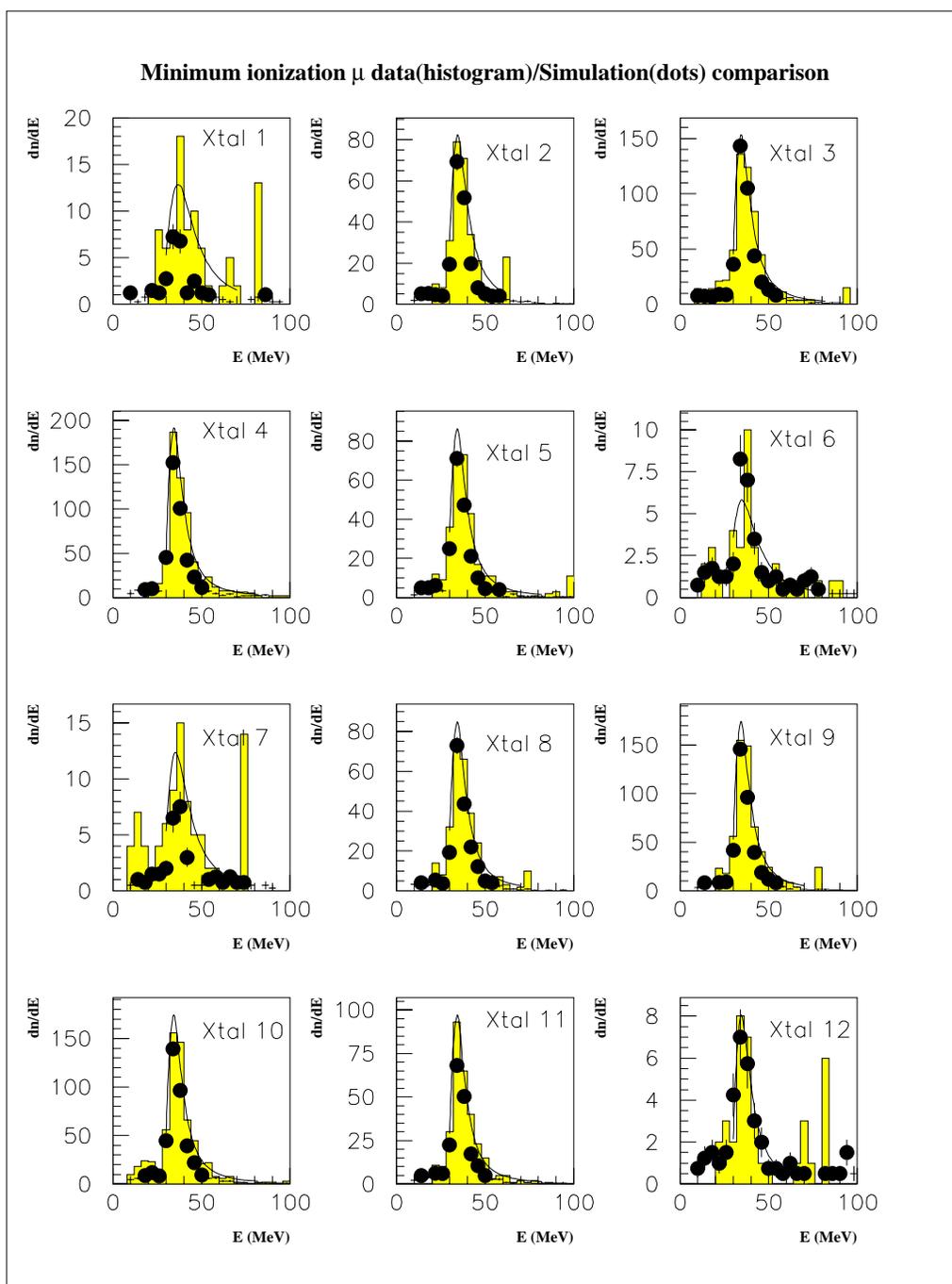


FIG. 6.11 – Spectre en énergie déposée par les μ cosmiques mesuré (histogramme) et simulé (points). La courbe correspond à l'ajustement du spectre mesuré avec la fonction de Landau.

6.4.2 Le signal engendré par le bruit de fond

Le signal engendré par le bruit de fond de PEP-II résulte de la superposition d'un nombre important d'événements de bruit de fond : pour un courant de 1A et une pression uniforme dans l'anneau de 1 nTorr, nous attendons environ 15 interactions faisceau-gaz résiduel par microseconde. Chaque interaction faisceau-gaz est synchronisée avec un paquet de particules du faisceau. La période de passage des paquets de particules varie selon les conditions expérimentales de quelques microsecondes à 4 ns, donc les interactions sont réparties aléatoirement selon une loi de Poisson dans l'intervalle d'une microseconde. De ce fait, le signal délivré par le photomultiplicateur est quasi-continu. La quantité d'énergie déposée dans le cristal peut atteindre 50 à 100 MeV/ μ s.

Le choix de la tension d'alimentation des photomultiplicateurs (et donc du gain) est limitée par le courant que le photomultiplicateur peut délivrer tout en conservant une réponse linéaire en fonction de la quantité de lumière reçue. Cela se traduit par deux contraintes différentes : une limite sur le courant instantané délivré par l'anode du photomultiplicateur, et une limite sur le courant moyen. En cas de dépassement d'une de ces deux limites, on observe des effets de saturation du signal liés respectivement aux pertes ohmiques dans le diviseur de tension de la base des photomultiplicateurs et à l'échauffement de l'anode. Dans le cas d'un signal qui est presque continu, le paramètre limitant est le courant d'anode moyen délivré par chaque photomultiplicateur. La limite est d'environ 200 μ A, et par précaution, les hautes tensions sont choisies de telle sorte que le courant d'anode reste inférieur à 100 μ A. Typiquement, lors des mesures de bruit de fond nous travaillons avec des tensions de l'ordre de 1 kV à 1,3 kV selon le gain du cristal et du photomultiplicateur. Selon le type d'expérience ces tensions varient considérablement : il est possible de mesurer le spectre en énergie des particules constituant les gerbes électromagnétiques lorsqu'un seul paquet circule dans l'accélérateur (environ 1 mA de courant) en utilisant des tensions identiques à celles choisies pour la mesure du ^{40}K (Sec. 6.4.1). Pour les autres expériences, le gain des photomultiplicateurs est adapté pour obtenir une sensibilité optimale en fonction du courant présent dans la machine et des conditions de vide. Certaines expériences comme celles consistant à dégrader le vide augmentent considérablement le bruit de fond et dans ce cas les tensions utilisées sont très basses.

6.4.3 La mesure du gain des photomultiplicateurs en fonction de la haute tension

Les sources radioactives fournissent un étalonnage absolu du signal des photomultiplicateurs à une certaine tension. Il est possible, en se servant de LEDs, d'obtenir un étalonnage relatif du gain des photomultiplicateurs en fonction de la haute tension. Ceci permet d'adapter le gain des photomultiplicateurs au type d'expérience de mesure du bruit de fond, car connaissant le gain en fonction de la haute tension et l'étalonnage absolu pour une tension fixée, le facteur de calibration peut être déduit quelle que soit la tension.

Pour mesurer le gain des photomultiplicateurs en fonction de la haute tension, deux LEDs ont été installées. Leur lumière est homogénéisée à l'aide d'un cylindre de quartz puis répartie dans des fibres optiques connectées aux guides de lumière des photomultiplicateurs. La lumière venant de ces LEDs a une longueur d'onde d'environ 450 nm. Les LEDs sont alimentées par un générateur de signal carré dont l'amplitude varie de

3,5 V à 5 V et de 2 μ s de largeur, soit une durée proche du temps de désexcitation du CsI(Na). Pour préserver les LEDs d'un échauffement excessif et garantir la stabilité de leur réponse, la fréquence du signal est limitée à 250 kHz. Pour faire varier la quantité de lumière atteignant les photomultiplicateurs, des masques sont interposés entre la LED et le quartz ou la fréquence du signal est modifiée. Les masques sont constitués de papier fin et d'adhésif transparent. Leur pouvoir atténuateur n'est pas connu à priori.

La courbe de gain en fonction de la haute tension a été mesurée sur une large gamme de tension (800 V ou 1000 V jusqu'à 1600 V ou 1800 V), correspondant à une variation du gain de plus de trois ordres de grandeur. Pour qu'une telle mesure soit possible, il faut effectuer plusieurs changements de masques et/ou de fréquence, pour diminuer la quantité de lumière reçue par les photomultiplicateurs au fur et à mesure que la tension augmente. Pour un masque et une fréquence donnés, la gamme de tension est limitée par le courant moyen délivré par l'anode du photomultiplicateur (Sec. 6.4.2) Comme le pouvoir atténuateur des masques n'est pas connu, il est déterminé en mesurant la variation du gain sur une plage de tension commune dans les deux conditions d'illumination des photomultiplicateurs (Fig. 6.12). L'incertitude sur le pouvoir atténuateur des masques est la cause d'erreur la plus importante dans la détermination du gain en fonction de la haute tension.

Le résultat de deux séries de mesures (juillet 1998 et novembre 1998) est présenté sur la figure 6.13. Les deux séries de mesure sont en bon accord pour la plupart des photomultiplicateurs.

Les erreurs accumulées dues aux raccords ne permettent pas la détermination de la fonction de gain sur toute la plage de tension avec une précision meilleure que 50 %.

La relation entre le gain G des photomultiplicateurs et la tension V qui leur est appliquée s'écrit :

$$G = V^\alpha \tag{6.3}$$

et le facteur de conversion F donnant le rapport entre les mV de SAM et les MeV/ μ s est proportionnel au rapport des gains à la tension d'étalonnage et à la tension de mesure :

$$F \propto \left(\frac{V_{calib}}{V_{mesure}} \right)^\alpha \tag{6.4}$$

L'erreur relative sur cette correction dépend de l'erreur sur α et des hautes tensions de la façon suivante :

$$\frac{\sigma_F}{F} = \ln\left(\frac{V_{calib}}{V_{mesure}}\right) \times \sigma_{alpha} \tag{6.5}$$

L'erreur sur α est d'autant plus grande que la différence entre les tensions est grande car un plus grand nombre de changements de masques interviennent dans la mesure. Elle a été estimée en utilisant l'incertitude due aux changements de masque et aux variations de piédestaux pour trouver les valeurs extrêmes de α et la différence entre les deux donne l'erreur sur la détermination de α .

Les tables 6.2 et 6.3 montrent les erreurs sur la mesure de l'énergie liées à celles sur la fonction de gain, dans le cas de l'étalonnage avec le ^{40}K et avec les muons cosmiques pour des études typiques de bruit de fond avec un seul anneau. Nous avons donc choisi d'utiliser la source de muons cosmiques comme référence absolue pour estimer l'énergie déposée dans les cristaux.

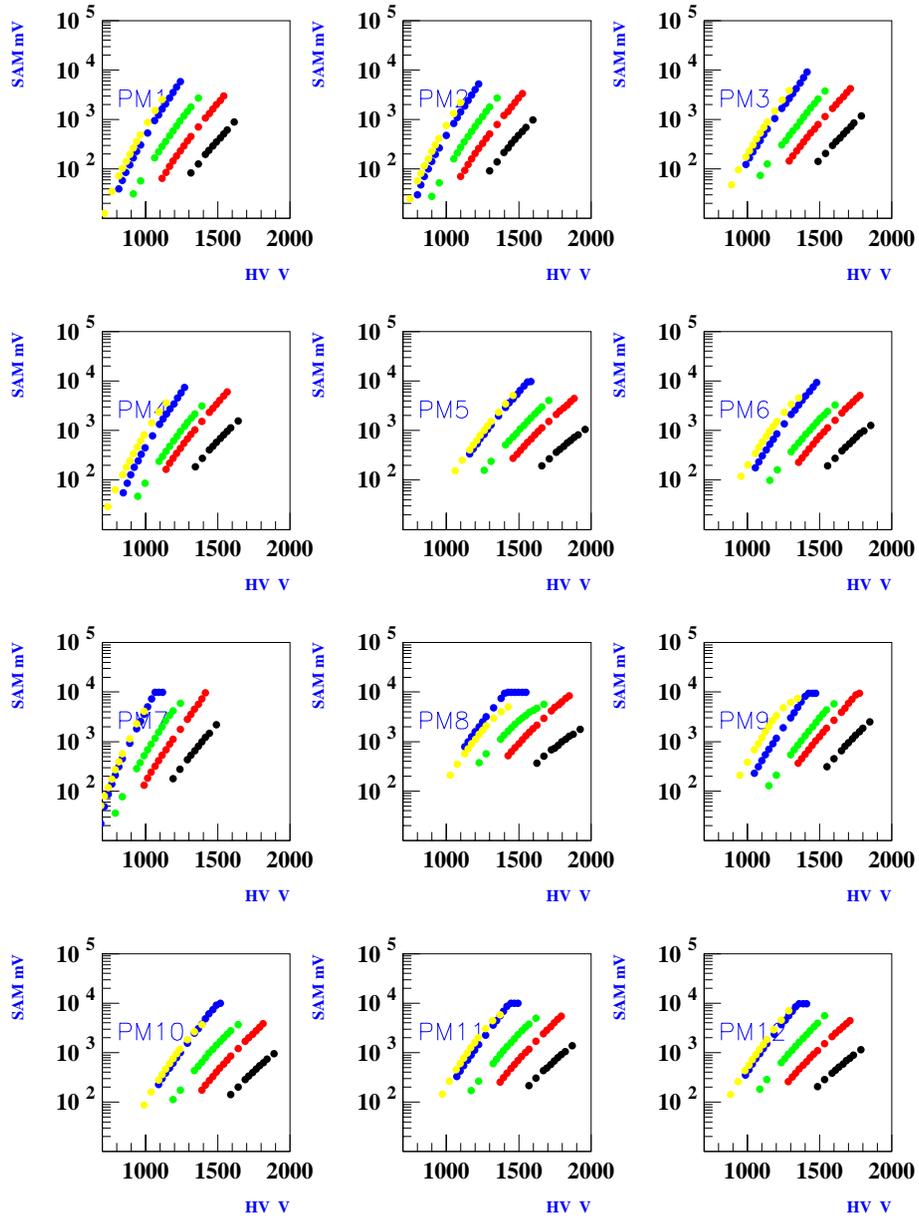


FIG. 6.12 – Mesure du gain en fonction de la tension pour différents jeux de masques, non corrigé du pouvoir atténuateur des masques.

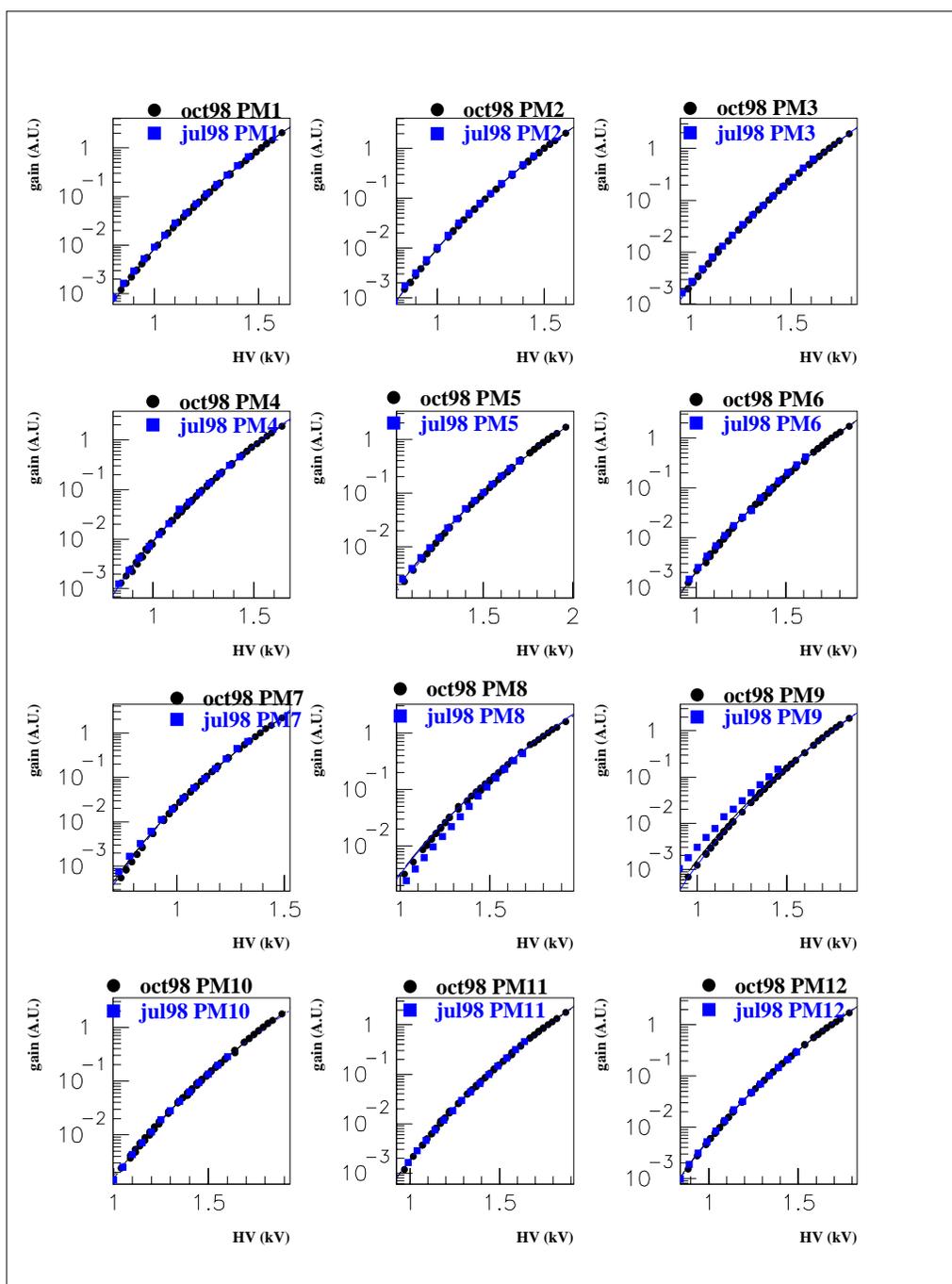


FIG. 6.13 – Ajustement du gain en fonction de la haute tension par une loi de puissance en juillet 1998 (carrés) et en octobre 1998 (points). Pour le canal 9, les fonctions sont différentes car en juillet nous avons calibré le photomultiplicateur se trouvant sur l’anneau tandis que en novembre, nous avons calibré le photomultiplicateur se trouvant sur le mini-SOB. Pour le canal 8, la différence vient d’un changement de la base du photomultiplicateur entre les deux séries de mesures. L’évolution du gain en fonction de la haute tension est décrite par une loi de puissance. Le gain est normalisé à 1 pour la tension d’étalonnage avec le ^{40}K .

6.4 L'étalonnage en énergie

Photomultiplicateur	$HV_{calib}(V)$	$HV_{mesure}(V)$	α	σ_α	σ_F/F
1	1620	1120	11,42	1,02	0,38
2	1620	1150	11,44	1,00	0,34
3	1790	1220	11,68	1,12	0,43
4	1820	1220	11,04	0,83	0,33
5	2040	1370	10,82	0,99	0,39
6	1980	1420	10,85	1,09	0,36
7	1560	1020	11,74	0,64	0,27
8	1600	1050	9,65	0,99	0,42
9	1810	1270	11,90	0,34	0,12
10	2020	1350	10,79	1,20	0,48
11	1910	1310	10,90	1,02	0,39
12	1795	1160	9,97	0,95	0,42

TAB. 6.2 – Erreurs dues aux différences de tension (étalonnage avec le ^{40}K).

Photomultiplicateur	$HV_{calib}(V)$	$HV_{mesure}(V)$	α	σ_α	σ_F/F
1	1220	1120	11,20	0,22	0,02
2	1250	1150	11,24	0,22	0,02
3	1320	1220	11,61	0,23	0,02
4	1320	1220	10,88	0,22	0,02
5	1470	1370	10,72	0,21	0,02
6	1420	1320	10,67	0,21	0,02
7	1120	1020	11,49	0,23	0,02
8	1150	1050	9,35	0,19	0,02
9	1370	1270	11,96	0,24	0,02
10	1450	1350	10,77	0,22	0,02
11	1410	1310	10,69	0,21	0,02
12	1260	1160	9,85	0,20	0,02

TAB. 6.3 – Erreurs dues aux différences de tension (méthode des muons cosmiques).

6.4.4 La relation entre le SAM et l'ADC

Deux types de modules de lecture permettent de lire le signal venant des tubes photomultiplicateurs : un SAM et un ADC (Sec. 6.3.1).

L'information traitée par le SAM est souvent la plus intéressante étant donnée sa grande gamme dynamique et sa disponibilité permanente dans le système de contrôle de PEP-II. Il est donc nécessaire de l'étalonner, ce qui n'est possible que par l'intermédiaire de l'ADC. La relation de linéarité entre la sortie SAM et celle de l'ADC a donc été mesurée pour pouvoir établir la correspondance entre l'un et l'autre.

Rappelons que le SAM est un module qui intègre le signal sur environ 600 ms et que l'ADC intègre le signal sur une période que l'on peut choisir (inférieure à $2\mu\text{s}$). Pour des signaux qui durent environ $2\mu\text{s}$ et dont la période est petite devant 600 ms, le SAM donne une mesure de la valeur du signal moyennée sur le temps. De même si le signal est étudié avec l'ADC déclenché aléatoirement, la moyenne des mesures ainsi obtenues

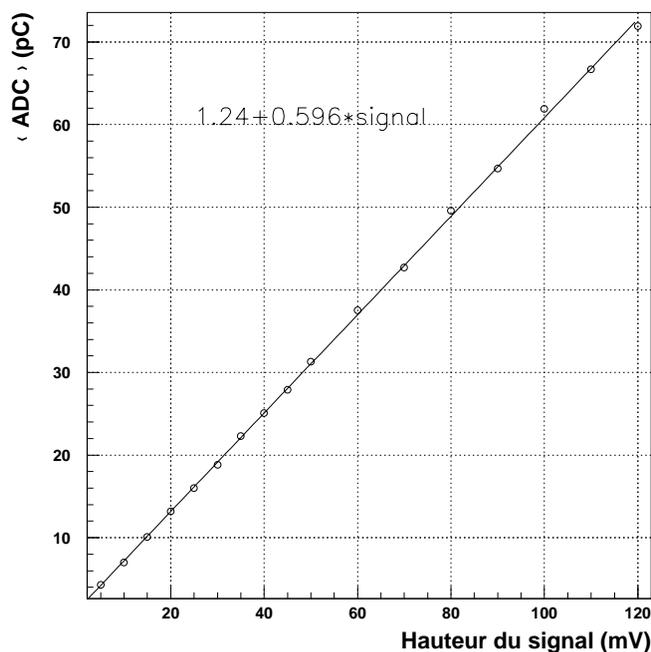


FIG. 6.14 – Relation entre la hauteur du signal et l'ADC déclenché aléatoirement

est un estimateur de la valeur moyenne du signal. C'est la relation entre ces deux valeurs moyennes qui a été établie. Pour cela, un générateur de signaux carrés, délivrant un signal de fréquence 0,1 MHz et de largeur $2\mu\text{s}$ (similaire à la durée du signal venant du photomultiplicateur) a été branché à l'entrée du système d'acquisition. Il a ainsi été possible de comparer les réponses du SAM et de l'ADC (avec un déclenchement aléatoire) en fonction de la hauteur du signal délivré par le générateur mesurée à l'oscilloscope (6.14 et Fig. 6.15). La durée d'intégration du signal avec l'ADC était de $1,2\mu\text{s}$. Les figures 6.14 et 6.15 montrent la proportionnalité de l'amplitude du signal du générateur avec sa valeur mesurée en utilisant l'ADC et le SAM. La relation entre le SAM et l'ADC déclenché aléatoirement est :

$$SAM(mV) = 12,94 \times ADC(pC), \quad (6.6)$$

pour une porte d'intégration de $1,2\mu\text{s}$.

Pour une valeur de la porte de $1,7\mu\text{s}$, cette relation devient :

$$SAM(mV) = 9,1 \times ADC(pC), \quad (6.7)$$

6.4.5 Formule d'étalonnage et erreurs associées

La relation d'étalonnage (Éq. 6.1) doit être modifiée dans le cas où les muons cosmiques sont utilisés comme source d'étalonnage :

6.4 L'étalonnage en énergie

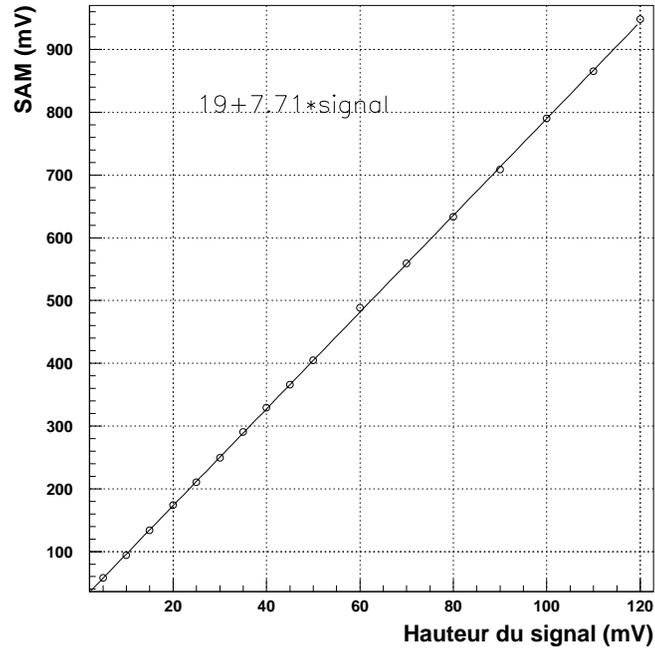


FIG. 6.15 – Relation entre la hauteur du signal et le SAM

$$\frac{E_{cosm} \times R_{porte}}{\tau_{porte} \times ADC_{cosm} \times \frac{G(t)}{G(t_0)}} \times \frac{dADC}{dSAM} \times \left(\frac{V_{cosm}}{V_{bdf}}\right)^\alpha \quad (6.8)$$

où

- $E_{cosm} \approx 34$ MeV est la perte d'énergie des muons dans le CsI(Na) ;
- $R_{porte} = 0,85$ est la fraction du signal venant des photomultiplicateurs contenue dans la porte de l'ADC ;
- $\tau_{porte} = 1,7 \mu s$ est la durée de la porte d'intégration ;
- ADC_{cosm} est la valeur moyenne du spectre en énergie lue avec l'ADC ;
- $\frac{dADC}{dSAM} = \frac{1}{9,1} pC/mV$ est le coefficient de linéarité reliant la mesure du SAM et celle de l'ADC Sec. 6.4.4 ;
- $\frac{V_{cosm}}{V_{bdf}}$ est le rapport des tensions utilisées lors de l'étalonnage et lors des mesures de bruit de fond ;
- α est déterminé lors de l'ajustement de la loi $gain = f(HV)$ par une loi de puissance ;
- $G(t)/G(t_0)$ est la variation de rendement lumineux des cristaux entre la date de la mesure et la date de mesure des muons cosmiques, déterminée avec le ^{40}K .

La suite de cette section décrit les différentes sources d'erreur qui affectent la précision de l'étalonnage.

6.4.5.1 Détermination de la position du pic cosmique

Comparativement à la source de ^{40}K , les rayons cosmiques sont beaucoup moins fréquents et l'étalonnage nécessite 48 heures de prise de données. Pour les cristaux les 1,6,7 et 12, proches du plan horizontal, malgré une prise de données longue, l'erreur statistique reste non négligeable, environ **5%**. La deuxième source d'incertitude est liée à la résolution sur l'énergie (bruit électronique). Cette résolution a été prise en compte dans la simulation et est à l'origine d'un décalage du centre de la courbe de Landau de l'ordre de **5%**. Mais cette résolution est elle-même mal connue donc cette valeur du décalage est peu fiable. Nous estimons que l'incertitude sur la valeur moyenne de la courbe de Landau vaut aussi **5%**.

6.4.5.2 Correction de porte

La correction de porte (Sec. 6.3.3) correspond à la fraction du signal qui est intégrée pendant la durée de la porte d'intégration de l'ADC ($1,7\ \mu\text{s}$) comparée à l'intégrale du même signal sur tout son intervalle de variation (cette intégration est effectuée par le SAM).

Cette correction dépend donc de la mise en temps de la porte d'intégration de l'ADC par rapport au signal. La mesure de la correction de porte a été effectuée avec le système de déclenchement sur le signal utilisé pour l'étalonnage avec le ^{40}K . La correction de porte est donc bien connue pour ce type d'étalonnage. Par contre l'étalonnage avec les muons cosmiques nécessite un déclenchement différent fondé sur la coïncidence de deux cristaux opposés dont la mise en temps peut être légèrement différente. Cette différence n'ayant pas été mesurée précisément, son impact se traduit par une incertitude de l'ordre de **10%** sur la correction de porte.

6.4.5.3 Détermination de la position de la source avec l'ADC

La mesure quotidienne de la position du pic de désintégration du ^{40}K montre des fluctuations qui peuvent être importantes à 24 heures d'intervalle (jusqu'à 30%). Ces fluctuations sont expliquées par des erreurs de lecture de la position du pic qui est parfois masqué par les spectres de désintégration β de l'iode. Des fluctuations incontrôlées du gain des photomultiplicateurs sont aussi responsables d'une partie de ces variations. L'erreur sur la position du pic du sel est estimée à 20%.

La détermination la position de ce pic permet de mesurer l'évolution du rendement lumineux des cristaux. Les ajustements présentés sur la figure 6.9 sont utilisés pour moyenner ces fluctuations et ainsi diminuer leur impact sur la méthode d'étalonnage. Une incertitude de **5%** est associée à ces fluctuations.

6.4.5.4 Extrapolation du gain de la tension d'étalonnage à la tension de mesure du bruit de fond.

Cette source d'erreur a été décrite dans le paragraphe 6.4.3 et donne lieu à une incertitude calculée d'environ **2%** sur la mesure de l'énergie.

La somme quadratiques des erreurs sur les coefficients d'étalonnage est de $\Sigma\sigma^2 = 12\%$, la somme vaut $\Sigma\sigma = 20\%$. Ceci situe le niveau de confiance que l'on a dans la

6.5 Conclusion

détermination du niveau absolu d'énergie mesurée. D'autres sources d'erreur viennent s'ajouter à la mesure du bruit de fond (Sec. 6.5).

6.5 Conclusion

Le *Crystal Ring* est un appareillage qui permet d'étudier les particules issues des gerbes électromagnétiques créées par les particules de faisceau perdues et les photons issus du rayonnement synchrotron. sa conception mécanique lui permet d'étudier la distribution angulaire du bruit de fond et sa répartition le long de la ligne de faisceau. Le dispositif d'acquisition de données qui lui est associé est adapté d'une part à la mesure du bruit de fond de l'accélérateur (qui entraîne un signal continu du point de vue du système d'acquisition) et d'autre part à l'étalonnage des cristaux avec des sources à faible taux de répétition.

L'erreur liée à l'étalonnage en énergie a été quantifiée (Sec. 6.4.5). En dehors de ces erreurs sur l'étalonnage, l'erreur la plus importante lors des mesures de bruit de fond vient des variations de piédestaux du SAM. Cette erreur nous oblige à travailler avec des valeurs de signal suffisamment grandes par rapport au piédestal et donc restreignent notre gamme dynamique.

Certaines incertitudes n'ont pas pu être évaluées, notamment la différence de fonctionnement des photomultiplicateurs lorsqu'ils sont illuminés continuellement et lorsqu'ils sont illuminés avec des LEDs dont le signal est périodique. Des signes de dysfonctionnements sont apparus lors de la mesure du gain en fonction de la haute tension. Lorsque la tension des photomultiplicateurs est très basse, leur gain dépend de la fréquence du signal alimentant la LED. Comme le rapport du temps d'illumination de la LED sur la période du signal est limité par la LED, il n'est pas possible d'étudier cet effet pour des hautes tensions plus grandes, avec des fréquences plus grandes.

Pour l'ensemble de ces raisons, nous considérons que les mesures absolues du niveau de bruit de fond sont fiables à **50 % près**. Ce niveau de précision permet de tester la validité de la simulation du bruit de fond. La précision est bien meilleure lors de l'étude du rôle des différents éléments de la machine (collimateurs, système de vide, changements d'orbites...). car il s'agit alors de mesures de variations de bruit de fond.

Les autres détecteurs ont eux aussi de fortes incertitudes liées à l'interprétation des données en termes de niveau absolu de bruit de fond, mais les sources d'erreur sont différentes. Et c'est de la confrontation des différents résultats que nous pouvons déduire les estimations du niveau de bruit de fond les plus significatives.

Bibliographie

- [1] Terry Geld, « SLAC *B* Factory Background Commissioning », *Proceedings of the second workshop on backgrounds at the machine-detector interface*, Honolulu, Hawaii, March 1997.
- [2] David Kirkby, « A diode detector for PEP-II Commissioning », *Proceedings of the second workshop on backgrounds at the machine-detector interface*, Honolulu, Hawaii, March 1997.
- [3] R. Cizeron, V. LePeltier, A.M. Lutz, S. Sen, G. Wormser, T. Geld, B. Meadows, M. Sokoloff, M. Ronan, « A Mini-TPC for PEP-II Commissioning », *Proceedings of the second workshop on backgrounds at the machine-detector interface*, Honolulu, Hawaii, March 1997.
- [4] V. LePeltier, S. Trincaz-Duvoid, A. Valassi, G. Wormser, M. Ronan, T. Geld, B. Meadows, « Measurement of PEP-II backgrounds with the mini-TPC in the january 1998 commissioning run », Note interne BaBar 495, May 1999.
- [5] Sandrine Emery, « A CsI Scanning Ring for PEP-II Commissioning », *Proceedings of the second workshop on backgrounds at the machine-detector interface*, Honolulu, Hawaii, March 1997.
- [6] The particle data group, « Review of Particle Physics »
Eur. Phys. Jour. C, Vol. 3., 1998.
- [7] Photonis Physics Components, « Data Handbook ».
- [8] E. Browne, R.B. Firestone, « Table of Radioactive Isotopes », Wiley (1986)
- [9] B. Rossi, « High Energy Particles », Prentice Hall (1952)

Chapitre 7

L'étude du bruit de fond

Contents

7.1	Les paramètres de PEP-II et le bruit de fond	146
7.1.1	La qualité du vide	146
7.1.2	Optimiser le choix des orbites	147
7.1.3	La collimation du faisceau en amont du point d'interaction . . .	148
7.1.4	La variation des fonctions β	148
7.2	Analyse du bruit de fond	148
7.2.1	Étude de l'anneau de haute énergie seul	148
7.2.1.1	Le contexte expérimental	148
7.2.1.2	Étude du bruit de fond en fonction du courant	150
7.2.1.3	Mesures de sensibilité	154
7.2.1.4	Comparaisons entre données et simulation	160
7.2.1.5	Conclusions des mesures de janvier 1998	160
7.2.2	Étude de l'anneau de haute énergie dans sa configuration finale . . .	163
7.2.2.1	Caractéristiques du bruit de fond du HER d'après la simulation	163
7.2.2.2	Mesure du bruit de fond en fonction du courant	165
7.2.2.3	Effet des collimateurs sur le bruit de fond	170
7.2.3	Étude de l'anneau de basse énergie	172
7.2.3.1	Caractéristiques du bruit de fond du LER d'après la simulation	172
7.2.3.2	Mesure du bruit de fond en fonction du courant	174
7.2.3.3	Influence du nombre de paquets sur le bruit de fond	178
7.2.3.4	Mesure du bruit de fond en fonction de la position du <i>Crystal Ring</i>	182
7.3	Conclusions	182
7.3.1	Qu'a-t-on appris à propos du bruit de fond?	182
7.3.2	La préparation de la prise de données avec BABAR	186
7.3.3	Le bruit de fond dans les données actuelles	187

Ce chapitre est consacré à la description des mesures du bruit de fond de PEP-II. La section 7.1 décrit les paramètres de l'accélérateur qui influent le plus sur le bruit de fond. La section 7.2 résume les résultats obtenus avec le *Crystal Ring*, seulement avec l'anneau de haute énergie en janvier 1998 puis avec les deux anneaux dans une configuration presque finale de décembre 1998 à février 1999. Les conclusions que nous avons tirées de ces études, les systèmes de protection de BABAR mis en place et le bruit de fond mesuré actuellement par BABAR sont présentés dans la section 7.3.

7.1 La sensibilité du bruit de fond aux paramètres de PEP-II

Le chapitre 3 décrit les caractéristiques de l'accélérateur PEP-II et ses paramètres nominaux. Il est possible de faire varier ces paramètres pour déterminer expérimentalement quel est le meilleur mode de fonctionnement de PEP-II, en termes de luminosité et aussi en termes de bruit de fond. Nous allons maintenant décrire quels sont les paramètres qui ont une influence sur les bruits de fond machine.

7.1.1 La qualité du vide

Sachant que les interactions faisceau-gaz résiduel sont la source de bruit de fond dominante de PEP-II, le vide est un paramètre essentiel de l'étude du bruit de fond. Les objectifs fixés dans le *Conceptual Design Report* de PEP-II [2] sont résumés dans la table 7.1.

	Pression (nTorr) au courant maximum (3A)	Pression (nTorr) sans courant
Arcs	≤ 10 nTorr	~ 0.5 nTorr
Sections droites (sauf S2)	~ 3 nTorr	~ 0.5 nTorr
Section droite S2	~ 1 nTorr	~ 0.5 nTorr

TAB. 7.1 – Objectifs fixés pour le système de vide de PEP-II.

Différentes sortes de pompes sont utilisées pour obtenir un vide optimal :

- les « *HIP* » (*Holding Ion Pumps*) sont des pompes à ions utilisées dans les sections droites et les arcs de l'anneau de basse énergie (LER) qui permettent d'obtenir une pression résiduelle de l'ordre de quelques nTorr à quelques dizaines de nTorr;
- les « *DIP* » (*Distributed Ion Pumps*) sont des pompes à ions spécialement adaptées aux longs dipôles des arcs du HER qui sont les zones les plus exposées au rayonnement synchrotron du HER;
- des pompes à adsorption améliorent encore le vide dans les endroits les plus sensibles (la region d'interaction); l'adsorbent peut être gazeux comme pour les « *TSP* » (*Titanium Sublimation Pumps*) [3][4] ou solide comme pour les « *NEG* » (*Non Evaporable Getters*) [5][6][7].

7.1 Les paramètres de PEP-II et le bruit de fond

Les pompes à adsorption ont des vitesses de pompage très supérieures aux pompes classiques mais il faut avoir obtenu un pré-vide suffisant à l'aide des pompes à ions avant de les mettre en marche, sinon l'adsorbent est rapidement saturé et la pompe devient inopérante. Ces pompes doivent être régénérées périodiquement.

Lors des études de PEP-II, l'effet de la mise en marche des pompes NEG et TSP sur le bruit de fond a été observé et mis à profit pour caractériser la production de particules de faisceau perdues dans différentes zones de l'anneau (Sec. 7.2.1.3).

7.1.2 Optimiser le choix des orbites

De nombreux dipôles permettent de corriger l'orbite des faisceaux tout au long de l'anneau. Cela permet de trouver la trajectoire optimale du faisceau par rapport aux différentes restrictions d'ouverture. Modifier la trajectoire du faisceau a des conséquences sur la direction du rayonnement synchrotron et sur les pertes de faisceau. Cela change donc la répartition du bruit de fond venant directement du rayonnement synchrotron dans la zone d'interaction et aussi la pression dynamique qui dépend de l'état de « propreté » du tube à vide à l'endroit où il est atteint par le rayonnement synchrotron. Il est à noter que le rayonnement synchrotron émis par un faisceau peut influencer le vide dans l'autre anneau.

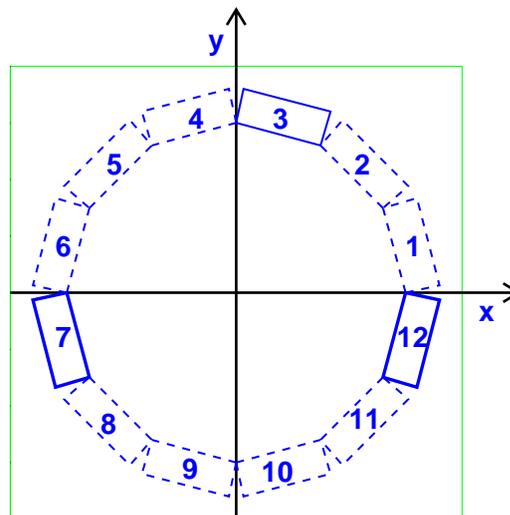


FIG. 7.1 – Lors du run de janvier 1998, seuls les cristaux 3, 7 et 12 (en traits pleins) étaient montés sur l'anneau. Une épaisseur de 1 mm de plomb a été installée autour des cristaux 7 et 12 (en gras) au cours de cette période.

7.1.3 La collimation du faisceau en amont du point d'interaction

Les collimateurs [8] sont des mâchoires en cuivre plaqué avec de l'or, placées en amont du point d'interaction pour limiter l'extension spatiale du faisceau ou pour éliminer les particules dont l'énergie est trop différente de l'énergie nominale du faisceau. Le faisceau peut-être ajusté par rapport aux collimateurs. Ils ont pour effet de limiter le nombre de particules de faisceau perdues qui déposent leur énergie dans la zone d'interaction en les forçant à interagir avant. Il faut s'assurer que la diminution de temps de vie qui résulte des pertes de faisceau au collimateur reste négligeable.

De tels collimateurs ont été installés au fur et à mesure que les mesures du bruit de fond ont mis en évidence leur utilité.

7.1.4 La variation des fonctions β

Le fait de choisir une optique pour laquelle les fonctions β sont petites au point d'interaction, implique des fonctions β grandes dans les quadripôles du doublet de focalisation final. Ce choix est nécessaire pour maximiser la luminosité. La perte des particules du faisceau dans ces quadripôles peut donc être importante. En variant les fonctions β au point d'interaction, on peut étudier la contribution du bruit de fond venant des quadripôles (Sec. 7.2.1.2).

7.2 Analyse du bruit de fond

7.2.1 Étude de l'anneau de haute énergie (HER) avec une zone d'interaction temporaire.

7.2.1.1 Le contexte expérimental

Comme expliqué dans la section 6.1, le programme d'étude du bruit de fond a commencé avec l'anneau de haute énergie seul lors de trois périodes de tests de l'accélérateur (mai-juin et septembre-octobre 1997, et janvier 1998, Tab. 6.1). La zone d'interaction n'était pas dans sa configuration nominale. Les différences entre la zone provisoire et la zone définitive ainsi que la configuration initiale du *Crystal Ring* employée pour ces mesures sont décrites dans les paragraphes qui suivent.

UNE ZONE D'INTERACTION PROVISOIRE

Le doublet de quadripôles Q4-Q5 (le plus important pour la focalisation du HER) était déjà présent, mais les éléments magnétiques Q2, Q1 et B1 ainsi que les chambres à vide les plus proches du point d'interaction n'étaient pas disponibles. Un tube à vide provisoire avait été conçu pour que la trajectoire du faisceau de haute énergie se trouve à peu près à la même distance des parois que dans la zone nominale. De même un masque en cuivre refroidi permettait de simuler l'effet du masque final destiné à protéger du rayonnement synchrotron le détecteur et les aimants proches du point d'interaction. Cette géométrie particulière a été simulée à l'aide du logiciel BBSIM pour pouvoir prédire le bruit de fond pendant cette période d'essais (Fig. 7.2).

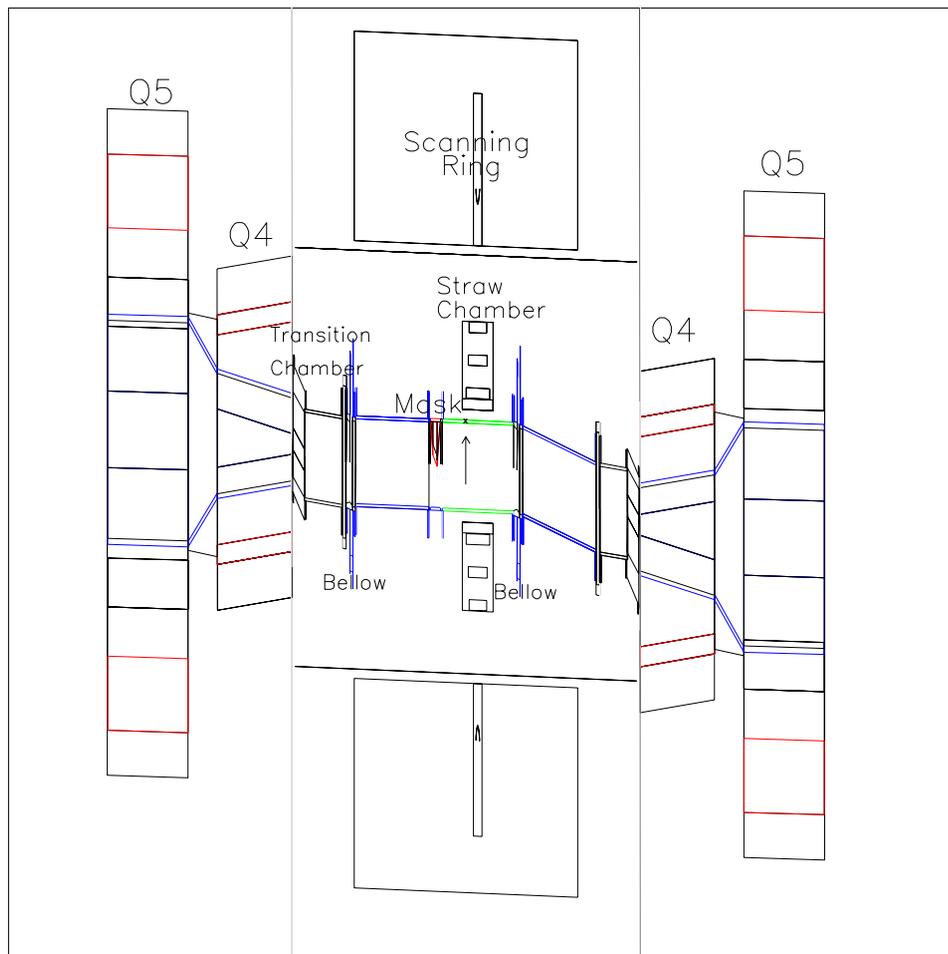


FIG. 7.2 – Zone d'interaction provisoire mai (1997 - février 1998) simulée à l'aide du logiciel BBSIM fondé sur l'utilisation de GEANT 3.21. Les éléments temporaires (chambres de transition, masque et quelques détecteurs de bruit de fond) sont dessinés. La longueur en z (échelle horizontale) de la zone simulée est 16 m, l'échelle horizontale est compressée d'un facteur 35 par rapport à l'échelle verticale.

LE CRYSTAL RING

Pendant les tests du HER, tous les cristaux n'étaient pas employés de façon à en préserver la plus grande partie pour l'étude simultanée des deux anneaux. Seuls les cristaux en position 3, 7 et 12 étaient installés sur l'anneau (Fig. 7.1). Le *Crystal Ring* était installé autour du point de d'interaction.

Au cours des tests décrits dans cette section, les cristaux 7 et 12 ont été enveloppés dans une boîte en plomb de un millimètre d'épaisseur de façon à éliminer la composante du bruit de fond venant du rayonnement synchrotron. Le cristal 3 a servi de référence.

7.2.1.2 Étude du bruit de fond en fonction du courant

Au cours du mois de janvier 1998, le but de la période d'essai de PEP-II était de montrer qu'il était possible de faire circuler dans l'anneau de haute énergie le courant permettant d'obtenir la luminosité nominale $\mathcal{L} = 3.10^{33} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ avec une focalisation proche de la focalisation nominale.

EFFET DE L'OPTIQUE DE FOCALISATION ET OPTIMISATION DES ORBITES

Lors du début du run, les quadripôles Q4 et Q5 n'étaient pas utilisés à leur pleine puissance de façon à obtenir une focalisation moins importante : c'est ce que l'on appelle une configuration optique *relâchée*. L'avantage de diminuer la focalisation est que le faisceau qui converge moins au point d'interaction, a une extension spatiale moins grande dans les aimants Q4 et Q5. Ceci se traduit, en principe, par un nombre de particules perdues heurtant les aimants Q4 et Q5 moins important et donc on s'attend à un bruit de fond moins important.

Les mesures correspondantes sont présentées sur la figure 7.3. La différence de bruit de fond qui est observée entre le cristal 7 placé à l'intérieur de l'anneau et le cristal 12 (lui aussi dans le plan horizontal mais à l'extérieur de l'anneau) est expliquée par la configuration des dipôles placés immédiatement en amont de la zone d'interaction et du quadripôle Q5 qui dévient la trajectoire des électrons qui ont perdu de l'énergie vers l'intérieur de l'anneau. Cet effet qui concerne les particules de faisceau perdues semble se répercuter sur les débris des gerbes créées par ces électrons. L'erreur sur la mesure de l'amplitude de cette asymétrie est importante car les erreurs d'étalonnage des cristaux ne sont pas corrélées.

La troisième série de mesures a été obtenue après avoir optimisé la trajectoire du faisceau pour obtenir un bruit de fond minimal, sans changer la focalisation du faisceau [9]. Cette procédure d'optimisation consiste à utiliser des aimants correcteurs pour modifier la position et la direction du faisceau au point d'interaction dans les plans (xz) et (yz). Cette optimisation permet de réduire le bruit de fond atteignant le *Crystal Ring* d'un facteur deux. Ces mesures ont été faites avant la mise en place du plomb et le terme linéaire d'augmentation du bruit de fond avec le courant est important, à cause de la contribution de photons venant des radiations synchrotron.

On constate donc, que de nombreux facteurs ont une influence sur le niveau de bruit de fond 7.3. Il est difficile d'obtenir des expériences complètement reproductibles de mesure du bruit de fond car ces paramètres évoluent au cours des tests. Ces effets ne sont pas simulés et donc les comparaisons entre données et simulation ne sont pas toujours aisées. De plus, au fur et à mesure que les tests avancent, les parois des chambres à vide

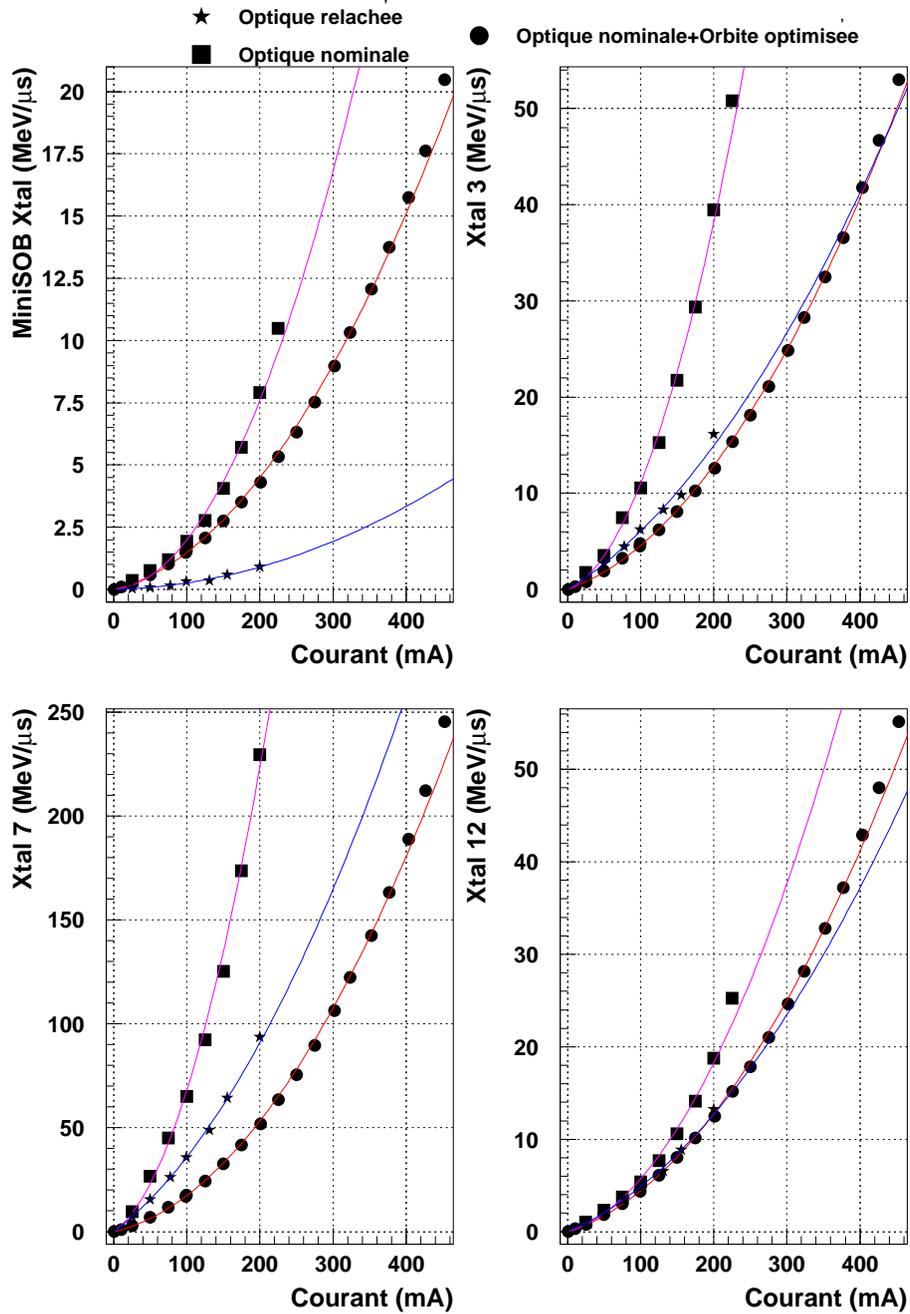


FIG. 7.3 – Évolution du bruit de fond en fonction du courant: optique de focalisation relachée (étoiles); optique de focalisation nominale (carrés); optique de focalisation nominale, orbite optimisée (points). Les données sont ajustées par une parabole dont le terme constant est nul (Sec. 5.1.2).

sont « nettoyées » et la diminution de la pression dynamique dû au dégazage des parois contribue à changer la dépendance du bruit de fond en fonction du courant.

SÉPARATION DES CONTRIBUTIONS DES PARTICULES DE FAISCEAU PERDUES ET DU RAYONNEMENT SYNCHROTRON

Dans le courant de la période de test, les cristaux 7 et 12 ont été placés dans une boîte en plomb d'épaisseur un millimètre. Le cristal 3 n'a pas été protégé de façon à servir de référence. Les résultats des mesures de bruit de fond avant et après la mise en place du plomb sont présentés sur la figure 7.4. On note que le bruit de fond mesuré est le même pour le cristal 3 pour ces deux prises de données séparées de quelques jours, donc la différence notable observée pour les autres cristaux est bien due à l'effet du plomb. Le rapport entre les données montre que la diminution de bruit de fond est d'environ 40% pour les cristaux placés autour de l'anneau et d'environ 25% pour le cristal placé sur le miniSOB.

Blinder les cristaux à l'aide d'un millimètre de plomb ne peut avoir d'effet que sur la composante de basse énergie du spectre des particules (essentiellement des photons) qui atteignent le *Crystal Ring* (Tab. 7.2). La simulation des particules de faisceau perdues interagissant dans la zone montre que l'on attend un effet faible dû à cet ajout de plomb de l'ordre de 5%, car l'énergie typique des photons des gerbes électromagnétiques interagissant dans le *Crystal Ring* est le MeV. Par contre le rayonnement synchrotron dont l'énergie est inférieure à 100 keV est supprimé, et il pourrait expliquer la différence de bruit de fond observée.

Énergie (MeV)	Libre parcours moyen (mm)
1	9
0,1	0,2
0,02	0,0005

TAB. 7.2 – Libre parcours moyen des photons dans le plomb en fonction de leur énergie [10]

En étudiant la sensibilité des cristaux 3,7 et 12 à l'angle horizontal du faisceau dans la zone d'interaction [11], ainsi que la corrélation avec le bruit de fond observé dans le détecteur de rayons X, on montre que les cristaux blindés sont beaucoup moins sensibles à la direction du faisceau que le cristal 3. Et notamment, le bruit de fond en fonction de l'angle du faisceau dans le plan (xz) est décorrélié du bruit de fond enregistré par la caméra à rayons X pour les cristaux 7 et 12, tandis que cette corrélation est forte pour le cristal 3. Ces éléments tendent à confirmer que la majeure partie du bruit de fond supprimé par le plomb vient du rayonnement synchrotron.

La décision a été prise par la suite de protéger tous les cristaux à l'aide des boîtes en plomb de 1 mm d'épaisseur fixées autour des boîtes en aluminium décrites dans la section 6.2. De cette façon, une partie du bruit de fond qui ne vient pas des interactions faisceau-gaz résiduel et qui n'est pas simulée est supprimée. Cela rend la comparaison entre mesure et simulation plus directe. Les mesures sont aussi moins sensibles aux changements d'orbite.

7.2 Analyse du bruit de fond

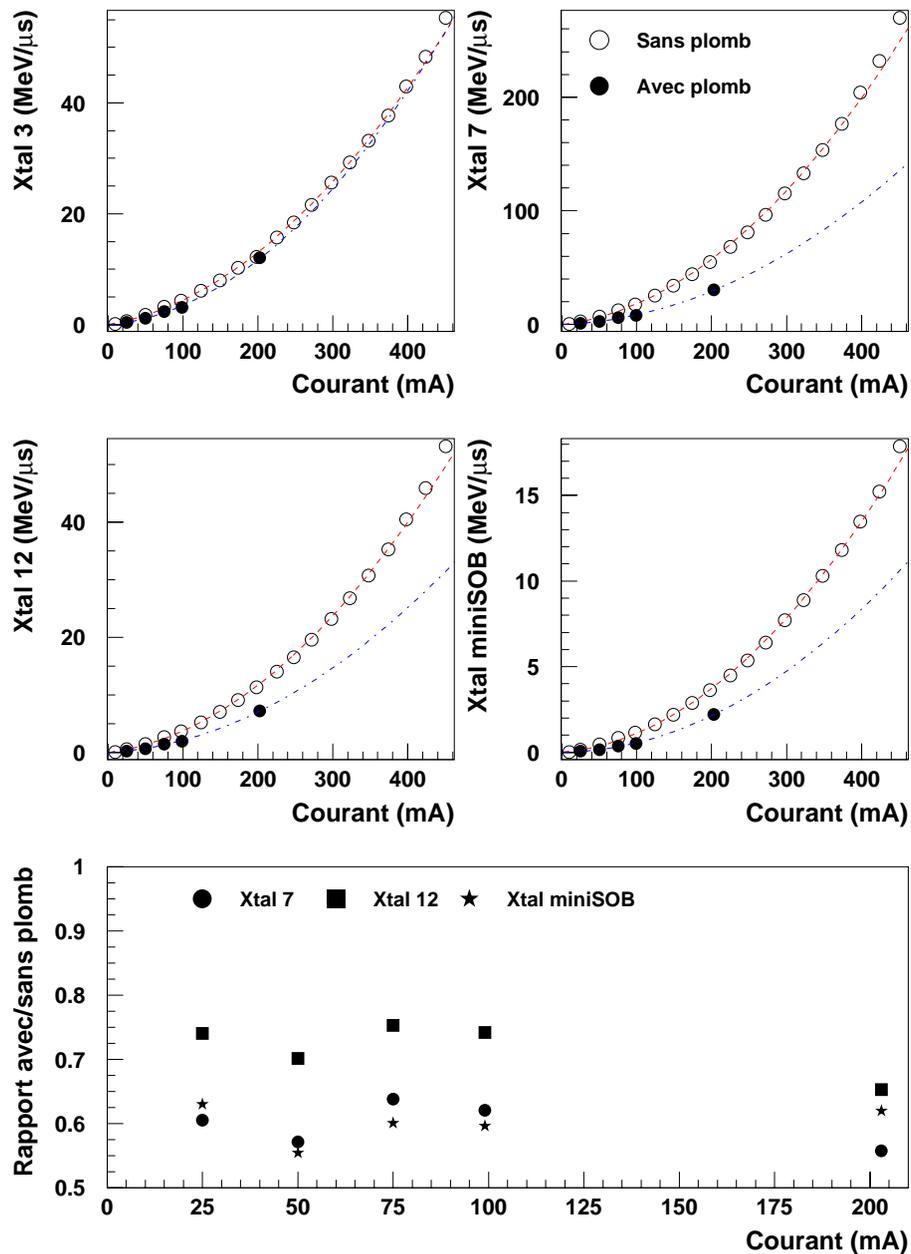


FIG. 7.4 – Effet de la protection apportée par un millimètre de plomb autour des cristaux 7 et 12 et de celui placé sur le miniSOB.

7.2.1.3 La mesure de la sensibilité des différentes zones

Cette section présente les résultats des expériences de modification du vide destinées à évaluer la contribution des différentes zones de l'anneau au bruit de fond mesuré au point d'interaction. Le protocole expérimental consiste à éteindre des pompes à vide à différents endroits dans l'anneau et à mesurer l'augmentation de bruit de fond correspondante. L'augmentation d'énergie déposée dans le *Crystal Ring* par microseconde $E(\text{pumps OFF}) - E(\text{pumps ON})$ est alors proportionnelle à l'intégrale de l'augmentation de pression ΔPL et au courant I stocké dans l'anneau. On peut négliger la pression dynamique dans la mesure où elle est négligeable devant l'augmentation de pression.

$$E(\text{pumps OFF}) - E(\text{pumps ON}) = (\Delta PL)I \times S_{zone} \quad (7.1)$$

où S_{zone} est la sensibilité du *Crystal Ring* aux interactions faisceau-gaz ayant lieu dans la zone considérée.

La mesure de l'augmentation de bruit de fond est une mesure de la sensibilité du *Crystal Ring* aux particules ayant interagi dans cette zone si on connaît le courant et l'augmentation de pression intégrée.

SENSIBILITÉ AU BRUIT DE FOND PRODUIT HORS DE S2

Nous avons étudié de façon qualitative la sensibilité du *Crystal Ring* au bruit de fond engendré en dehors de S2 en éteignant successivement différents groupes de *Distributed Ion Pumps* dans un arc ou une section droite entiers [13]. Ceci permet de comparer qualitativement la contribution au bruit de fond total des différentes parties de l'anneau, mais pas d'effectuer une mesure quantitative de la sensibilité de chaque zone, car l'augmentation de pression est très difficile à déterminer. De plus l'augmentation de pression locale n'est pas très importante, donc les détecteurs n'y sont sensibles que parce qu'elle s'étend sur une large zone.

Nous avons comparé l'augmentation de bruit de fond mesurée par le cristal 7 et le cristal placé sur le mini-SOB avec l'augmentation des pertes du faisceau qui sont caractérisées par la pression moyenne déduite du temps de vie (Fig. 7.5).

L'effet de la détérioration du vide sur le cristal 7 est très faible (inférieur à 15%) en dépit d'une augmentation de la pression moyenne d'un facteur 4 à 6, par contre il est plus important pour le cristal se trouvant près du miniSOB (un facteur 2). On ne remarque pas de différence entre la sensibilité du bruit de fond aux augmentations de pression qui ont lieu dans l'arc 9 et la section droite 10 et sa sensibilité à celles qui ont lieu très loin du point d'interaction (arc 3, sections droites 2B et 4).

Le nombre de particules de faisceau perdues qui interagissent près du point d'interaction ne diminue pas beaucoup avec la distance entre le point d'interaction et le lieu de l'interaction faisceau-gaz, comme le suggère la simulation (Fig. 7.6) qui montre que la distribution de la distance séparant le lieu de l'interaction faisceau-gaz de type coulombienne et le point d'interaction est à peu près constante autour de l'anneau.

Les particules ayant subi une diffusion coulombienne interagissent préférentiellement dans les aimants Q4 et Q5. Ces aimants n'avaient pas été pris en compte dans la simulation du bruit de fond utilisée pour le TDR de BABAR[12]. De plus la longueur de la ligne de faisceau simulée dans DECAY TURTLE était d'environ 200 m. Cela avait conduit à sous estimer la contribution des diffusions coulombiennes au bruit de fond prédit au

7.2 Analyse du bruit de fond

Effet des pompes DIP sur le bruit de fond

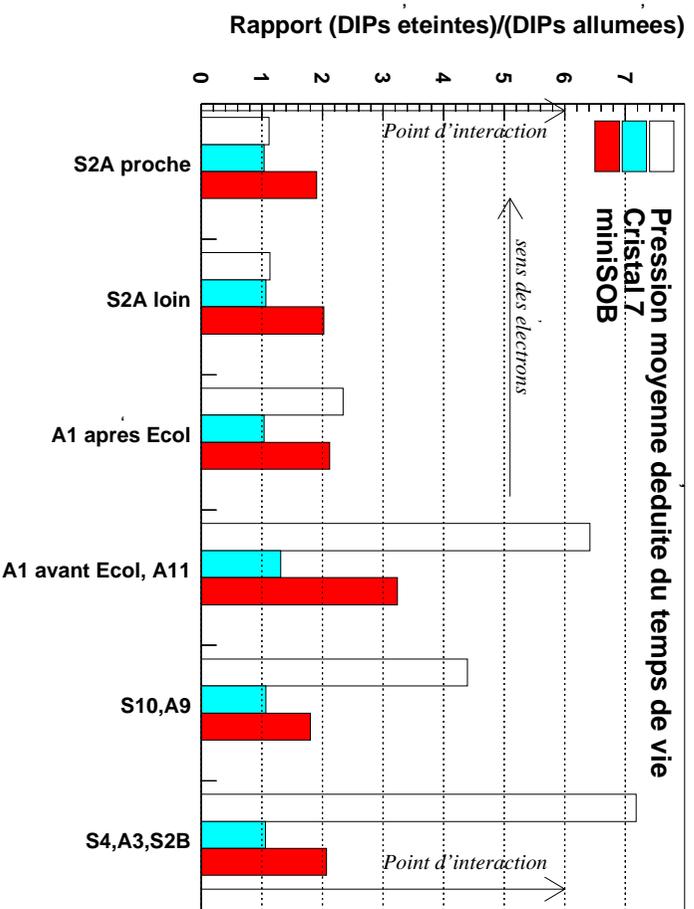


FIG. 7.5 – Rapport du bruit de fond observé pompes éteintes et pompes allumées. Comparaison avec l'augmentation de pression déduite du temps de vie.

point d'interaction. Cette approximation dans la simulation a été corrigé à la suite de ces mesures.

SENSIBILITÉ AU BRUIT DE FOND PRODUIT DANS S2

La sensibilité au bruit de fond produit dans S2 a pu être étudiée en dégradant le vide de façon importante localement. Ce résultat est obtenu en chauffant les NEG (dont le fonctionnement est expliqué dans le paragraphe 7.1.1) jusqu'à désorption d'une partie du gaz précédemment adsorbé. L'augmentation de pression obtenue par cette méthode est bien plus importante que lors de l'extinction des pompes à ions, car en plus de l'arrêt du pompage, il y a un apport important de gaz dû à la désorption. Les résultats des expériences de chauffage de NEG peuvent être interprétés de deux façons, qui constituent toutes les deux un test de la simulation des interactions faisceau-gaz dans la zone où l'augmentation de pression a lieu. La première méthode consiste à utiliser les sensibilités calculées dans la simulation pour estimer l'augmentation de pression à partir de l'augmentation de bruit de fond ; c'est cette approche qui va être développée ci-après. La deuxième méthode consiste à utiliser l'augmentation de pression estimée indépendamment grâce à la mesure du temps de vie et aux résultats des *pins diodes* et d'en déduire la sensibilité de la zone considérée. Celle-ci peut ensuite être comparée à la valeur simulée et aussi permettre de réévaluer le bruit de fond prédit à partir des sensibilités mesurées. Les résultats obtenus avec cette dernière méthode sont exposés dans les références [11] et [14].

Nous allons décrire les résultats des expériences menées en chauffant les NEG à deux

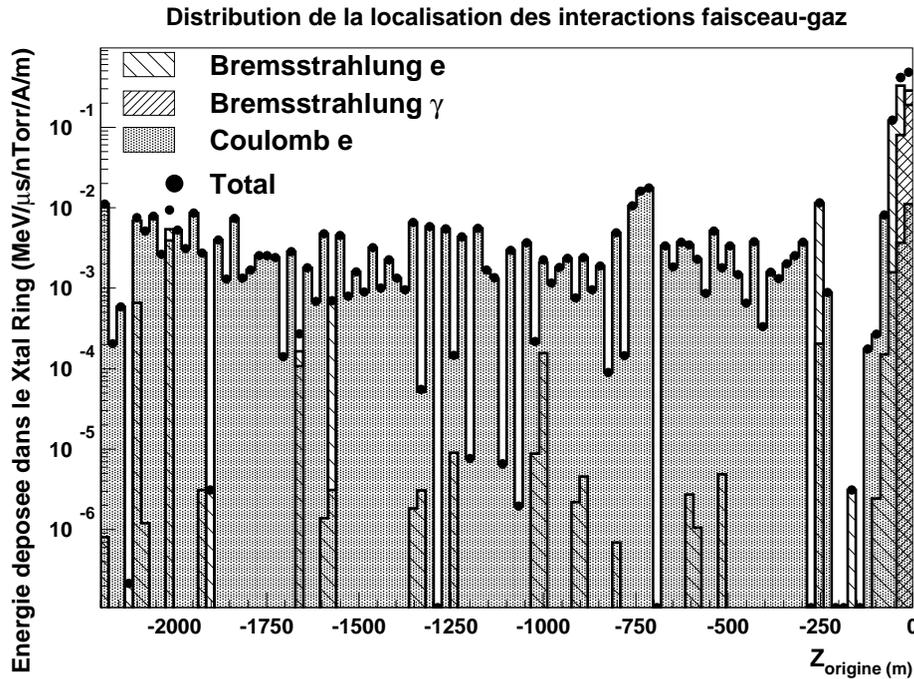


FIG. 7.6 – Distribution de la position des interactions faisceau-gaz qui sont à l'origine de dépôts d'énergie dans le Crystal Ring, pondérée par l'énergie déposée. La configuration simulée est celle de la période mai 1997-février 1998.

endroits dans S2A, en amont de la zone d'interaction pour le HER (Fig. 7.7) :

- entre -31 m et -36 m ;
- entre -58 m et -36 m.

La production de particules de faisceau perdues dans les 60 derniers mètres de S2 a été simulée en utilisant la méthode décrite dans la section 5.3 et nous avons distingué quatre zones dans l'anneau qui ont des contributions différentes en quantité ou en nature au bruit de fond total (Fig. 7.8 et Tab. 5.1). La première zone est caractérisée par une contribution importante des photons de bremsstrahlung, la deuxième et la troisième sont dominées par les électrons de bremsstrahlung et la dernière est dominée par la diffusion coulombienne. Les pompes NEG qui ont été chauffées sont situées dans les zones 2 et 3. Comme la sensibilité du *Crystal Ring* dans ces deux zones ne varie pas beaucoup. Le manque de précision dans la détermination de la position et de l'étendue de l'augmentation de pression n'affecte pas le résultat.

Les sensibilités des zones d'augmentation de pression pour les deux expériences de NEG ont été estimées à partir de la simulation. Nous avons utilisé 20 000 particules de faisceau perdues engendrées grâce au logiciel TURTLE. L'erreur statistique liée à cette simulation a été calculée en divisant les échantillons de particules de faisceau perdues produites dans les zones [-33m,-31m] et [-61m,-56m] en sous-échantillons, et la dispersion des valeurs moyennes trouvées pour chacun des sous-échantillons donne l'erreur statistique sur la valeur moyenne trouvée pour chacun des deux échantillons complets.

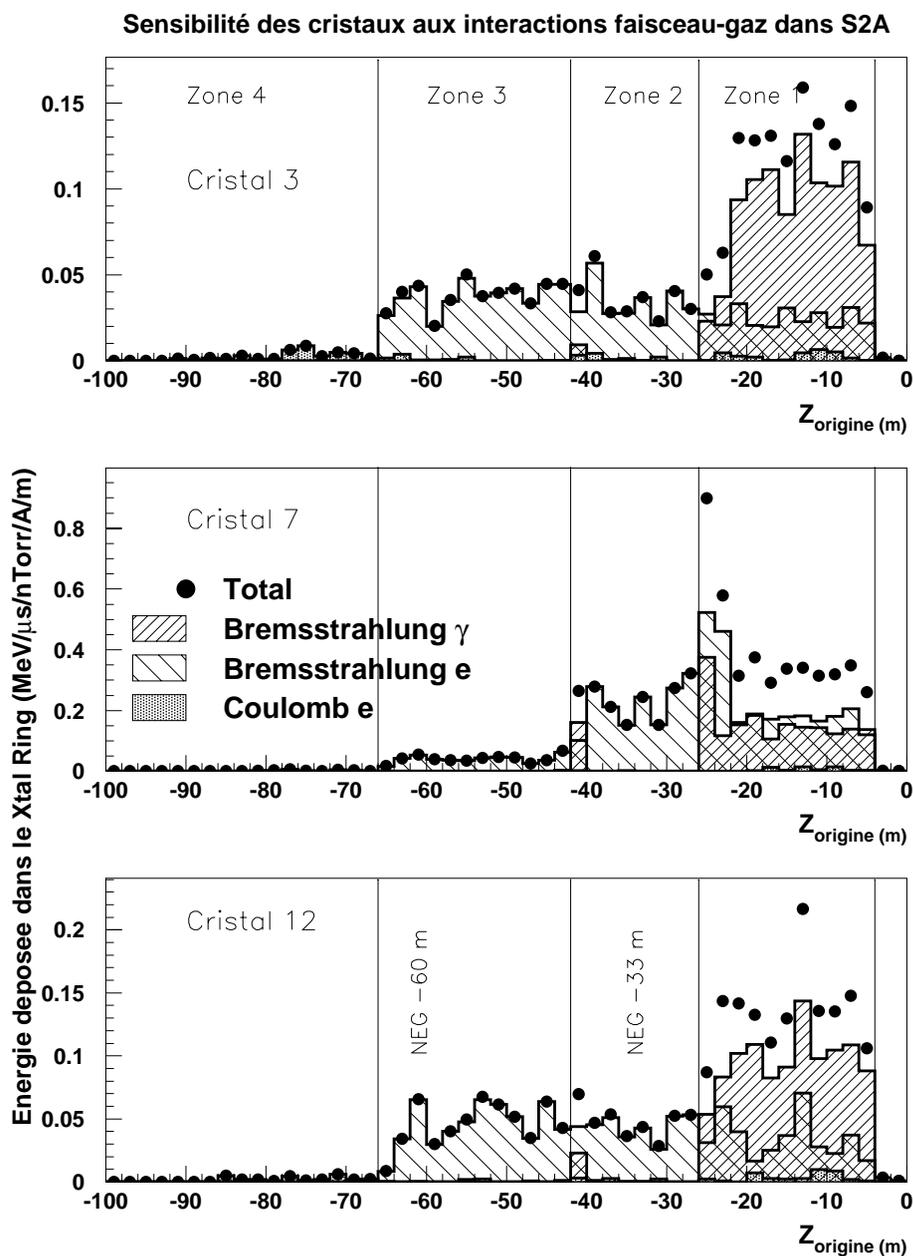


FIG. 7.8 – Séparation de l'anneau de haute énergie en quatre zones en fonction de la sensibilité du Crystal Ring aux particules de faisceau qui y sont perdues. La configuration simulée est celle de la période mai 1997-février 1998.

7.2 Analyse du bruit de fond

L'augmentation de bruit de fond est proportionnelle à l'augmentation de pression due au chauffage des NEG et à la sensibilité du *Crystal Ring* précédemment calculée. L'augmentation de pression peut donc être déduite de la mesure de l'augmentation de bruit de fond. ΔPL et ΔE_{Xt} étant les différences de pression intégrée et de bruit de fond (énergie déposée dans le *Crystal Ring*) avant et après le chauffage des NEG, on a :

$$\Delta PL = \Delta E_{Xt}/(S \cdot I) \quad (7.2)$$

où S est la sensibilité déterminée avec la simulation et I est l'intensité du courant circulant dans le HER. L'erreur sur la mesure de l'augmentation de bruit de fond est essentiellement due à la calibration. Lors de ces mesures seule une calibration avec le ^{40}K était possible et l'échelle absolue d'énergie est mal connue (à 50% près). L'augmentation ainsi mesurée est comparée avec celle déduite de l'ajustement du profil de pression mesuré par les pompes à ions (Tab. 7.3 et Tab. 7.4).

	Sensibilité MC MeV/(μs nTorr m A)	Courant A	ΔE_{Xt} MeV/ μs	$(\Delta PL)_{Xt}$ nTorr m	$(\Delta PL)_{pompes}$ nTorr m
Cristal 3	0,040 $\pm 0,015$	0,288	10,22 $\pm 5,1$	880 ± 460	780
Cristal 7	0,19 $\pm 0,05$	0,288	54,1 ± 27	1008 ± 500	780
Cristal 12	0,036 $\pm 0,022$	0,288	7,14 $\pm 3,6$	681 ± 370	780
<i>Crystal Ring</i>	0,26 $\pm 0,059$	0,288	71,46 ± 28	942 ± 386	780

TAB. 7.3 – Résultats des expériences de chauffage des NEG placées entre -31 m et -36 m. $(\Delta PL)_{Xt}$ (resp. $(\Delta PL)_{pompes}$) est l'augmentation de pression mesurée par les cristaux (resp. par les pompes).

	Sensibilité MC MeV/(μs nTorr m A)	Courant A	ΔE_{Xt} MeV/ μs	$(\Delta PL)_{Xt}$ nTorr m	$(\Delta PL)_{pompes}$ nTorr m
Cristal 3	0,037 $\pm 0,009$	0,264	64,11 $\pm 6,4$	6610 ± 980	6660
Cristal 7	0,043 $\pm 0,014$	0,264	121,21 ± 61	10520 ± 1820	6660
Cristal 12	0,042 $\pm 0,008$	0,264	52,94 ± 26	4740 ± 630	6660
<i>Crystal Ring</i>	0,12 $\pm 0,011$	0,264	238,26 ± 67	7359 ± 550	6660

TAB. 7.4 – Résultats des expériences de chauffage des NEG placées entre -58 m et -60 m. $(\Delta PL)_{Xt}$ (resp. $(\Delta PL)_{pompes}$) est l'augmentation de pression mesurée par les cristaux (resp. par les pompes).

	ΔP_{pompes} nTorr m	$\Delta PL(Xt)$ nTorr m	$\Delta PL(miniTPC)$ nTorr m	$\Delta PL(pins\ diodes)$ nTorr m
-31 m → -36 m	780	940	600	1000
-58 m → -60 m	6660	7360	-	4800

TAB. 7.5 – Résultats des expériences de chauffage des NEG pour les différents détecteurs de bruit de fond.

Zone		TDR	Pompes	
		Pression à 1 A (nTorr)	Pression de base (nTorr)	Pression dynamique (nTorr/A)
1	-4 m → -26 m	1	0,74	1,65
2	-26 m → -42 m	1	0,15	9,27
3	-42 m → -66 m	1	1,72	16,37
4	-66 m → -2200 m	0	2,1	12,32

TAB. 7.6 – Modèle de pression utilisé pour le HER pour l'analyse des données de janvier 1998 (hypothèses du TDR et estimation à partir des pompes à vide et du temps de vie).

Les pressions déduites de la mesure de l'augmentation de bruit de fond $(\Delta PL)_{Xt}$ sont en accord avec les pressions mesurées à l'aide des pompes $(\Delta PL)_{pompes}$ à un facteur deux près. Les autres détecteurs de bruit de fond sensibles aux particules de faisceau perdues trouvent des résultats similaires [14][15]. Ces résultats sont résumés dans la table 7.5.

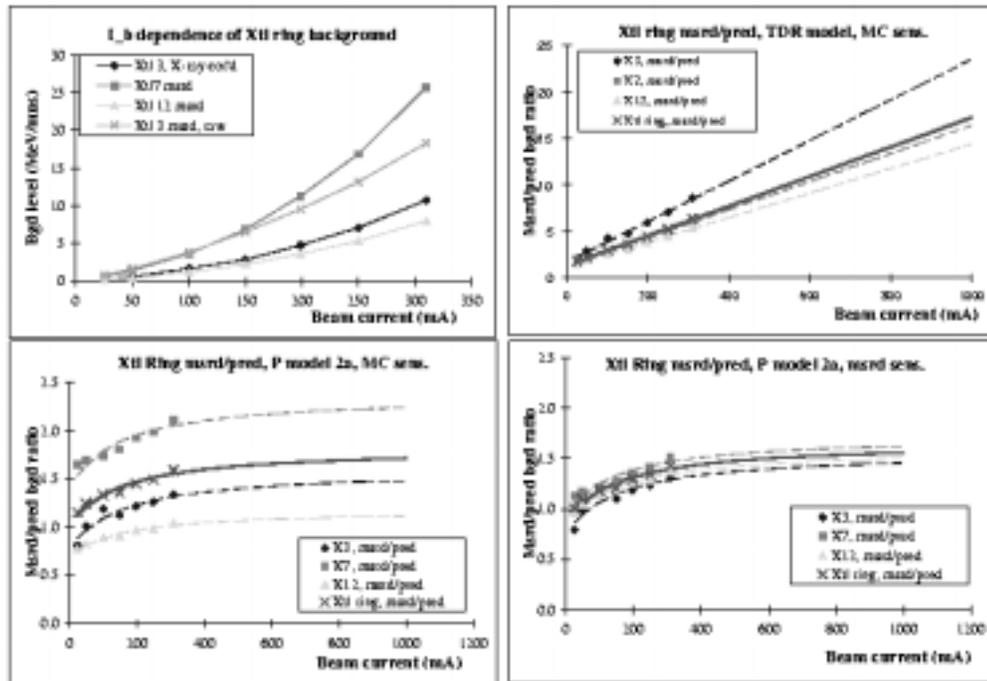
7.2.1.4 Comparaisons entre données et simulation

Les comparaisons entre données et simulation du bruit de fond en fonction du courant sont présentées sur la figure 7.9 pour différents modèles de pression. Les hypothèses faites sur la pression et l'absence de simulation des aimants Q4 et Q5 lors des études pour le TDR ont conduit à une sous-estimation importante du bruit de fond. Un modèle de pression plus réaliste (Sec. 5.3.4) montre que le désaccord entre les données et la simulation est moins qu'un facteur 2 si on utilise les sensibilités déduites de la simulation et inférieur à 50% si on utilise les sensibilités déduites des expériences de vide pour la région S2 (Sec. 7.2.1.3). Le modèle de simulation du bruit de fond semble donc décrire correctement la réalité.

7.2.1.5 Conclusions des mesures de janvier 1998

Les études de janvier 1998 ont permis d'acquérir les premières données avec le *Crystal Ring* exploitables en vérifiant que les photomultiplicateurs fonctionnent bien dans un régime où leur réponse est linéaire (Sec. 6.4.2). Cette période d'étude de l'accélérateur a été très importante, tant du point de vue des résultats que des enseignements qui ont été tirés du point de vue du mode opératoire des détecteurs de bruit de fond et des méthodes d'analyse des résultats.

Ces études ont montré la difficulté d'effectuer des mesures complètement reproductibles à cause de la sensibilité des bruits de fond aux paramètres de la machine et d'établir



G. DeGiovannico, S. Emery and W. Kozanecki

FIG. 7.9 – Évolution du bruit de fond du HER avec le courant (Janvier 1998). Comparaison entre les données et plusieurs simulations fondées sur différentes hypothèses. Sur la figure en haut à gauche est présenté le bruit de fond en fonction du courant mesuré avec les cristaux 3, 7 et 12. Les données du cristal 3, non blindé, sont présentées avant et après soustraction du bruit de fond dû à la radiation synchrotron. Les trois autres figures présentent le rapport entre données et simulation pour différents modèles de pression. La figure en haut à droite suppose les hypothèses du TDR (pression uniforme de 1 nTorr) et les sensibilités déduites de la simulation. Les figures du bas utilisent le modèle de pression de la table 7.6. La figure de gauche a été obtenue avec les sensibilités déduites de la simulation, celle de droite avec les sensibilités mesurées.

des conditions qui les rendent comparables à la simulation. La composante du bruit de fond venant du rayonnement synchrotron a pu être supprimée en blindant les cristaux à l'aide de 1 mm de plomb.

Les expériences de pression ont confirmé la nécessité de tenir compte des diffusions coulombiennes au delà de 200 m et de simuler les quadripôles Q4 et Q5 dans GEANT, car c'est à cet endroit que les particules issues des diffusions coulombiennes sont perdues. Les sensibilités des zones proches du point d'interaction ont été mesurées et l'accord avec la simulation semble raisonnable (de l'ordre de 50%) même si les erreurs affectant la simulation et les mesures sont grandes.

D'un point de vue plus général, les *pins diodes* ont montré que le rayonnement synchrotron se comporte comme la simulation le prévoit. La figure 7.10 montre que la simulation des diodes sensibles essentiellement au rayonnement synchrotron reproduit bien les données. Cela permet de valider le système de masques mis en place à partir des prédictions de cette même simulation. La simulation des particules de faisceau perdues est en désaccord avec les données d'un facteur 1,5 à 2 ce qui est semblable aux résultats trouvés avec le *Crystal Ring* et la *miniTPC* [15].

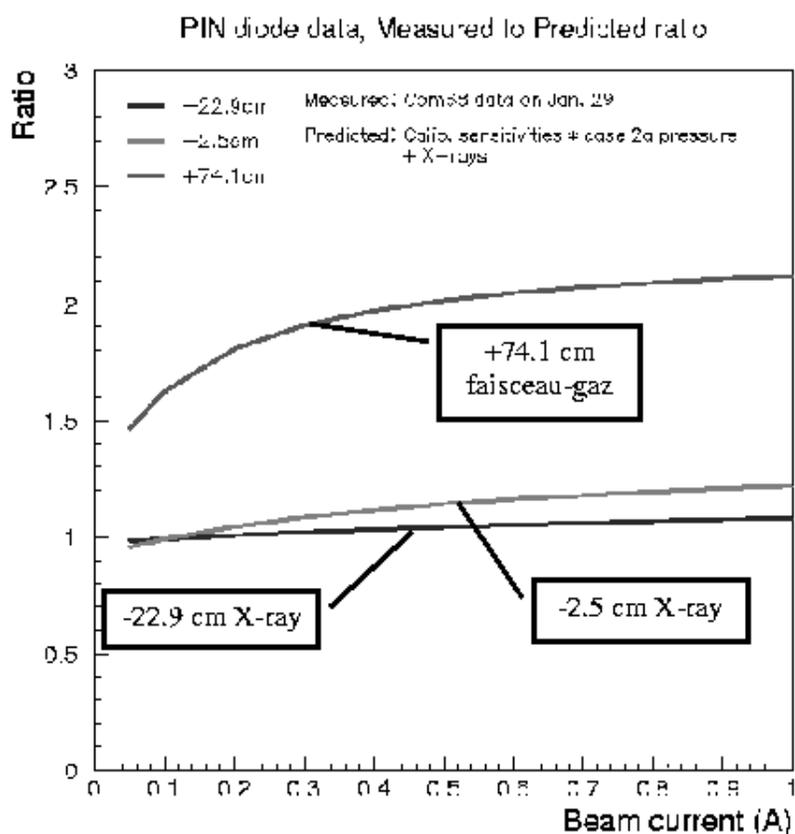


FIG. 7.10 – Comparaison données-simulation pour les *pins diodes* réalisée par C. Cheng et al., [16]. Le bruit de fond des diodes placées en amont du point d'interaction ($z < 0$) est dominé par le rayonnement synchrotron, celui des diodes placées en aval ($z > 0$) par les particules de faisceau perdues.

7.2.2 Étude de l'anneau de haute énergie dans sa configuration finale

Les études de bruit de fond menées avec un seul anneau, ont été poursuivies avec les deux anneaux et une zone d'interaction quasi-finale d'octobre 1998 à février 1999. Tous les éléments constituant l'optique du faisceau étaient en place.

Nous avons pu étudier le comportement du bruit de fond en fonction du courant jusqu'à 1,1 A pour le LER et 550 mA pour le HER (comme certaines chambres à vide étaient provisoires et n'étaient pas suffisamment résistantes aux échauffements, il n'était pas possible de faire circuler les courants nominaux de PEP-II).

Lors de ces expériences, l'anneau de basse énergie n'était pas équipé de collimateurs pour lutter contre le bruit de fond créé loin du point d'interaction. Par contre, l'anneau de haute énergie disposait déjà de collimateurs bêtatron situés en IR12 et d'un collimateur en énergie situé dans l'arc 1.

Le *Crystal Ring* étant complet (Fig. 7.11) et installé sur les rails, le bruit de fond a pu être mesuré à différents endroits dans la zone d'interaction.

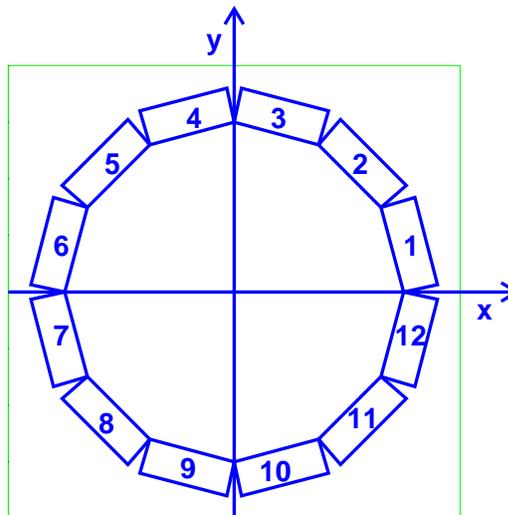


FIG. 7.11 – Le Crystal Ring durant l'hiver 1998-1999 : les douze cristaux étaient montés sur le cadre et entourés de plomb

7.2.2.1 Caractéristiques du bruit de fond du HER d'après la simulation

L'étude de la contribution des différentes zones définies dans le tableau 5.1 est résumée par la figure 7.12. La contribution de la zone la plus éloignée du point d'interaction correspond à un tiers du bruit de fond total. La distribution du lieu des interactions

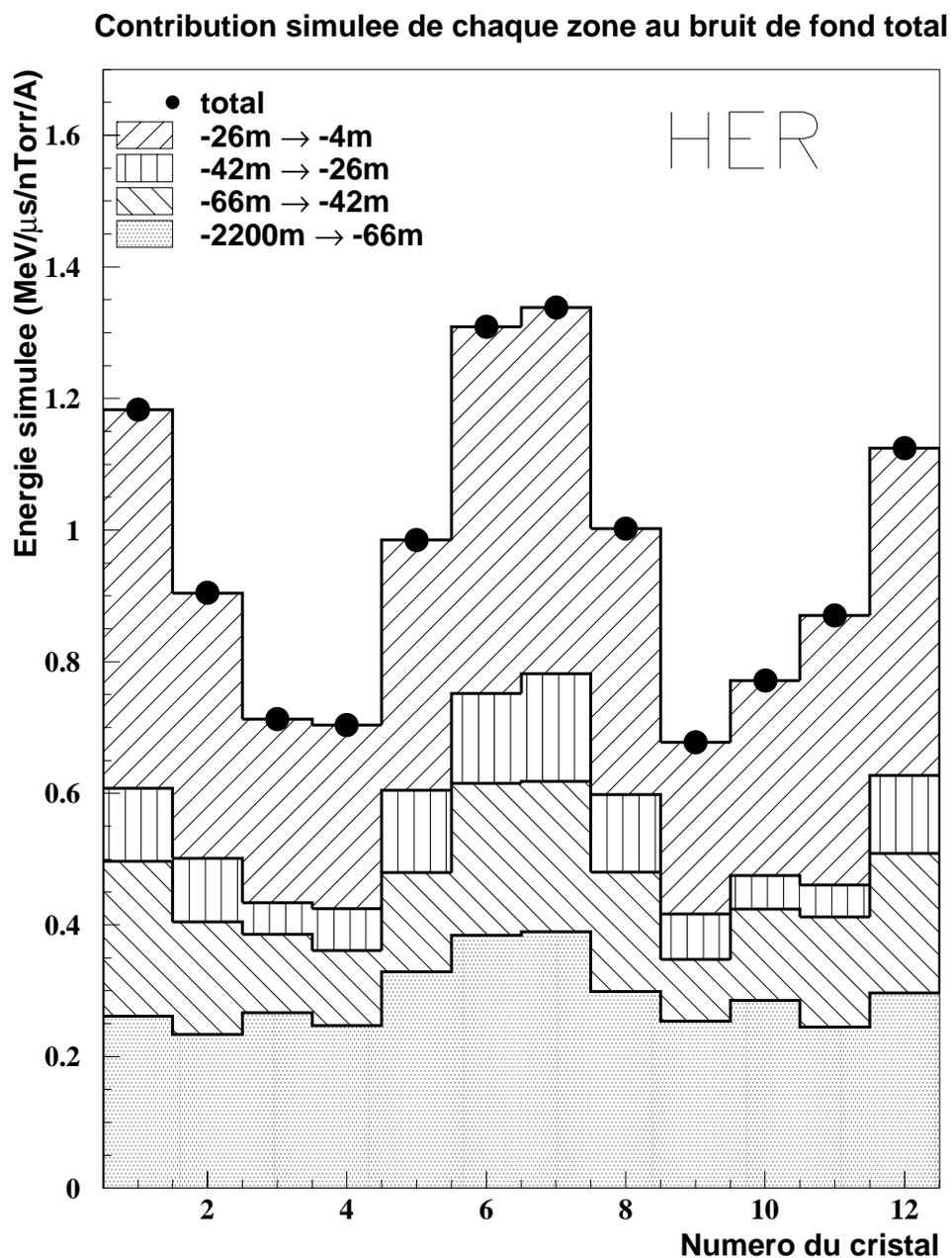


FIG. 7.12 – Contribution des différentes zones (Tab. 5.1) au bruit de fond total en fonction du numero de cristal (Fig. 7.11) pour le faisceau de haute énergie.

7.2 Analyse du bruit de fond

faisceau-gaz (figure 7.13) montre que même si la diffusion coulombienne domine, il y a aussi une contribution venant de la diffusion accompagnée de bremsstrahlung. Les zones proches ($z > -66m$) sont dominées par la diffusion accompagnée de bremsstrahlung. Les électrons qui ont été diffusés élastiquement (diffusion coulombienne) déposent leur énergie dans les tubes à vide de Q4 et Q5 ainsi que dans la bride entre Q2 et Q4. Les autres déposent leur énergie dans les masques en amont du point d'interaction. Le niveau de bruit de fond prédit par la simulation est moins important que pour la zone provisoire car le matériau des dipôles et quadripôles placés près du point d'interaction absorbe une partie de l'énergie venant des particules de faisceau perdues. On observe sur la figure 7.12 que d'après la simulation, le bruit de fond est essentiellement émis dans le plan horizontal. La variation de bruit de fond en fonction de l'angle ϕ est essentiellement due aux interactions ayant lieu dans les zones 1 à 3 ($0 \rightarrow -66m$). La différence entre le résultat trouvé dans les données de janvier 1998 et l'asymétrie simulée dans la configuration finale est sans doute due au matériau ajouté dans la zone d'interaction (aimants, *Support Tube*,...) qui en diffusant les particules de la gerbe électromagnétique changent leur direction. L'énergie déposée dans le *Crystal Ring* dépend donc moins de la direction de la particule initiale.

7.2.2.2 Mesure du bruit de fond en fonction du courant

La diminution de la pression dynamique a été contrôlée durant la période d'essais de novembre 1998 à février 1999 au fur et à mesure de l'augmentation du courant intégré ayant circulé dans l'anneau. L'évolution de l'énergie mesurée avec le courant est modélisée par un polynôme du second degré dont les coefficients quadratiques et linéaires sont déterminés en ajustant la courbe de bruit de fond en fonction du courant par un polynôme du second degré dont le terme constant est nul ($aI^2 + bI$). On en déduit le bruit de fond extrapolé pour un courant de 1A. La détermination du terme linéaire est alors très sensible aux points mesurés à faibles courants et aux erreurs de piédestaux ce qui la rend peu précise. La figure 7.14 montre la diminution du terme quadratique et du bruit de fond extrapolé au courant nominal (750 mA) au cours du temps. Il n'y a pas de variation significative du terme linéaire. On remarque aussi que le bruit de fond mesuré par le cristal placé sur le miniSOB a peu diminué.

Nous avons comparé les résultats des mesures de bruit de fond effectuées le 9 février 1999 avec la simulation. Le modèle de pression utilisé est détaillé dans le tableau 7.7. L'effet des collimateurs placés en IR12 à 244m en amont du point d'interaction a été simulé, avec le logiciel TURTLE, par des restrictions d'ouverture rectangulaires de dimensions appropriées. Il a été estimé [17] que $\sim 80\%$ des électrons perdus par diffusion coulombienne étaient arrêtés par les collimateurs et que $\sim 33\%$ des électrons perdus à cause du bremsstrahlung étaient arrêtés. Le paragraphe 7.2.2.3 décrit plus en détail la mesure de l'effet des collimateurs. Les comparaisons données/simulation sont présentées sur la figure 7.15 pour les données prises collimateurs ouverts. Le désaccord est très important. Le bruit de fond prédit est entre 15 et 25 fois plus petit que celui mesuré à un courant de 400 mA. Les erreurs estimées sur la mesure du bruit de fond (50%) et sur la modélisation du profil de pression (50%) ne permettent pas d'expliquer une telle différence.

Plusieurs explications (classées par ordre de probabilité croissante) sont possibles :

- la description de la zone d'interaction dans la simulation n'est pas correcte ;

Sensibilité du Xtal Ring en fonction de z

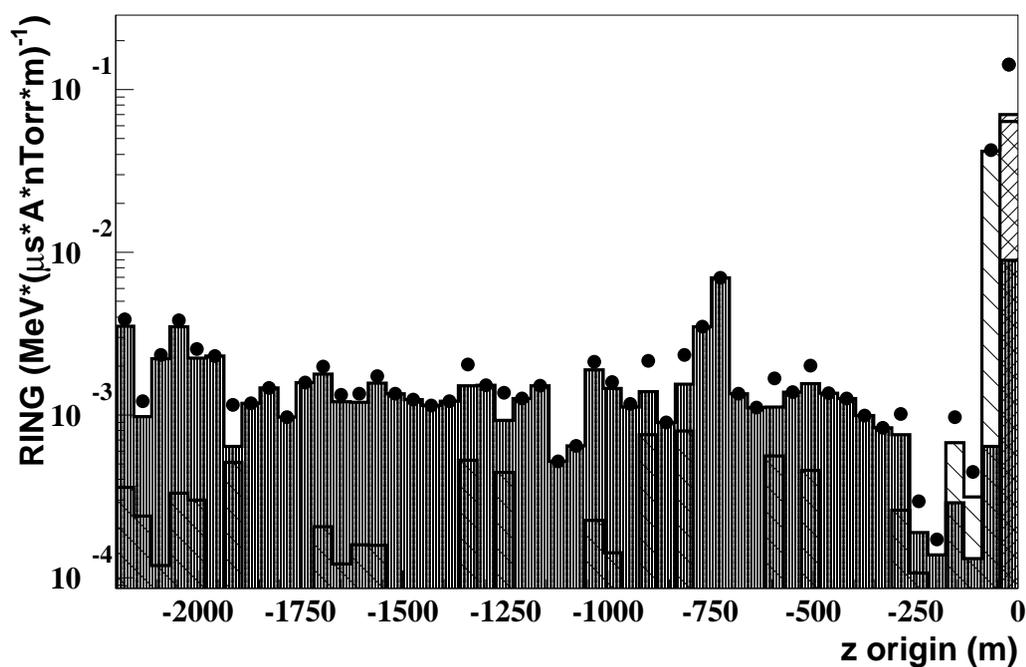
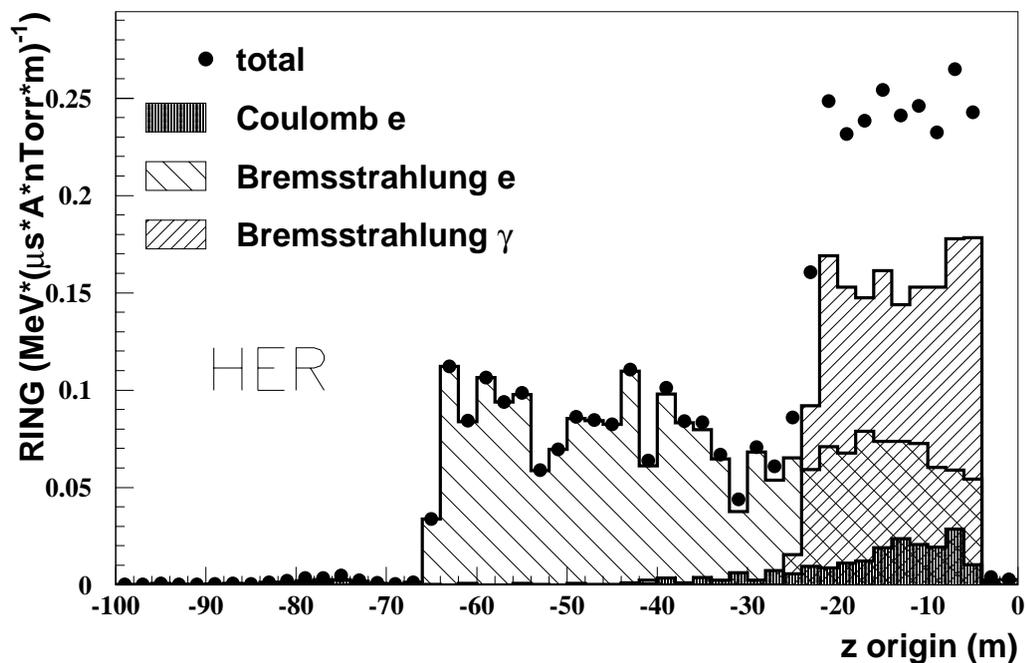


FIG. 7.13 – Distribution du lieu des interactions faisceau-gaz pondérée par l'énergie déposée dans le Crystal Ring, pour le faisceau de haute énergie. La simulation est celle de la configuration finale de la machine, elle tient compte de l'ensemble des éléments magnétiques placés près du point d'interaction.

7.2 Analyse du bruit de fond

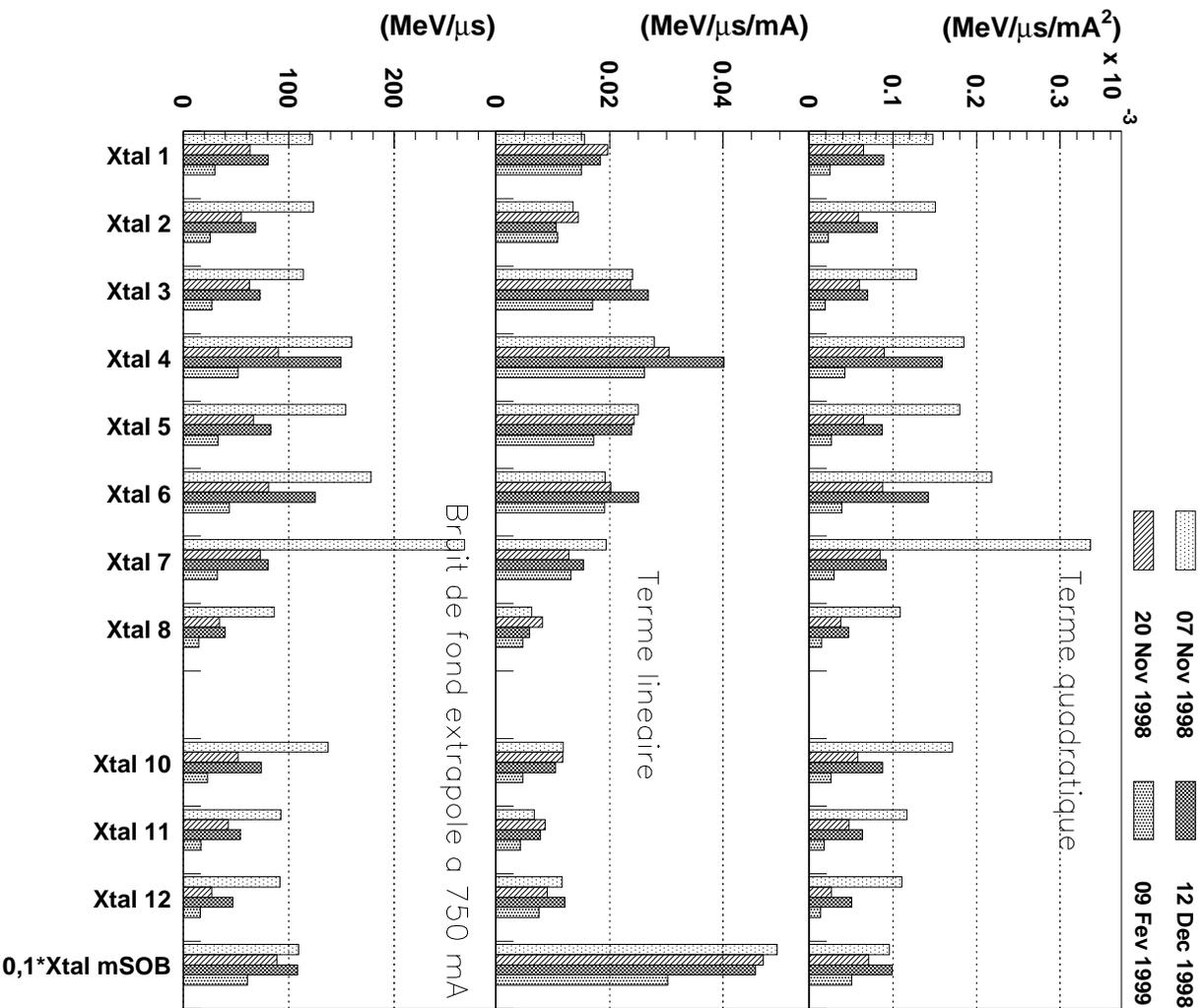


FIG. 7.14 – Évolution du bruit de fond venant du faisceau de haute énergie au cours de l'hiver 1999. Figure du haut : terme quadratique ; figure du milieu : terme linéaire ; figure du bas bruit de fond extrapolé à 750 mA. Ces mesures ont été effectuées en optimisant les collimateurs pour réduire le bruit de fond.

ruit de fond en fonction du courant dans le HER collimateurs ouverts

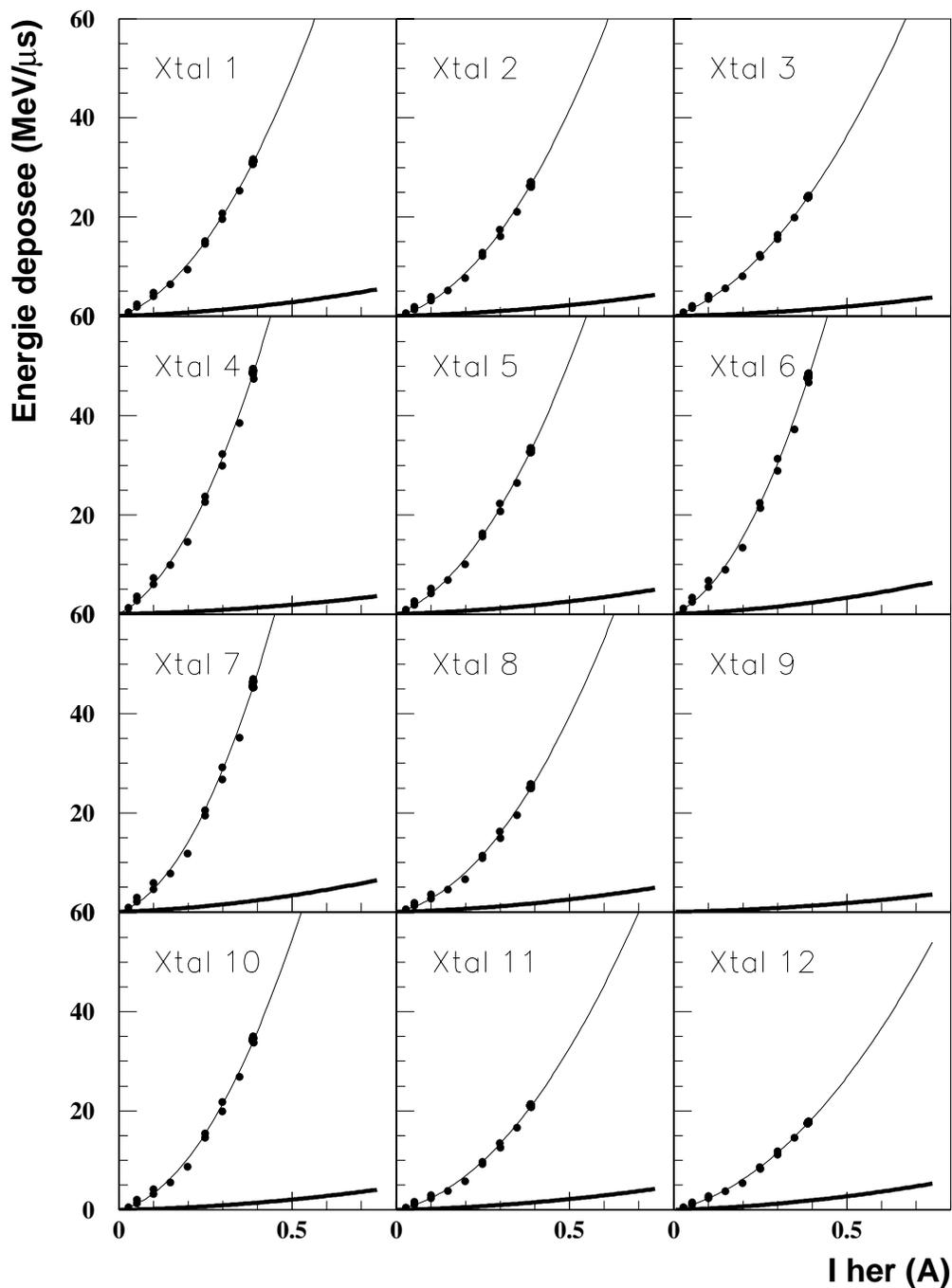


FIG. 7.15 – Étude du bruit de fond en fonction du courant. Les points représentent les données du 09 février 1999 prises avec les collimateurs ouverts, la courbe en gras correspond à la simulation de cette dépendance en utilisant le modèle de pression décrit dans le texte.

ruit de fond en fonction du courant dans le HER collimateurs fermés

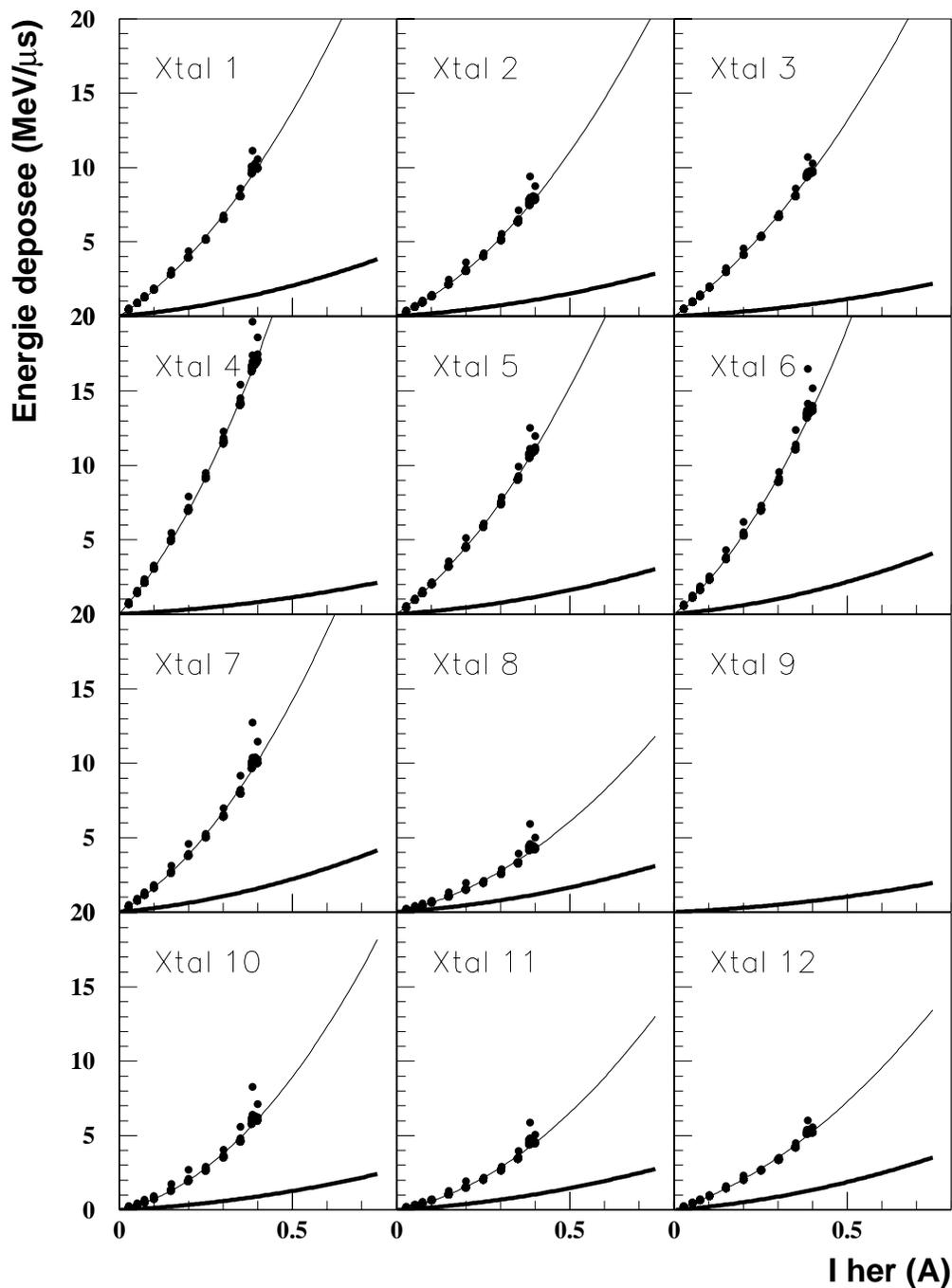


FIG. 7.16 – Étude du bruit de fond en fonction du courant. Les points représentent les données du 09 février 1999 prises avec les collimateurs fermés ; la courbe en gras correspond à la simulation de cette dépendance en utilisant le modèle de pression décrit dans le texte.

Zone		Pression de base (nTorr)	Pression dynamique (nTorr/ A)
1	-4 m → -26 m	2.	2,8
2	-26 m → -42 m	2.	1,2
3	-42 m → -66 m	2.	6,8
4	-66 m → -2200 m	2.	12

TAB. 7.7 – *Modèle de pression utilisé pour le HER pour l'analyse des données du 9 février 1999. Contrairement au modèle utilisé pour les données de janvier 1998, il n'utilise pas l'information des pompes à vide qui semble biaisée, mais il est calculé à partir du temps de vie, pour tout l'anneau sauf S2. La distribution du rayonnement synchrotron émis, le coefficient d'émission secondaire des chambres à vide et la puissance de pompage sont utilisés pour modéliser la pression près du point d'interaction.*

- il y a des pertes de faisceau localisées près du point d'interaction qui ont un impact faible sur le temps de vie et qui ne sont pas simulées ;
- la pression est sous-estimée ;
- la simulation néglige à tort les particules de faisceau perdues qui parcourent plus d'un tour d'anneau avant d'interagir.

Cette dernière hypothèse semble la plus probable d'après les expériences de collimation de faisceau menées avec l'anneau de haute énergie (Sec. 7.2.2.3) qui montrent que la simulation sous-estime la contribution des interactions faisceau-gaz ayant lieu loin du point d'interaction. Le désaccord que nous trouvons entre les données et la simulation est plus petit lorsque nous considérons les données prises collimateurs fermés (le facteur varie entre 4 et 10 selon les cristaux pour un courant de 400 mA). Ce résultat est montré sur la figure 7.16. L'interprétation et la mise en perspective de ce résultat est approfondie dans la section 7.3.

7.2.2.3 Effet des collimateurs sur le bruit de fond

Plusieurs séries d'expériences ont été faites avec les collimateurs placés en IR12. Nous allons présenter celles qui ont eu lieu le 12 décembre 1998 et le 9 février 1999. Dans ces deux cas, le protocole a été le suivant :

- chercher la fermeture optimale des collimateurs qui minimise le bruit de fond pour la moyenne des détecteurs de bruit de fond sans trop détériorer le temps de vie ;
- mesurer le bruit de fond en fonction du courant avec les collimateurs ouverts puis fermés pour chaque courant (les collimateurs doivent être ouverts au moment de l'injection).

Les résultats des expériences effectuées le 12 décembre sont reportés sur la figure 7.17. On voit que la caméra à rayons X est peu sensible aux collimateurs. Les pins diodes, le *Crystal Ring*, la *straw chamber* et la miniTPC voient leur bruit de fond diminuer d'un facteur 1,5 à 2,5. Ces détecteurs sont les plus sensibles aux particules de faisceau perdues dans la zone 4. Le temps de vie du faisceau diminue de 20% à 40% lorsque les collimateurs sont fermés, ce qui est en désaccord avec la simulation qui prédit une

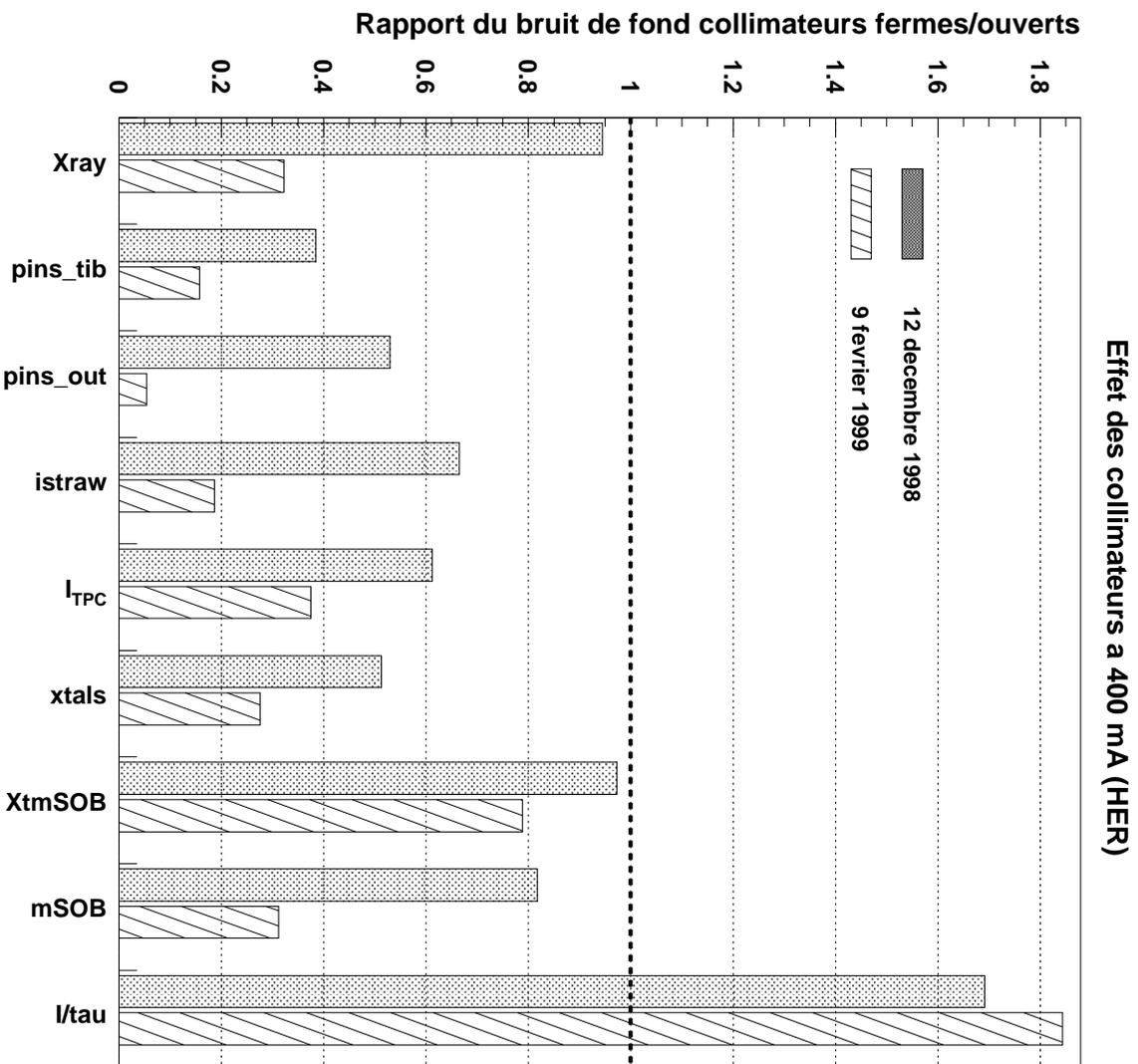


FIG. 7.17 – Étude de l'influence des collimateurs sur les différents détecteurs de bruit de fond : caméra à rayons X, pins diodes (intérieures/haut/bas et extérieures), straw chamber, mini TPC, Crystal Ring, cristal du miniSOB, miniSOB, moniteurs de luminosité et le rapport courant sur temps de vie. Le rapport collimateurs fermés sur collimateurs ouverts est donné pour un courant de 250 mA.

diminution de quelques pourcents. Ce désaccord serait dû à des queues verticales du faisceau non comprises.

Des expériences similaires ont été effectuées le 09 février, et nous avons trouvé un effet plus important que lors des expériences précédentes. Sur la figure 7.18, se trouve, pour différents cristaux, le rapport de l'énergie mesurée collimateurs fermés et de l'énergie mesurée collimateurs ouverts en fonction du courant pour les données du 12 décembre, du 9 février et la simulation. On constate que l'effet des collimateurs est plus important dans les données que dans la simulation, ce que nous avons déjà constaté d'après les figures 7.16 et 7.15 pour les données du 9 février. Nous constatons aussi que l'effet des collimateurs a changé entre le 9 février et le 12 décembre. Cela peut avoir plusieurs explications :

- les contributions relatives des différentes zones au bruit de fond peuvent être différentes, à cause du dégazage des parois ;
- les paramètres de la machine peuvent avoir changé ;
- le réglage des collimateurs est différent.

Ces expériences ne sont pas suffisamment reproductibles pour que l'on puisse tirer des conclusions fermes quand à la contribution de la zone 4 par rapport au reste de l'anneau. Il semble tout de même que celle-ci soit sous estimée dans la mesure où les deux expériences reportées trouvent un effet plus grand que celui attendu d'après la simulation. Cela peut venir d'une sous-estimation de la pression dans cette zone, ou bien de particules de faisceau perdues (à cause de la diffusion coulombienne) qui interagissent avec le matériau de la zone après avoir parcouru plusieurs tours dans l'anneau, ces particules n'étant pas simulées. Il n'a pas été possible de simuler ce processus en détail en utilisant le logiciel TURTLE car TURTLE est adapté à la description du faisceau dans une ligne de transport et pas à celle de la physique d'un anneau de stockage. Le logiciel LEGO, moins performant pour la description des particules de faisceau perdues [18] a montré qu'un tel phénomène est possible et l'effet « d'amplification multitour » pourrait atteindre un facteur cinq à dix.

7.2.3 Étude de l'anneau de basse énergie

7.2.3.1 Caractéristiques du bruit de fond du LER d'après la simulation

La simulation permet d'étudier l'origine du bruit de fond qui dépose de l'énergie dans le *Crystal Ring*. La figure 7.19 montre que pour le faisceau de basse énergie, la majorité (~ 60%) du bruit de fond vient des particules qui sont perdues dans la zone la plus éloignée du point d'interaction (entre 62m et 2200m). D'après la figure 7.20, ces particules sont essentiellement des particules qui ont subi une diffusion coulombienne sur un noyau du gaz résiduel. La majorité de ces particules viennent déposer leur énergie au niveau de la bride entre les chambres à vide des aimants Q4 et Q2. Il s'agit de l'endroit où le tube à vide a la plus petite ouverture dans la zone d'interaction.

Les particules ayant subi une diffusion accompagnée de bremsstrahlung ne déposent d'énergie dans les cristaux que si la diffusion a eu lieu dans les zones les plus proches du point d'interaction (Fig. 7.20). Généralement, l'interaction avec le matériau de la zone d'interaction a lieu dans les masques en amont du point d'interaction qui protègent les aimants B1 et Q1 ainsi que le détecteur. D'après la simulation, le *Crystal Ring* n'est pas sensible aux particules qui interagissent loin en amont dans la section droite S2B.

On remarque sur la figure 7.19 que le bruit de fond attendu est plus important dans

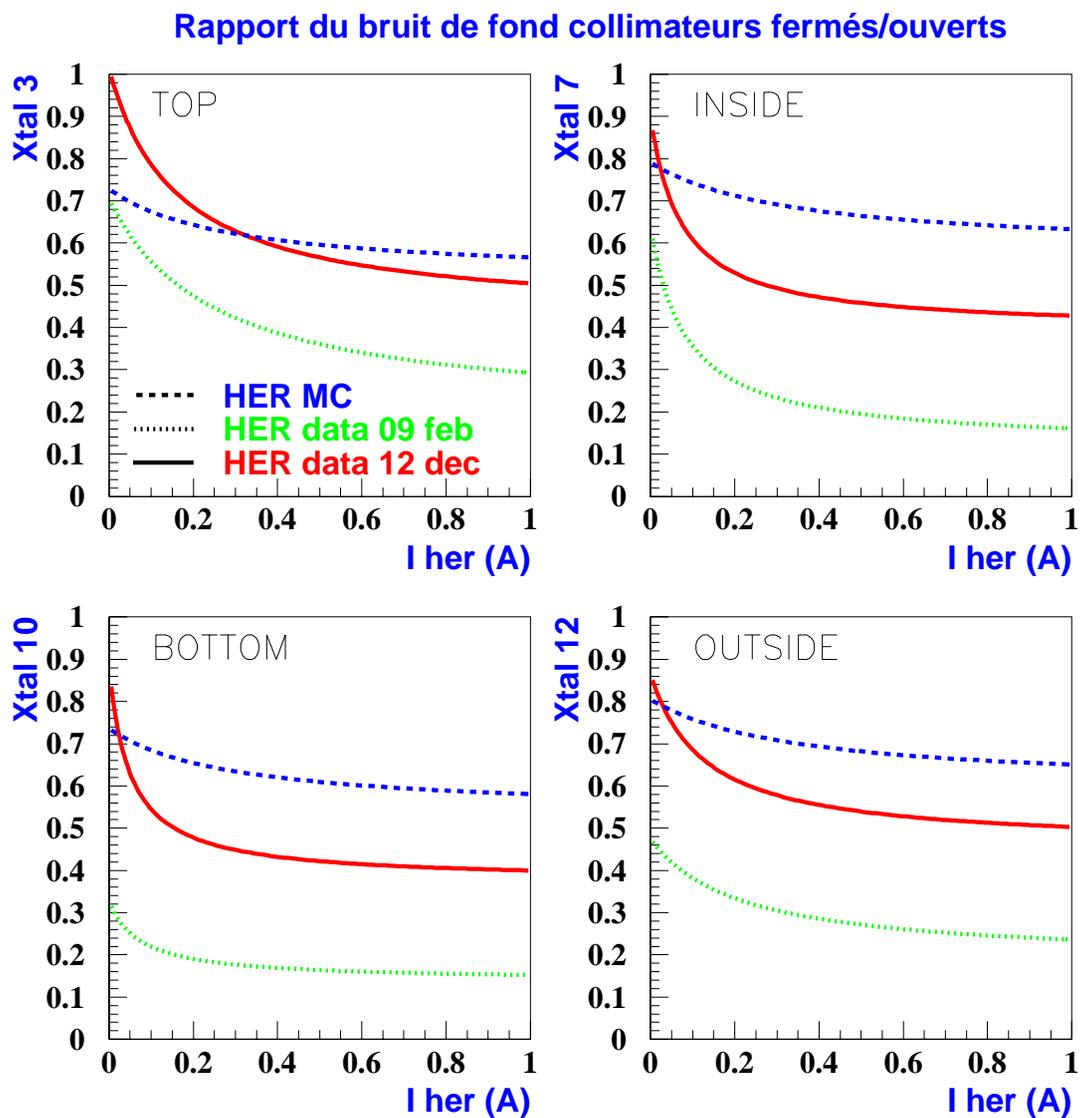


FIG. 7.18 – Mesure de l'influence des collimateurs en fonction du courant pour les cristaux 3 (haut), 7 (intérieur), 10 (bas) et 12 (extérieur), pour la simulation (tirets), les données du 12 décembre (trait plein), et celles du 9 février (pointillés).

Zone		Pression de base (nTorr)	Pression dynamique (nTorr/A)
0	-4 m → 4 m	~ 0	4,3
1	4 m → 10 m	~ 0	5,2
2	10 m → 21 m	~ 0	6,7
3	21 m → 36 m	~ 0	1,8
4	36 m → 62 m	~ 0	9,2
5	62 m → 2200 m	4,8	14

TAB. 7.8 – *Modèle de pression utilisé pour le LER pour l'analyse des données du 14 février 1999. Comme pour le HER, elle est basée sur une estimation à partir des paramètres du système de vide. La pression de base estimée à moins de 0,5 nTorr a été négligée devant la pression dynamique.*

le plan horizontal et qu'il est plus petit dans le plan vertical. La distribution du bruit de fond en fonction de l'angle ϕ est similaire pour la diffusion coulombienne et la diffusion accompagnée de bremsstrahlung.

7.2.3.2 Mesure du bruit de fond en fonction du courant

Pendant la période d'octobre 1998 à février 1999, l'évolution du bruit de fond en fonction du courant a été étudiée à plusieurs reprises. Les conditions expérimentales ont varié au cours de cette période car le vide dans l'anneau de basse énergie s'est amélioré au cours du temps grâce au phénomène de « nettoyage » des parois du tube à vide par le rayonnement synchrotron. Ces chambres n'avaient été exposées au rayonnement synchrotron que lors du mois de juillet 1998. Pendant cette période, le courant intégré ayant circulé dans le tube à vide était relativement faible donc la pression dynamique dans l'anneau de basse énergie n'avait pas beaucoup diminué. La figure 7.21 montre l'évolution du bruit de fond mesuré dans le *Crystal Ring* entre novembre 1998 et février 1999. Les données sont modélisées par une fonction quadratique du courant (Sec. 7.2.2.2).

La diminution de bruit de fond entre le 28 novembre 1998 et le 6 décembre 1998 provient d'une importante amélioration du vide lors de la première activation des pompes au titane (TSP Sec. 7.1.1), au début décembre 1998. Une interruption de la période de tests a eu lieu de la mi-décembre 1998 à la mi-janvier 1999 pour installer de nouvelles chambres à vide moins sensibles à l'échauffement. Le courant dans les deux anneaux a pu être augmenté par la suite. On remarque que au fur et à mesure que le courant intégré augmente, le bruit de fond a tendance à diminuer. Il s'agit d'une tendance globale et il y a des fluctuations qui s'expliquent par des changements dans la configuration de la machine. Notamment, on constate une diminution importante du terme quadratique comparé au terme linéaire.

La comparaison entre les données et la simulation présentée sur la figure 7.22 utilise les données enregistrées le 14 février 1999 avec le nombre de paquets nominaux (1600). L'estimation de la pression lors de cette période de prise de données est fondée sur la pression estimée à partir du profil de pression nominal pour la dernière ligne droite S2 (moins de 62 m du point d'interaction) et sur la pression moyenne déduite du temps de vie pour le reste de l'anneau comme nous l'avons expliqué dans la section 5.3.4.

La figure 7.22 montre la comparaison entre le niveau de bruit de fond enregistré le 14

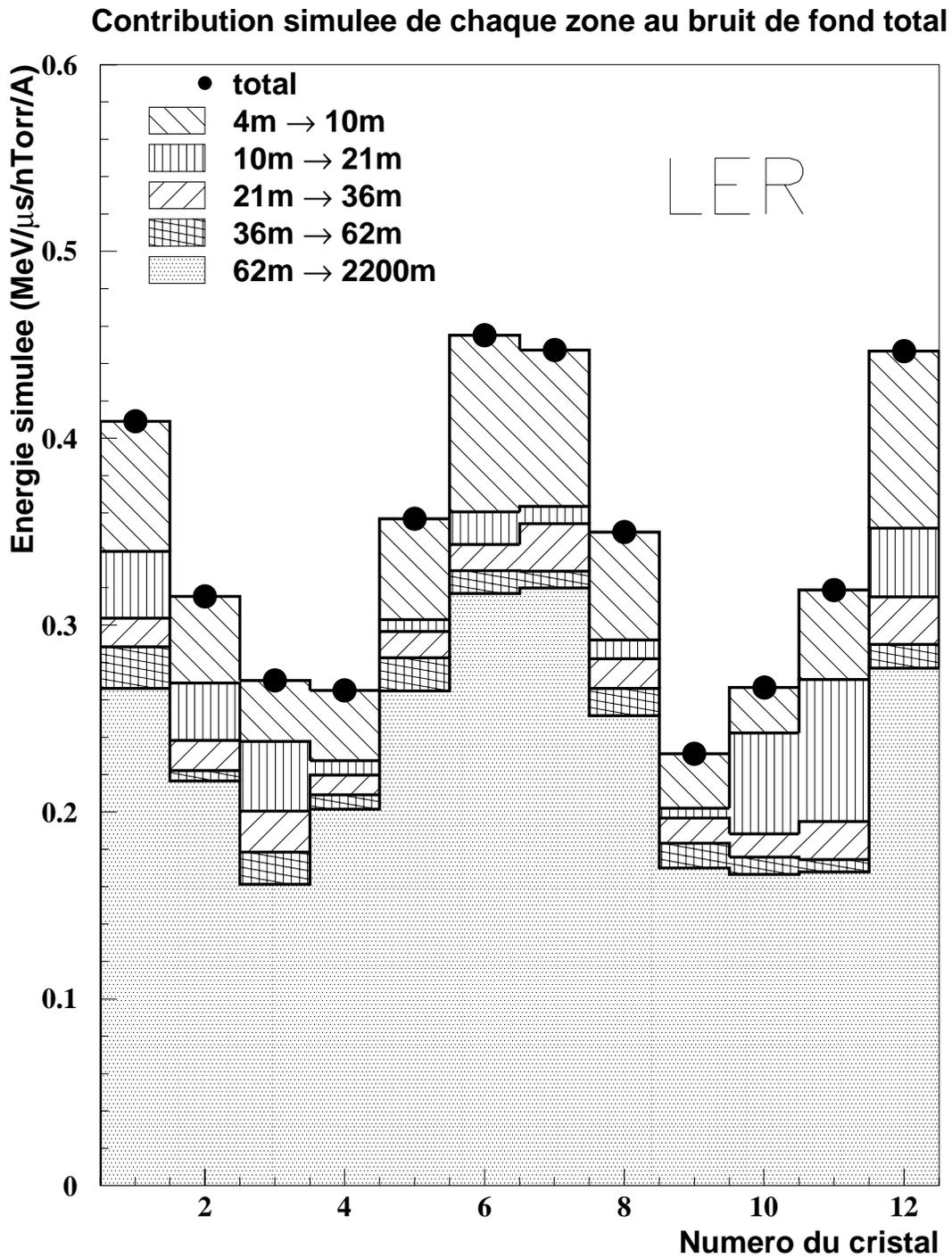


FIG. 7.19 – Contribution des différentes zones (définies dans le tableau 5.1) au bruit de fond total en fonction du numéro de cristal (Fig. 7.11) pour le faisceau de basse énergie.

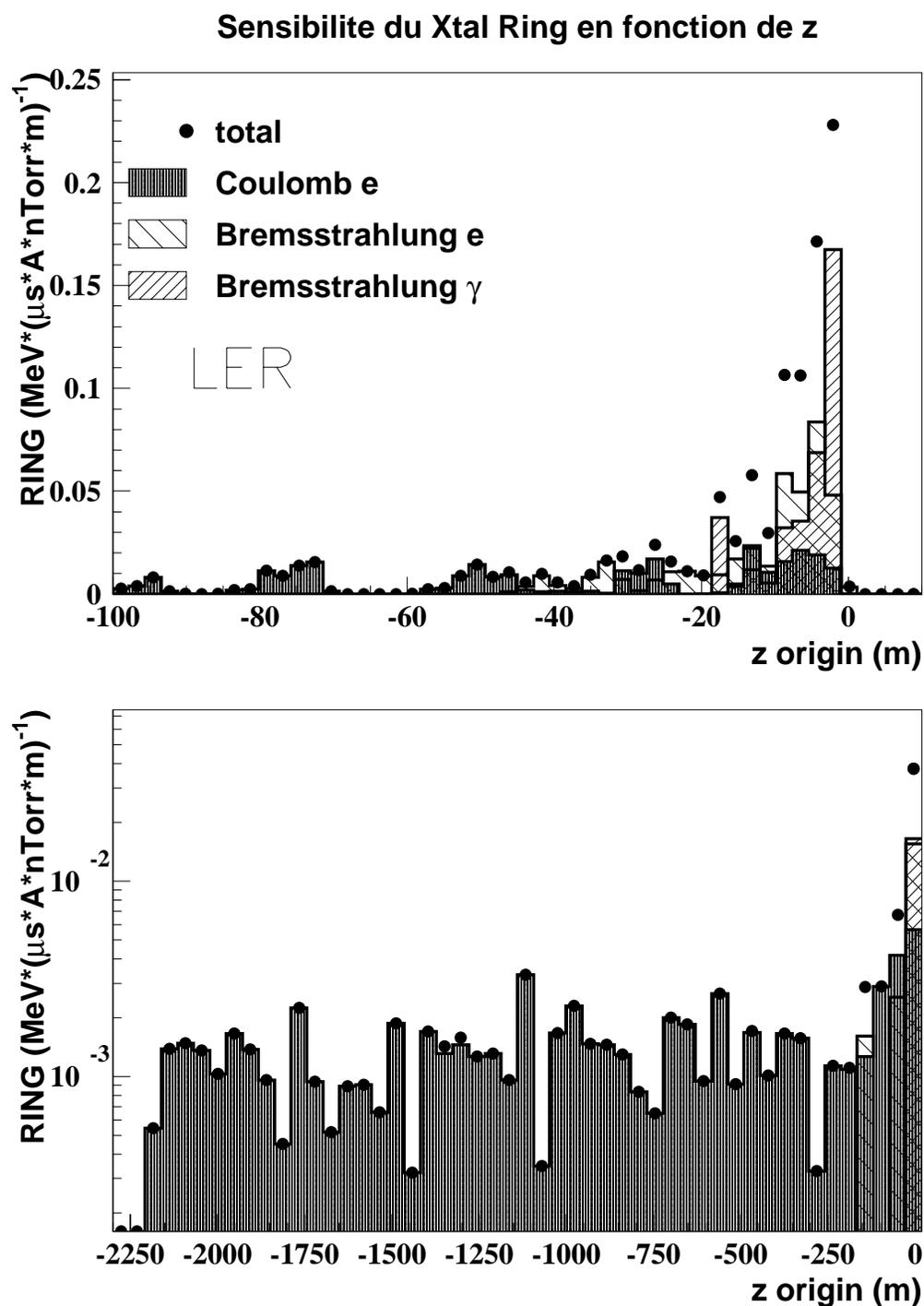


FIG. 7.20 – Distribution du lieu des interactions faisceau-gaz pondérée par l'énergie déposée dans le Crystal Ring, pour le faisceau de basse énergie.

7.2 Analyse du bruit de fond

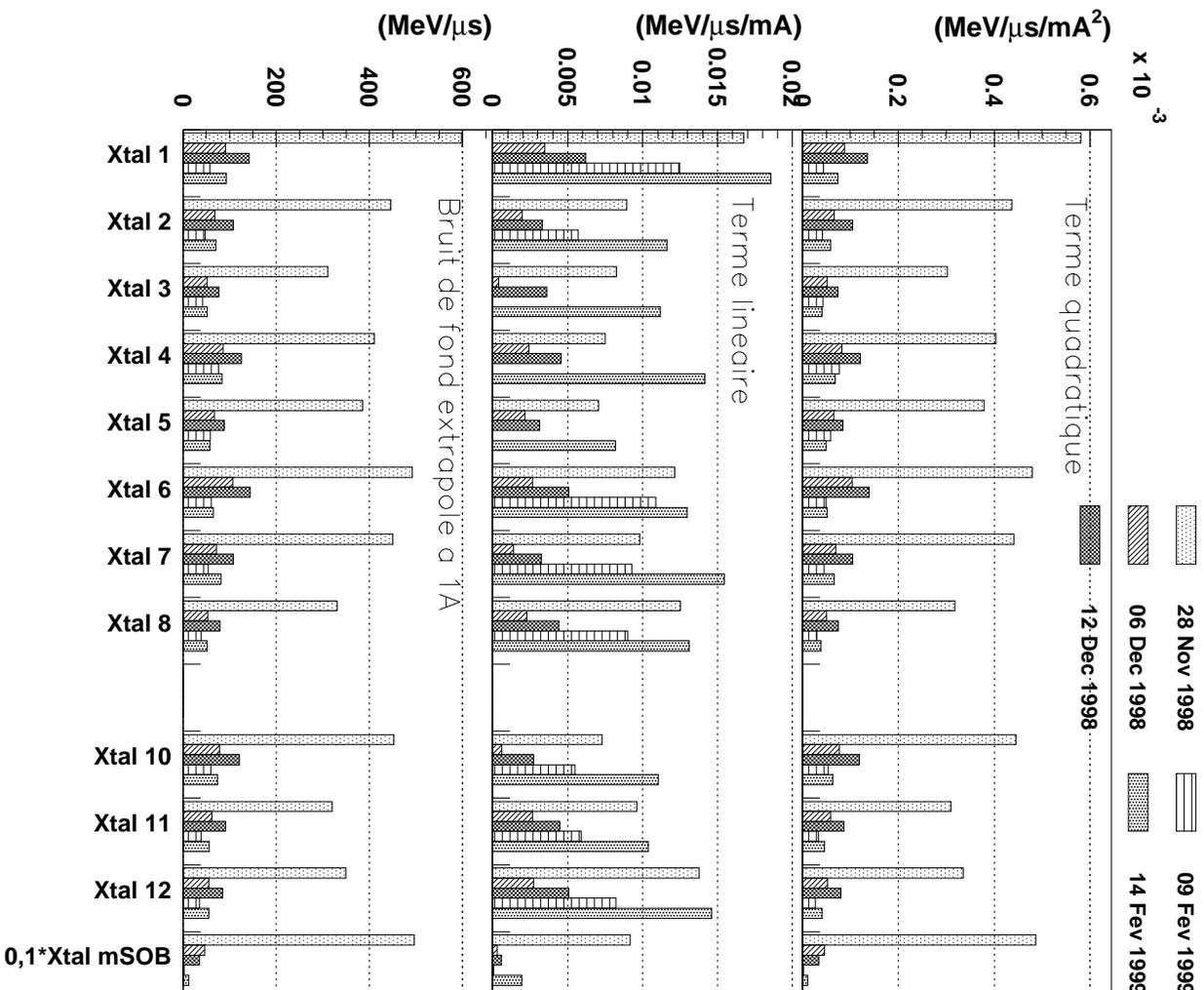


FIG. 7.21 – Évolution du bruit de fond venant de l'anneau de basse énergie au cours de l'hiver 1999. Figure du haut : terme quadratique ; figure du milieu : terme linéaire ; figure du bas : bruit de fond extrapolé à 1A.

février 1999 et la prédiction de la simulation. Le désaccord entre les deux est important : un facteur 5 à 20 selon les cristaux pour un courant de 600 mA. Cette différence, si on la compare à l'incertitude expérimentale ($\sim 50\%$) et l'incertitude liée à la détermination des profils de pression ($\sim 50\%$) montrent que la simulation ne décrit pas les données correctement. Les mêmes conclusions ont été tirées des données des autres détecteurs de bruit de fond. Par exemple, les comparaisons entre données et simulation obtenus pour la *miniTPC* par S. Trincaz-Duvoid *et al.*, [19], pour l'anneau de basse énergie sont présentées sur la figure 7.23. Les causes de ce désaccord sont identiques à celles envisagées pour l'anneau de haute énergie et résumées dans la section 7.3.

7.2.3.3 Influence du nombre de paquets sur le bruit de fond.

Des expériences de mesure du bruit de fond en fonction du courant ont été réalisées pour différentes configurations de la machine, notamment en variant le nombre de paquets circulant dans la machine. La dépendance en fonction du courant a été étudiée de 0 mA à 900 mA avec successivement 500, 1600 et 800 paquets dans la machine. La figure 7.24 montre que la variation du bruit de fond en fonction du courant dépend du nombre de paquets. En outre la dépendance que nous montrons ici a été ajustée à l'aide d'un polynôme de degré 4. Il y a une composante du bruit de fond significative non quadratique en fonction du courant.

Un mécanisme appelé « *beam-induced multipacting* » [20] peut expliquer cette dépendance non quadratique du bruit de fond en fonction du courant. Les électrons issus de l'ionisation du gaz résiduel par les particules du faisceau sont accélérés par le champ électrique crée par le faisceau de positrons. Ils sont projetés vers la paroi de la chambre à vide où ils peuvent provoquer l'émission d'électrons secondaires qui vont à leur tour être attirés par les paquets de positrons suivants vers la paroi de la chambre à vide qui est diamétralement opposée. Ce mécanisme peut engendrer une augmentation exponentielle du nombre d'électrons secondaires. Ces électrons secondaires induisent une désorption importante du gaz aux parois de la chambre à vide et donc un terme supplémentaire, non linéaire en fonction du courant, vient augmenter la pression dans l'anneau.

Ce mécanisme d'amplification a un seuil qui est fixé par deux critères :

- le temps de traversée du tube à vide par les électrons doit être inférieur au temps qui sépare le passage de deux paquets ;
- l'énergie minimale que le faisceau communique aux électrons doit être suffisante pour qu'ils créent en moyenne plus d'un électron secondaire.

La réalisation de la première condition dépend de trois paramètres qui sont la géométrie du tube à vide, la distance entre deux paquets et la force du champ électrique engendrée par chaque paquet (donc l'intensité par paquet). La deuxième condition dépend de l'intensité par paquet et de la position de l'électron au moment du passage du paquet.

Pour une même intensité circulant dans l'anneau, si le nombre de paquets est plus important, le nombre moyen d'électrons secondaires émis est plus faible et le seuil en intensité de courant pour que la condition sur le temps de traversée soit réalisée augmente avec le nombre de paquets. Plus le nombre de paquets est petit et plus le phénomène de multipacting joue un rôle important. C'est ce qu'on observe sur la figure 7.24 qui montre une augmentation de bruit de fond moins importante en fonction du courant lorsque le

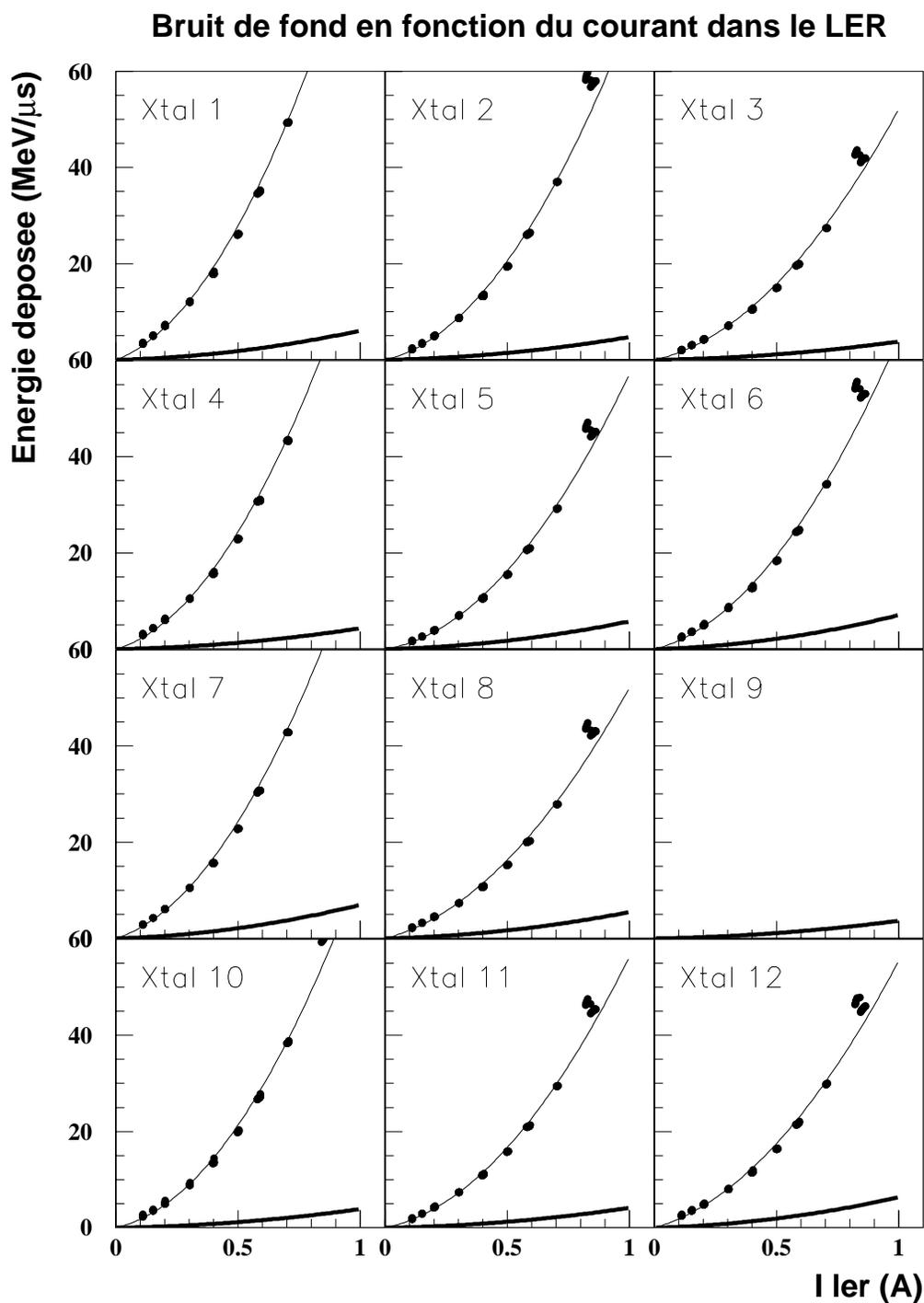


FIG. 7.22 – Étude du bruit de fond en fonction du courant. Les points représentent les données du 14 février 1999 avec 1600 paquets, la courbe en gras correspond à la simulation de cette dépendance en utilisant le modèle de pression décrit dans le texte.

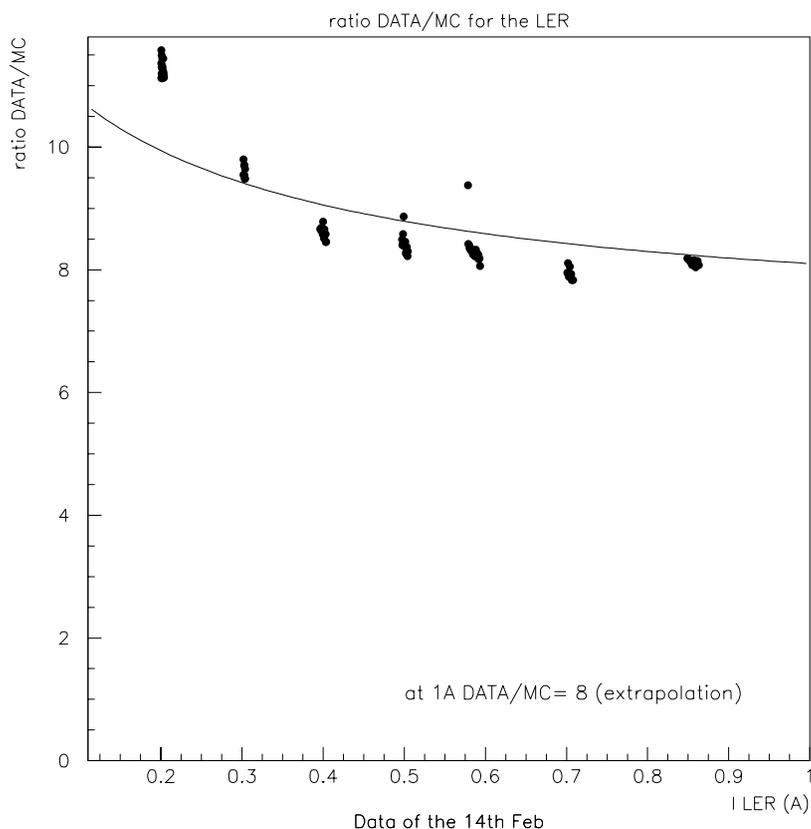


FIG. 7.23 – Rapport entre le bruit de fond mesuré et le bruit de fond simulé pour la miniTPC en fonction du courant dans l'anneau de basse énergie [19].

nombre de paquets est plus grand. La pression moyenne dans l'anneau déduite du temps de vie augmente non linéairement avec l'intensité, ce qui corrobore cette explication. L'ensemble des détecteurs de bruit de fond mesure cette dépendance non quadratique du bruit de fond en fonction du courant qui s'atténue dans la configuration où le nombre de paquets est le plus grand.

Il est vraisemblable que ce mécanisme n'est responsable que d'une partie des non-linéarités observées dans l'évolution de la pression en fonction du courant. Des expériences visant à piéger les électrons secondaires dans un champ magnétique solénoïdal parallèle à l'axe du faisceau n'ont pas montré les améliorations attendues. On suppose qu'une partie des non-linéarités de la pression vient d'ions créés par l'ionisation de molécules du gaz résiduel [25] par le faisceau de positrons. Ces ions sont repoussés par le faisceau et entraînent la désorption de molécules du gaz lié à la surface de la chambre à vide qui elles-mêmes peuvent être ionisées. Ces ions étant beaucoup plus lents que les électrons, il n'y a pas d'effet de résonance avec la fréquence de passage du faisceau, mais ils contribuent à augmenter le terme non-linéaire de la pression dans l'anneau de basse énergie.

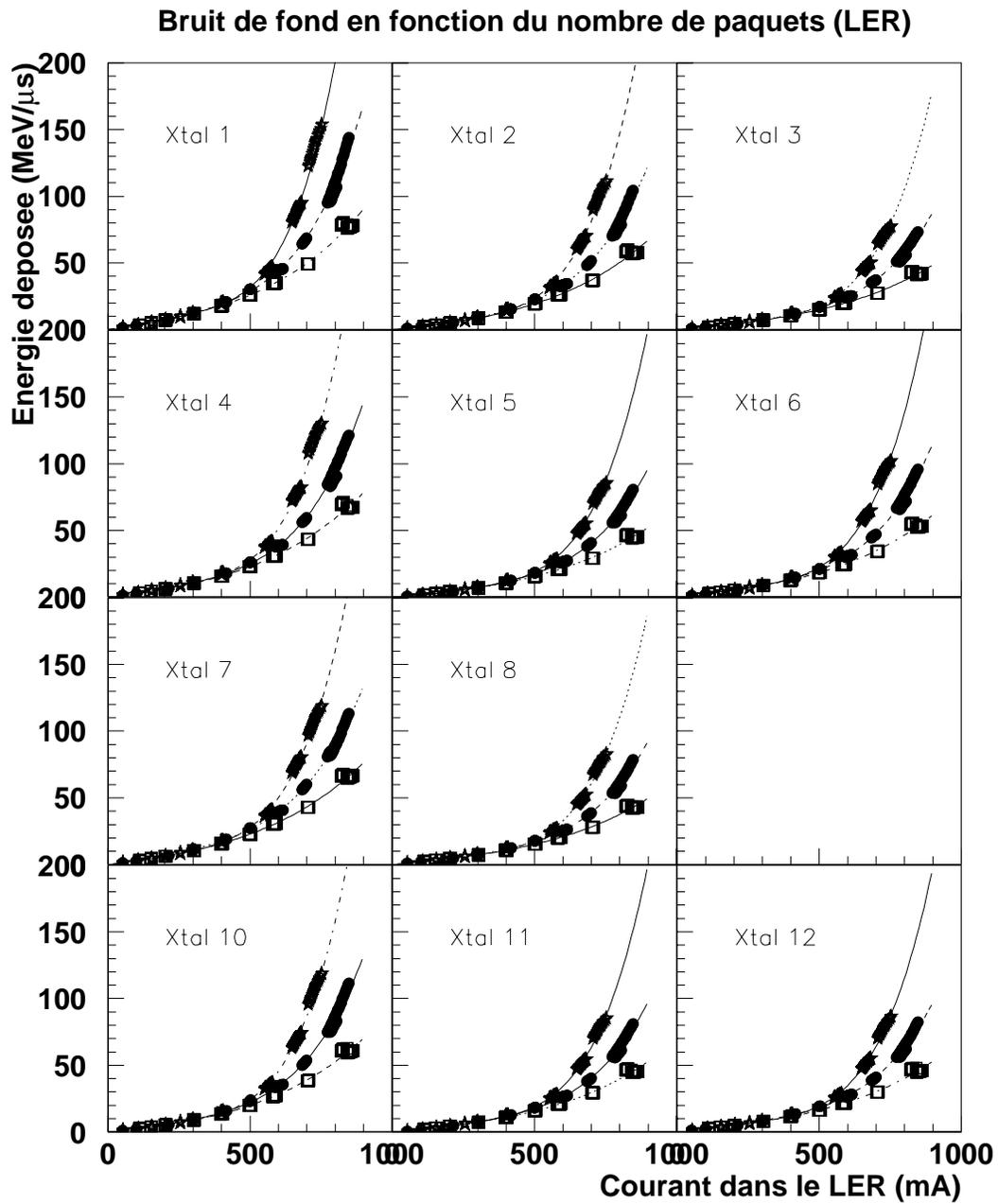


FIG. 7.24 – Étude du bruit de fond en fonction du courant pour différents nombres de paquets. Les carrés blancs correspondent à 1600 paquets, les points noirs à 800 paquets, et les étoiles à 500 paquets.

7.2.3.4 Mesure du bruit de fond en fonction de la position du *Crystal Ring*.

La distribution du bruit de fond dans la zone d'interaction, a été étudiée pour le faisceau de basse énergie seul. Les mesures ont été effectuées avec un courant de 350 mA au début de l'expérience et de 150 mA seulement à la fin de l'expérience. Pour tenir compte de la diminution du courant, nous avons appliqué une correction linéaire au bruit de fond mesuré. Cette correction n'est pas exacte, mais il n'est pas possible de déterminer la loi de décroissance exacte du bruit de fond car celle-ci dépend de la position du *Crystal Ring* et de la position du cristal sur l'anneau. Pour estimer l'erreur commise à cause de cette approximation, la mesure a été répétée au même endroit avec différents courants au cours de l'expérience en déplaçant le *Crystal Ring* sur toute la gamme possible (entre -1,1 m et 0,9 m autour du point d'interaction, Sec. 6.2.2) à plusieurs reprises. La dispersion des résultats une fois l'énergie corrigée de la diminution du courant donne une estimation de l'erreur due à la correction. Cette méthode de correction appliquée au cristal placé sur le miniSOB (qui lui est fixe) montre que le bruit de fond ainsi mesuré reste constant au cours du temps.

Nous avons comparé les résultats de cette expérience à la simulation en normalisant l'échelle d'énergie de la simulation à l'énergie mesurée au point d'interaction. Nous pouvons ainsi comparer les formes des courbes dans la simulation et dans les données sur la figure 7.25. Le bruit de fond mesuré est maximal à $z = -0,5 m$ pour les six cristaux placés à l'extérieur de l'anneau ($x > 0$, Fig. 7.11). Dans la simulation, on trouve pour ces cristaux un maximum à $z = -0,5 m$ et un autre à $z = 0,6 m$ qui n'existe pas dans les données. Pour les cristaux qui se trouvent à l'intérieur de l'anneau, le bruit de fond est maximal et varie peu dans l'intervalle $-0,5 m < z < 0,1 m$. Pour ces cristaux, le bruit de fond pour $z > 0,1 m$ est aussi plus grand dans la simulation que dans les données.

La figure 7.26 montre l'évolution des asymétries gauche/droite et haut/bas en fonction de la position du *Crystal Ring*, pour la simulation et pour les données (aucune normalisation n'a été effectuée). L'accord données-simulation est bon pour l'asymétrie gauche/droite, mais pas pour l'asymétrie haut bas.

L'étude de la variation du bruit de fond mesuré en fonction de la position longitudinale du *Crystal Ring*, montre que malgré quelques différences la simulation semble reproduire les mesures. Cela suggère que la description des matériaux dans la zone ainsi que la description de l'interaction des particules de faisceau perdues avec ces matériaux ne comporte pas d'erreur très importante.

7.3 Conclusions

7.3.1 Qu'a-t-on appris à propos du bruit de fond ?

Les études menées avec la zone d'interaction temporaire ont montré que la simulation et les données étaient en assez bon accord, tant pour le rayonnement synchrotron, que pour les particules de faisceau perdues.

Le rayonnement synchrotron a été étudié grâce aux pins diodes et à la caméra à rayons X. La distribution spatiale du rayonnement synchrotron et le flux mesurés sont conformes aux prévisions. Le système de masques semble protéger correctement les éléments de la

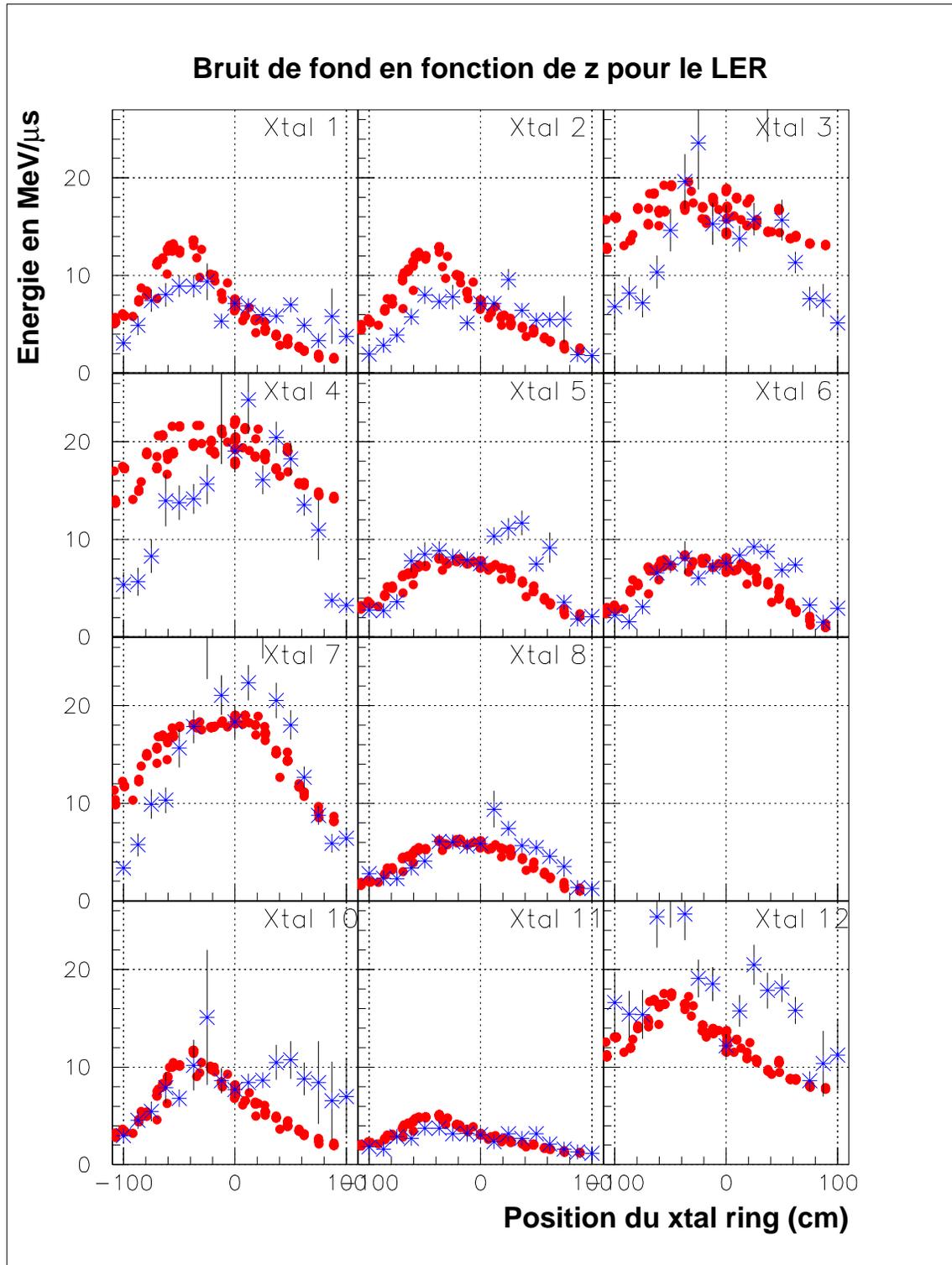


FIG. 7.25 – *Bruit de fond dans les cristaux en fonction de la position du Crystal Ring. Les étoiles sont le résultat de la simulation (et son erreur statistique) et les points sont les données. Les énergies simulées ont été normalisées pour chaque cristal aux énergies mesurées au point d'interaction.*

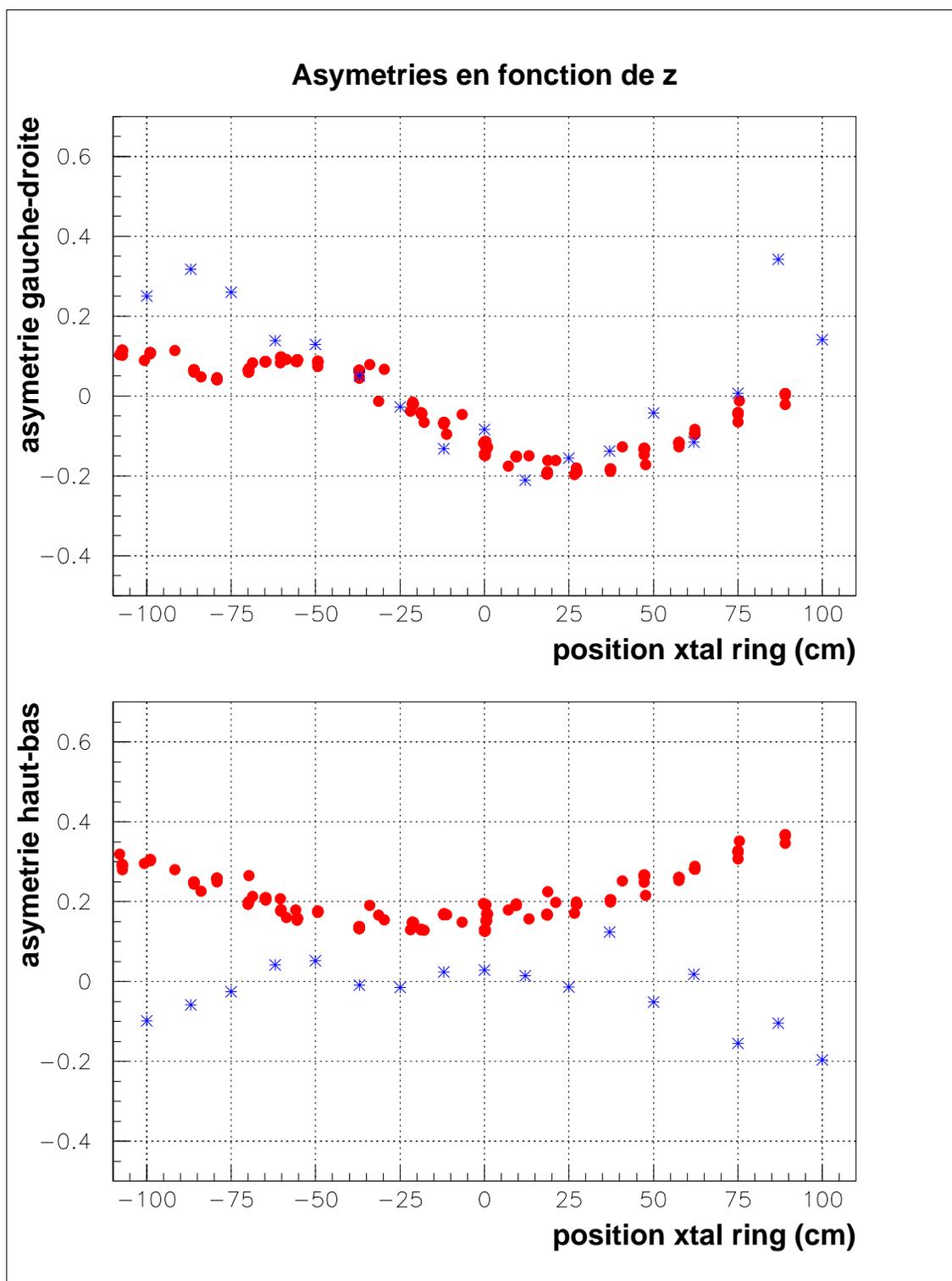


FIG. 7.26 – *Asymétrie du bruit de fond dans le Crystal Ring en fonction de sa position. Asymétrie gauche/droite (haut) et haut/bas (bas). Les étoiles représentent la simulation et les points les données.*

7.3 Conclusions

zone d'interaction.

L'étude des interactions faisceau-gaz résiduel a montré des différences importantes avec le *Technical Design Report* [21] de BABAR. Comme il était attendu, cette source de bruit de fond est la plus importante. Dans le TDR, seules les particules de faisceau perdues issues des 200 m les plus proches du point d'interaction et interagissant entre $\pm 2,80$ m autour du point d'interaction étaient prises en compte. Cela a conduit à une sous-estimation importante du bruit de fond. La contribution des électrons (positrons) ayant subi une diffusion coulombienne loin du point d'interaction (qui interagissent majoritairement dans la zone d'interaction au delà de 2,8 m) a été simulée (pour un tour d'anneau complet) pour les études présentées dans ce mémoire de thèse et s'est avérée être une composante non négligeable de bruit de fond total.

Les premières mesures détaillées en 1998 ont permis de valider la méthode de simulation du bruit de fond grâce à l'analyse des expériences d'augmentation de pression et à la comparaison entre les niveaux de bruits de fond mesurés et prédits. Elles ont aussi montré la dépendance du bruit de fond à un grand nombre de paramètres de la machine ce qui rend les comparaisons entre données et simulation délicates.

Lors de la prise de données avec la configuration définitive de la zone d'interaction, la mesure du bruit de fond a montré un désaccord important avec la simulation pour le *Crystal Ring* ainsi que pour les autres détecteurs de bruit de fond [22]. Sa source n'a pu être complètement élucidée durant les mois précédant la mise en route de BABAR à cause du manque de temps. Toutefois, l'amélioration obtenue en collimant le faisceau de haute énergie est plus grande que prévue pour tous les détecteurs de bruit de fond. Les interactions faisceau-gaz dans la zone la plus éloignée du point d'interaction (-66 m à -2200 m) sont donc sous-estimées par la simulation. Des particules de faisceau ayant subi une diffusion peuvent parcourir plusieurs tours avant d'être perdues. Nous ne pouvons pas dire si cet effet est la seule cause de la différence observée. Il est aussi possible que la pression dans l'anneau ait été sous-estimée.

L'étude de la répartition du bruit de fond dans la zone, en déplaçant le *Crystal Ring*, indique que la simulation de la zone d'interaction semble correcte, même si l'échelle absolue du bruit de fond n'est pas comprise.

Les détecteurs de bruit de fond ont mis en évidence une augmentation non linéaire de la pression avec le courant dans l'anneau de basse énergie. Cette non-linéarité n'est observée qu'à partir d'un certain courant. L'augmentation du bruit de fond avec le courant est alors très rapide. Le mécanisme de *multipacting* permet d'expliquer ce phénomène.

Une simulation de l'importance relative du LER et du HER pour le bruit de fond mesuré par le *Crystal Ring* a été réalisée en tenant compte des conditions prévues pour le démarrage de BABAR (courants limités à 1,5 A pour le LER et 0,5 A pour le HER et collimateurs bêta-trons installés pour les deux anneaux) [23]. Cette étude montre que les contributions du HER et du LER au bruit de fond vu par BABAR devraient être comparables. La même simulation sans les collimateurs montre que le bruit de fond du LER est environ 3 fois plus important que celui du HER. L'évolution du bruit de fond avec le courant pour le HER (collimateurs ouverts, figure 7.15) et pour le LER (figure 7.22) montre que pour un courant donné les bruits de fond engendrés par le LER et par le HER sont comparables ce qui implique une domination du bruit de fond engendré par le LER si le rapport des courants nominaux est respecté. En l'absence de collimateurs, la tendance est la même dans les données et dans la simulation. En mode collisions, il faut aussi

attendre une augmentation du bruit de fond à cause des interactions faisceau-faisceau.

La mesure du bruit de fond a donc permis de caractériser ses composantes principales et de mettre en évidence des effets qui n'avaient pas été prévus. L'ensemble des détecteurs de bruit de fond ont montré un bruit de fond mesuré supérieur à celui prédit. L'importance du désaccord varie d'un facteur cinq à dix selon le faisceau considéré et selon le détecteur considéré. Dans la cas du *Crystal Ring* l'erreur sur la mesure est dominée par le manque de précision de l'étalonnage et les problèmes de fonctionnement des photomultiplicateurs lorsque le bruit de fond est trop important. Ces problèmes de fonctionnement auraient pu être palliés en utilisant des cristaux d'iodure de césium non dopés. Ces cristaux ont un rendement lumineux dix fois plus faibles et un temps de décroissance beaucoup plus court (de 10 ns). Le signal issu de tels cristaux est donc plus adapté aux photomultiplicateurs que nous avons utilisés et aux conditions de mesure du bruit de fond. La perte de résolution due à la diminution du nombre de photons est négligeable. De manière générale, il aurait été préférable de privilégier la facilité de comparaison entre les données et la simulation lors de la conception de l'appareillage.

7.3.2 La préparation de la prise de données avec BABAR

Les mesures de bruit de fond effectuées pendant les périodes de tests de PEP-II ont permis de préparer la protection du détecteur pour la prise de données.

Tout d'abord un système de protection du détecteur en cas d'augmentation trop importante du bruit de fond à été développé pendant la période de tests de PEP-II. Il utilise les pins diodes (décrites dans la section 6.1). Ces pins diodes sont placées près des détecteurs les plus sensibles (détecteur de vertex, électronique de la chambre à dérive...), et lorsque le bruit de fond devient dangereux pour eux, les faisceaux sont arrêtés. Ce système fonctionne aussi bien pendant l'injection que lorsque les faisceaux sont stabilisés. Il permet de contrôler la dose reçue par les sous-détecteurs sur différentes échelles de temps (dose intégrée sur 1 ms, 1 minute ou 5 minutes). Il garantit que les doses instantanées ne risquent pas d'endommager les détecteurs et que la longévité des détecteurs soit suffisante pour accomplir le programme d'études de physique assigné à BABAR.

Nous avons constaté lors des études dédiées au bruit de fond que les interactions faisceau-gaz ayant lieu après 100 m jouaient un rôle beaucoup plus important que prévu lors de la conception de BABAR [21]. Des collimateurs supplémentaires ont donc été mis en place pour chacun des deux anneaux. Ceci permet de lutter efficacement contre les diffusions coulombiennes ayant lieu loin du point d'interaction (cette source de bruit de fond est dominante pour le LER).

Des problèmes de fuites de vide dans l'anneau de basse énergie ont aussi été mis en évidence et la capacité de pompage augmentée dans les arcs.

Ces améliorations doivent permettre d'amener les courants dans PEP-II à leurs valeurs nominales sans compromettre la sécurité de BABAR. À plus long terme (automne 2000) la capacité de pompage dans l'anneau de haute énergie, juste en amont du point d'interaction, sera augmentée d'un facteur 10 environ.

La simulation du bruit de fond fondée sur TURTLE et GEANT ne s'est pas avérée suffisamment fiable et il a été décidé d'enregistrer des événements de bruit de fond avec BABAR et de les mélanger aux événements physiques simulés de façon à rendre la simulation de BABAR plus réaliste.

7.3.3 Le bruit de fond dans les données actuelles

La référence [24] propose une revue des expériences de bruit de fond réalisées pendant la période de l'été 1999 avec BABAR par l'équipe de mesure du bruit fond.

L'installation de collimateurs et l'amélioration du vide ont permis de réduire considérablement le niveau de bruit de fond qui ne semble plus dominé par les interactions faisceau-gaz situées loin du point d'interaction.

Le bruit de fond dans l'anneau de haute énergie mesuré par le SVT et les pins diodes semble être dominé par S2A (la partie de la section droite de la région d'interaction située en amont du point d'interaction). Les pins diodes sont peu sensibles aux collimateurs ainsi qu'aux augmentations de pression dans les arcs. Cette composante du bruit de fond ne peut être réduite grâce à des collimateurs. Le bruit de fond pour les autres détecteurs est actuellement à l'étude.

La comparaison des données et de la simulation pour les expériences d'augmentation de pression dans S2 (en chauffant les NEG) montre que la distribution spatiale du bruit de fond est bien comprise. Les niveaux absolus de bruit de fond mesuré et prédit sont en accord à un facteur deux près. La simulation du HER semble donc être crédible. Ces résultats doivent être confirmés par l'analyse des données pour l'ensemble des détecteurs.

Le bruit de fond venant du faisceau de basse énergie a été considérablement réduit, et son importance (comparée avec celle du HER) décroît avec le temps, ce qui reflète l'amélioration du vide dans le LER.

L'impact du bruit de fond sur BABAR semble aujourd'hui maîtrisé. Les systèmes les plus sensibles sont le détecteur de vertex et le niveau 1 du système de déclenchement. Les doses instantanées et intégrées reçues par le détecteur de vertex, la partie avant du calorimètre et l'électronique de la chambre à dérive sont contrôlées en permanence par des systèmes de *pins diodes*. Les algorithmes du système de déclenchement et le système d'acquisition de données ont été améliorés pour pouvoir maintenir un taux de déclenchement suffisamment bas et un flux de données assez rapide. Les conséquences du bruit de fond sur les performances du détecteur sont peu importantes pour les courants qui ont été utilisés jusqu'ici. De nouvelles améliorations devront être apportées pour pouvoir augmenter encore la pleine luminosité de PEP-II dans de bonnes conditions de bruit de fond.

Bibliographie

- [1] « PEP-II: An Asymmetric *B* Factory: *Conceptual Design Report*», SLAC-PUB-418, 1993
- [2] Référence [1] p. 302
- [3] D. Cheng, D. Hunt, H. Hsieh, J. Meneghetti, K. Kennedy, T. Stevens, G. Jones, T. Miller, D. Colomb, L. Bertolini, C. Belser, J. Kerns, E. Daly, « Status of the PEP-II low-energy ring vacuum system », *proceedings of the 1997 Physics Accelerators Conference in Vancouver*
- [4] Y. Li, B. Manvell, W. Lucas, N. Mistry, « A Titanium sublimation control system for the CESR interaction region », *proceedings of the 1997 Physics Accelerators Conference in Vancouver*.
- [5] G. L. Saksaganskii, « Getter and Getter-Ion Vacuum Pumps », *The Physics and Technology of Particle and Photon Beams (Vol. 7)*
- [6] L. Bertolini, D. Behne, J. Bowman, D. Hathaway, K. Kishiyama, M. Mugge, T. Swan, « Design of the linear non-evaporable getter pump for the PEP-II *B* Factory », *proceedings of the 1997 Physics Accelerators Conference in Vancouver*.
- [7] L. Bertolini, O. Alford, P. Duffy, R. Holmes, L. Mullins, C. Ng, M. Sullivan, « Interaction Region vacuum system design at the PEP-II *B* Factory », *proceedings of the 1997 Physics Accelerators Conference in Vancouver*.
- [8] M. Sullivan, « Collimation Issues for the PEP-II *B* Factory », *presented at the International Symposium on Near Beam Physics*, Fermilab September 1997, PEP-II AP Note: 98.01
- [9] T. Mattison, communication privée
- [10] The particle data group, « Review of Particle Physics » *Eur. Phys. Jour. C*, Vol. 3., 1998
- [11] G. De Domenico, S. Emery, W. Kozanecki, « Updated comparison of *Crystal Ring* backgrounds (Jan 98 run) with the “all beam-gas” hypothesis », HER-BKG-EXPT-021
- [12] The BABAR collaboration, « BABAR Technical Design Report », SLAC-R-95-457, March 1995
- [13] W. Kozanecki, « Analysis of ion-pump experiment in Arc5 and S6 of the HER », HER Commissioning meeting, July 1st, 1998
- [14] G. De Domenico, S. Emery, W. Kozanecki, « Calibration of the Crystal Ring Sensitivity using NEG-induced Pressure Bumps in S2 of the HER », HER-BKG-EXPT-015, May 1998

- [15] V. LePeltier, S. Trincaz-Duvoid, A. Valassi, G. Wormser, M. Ronan, T. Geld, B. Meadows, « Measurement of PEP-II backgrounds with the mini-TPC in the January 1998 commissioning run », Note interne BaBar 495, May 1999
- [16] C. H. Cheng *et al.*,
<http://www.slac.stanford.edu/~chcheng/BaBarBKG/98a/980626.html>
- [17] F. Lediberder, T. L. Geld, communication privée
- [18] T. Fieguth, communication privée
- [19] V. LePeltier, S. Trincaz-Duvoid, A. Valassi, G. Wormser, M. Ronan, T. Geld, B. Meadows, « Measurement of PEP-II backgrounds with the mini-TPC in the Autumn-Winter 1998-1999 commissioning run », Note interne BaBar 510, November 1999
- [20] O. Gröbner, « Beam Induced Multipacting » *Proceedings of the 1997 Physics Accelerators Conference in Vancouver*
- [21] BABAR collaboration, « BABAR Technical Design Report », chapitre 12 SLAC-R-95-457, March 1995
- [22] T. Mattison, for the Background Commissioning Group, « Background measurement during PEP-II commissioning », *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference*, New York, 1999
- [23] G. De Domenico, S. Emery, W. Kozanecki, « Which, of the LER or LER, will dominate the “June 99” background? », BKG-SIMU-001, April 20th, 1999
- [24] W. Kozanecki (for the Background Remediation Group), « What have we learned from machine background experiments? », BABAR collaboration meeting, October 1999
- [25] O. Gröbner, « Vacuum Stability for Ion Induced Gas Desorption », LHC Project Report 312

Troisième partie
Étude du mélange B^0 - \bar{B}^0

Cette troisième partie est consacrée à l'étude des mésons $B^0-\bar{B}^0$. Le cadre théorique permettant de décrire les oscillations $B^0-\bar{B}^0$ est exposé dans le chapitre Chap. 8. Le formalisme des oscillations y est présenté ainsi que la détermination théorique de la fréquence d'oscillation des mésons B , donnée par la différence de masse entre les états physiques du système $B^0-\bar{B}^0$ (notée Δm_d) dans le cadre du modèle standard. Les différentes mesures de Δm_d sont ensuite décrites. Les différentes méthodes de mesure de Δm_d utilisant le détecteur BABAR sont discutées. La mesure de Δm_d grâce aux événements di-leptons est décrite dans le chapitre Chap. 9.



Chapitre 8

Oscillations B^0 - \bar{B}^0

Contents

8.1	Formalisme	196
8.1.1	Le hamiltonien d'interaction	196
8.1.2	Évolution temporelle des mésons B^0 et \bar{B}^0	198
8.1.2.1	États propres du hamiltonien	198
8.1.2.2	Évolution temporelle des états B^0 et \bar{B}^0	199
8.1.2.3	Probabilité de transition dépendante du temps	200
8.1.3	Évolution temporelle d'une paire cohérente B^0 - \bar{B}^0	201
8.2	Calcul du paramètre Δm	202
8.2.1	Calcul de $ M_{12} $	203
8.2.1.1	Le principe du calcul	203
8.2.1.2	Le calcul du diagramme en boîte	204
8.2.1.3	La contribution QCD courte distance	206
8.2.1.4	La contribution QCD longue distance	207
8.2.1.5	Conclusion	207
8.3	Méthodes de mesure de Δm_d	207
8.3.1	Les mesures intégrées sur le temps	208
8.3.2	Les mesures dépendantes du temps	209
8.3.3	La mesure de Δm_d avec le détecteur BABAR	210
8.3.3.1	Principe	210

Ce chapitre est consacré à la description des oscillations B^0 - \bar{B}^0 . Le formalisme utilisé pour décrire ces oscillations est présenté dans la section 8.1. Le principe du calcul de la fréquence d'oscillation est expliqué dans la section 8.2. Les différentes façons de mesurer la fréquence d'oscillation sont détaillées dans la section 8.3.

8.1 Formalisme

Les mésons B^0 et \bar{B}^0 sont des états propres de saveur, mais ce ne sont pas des états propres de masse du hamiltonien d'interaction faible car ce dernier ne conserve pas la saveur. Les états physiques notés B_S^0 et B_L^0 sont donc des superpositions des états propres de saveur B^0 et \bar{B}^0 .

8.1.1 Le hamiltonien d'interaction

Le hamiltonien d'interaction contient deux termes :

$$\mathcal{H}_{tot} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_f \quad (8.1)$$

- \mathcal{H}_0 décrit les interactions électromagnétique et forte ainsi que les termes de masse des quarks ;
- \mathcal{H}_f décrit l'interaction faible.

Les états B^0 et \bar{B}^0 sont des états propres de \mathcal{H}_0 dégénérés en masse (leur masse est notée m_0). Soit $|k\rangle$ l'ensemble des états accessibles à partir de l'état initial B^0 (ou \bar{B}^0) par l'intermédiaire de l'interaction faible. Les états $|k\rangle$ ($k = 1, \dots, N_k$) sont des états propres non-liés de \mathcal{H}_0 , associés aux valeurs propres E_k . Les états physiques sont des superpositions des états $|B^0\rangle$, $|\bar{B}^0\rangle$ et $|k\rangle$, dont l'évolution temporelle est gouvernée par l'équation de Schrödinger :

$$i \frac{\partial |\Psi(t)\rangle}{\partial t} = \mathcal{H}_{tot} |\Psi(t)\rangle, \quad \text{avec } \hbar = c = 1. \quad (8.2)$$

La partie triviale de l'évolution temporelle venant de \mathcal{H}_0 est éliminée de cette équation en se plaçant en représentation d'interaction :

$$|\psi(t)\rangle = e^{i\mathcal{H}_0 t} |\Psi(t)\rangle \quad (8.3)$$

et l'équation de Schrödinger devient alors :

$$i \frac{\partial |\psi(t)\rangle}{\partial t} = e^{i\mathcal{H}_0 t} \mathcal{H}_f e^{-i\mathcal{H}_0 t} |\psi(t)\rangle. \quad (8.4)$$

On peut écrire la fonction d'onde $|\psi(t)\rangle$ sous la forme :

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|B^0\rangle + b(t)|\bar{B}^0\rangle + \sum_{k=1}^{N_k} c_k(t)|k\rangle, \quad (8.5)$$

8.1 Formalisme

en projetant l'équation 8.4 sur chacun des états propres de \mathcal{H}_0 , on obtient un système de $N_k + 2$ équations différentielles couplées :

$$i \frac{\partial a(t)}{\partial t} = \langle B^0 | \mathcal{H}_f | B^0 \rangle a(t) + \langle B^0 | \mathcal{H}_f | \bar{B}^0 \rangle b(t) + \sum_{k=1}^{N_k} \langle B^0 | \mathcal{H}_f | k \rangle e^{i(m_0 - E_k)t} c_k(t), \quad (8.6)$$

$$i \frac{\partial b(t)}{\partial t} = \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_f | B^0 \rangle a(t) + \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_f | \bar{B}^0 \rangle b(t) + \sum_{k=1}^{N_k} \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_f | k \rangle e^{i(m_0 - E_k)t} c_k(t), \quad (8.7)$$

$$i \frac{\partial c_k(t)}{\partial t} = \langle k | \mathcal{H}_f | B^0 \rangle e^{i(E_k - m_0)t} a(t) + \langle k | \mathcal{H}_f | \bar{B}^0 \rangle e^{i(E_k - m_0)t} b(t) + \sum_{l=1}^{N_k} \langle k | \mathcal{H}_f | l \rangle e^{i(E_k - E_l)t} c_l(t). \quad (8.8)$$

La somme sur les éléments de matrice $\langle k | \mathcal{H}_f | l \rangle$ est négligée dans l'équation 8.8 car ils sont d'ordre supérieur à deux en \mathcal{H}_f et les N_k dernières équations peuvent être reformulées de la façon suivante :

$$i \frac{\partial c_k(t)}{\partial t} = \langle k | \mathcal{H}_f | B^0 \rangle e^{i\omega_k t} a(t) + \langle k | \mathcal{H}_f | \bar{B}^0 \rangle e^{i\omega_k t} b(t), \quad (8.9)$$

où on a posé :

$$\omega_k = m_0 - E_k \quad (8.10)$$

À l'instant $t = 0$, le méson B^0 n'a pas pu se désintégrer donc $c_k(0) = 0, \forall k$. En intégrant les équations 8.9, il vient :

$$c_k(t) = -i \left[\langle k | \mathcal{H}_f | B^0 \rangle \int_0^t e^{i\omega_k y} a(y) dy + \langle k | \mathcal{H}_f | \bar{B}^0 \rangle \int_0^t e^{i\omega_k y} b(y) dy \right]. \quad (8.11)$$

Cette expression est introduite dans les équations 8.6 et 8.7, qui peuvent s'écrire de façon matricielle :

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \langle B^0 | \mathcal{H}_f | B^0 \rangle & \langle B^0 | \mathcal{H}_f | \bar{B}^0 \rangle \\ \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_f | B^0 \rangle & \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_f | \bar{B}^0 \rangle \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \\ &- i \sum_{k=1}^{N_k} \begin{pmatrix} \langle B^0 | \mathcal{H}_f | k \rangle \\ \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_f | k \rangle \end{pmatrix} \left(\langle k | \mathcal{H}_f | B^0 \rangle \langle k | \mathcal{H}_f | \bar{B}^0 \rangle \right) \int_0^t e^{i\omega_k(t-y)} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} dy \end{aligned} \quad (8.12)$$

Cette équation différentielle du second ordre en $a(t)$ et $b(t)$ peut être ramenée à une équation différentielle du premier ordre grâce à une transformation de Laplace. Le calcul détaillé est présenté dans la référence [1]. Le résultat est (après être repassé en représentation de Schrödinger) :

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a'(t) \\ b'(t) \end{pmatrix} = (\mathbf{M} - i \frac{\mathbf{\Gamma}}{2}) \begin{pmatrix} a'(t) \\ b'(t) \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} a'(t) \\ b'(t) \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} a'(t) \\ b'(t) \end{pmatrix} = e^{-i\mathcal{H}_0 t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (8.13)$$

$$\mathbf{M}_{ij} = m_0 \delta_{ij} + \langle i | \mathcal{H}_f | j \rangle - P \left(\sum_{k=1}^{N_k} \frac{\langle i | \mathcal{H}_f | k \rangle \langle k | \mathcal{H}_f | j \rangle}{E_k - m_0} \right), \quad (8.14)$$

$$\mathbf{\Gamma}_{ij} = 2\pi \sum_{k=1}^{N_k} \langle i | \mathcal{H}_f | k \rangle \langle k | \mathcal{H}_f | j \rangle \delta(E_k - m_0), \quad (8.15)$$

où $i = 1, 2$ $j = 1, 2$ $|1\rangle = |B^0\rangle$ $|2\rangle = |\bar{B}^0\rangle$
 et P est la valeur principale.

D'après les équations 8.14 et 8.15, les matrices \mathbf{M} et $\mathbf{\Gamma}$ sont hermitiennes (par contre \mathcal{H} ne l'est pas).

- \mathbf{M} contient les termes de masse des quarks et leur couplage (interaction forte) pour les termes diagonaux ainsi que les termes correspondant à une variation du nombre quantique de beauté $\Delta B = 2$ permettant les oscillations ($B^0 \rightarrow \bar{B}^0$, $\bar{B}^0 \rightarrow B^0$) en passant par des états intermédiaires virtuels (termes non-diagonaux).
- $\mathbf{\Gamma}$ correspond aux transitions des mésons B vers des états réels (dont la masse est la masse du méson B). Cette matrice décrit la désintégration des mésons B.

Les matrices \mathbf{M} et $\mathbf{\Gamma}$ sont contraintes par l'invariance par le produit de transformations CPT .

$$\begin{aligned} \langle B^0 | \mathcal{H} | f \rangle &= \langle B^0 | (CPT)^\dagger \mathcal{H} (CPT) | f \rangle \\ &= \eta_{B^0} \eta_f \langle \bar{B}^0 | T^\dagger \mathcal{H} T | \bar{f} \rangle \\ &= \eta_{B^0} \eta_f \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H} | \bar{f} \rangle^* \\ \langle B^0 | \mathcal{H} | f \rangle &= \eta_{B^0} \eta_f \langle \bar{f} | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle \end{aligned} \quad (8.16)$$

En appliquant la formule 8.16 à l'état $|f\rangle = |B^0\rangle$, on trouve :

$$\langle B^0 | \mathcal{H} | B^0 \rangle = \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle \Rightarrow \mathcal{H}_{11} = \mathcal{H}_{22} \quad (8.17)$$

Or, $M_{11} = M_{22} = m_0$, donc $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} \in \mathbb{R}$. L'hermiticité de \mathbf{M} et $\mathbf{\Gamma}$ assure que $M_{21} = M_{12}^*$ et $\Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$.

Si on suppose en plus la conservation de la symétrie CP , on a :

$$\langle B^0 | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle = \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H} | B^0 \rangle \Rightarrow \mathcal{H}_{12} = \mathcal{H}_{21} \quad (8.18)$$

Cette condition associée à l'hermiticité des matrices \mathbf{M} et $\mathbf{\Gamma}$ implique que $M_{21} = M_{12} \in \mathbb{R}$ et $\Gamma_{21} = \Gamma_{12} \in \mathbb{R}$. La violation de CP est liée à une différence de phase entre les paramètres M_{12} et Γ_{12} .

8.1.2 Évolution temporelle des mésons B^0 et \bar{B}^0

8.1.2.1 États propres du hamiltonien

L'évolution temporelle des mésons B^0 et \bar{B}^0 est gouvernée par l'équation de Schrödinger (Éq. 8.13). Les états physiques sont calculés en diagonalisant le hamiltonien \mathcal{H} . Les propriétés du hamiltonien permettent de l'écrire sous la forme :

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} & p^2 \\ q^2 & m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} \end{pmatrix} \quad (8.19)$$

8.1 Formalisme

où on a posé :

$$p^2 = M_{12} - i\frac{\Gamma_{12}}{2} \quad \text{et} \quad q^2 = M_{12}^* - i\frac{\Gamma_{12}^*}{2} \quad (8.20)$$

Les vecteurs propres du hamiltonien sont :

$$|B_s^0\rangle = \frac{p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{|p^2| + |q^2|}} \quad \text{et} \quad |B_L^0\rangle = \frac{p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{|p^2| + |q^2|}}, \quad (8.21)$$

et les valeurs propres sont :

$$\lambda_s = M_s - i\frac{\Gamma_s}{2} \quad M_s = m_0 + \mathcal{R}e(pq) \quad \text{et} \quad \Gamma_s = \Gamma_0 - 2\mathcal{I}m(pq), \quad (8.22)$$

$$\lambda_L = M_L - i\frac{\Gamma_L}{2} \quad M_L = m_0 - \mathcal{R}e(pq) \quad \text{et} \quad \Gamma_L = \Gamma_0 + 2\mathcal{I}m(pq). \quad (8.23)$$

Si la symétrie CP est conservée, on a $\frac{p}{q} = 1$, les états $|B_s^0\rangle$ et $|B_L^0\rangle$ sont aussi des états propres de CP :

$$|B_s^0\rangle = \frac{|B^0\rangle + |\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad |B_L^0\rangle = \frac{|B^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2}}, \quad (8.24)$$

dans le cas contraire, $\frac{p}{q} = \frac{1+\varepsilon_B}{1-\varepsilon_B}$ et les états propres s'écrivent :

$$|B_s^0\rangle = \frac{(1+\varepsilon_B)|B^0\rangle + (1-\varepsilon_B)|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_B|^2)}} \quad \text{et} \quad |B_L^0\rangle = \frac{(1+\varepsilon_B)|B^0\rangle - (1-\varepsilon_B)|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_B|^2)}}. \quad (8.25)$$

Si la quantité ε_B est non nulle, alors états propres de masse ne sont pas confondus avec les états propres de la symétrie CP . Elle s'exprime en fonction des paramètres M_{12} et Γ_{12} de la façon suivante :

$$\varepsilon_B = \frac{\mathcal{R}e(M_{12}) - \frac{i}{2}\mathcal{R}e(\Gamma_{12}) - \sqrt{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}\sqrt{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}}{i\mathcal{I}m(M_{12}) + \frac{1}{2}\mathcal{I}m(\Gamma_{12})} \quad (8.26)$$

8.1.2.2 Évolution temporelle des états B^0 et \bar{B}^0

L'équation de Schrödinger s'écrit :

$$i\frac{\partial|\Psi(t)\rangle}{\partial t} = \mathcal{H}|\Psi(t)\rangle, \quad (8.27)$$

on en déduit pour les états physiques $|B_s^0(t)\rangle$ et $|B_L^0(t)\rangle$:

$$|B_s^0(t)\rangle = e^{-\frac{\Gamma_s}{2}t}e^{-iM_s t}|B_s^0(0)\rangle \quad \text{et} \quad |B_L^0(t)\rangle = e^{-\frac{\Gamma_L}{2}t}e^{-iM_L t}|B_L^0(0)\rangle \quad (8.28)$$

et pour les états propres de saveur :

$$\begin{aligned}
 |B^0(t)\rangle &= \frac{1}{2}e^{-\frac{\Gamma t}{2}}e^{-imt} \left[\left(e^{(\frac{\Delta\Gamma}{4}+i\frac{\Delta m}{2})t} + e^{-(\frac{\Delta\Gamma}{4}+i\frac{\Delta m}{2})t} \right) |B^0\rangle + \frac{q}{p} \left(e^{(\frac{\Delta\Gamma}{4}+i\frac{\Delta m}{2})t} - e^{-(\frac{\Delta\Gamma}{4}+i\frac{\Delta m}{2})t} \right) |\bar{B}^0\rangle \right] \\
 |\bar{B}^0(t)\rangle &= \frac{1}{2}e^{-\frac{\Gamma t}{2}}e^{-imt} \left[\left(e^{(\frac{\Delta\Gamma}{4}+i\frac{\Delta m}{2})t} + e^{-(\frac{\Delta\Gamma}{4}+i\frac{\Delta m}{2})t} \right) |\bar{B}^0\rangle + \frac{p}{q} \left(e^{(\frac{\Delta\Gamma}{4}+i\frac{\Delta m}{2})t} - e^{-(\frac{\Delta\Gamma}{4}+i\frac{\Delta m}{2})t} \right) |B^0\rangle \right]
 \end{aligned} \tag{8.29}$$

où $\Gamma = \frac{1}{2}(\Gamma_S + \Gamma_L)$, $m = \frac{1}{2}(M_S + M_L)$ et $\Delta\Gamma = \Gamma_L - \Gamma_S$, $\Delta m = M_L - M_S$.

8.1.2.3 Probabilité de transition dépendante du temps

Les probabilités de transition d'un état $|B^0\rangle$ ou $|\bar{B}^0\rangle$ vers un état $|f\rangle$ sont déduites de la formule 8.29.

$$\begin{aligned}
 |\langle f|\mathcal{O}|B^0(t)\rangle|^2 &= \frac{e^{-\Gamma t}}{2} \left[\left(\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) + \cos(\Delta mt) \right) |\langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle|^2 + \right. \\
 &\quad \left. \left| \frac{q}{p} \right|^2 \left(\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) - \cos(\Delta mt) \right) |\langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle|^2 + \right. \\
 &\quad \left. \left(\frac{q}{p} \right)^* \left(\sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) - i \sin(\Delta mt) \right) \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle^* + \right. \\
 &\quad \left. \left(\frac{q}{p} \right) \left(\sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) + i \sin(\Delta mt) \right) \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle^* \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle \right]
 \end{aligned} \tag{8.30}$$

$$\begin{aligned}
 |\langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0(t)\rangle|^2 &= \frac{e^{-\Gamma t}}{2} \left[\left(\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) + \cos(\Delta mt) \right) |\langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle|^2 + \right. \\
 &\quad \left. \left| \frac{p}{q} \right|^2 \left(\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) - \cos(\Delta mt) \right) |\langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle|^2 + \right. \\
 &\quad \left. \left(\frac{p}{q} \right)^* \left(\sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) - i \sin(\Delta mt) \right) \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle^* + \right. \\
 &\quad \left. \left(\frac{p}{q} \right) \left(\sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) + i \sin(\Delta mt) \right) \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle^* \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle \right]
 \end{aligned} \tag{8.31}$$

8.1 Formalisme

Si la différence de temps de vie $\Delta\Gamma$ est négligée, les équations 8.30 et 8.31 deviennent :

$$|\langle f|\mathcal{O}|B^0(t)\rangle|^2 = e^{-\Gamma t} \left[\cos^2\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |\langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle|^2 + \left|\frac{q}{p}\right|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |\langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle|^2 - \frac{i}{2}\left(\frac{q}{p}\right) \sin(\Delta mt) \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle^* + \frac{i}{2}\left(\frac{q}{p}\right)^* \sin(\Delta mt) \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle^* \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle \right] \quad (8.32)$$

$$|\langle f|\mathcal{O}|B^0(t)\rangle|^2 = e^{-\Gamma t} \left[\cos^2\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |\langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle|^2 + \left|\frac{p}{q}\right|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |\langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle|^2 - \frac{i}{2}\left(\frac{p}{q}\right) \sin(\Delta mt) \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle^* + \frac{i}{2}\left(\frac{p}{q}\right)^* \sin(\Delta mt) \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle^* \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle \right] \quad (8.33)$$

Dans le système K^0 - \bar{K}^0 , l'état physique K_L^0 dont la composante CP -1 est majoritaire se désintègre principalement en trois pions. Étant donnée la masse du kaon, cet état final a un espace de phase petit, ce qui explique la différence de temps de vie importante entre les états K_S^0 et K_L^0 . Le cas des mésons B est différent car leur masse est grande, les espaces de phase des états finaux sont donc comparables pour les deux valeurs de CP . La différence de temps de vie entre les états B_S^0 et B_L^0 vient des largeurs partielles des modes communs aux B^0 et au \bar{B}^0 dont les rapports d'embranchement sont faibles. Le rapport $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}$ est estimé à environ 10^{-2} . De ces équations, il est possible de déduire la probabilité de transition d'un état B^0 (\bar{B}^0) vers un état $|f\rangle$ quelconque.

8.1.3 Évolution temporelle d'une paire cohérente B^0 - \bar{B}^0

Dans le cas de l'expérience BABAR, la production des mésons B est cohérente et les probabilités de transition doivent être calculées à partir de la fonction d'onde de la paire B^0 - \bar{B}^0 . La résonance $\Upsilon(4S)$ est un état de spin 1 qui se désintègre en deux mésons de spin 0. Par conservation du moment cinétique total, les deux mésons B ont un moment orbital relatif qui vaut 1. La fonction d'onde de la paire B^0 - \bar{B}^0 est donc antisymétrique. De plus la distribution de l'angle θ entre la ligne de vol de l' $\Upsilon(4S)$ et la direction du vol des B (Fig. 8.1) est de la forme :

$$\frac{dN}{d\cos\theta} \propto d_{1,0}^1 \propto \sin\theta \quad (8.34)$$

La fonction d'onde de la paire de mésons B est donc :

$$\Psi(t_1, t_2) = [B^0_1(t_1, \theta, \phi) \bar{B}^0_2(t_2, \pi - \theta, \phi + \pi) - \bar{B}^0_1(t_1, \theta, \phi) B^0_2(t_2, \pi - \theta, \phi + \pi)] \sin\theta, \quad (8.35)$$

où θ est défini sur la figure 8.1 ; ϕ est l'angle de la désintégration dans le plan transverse à la ligne de vol de la résonance $\Upsilon(4S)$; t_1 (resp. t_2) est le temps de vol du méson B^0_1 (resp. B^0_2) dans son référentiel propre. Les équations 8.32 et 8.33 décrivant l'évolution temporelle des mésons B neutres deviennent dans ce cas particulier :

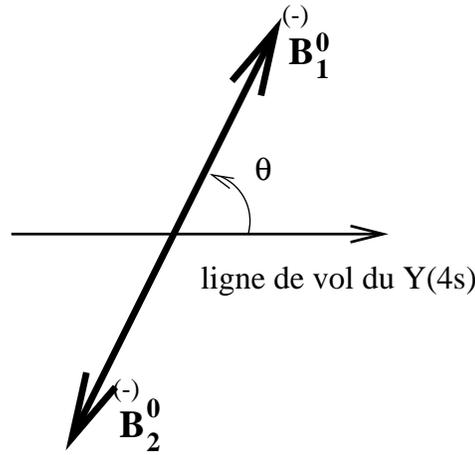


FIG. 8.1 – Schéma de la désintégration de la résonance $\Upsilon(4S)$ en deux mésons B .

$$\begin{aligned} \Psi(t_1, t_2) = e^{-\left(\frac{\Gamma}{2} + im\right)(t_1 + t_2)} & \left[\cos\left(\Delta m \frac{\Delta t}{2}\right) (B_1^0 \bar{B}_2^0 - B_2^0 \bar{B}_1^0) \right. \\ & \left. + i \sin\left(\Delta m \frac{\Delta t}{2}\right) \left(\frac{p}{q} B_1^0 B_2^0 - \frac{q}{p} \bar{B}_2^0 \bar{B}_1^0 \right) \right] \sin \theta, \end{aligned} \quad (8.36)$$

on a posé $\theta = \theta_1$ et $\theta_1 < \frac{\pi}{2}$. Comme les impulsions des mésons B sont opposées dans le référentiel du centre de masse de l' $\Upsilon(4S)$ ($\vec{p}_2 = -\vec{p}_1$), les temps propres t_1 et t_2 sont identiques jusqu'au moment où un des deux mésons se désintègre. L'équation 8.36 traduit le fait que la paire de mésons B ayant une fonction d'onde antisymétrique, tant qu'un des deux mésons ne s'est pas désintégré, les mésons B neutres ont des saveurs opposées. C'est un exemple des corrélations à longue distance décrites par Einstein, Podolsky et Rosen dans la référence [2].

La probabilité d'observer deux mésons B neutres de même saveur au moment de leur désintégration est déduite l'équation 8.36 :

$$\mathcal{P}(B^0 B^0) + \mathcal{P}(\bar{B}^0 \bar{B}^0) = \frac{1}{2\Gamma} e^{-\Gamma|\Delta t|} [1 - \cos(\Delta m \Delta t)], \quad (8.37)$$

tandis que la probabilité d'observer deux mésons B neutres de saveur opposée au moment de leur désintégration est :

$$\mathcal{P}(B^0 \bar{B}^0) = \frac{1}{2\Gamma} e^{-\Gamma|\Delta t|} [1 + \cos(\Delta m \Delta t)]. \quad (8.38)$$

8.2 Calcul du paramètre Δm

Cette section est consacrée au calcul des paramètres des oscillations des mésons B^0 et \bar{B}^0 dans le cadre du modèle standard. La modification de ces paramètres dans le cadre d'extensions du modèle standard est présentée ensuite.

La fréquence d'oscillation des mésons B^0 est fixée par la différence de masse entre les états propres du hamiltonien. Le hamiltonien du système B^0 - \bar{B}^0 a des termes diagonaux non nuls, qui s'écrivent :

8.2 Calcul du paramètre Δm

$$p^2 = M_{12} - i\frac{\Gamma_{12}}{2} \quad \text{et} \quad q^2 = M_{12}^* - i\frac{\Gamma_{12}^*}{2} \quad (8.39)$$

D'après les équations 8.23,

$$\Delta m = -2\mathcal{R}e(pq) \quad \text{et} \quad \Delta\Gamma = 4\mathcal{I}m(pq.) \quad (8.40)$$

On en déduit les relations suivantes :

$$\Delta m^2 - \frac{\Delta\Gamma^2}{4} = 4 \left[|M_{12}|^2 - \frac{|\Gamma_{12}|^2}{4} \right] \quad (8.41)$$

$$\Delta m \Delta\Gamma = 4\mathcal{R}e(M_{12}\Gamma_{12}^*) \quad (8.42)$$

$$\frac{q}{p} = -2 \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{\Delta m - \frac{i}{2}\Delta\Gamma} \quad (8.43)$$

Pour le méson B^0 , la différence de temps de vie $\Delta\Gamma$ attendue est petite ($\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} \sim 10^{-2}$, Sec. 8.1.2.3). Et la mesure de la fraction intégrée des mésons B^0 qui oscillent permet de déduire la quantité $x_d = \frac{\Delta m_d}{\Gamma} = 0,72 \pm 0,03$ [3]. Donc on a aussi la relation $\Delta\Gamma \ll \Delta m_d$. Le calcul montre que $|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}|$. Les relations (8.41-8.43) se simplifient :

$$\Delta m \simeq 2|M_{12}| \quad (8.44)$$

$$\Delta\Gamma \simeq 2 \frac{\mathcal{R}e(M_{12}\Gamma_{12}^*)}{|M_{12}|} \quad (8.45)$$

$$\frac{q}{p} \simeq -\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|} \left[1 - \frac{1}{2}\mathcal{I}m\left(\frac{\Gamma_{12}^*}{M_{12}}\right) \right] \quad (8.46)$$

$$(8.47)$$

L'équation 8.46 donne la valeur de $\frac{q}{p}$ un ordre en $\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}$ au delà de celui utilisé pour les relations 8.44 et 8.45 ce qui est nécessaire pour évaluer la valeur de ε_B .

8.2.1 Calcul de $|M_{12}|$

8.2.1.1 Le principe du calcul

L'équation 8.44 montre que la détermination théorique de Δm_d revient à calculer l'élément de matrice M_{12} défini par l'équation 8.14. Pour ce calcul, il faut évaluer les diagrammes en boîtes de la figure 2.1 qui décrivent la contribution de l'interaction faible à l'amplitude de transition $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$. Il faut ensuite déterminer la contribution de l'interaction forte entre les quarks. L'expansion en produit d'opérateurs fournit le cadre théorique qui permet de séparer la contribution QCD à courte distance (à l'échelle de la masse du boson W ou du quark top) et à longue distance (pour des énergies inférieures à celle de la masse du quark b). On exprime $|M_{12}|$ de la façon suivante :

$$|M_{12}| = \frac{\langle B^0 | O(|\Delta B| = 2) | \bar{B}^0 \rangle}{2m_B} \left[1 + \mathcal{O}\left(\frac{m_b^2}{m_W^2}\right) \right] \quad (8.48)$$

$$O(|\Delta B| = 2) = \frac{G_F^2}{16\pi^2} C^{|\Delta B|=2}(m_t, m_W, \mu) Q(\mu) + h.c. \quad (8.49)$$

$$(8.50)$$

Le coefficient de Wilson $C^{|\Delta B|=2}(m_t, m_W, \mu)$ décrit les interactions de hautes énergies qui interviennent dans la transition $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$. Dans ce domaine, l'interaction forte peut être traitée comme un développement perturbatif en puissance de la constante de couplage forte $\alpha_S(\mu)$.

Ici, $Q(\mu) = \bar{d}\gamma_\nu(1 - \gamma_5)b\bar{d}\gamma^\nu(1 - \gamma_5)b$, cette fonction décrit les interactions à basse énergie entre les quarks, c'est la partie du processus la plus difficile à évaluer. La méthode la plus précise utilise les calculs de QCD sur réseau. Q ne peut être déterminé qu'à l'échelle de la masse du quark b .

μ est l'échelle d'énergie qui sépare les interactions longues distances des interactions à courte distance. Elle n'a pas de signification physique et la dépendance dans le paramètre μ doit disparaître dans le produit $C^{|\Delta B|=2}(m_t, m_W, \mu)Q(\mu)$.

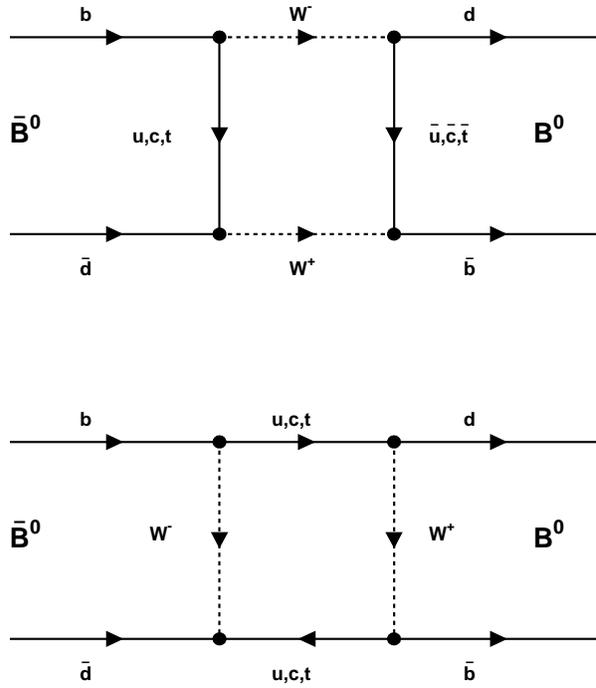


FIG. 8.2 – Diagrammes en boîtes des oscillations $B^0\bar{B}^0$: contributions de l'interaction faible.

8.2.1.2 Le calcul du diagramme en boîte

Si on néglige la masse des quarks externes devant celle du boson W , le calcul des diagrammes de Feynman de la figure 8.2 donne le résultat suivant [4][5] :

$$M_{12} \propto -\frac{G_F^2 m_W^2}{16\pi^2} \left(\sum_{i,j=u,c,t} (V_{ib}V_{id}^*)(V_{jb}V_{jd}^*)\lambda_j A_{ij} \right), \quad (8.51)$$

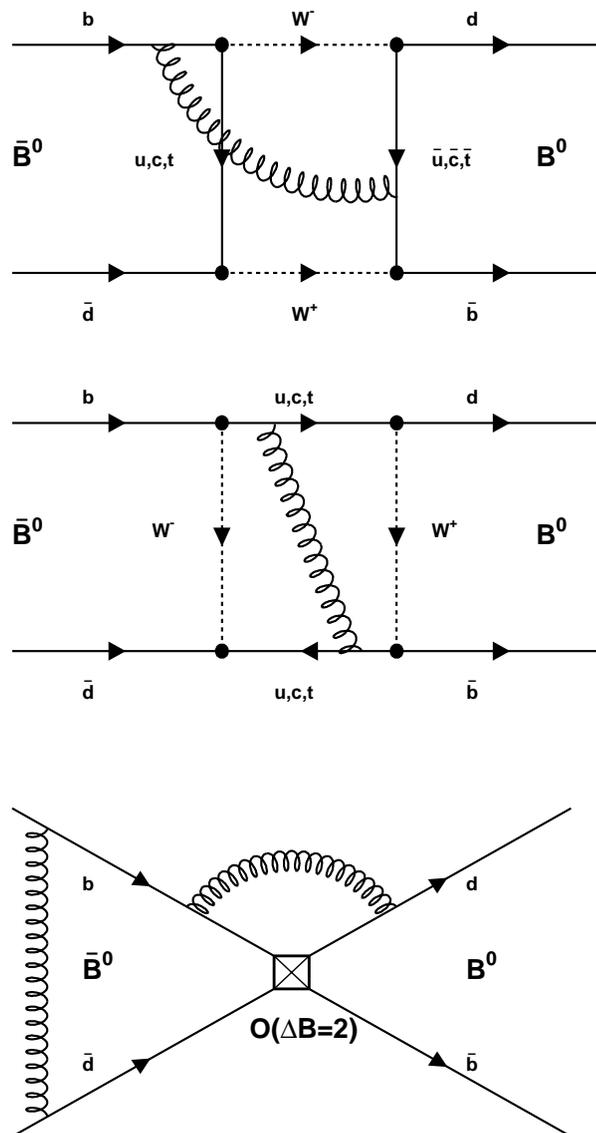


FIG. 8.3 – Diagrammes en boîtes des oscillations $B^0\bar{B}^0$: contributions de l'interaction forte à haute énergie (diagramme de gauche) et à basse énergie (diagramme de droite).

avec,

$$A_{ij} = \frac{x_i + x_j - (11/4)x_i x_j}{(1-x_i)(1-x_j)} + \frac{1}{x_i - x_j} \left[\frac{x_i^2(1-2x_j + (1/4)x_i x_j) \ln x_i}{(1-x_i)^2} - (i \leftrightarrow j) \right], \quad (8.52)$$

$$A_{ii} = \frac{x_i}{(1-x_i)^2} \left[3 - \frac{19}{4}x_i + \frac{1}{4}x_i^2 \right] + 2 \left[1 - \frac{3x_i^2}{4(1-x_i)} \right] \frac{x_i \ln x_i}{(1-x_i)^2}, \quad (8.53)$$

$$\text{avec, } x_i = \frac{m_i^2}{m_W^2} \quad (8.54)$$

La contribution dominante à cette somme vient du quark top à cause de sa masse élevée et de la valeur des paramètres de la matrice CKM. Celle des autres quarks peut-être négligée. L'expression se simplifie de la façon suivante :

$$M_{12} \propto -\frac{G_F^2 m_W^2}{16\pi^2} (V_{tb} V_{td}^*)^2 S\left(\frac{m_t^2}{m_W^2}\right), \quad (8.55)$$

et,

$$S(x) = x \left[\frac{1}{4} + \frac{9}{4} \frac{1}{1-x} - \frac{3}{2} \frac{1}{(1-x)^2} \right] - \frac{3}{2} \left[\frac{x}{1-x} \right]^3 \ln x \quad (8.56)$$

8.2.1.3 La contribution QCD courte distance

À l'échelle d'énergie correspondant à la masse du W ou du quark top, qui est l'échelle pertinente pour le calcul du diagramme en boîte présenté dans la section précédente, les quarks sont asymptotiquement libres. Les interactions entre quarks peuvent être traitées perturbativement. Le calcul de $C^{|\Delta B|=2}(m_t, m_W, \mu)$ à l'ordre 0 revient à calculer le diagramme en boîte. Le calcul des corrections QCD se fait par l'intermédiaire des diagrammes présentés sur la figure 8.3, où l'on ajoute au diagramme en boîte toutes les combinaisons possibles d'émission de gluons. Ce calcul fait apparaître des termes de la forme $[\alpha_S \ln(\frac{m_W}{\mu})]^n$, la puissance n étant de plus en plus élevée au fur et à mesure que l'on avance dans le développement perturbatif. À l'échelle de la masse du boson W, ces termes sont petits, mais à l'échelle de la masse du quark b, on ne peut pas arrêter la série perturbative. La résolution de l'équation du groupe de renormalisation permet de déduire la valeur du coefficient de Wilson à l'échelle $\mu = m_b$ de la valeur calculée à l'échelle $\mu = m_W$. On obtient le résultat [6]:

$$C^{|\Delta B|=2}(m_t, m_W, \mu) = m_W^2 S\left(\frac{m_t^2}{m_W^2}\right) \eta_B b_B(\mu) \quad (8.57)$$

avec $\eta_b = [\alpha_S(m_W)]^{6/23}$ et $b_B(\mu) = [\alpha_S(\mu)]^{-6/23}$. La resommation effectuée ne concerne pas tous les termes mais seulement les termes de logarithmes dominants $[\alpha_S \ln(\frac{m_W}{\mu})]^n$ qui sont d'ordre $\mathcal{O}(1)$. Le calcul à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_S)$ consiste à resommer la série $\alpha_S \sum_n [\alpha_S \ln(\frac{m_W}{\mu})]^n$ mais nécessite le calcul des corrections à deux boucles. À l'ordre des logarithmes dominants, la détermination de η_B pose plusieurs problèmes, notamment sa valeur dépend du choix de l'échelle d'énergie définissant les « courtes distances » : la masse du quark top

8.3 Méthodes de mesure de Δm_d

aurait pu être choisie à la place de la masse du boson W. Ces problèmes sont résolus en utilisant le calcul à l'ordre suivant les logarithmes dominants. Le résultat est [7] : $\eta_B = 0,55$, et l'incertitude théorique associée est très faible (de l'ordre de 1%). Les résultats à l'ordre suivant les logarithmes dominants étant sensibles à la définition de la masse des quark, il faut utiliser la bonne définition de la masse du quark top dans la formule 8.57, i.e. $m_t(m_t) = 167 \pm 5 \text{ GeV}/c^2$

8.2.1.4 La contribution QCD longue distance

Le calcul de l'élément de matrice hadronique est possible grâce aux techniques de calculs sur réseau. On définit :

$$\langle B^0 | Q(\mu) | \bar{B}^0 \rangle = \frac{8}{3} B_B(\mu) f_B^2 m_B^2, \quad (8.58)$$

où f_B est la constante de désintégration du mésons B^0 , qui tient compte des échanges de couleur entre les quarks à l'intérieur du méson dans l'état final et dans l'état initial.

$$\langle 0 | \bar{d} \gamma^\mu \gamma^5 b | B^0 \rangle = i f_B p_\mu \quad (8.59)$$

Les échanges de gluons entre quark de l'état initial et quark de l'état final sont décrits par le terme $B_B(\mu)$. L'échelle d'énergie μ qui a été introduite n'a pas de signification physique donc le résultat final pour le calcul de $|M_{12}|$ ne doit pas dépendre de μ . On définit $\hat{B}_B = B_B(\mu) b_B(\mu)$. Le résultat des calculs sur réseau à l'ordre suivant les logarithmes dominants donné dans le « *Physics Book* » de BABAR [6] est :

$$f_B \sqrt{\hat{B}_B} = 201 \pm 42 \text{ MeV} \quad (8.60)$$

La référence [8] donne une valeur comparable ;

$$f_B \sqrt{\hat{B}_B} = 206 \pm 28 \pm 7 \text{ MeV} \quad (8.61)$$

8.2.1.5 Conclusion

La formule récapitulative donnant l'expression de la différence de masse entre les états propres de masses B_S^0 et B_L^0 s'écrit :

$$\Delta m_d = 2 |M_{12}| = \frac{G_F^2}{6\pi^2} \eta_B m_B \hat{B}_B f_B^2 m_W^2 S\left(\frac{m_t^2}{m_W^2}\right) |V_{tb} V_{td}^*|^2. \quad (8.62)$$

8.3 Méthodes de mesure de Δm_d

La découverte des oscillations des mésons B par l'expérience ARGUS date de 1987 (Chap. 2). Cette découverte fût fondée sur l'analyse des désintégrations d'environ 100 000 paires de mésons B produites à la résonance $\Upsilon(4S)$. L'observation d'un événement complètement reconstruit où les deux mésons B ont la même saveur associée à l'observation d'un excès d'événements de désintégrations semileptoniques de mésons B où les deux leptons ont le même signe ont permis de prouver la présence d'oscillation [9].

Quelle que soit la méthode, l'étude des oscillations des mésons B, nécessite d'étiqueter la saveur des mésons B à la production et lors de la désintégration.

Les études des oscillations des mésons B se classent en deux catégories (Fig. 8.4) :

- l'étude de la fraction intégrée de mésons B neutres qui oscillent, liée à la fréquence d'oscillation par l'équation 8.63 ;
- la mesure directe de la fréquence d'oscillation grâce à une étude des oscillations dépendante du temps.

La fraction de mésons qui oscillent intégrée sur le temps vaut :

$$\chi_d = \frac{1}{2} \frac{x_d^2}{1 + x_d^2} \quad \text{avec} \quad x_d = \frac{\Delta m_d}{\Gamma_B} \quad (8.63)$$

La méthode utilisant la dépendance en temps requiert la mesure de la distance de vol des mésons B. Elle donne la meilleure précision sur la détermination statistique de Δm_d . De plus, la probabilité de mauvais étiquetage qui doit être complètement déterminée avec la simulation dans le cas d'une mesure intégrée, peut être mesurée grâce à l'amplitude de l'oscillation. Elle est utilisée par les expériences LEP et CDF. La première méthode est utilisée par les expériences CLEO et ARGUS qui étudient les mésons B produits par des collisionneurs e^+e^- symétriques en énergie fonctionnant à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$. Dans ce dernier cas, la mesure de la distance de vol des mésons B est impossible.

8.3.1 Les mesures intégrées sur le temps

Historiquement, la première mesure de Δm_d a été déduite de la fraction intégrée de mésons B qui ont oscillés avec un accélérateur e^+e^- fonctionnant à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$. Les mésons B produits lors de la désintégration de cette résonance sont cohérents (Sec. 8.1.3). Les saveurs des deux mésons sont corrélées tant qu'un des deux mésons ne s'est pas désintégré. Si la saveur des deux mésons B est connue au moment de leur désintégration, il est possible de déterminer sans ambiguïté si il y a eu oscillation.

L'étiquetage de la saveur des mésons B peut être réalisée de deux façons [10][11][12] :

- en utilisant la charge des leptons issus des désintégrations semileptoniques des mésons B : $b \rightarrow cl\nu$ (méthode des di-leptons) ;
- en associant un lepton à un méson D^* de charge opposée, la masse de recul du système D^*l devant être compatible avec celle d'un neutrino.

La méthode des di-leptons bénéficie d'une très grande statistique : environ 20 % des mésons B se désintègrent en lepton, les événements di-leptons représentent environ 4 % du nombre total de paires de mésons B produites. Les bruits de fond principaux sont les leptons issus des désintégrations de particules charmées secondaires ($b \rightarrow c \rightarrow l\nu$) et les hadrons identifiés comme leptons. Les leptons des désintégrations semileptoniques $b \rightarrow cl\nu$ sont sélectionnés en demandant que leur impulsion soit supérieure à 1,4 GeV/c. En effet, le spectre des leptons directs (venant directement d'un quark b : $b \rightarrow cl\nu$) est plus dur que celui des leptons secondaires. La méthode des di-leptons ne permet pas de déterminer si le méson B qui s'est désintégré était neutre ou chargé. La fraction d'événements pour lesquels il y a eu oscillation doit être corrigé du produit de la fraction de paires B^+B^- produites à la résonance $\Upsilon(4S)$ (f_{\pm}) multiplié par le carré du taux de désintégration semileptoniques des mésons B chargés (b_{\pm}). La quantité $\frac{f_{\pm} b_{\pm}^2}{f_{00} b_{00}^2}$ n'ayant jamais été mesurée, elle est estimée à 1 avec une erreur de l'ordre de 5 %.

8.3 Méthodes de mesure de Δm_d

Un moyen de lever l'ambiguïté concernant la charge du méson B consiste à associer au lepton un méson D^* de charge opposée de telle sorte que la masse reculant derrière le système D^*l soit nulle. Cette méthode utilise le fait que les mésons B sont presque au repos dans le référentiel du centre de masse de la résonance $\Upsilon(4S)$. Les désintégrations $\overline{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\overline{\nu}$ représentent environ 10% des désintégrations des mésons B. Les mésons D^{*+} peuvent être reconstruits de deux façons. Les deux méthodes utilisent la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ dont le rapport d'embranchement vaut 68% [3]. Étant donnée la masse des mésons D^{*+} et D^0 ($146 \text{ MeV}/c^2$), l'impulsion du pion est faible : elle vient essentiellement de celle du D^{*+} . Le méson D^0 peut-être reconstruit exclusivement ou le D^{*+} peut être reconstruit uniquement grâce au pion mou. Le pion mou est presque au repos dans le référentiel du D^{*+} . Il est émis selon la ligne de vol du D^{*+} . Le rapport des énergies du pion dans le centre de masse de l' $\Upsilon(4S)$ ($E_\pi^{(\Upsilon(4S))}$) et dans le centre de masse du D^{*+} ($E_\pi^{(D^{*+})}$) est utilisé pour évaluer l'énergie du D^{*+} ($E_{D^{*+}}^{(\Upsilon(4S))}$) dans le référentiel de l' $\Upsilon(4S)$ à partir de sa masse. L'énergie du D^{*+} est calculée à une bonne approximation avec la formule :

$$\gamma = \frac{E_{D^{*+}}^{(\Upsilon(4S))}}{m_{D^{*+}}} \sim \frac{E_\pi^{(\Upsilon(4S))}}{E_\pi^{(D^{*+})}} \quad (8.64)$$

On a donc la formule suivante :

$$E_{D^{*+}}^{(\Upsilon(4S))} \sim \frac{E_\pi^{(\Upsilon(4S))}}{E_\pi^{(D^{*+})}} m_{D^{*+}} \quad (8.65)$$

Cette méthode permet de distinguer les mésons B neutres des chargés, même si une contribution des mésons B chargés vient du processus $B^- \rightarrow D^{*+}\pi^-\overline{l}\overline{\nu}$. Il existe deux contributions à cet état final, la paire $D^{*+}\pi^-$ peut être produite de façon non résonante, ou de façon résonante par l'intermédiaire d'un méson D^{**} .

Les résultats donnés par les collaborations ARGUS et CLEO fondés sur l'analyse d'environ 250 000 paires $B\overline{B}$ pour ARGUS et environ 1 000 000 de paires $B\overline{B}$ pour CLEO donne les résultats suivant :

- ARGUS : $\chi_d = (17,1 \pm 4,8) \%$ [10]
- CLEO : $\chi_d = (14,9 \pm 2,3 \pm 2,2) \%$ [11]

Ce dernier résultat correspond à une fréquence d'oscillation $\Delta m_d = 0,432 \pm 0,050 \text{ } \hbar ps^{-1}$

8.3.2 Les mesures dépendantes du temps

Les mesures les plus précises de Δm_d ont été effectuées par les expériences LEP. Elles ont pu mettre en évidence pour la première fois la dépendance temporelle des oscillations du méson B. À LEP, les particules belles sont produites lors de la désintégration des bosons Z^0 . Étant donnée la masse du Z^0 ($m(Z^0) = 91 \text{ GeV}/c^2$), sa désintégration engendre la création de toutes les sortes de particules belles (mésons, baryons) et elle accompagnée d'autres particules issues de l'hadronisation de la paire de quark $b\overline{b}$. Les mésons B neutres ne sont pas nécessairement produits par paires, et lorsqu'ils le sont, ils sont produits de façon incohérente et ils peuvent donc osciller de manière indépendante.

La saveur du quark b peut-être étiquetée de différentes façons :

- en sélectionnant un lepton issu directement de la désintégration du quark b (grâce à son impulsion totale et à son impulsion transverse au jet de particules accompagnant l'hadronisation du quark b) ;

- en mesurant la moyenne des charges des particules qui accompagnent l’hadronisation du quark b pondérée par leur impulsion (méthode de la charge du « jet » [13]);
- en reconstruisant complètement le D^* issu de la désintégration du méson B .

La saveur du quark b doit être identifiée à la production et lors de la désintégration. L’étiquetage par la charge du lepton ou la reconstruction exclusive d’un D^* sont utilisées pour identifier la saveur de la particule belle à sa désintégration. La saveur à la production est déduite de la saveur de l’autre quark b qui est déterminée en utilisant les désintégrations semileptoniques ou la charge du « jet ».

La distance de vol est mesurée en reconstruisant le point de désintégration du Z^0 (vertex primaire) et le point de désintégration du hadron beau (vertex secondaire). La méthode pour déterminer le vertex secondaire varie selon que la technique d’étiquetage utilisée est inclusive ou exclusive. L’énergie du hadron beau doit aussi être déterminée. La mesure de Δm_d doit tenir compte des différentes contributions des hadrons beaux qui ont des temps de vie différents.

Dans le cas de l’expérience CDF, la production de particules belles se fait lors de collisions proton-antiproton. Comme à LEP, la production de mésons B est incohérente et les canaux d’étude des oscillations des mésons B sont semblables. Une méthode supplémentaire est utilisée pour l’étiquetage de la saveur : elle utilise la réaction $B^{**} \rightarrow B\pi$, car la charge du pion est corrélée avec celle du quark b . L’utilisation de ce pion pour l’étiquetage de la saveur des mésons est appelée *Same Side Tagging* (« étiquetage du même côté ») [14].

La figure 8.5 montre la moyenne des mesures de Δm_d [15], le résultat est la combinaison par le groupe de travail sur les oscillations des mésons B à LEP des résultats obtenus par les quatre expériences LEP, CDF, ARGUS et CLEO.

8.3.3 La mesure de Δm_d avec le détecteur BABAR

Comme dans le cas des expériences ARGUS et CLEO, BABAR étudie les mésons B produits de façon cohérente à la résonance $\Upsilon(4S)$. L’asymétrie en énergie des faisceaux de PEP-II permet de mesurer la distance de vol des mésons B dans le référentiel du laboratoire. Les mésons B ayant une faible impulsion de l’ $\Upsilon(4S)$, il est possible d’en déduire à une bonne approximation la distance de vol dans leur référentiel propre, même si la reconstruction des mésons B n’est pas exclusive. Les techniques d’étiquetage sont similaires à celle développées par ARGUS et CLEO, mais BABAR bénéficie en plus de l’information sur la différence de temps de vie entre les B et d’un échantillon de mésons B par année de prise de donnée supérieur à celui des expériences LEP et de CLEO. La statistique accumulée par CLEO en dix ans est d’environ 10^7 mésons B , tandis que BABAR a une statistique comparable après une année de prise de données.

8.3.3.1 Principe

La mesure de Δm_d à BABAR est réalisée en mesurant l’asymétrie dépendante du temps suivante :

$$A(\Delta t) = \frac{N(B^0\bar{B}^0)(\Delta t) - [N(B^0B^0)(\Delta t) + N(\bar{B}^0\bar{B}^0)(\Delta t)]}{N(B^0\bar{B}^0)(\Delta t) + [N(B^0B^0)(\Delta t) + N(\bar{B}^0\bar{B}^0)(\Delta t)]} \quad (8.66)$$

8.3 Méthodes de mesure de Δm_d

D'après les équations 8.37 et 8.38, cette asymétrie vaut

$$A(\Delta t) = \cos(\Delta m_d \Delta t) \quad (8.67)$$

Dans le cas général, les méthodes d'étiquetage ne permettent pas de sélectionner uniquement des mésons B neutres. Il faut donc tenir compte des mésons B chargés qui ont un temps de vie différent. De plus, l'étiquetage n'est pas parfait et il faut aussi tenir compte des erreurs d'étiquetage (soit η la probabilité de mauvais étiquetage). L'asymétrie mesurée devient :

$$A(\Delta t) = (1 - 2\eta) \frac{[N(B^0\bar{B}^0)(\Delta t) + N(B^+B^-)(\Delta t)] - [N(B^0B^0)(\Delta t) + N(\bar{B}^0\bar{B}^0)(\Delta t)]}{[N(B^0\bar{B}^0)(\Delta t) + N(B^+B^-)(\Delta t)] + [N(B^0B^0)(\Delta t) + N(\bar{B}^0\bar{B}^0)(\Delta t)]}, \quad (8.68)$$

elle est diluée d'un facteur $(1 - 2\eta)$. Cette équation suppose que les événements mal étiquetés ont la même distribution en temps que le signal. Dans la pratique, cela n'est pas le cas, et c'est une source d'erreur sur la détermination de Δm_d .

Cette asymétrie s'exprime en fonction de la durée de vie des mésons B neutres τ_{B^0} , de celle des mésons B chargés τ_{B^+} , et de la fraction de B chargés sélectionnés par rapport aux B neutres R .

$$A(\Delta t) = \frac{e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^0}}} \cos(\Delta m_d \Delta t) + R e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^+}}}}{e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^0}}} + R e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^+}}}}, \quad (8.69)$$

où $R = \frac{f_{++} + b_+^2}{f_{00} b_0^2}$, f_{00} (resp. f_{++}) est la fraction de résonances $\Upsilon(4S)$ se désintégrant en mésons B neutres (resp. chargés). b_0 (resp. b_+) est le rapport d'embranchement des mésons B neutres (resp. chargés) dans le mode d'étiquetage considéré.

La dernière complication au calcul vient de l'erreur sur la détermination de Δt . La résolution contribue elle aussi à diluer l'asymétrie. Son effet est pris en compte globalement en convoluant le numérateur et le dénominateur de l'asymétrie avec la fonction de résolution sur Δt .

$$A(\Delta t) = (1 - 2\eta) \frac{\left[e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^0}}} \cos(\Delta m_d \Delta t) + R e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^+}}} \right] \otimes f_{reso}(\Delta t)}{\left[e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^0}}} + R e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^+}}} \right] \otimes f_{reso}(\Delta t)}. \quad (8.70)$$

Les techniques d'étiquetage de la saveur des mésons B sont identiques à celles développées par CLEO et ARGUS. La méthode choisie doit optimiser d'une part l'efficacité de la sélection, et d'autre part, la dilution due aux mauvais étiquetages de la saveur du méson B et à la précision limitée de la reconstruction de la différence de temps de vol Δt . Les erreurs systématiques associées à chaque méthode doivent aussi être prises en compte. Ces erreurs viennent principalement de la détermination de la fonction de résolution, de la différence de temps de vie entre les mésons B neutres et les mésons B chargés qui est mal connue et de la dépendance en temps de la probabilité de mauvaise identification.

La méthode qui consiste à utiliser les événements di-leptons est celle qui offre la plus grande statistique soit 4% des désintégrations des mésons B. Ces événements sont facilement identifiables en utilisant la grande impulsion des leptons issus des désintégrations $b \rightarrow c l \nu$. La reconstruction de la différence de temps de vol est suffisamment précise car les traces sélectionnées sont assez énergétiques. C'est aussi la plus limitée du point de vue des effets systématiques. En effet, elle ne distingue pas les mésons B neutres des chargés, donc la détermination de Δm_d par ajustement de l'asymétrie $A(\Delta t)$ par la fonction donnée par l'équation 8.70 est sensible à la différence des temps de vie entre les mésons B neutres et chargés qui est mal connue expérimentalement. La probabilité de mauvais étiquetage η est aussi la plus importante dans le cas des di-leptons. La dépendance en temps de cette probabilité introduit une autre source d'erreurs systématiques, qui est d'autant plus importante que η est grand. Une étude préliminaire [16] a montré la possibilité de mesurer Δm_d avec une précision statistique de l'ordre de 6% avec un échantillon d'un million de événements $B\bar{B}$ simulés avec la simulation complète de BABAR, sans être limité par les effets systématiques.

L'utilisation des D^{*+} (Sec. 8.3.1) permet d'enrichir de l'échantillon étudié en mésons B neutres et donc de diminuer l'erreur systématique liée à la différence de temps de vie entre B neutres et B chargés. La détermination de la différence de temps de vol Δt est elle aussi améliorée. Le coût statistique de cette méthode est de l'ordre d'un facteur cinq si un seul des mésons B est étiqueté avec un D^{*+} reconstruit partiellement grâce au pion mou issu de la désintégration et que la saveur du second méson B est étiqueté avec un lepton énergétique. L'augmentation de l'erreur statistique comparée à celle obtenue avec les di-leptons est de seulement 10% à 20% car le signal d'oscillation est moins dilué avec cette méthode.

Des méthodes de reconstruction exclusives ou semi-exclusives dans des modes de désintégrations des mésons B purement hadroniques peuvent aussi être employées (par exemple, le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$ avec reconstruction exclusive ou semi-exclusive du méson D^{*+}). La pureté de ce type d'échantillon et la précision de la détermination du point de désintégration du méson B permettront de diminuer l'erreur systématique associée à la mesure de Δm_d , lorsque la précision des méthodes inclusives et semi-exclusives citées sera limitée par ces erreurs systématiques.

Dans le cadre de ce mémoire de thèse, un échantillon d'environ un million de désintégrations de paires $B\bar{B}$ a été étudié. Pour cet échantillon, la méthode la plus adaptée est la méthode utilisant les di-leptons. C'est elle qui sera décrite dans le chapitre suivant.

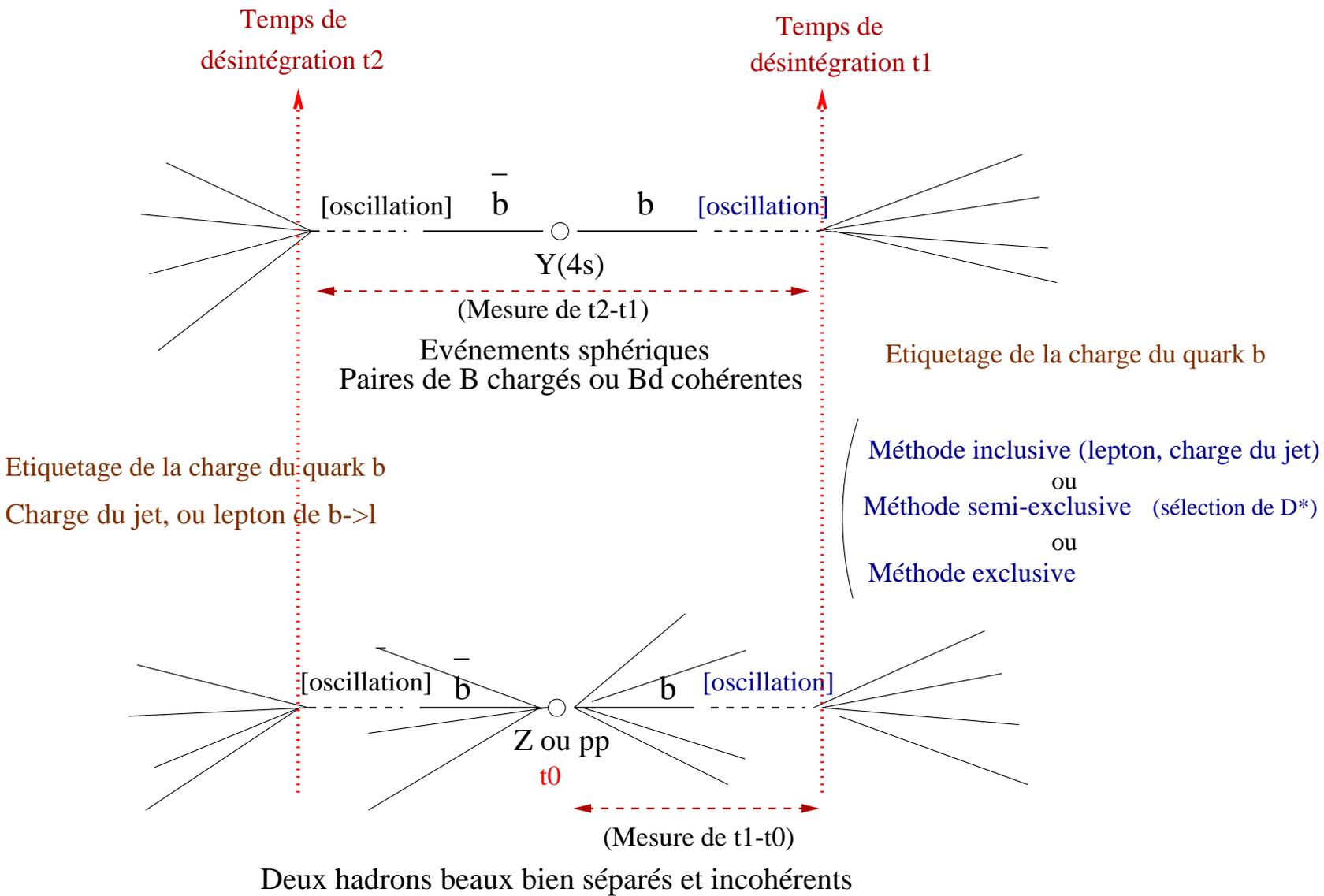


FIG. 8.4 – Étude de l'oscillation des mésons B : production de paires cohérentes de mésons B à la résonance $Y(4S)$ (figure du haut), production de paires incohérentes de hadrons beaux à la résonance Z^0 ou dans les collisions pp .

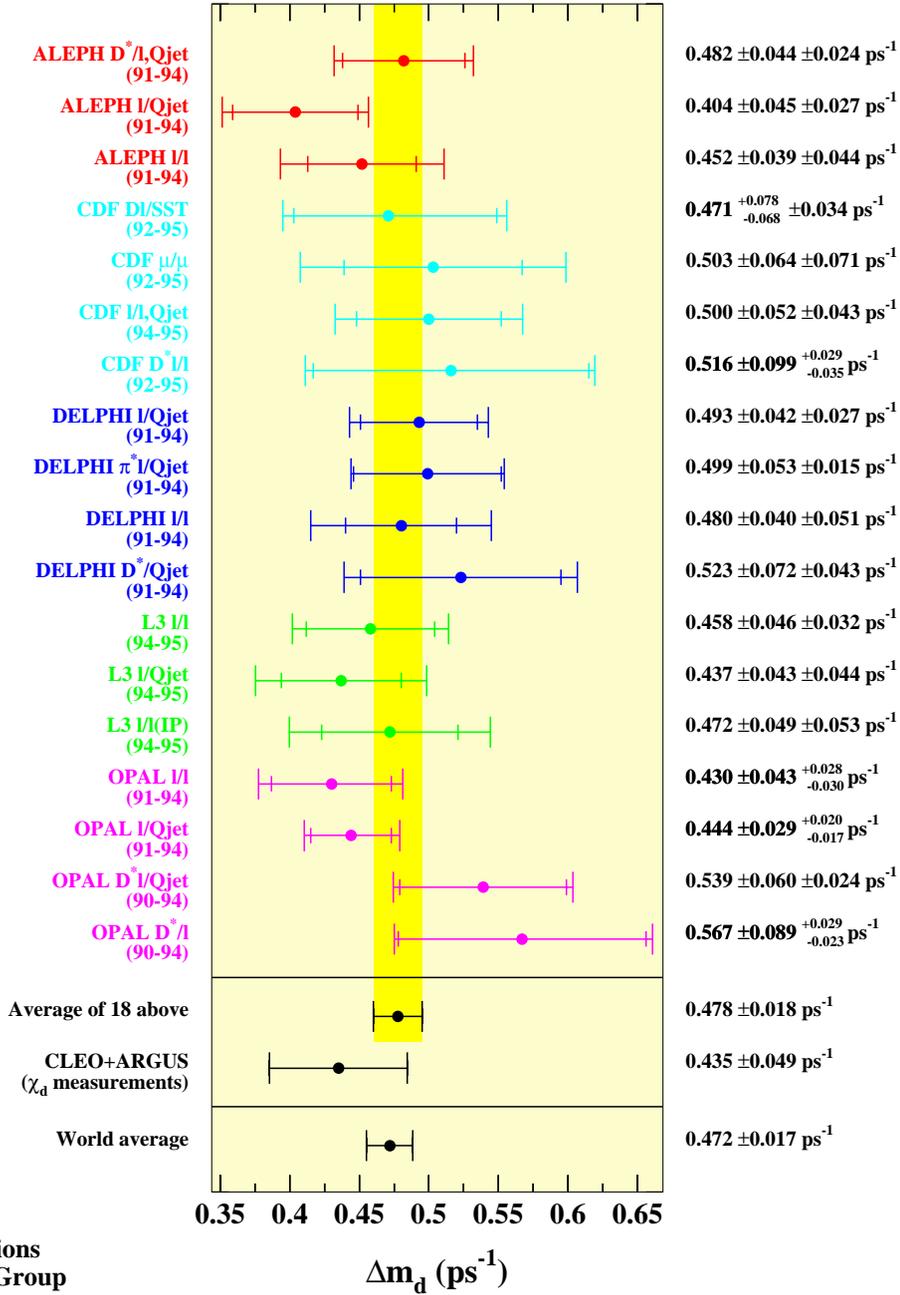


FIG. 8.5 – Combinaison des différentes mesures de Δm_d par le groupe de travail de LEP sur les oscillations des mésons B [15].

Bibliographie

- [1] P. K. Kabir, « The CP -puzzle: strange decays of the neutral kaon », Academic Press, London, 1968
- [2] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, Phys. Rev. **47(1935)**, p. 777
- [3] The particle data group, « Review of Particle Physics », Eur. Phys. Jour. C, Vol. 3., 1998
- [4] L.L. Chau, « Quark mixing in weak interaction », Phys. Reports **95(1983)**, pp. 1-94
- [5] A.J. Buras, W. Slominski, H. Steger, « B^0 - \bar{B}^0 mixing, CP violation and the B-meson decay », Nucl. Phys. **B245(1984)**, p. 369
- [6] The BABAR collaboration, «The BABAR Physics Book : Physics at an Asymmetric B Factory», SLAC-R-504, October 1998
- [7] G. Buchalla, A.J. Buras, M.E. Lautenbacher « Weak Decays beyond leading logarithms », Rev. Mod. Phys. **68(1996)**, p. 1125
- [8] D. Becirevic, D. Meloni, A. Retico, V. Gimenez, L. Giusti, V. Lubicz, G. Martinelli, « B^0 - \bar{B}^0 Mixing and Decay Constants with the Non-Pertubatively Improved Action », hep-lat/0002025
- [9] Albrecht et al. (ARGUS Collaboration), « Observation of B^0 - \bar{B}^0 Mixing », Phys. Lett. B 46, p. 246 (1987)
- [10] Albrecht et al. (ARGUS Collaboration), « New determination of the B^0 - \bar{B}^0 oscillation strength », Zeit. Phys. **C55(1992)**, p. 357
- [11] Bartelt et al. (CLEO Collaboration), « Two Measurements of B^0 - \bar{B}^0 Mixing », Phys. Rev. Lett. **71(1993)**, p. 1680
- [12] Albrecht et al. (ARGUS Collaboration), « A study of $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ and $B^0\bar{B}^0$ mixing using partial D^{*+} reconstruction », Phys. Lett. **B324(1994)**, p. 249
- [13] Sandrine Emery, « Étude de la dépendance temporelle des oscillations B^0 - \bar{B}^0 par la méthode de la charge du jet sur l'expérience ALEPH », Mémoire de thèse (1994)
- [14] F. Abe *et al.*, (CDF Collaboration), « Measurement of the B^0 - \bar{B}^0 flavor oscillation frequency and study of same side flavor tagging of B mesons in $p\bar{p}$ collisions », Phys. Rev. **D59(1999)**
- [15] LEP B-oscillations working group, Combined result, for PDG 2000, http://lepbosc.web.cern.ch/LEPBOSC/combined_results/PDG_2000/
- [16] G. De Domenico, Ch. Yèche, « Dilepton Analysis in BABAR Experiment : Measurement of the Mixing Parameter Δm_d and Study of the T(CP) Violation Purely in Mixing », BABAR Note 409, February 1998

Chapitre 9

Mesure de Δm_d avec les événements di-leptons

Contents

9.1	Sélection des événements di-leptons	218
9.1.1	Identification des leptons	218
9.1.1.1	Les électrons	218
9.1.1.2	Les muons	221
9.1.1.3	Réjection des J/ψ et des conversions de photons	223
9.1.1.4	Conclusion	223
9.1.2	Sélection des événements $B\bar{B}$	225
9.1.3	La sélection des di-leptons	225
9.1.3.1	Les caractéristiques des leptons primaires	226
9.1.3.2	Les méthodes de sélection	229
9.1.3.3	Étude du bruit de fond des événements di-leptons.	231
9.2	Mesure de Δt	232
9.2.1	Mesure de Δz	232
9.2.2	Détermination de la fonction de résolution	235
9.2.3	Détermination de Δt	238
9.3	Asymétries dépendantes du temps	239
9.3.1	Récapitulatif de la sélection	239
9.3.2	La dépendance en temps des différentes composantes du bruit de fond	242
9.3.2.1	Les leptons secondaires	243
9.3.2.2	Les leptons mal identifiés	245
9.3.3	Erreurs systématiques	245
9.3.3.1	La fonction de résolution	247
9.3.3.2	Le temps de vie des mésons B	247
9.3.4	Conclusion et perspectives	248

Dans ce chapitre, est décrite l'analyse d'environ 2,4 million de désintégrations de mésons B enregistrées avec le détecteur BABAR, dans le but de mesurer Δm_d avec la méthode des di-leptons. Les événements di-leptons sont définis comme les événements où les deux mésons B se désintègrent de façon semileptonique. La charge des deux leptons est permet alors de déterminer la saveur des deux mésons B au moment de leur désintégration. Les méthodes de sélection des événements di-leptons sont exposées dans la section 9.1. La mesure de la distance entre les points de désintégrations des deux B (Sec. 9.2) permet de déduire l'asymétrie dépendante du temps (Éq. 8.70) et donc Δm_d par ajustement (Sec. 9.3). Les erreurs systématiques associées à cette mesure sont discutées dans la section 9.3. L'asymétrie dépendante du temps entre le nombre d'événements où les leptons ont des charges opposées et le nombre d'événements où les leptons ont la même charge permet de mesurer Δm_d .

9.1 Sélection des événements di-leptons

La méthode retenue pour l'analyse des premières données de BABAR est la méthode utilisant les événements di-leptons dans laquelle la charge du quark est b est étiquetée grâce à celle du lepton. Cette méthode possède deux avantages majeurs :

- la fraction d'événements di-leptons est grande ($\sim 4\%$);
- la mise en oeuvre de la méthode est relativement simple.

La sélection nécessite d'abord une bonne identification des leptons, et dans un deuxième temps la séparation des leptons venant directement du quark b de ceux venant de désintégrations secondaires, qui peuvent induire une erreur sur la saveur du quark b initial.

9.1.1 Identification des leptons

Le nombre de hadrons produits par événement $B\bar{B}$ est très supérieur au nombre de leptons. Il y a, en moyenne, 7 pions, 1 kaon, 1 électron et 1 muon et 0,2 proton par événement. La contamination des échantillons de leptons par des hadrons simulant des leptons est donc potentiellement importante. Les leptons venant directement de la désintégration d'un quark b ont une assez grande impulsion ($\gtrsim 800 \text{ MeV}/c$ dans le référentiel du centre de masse de $\Upsilon(4S)$), donc leur identification est relativement facile.

9.1.1.1 Les électrons

Les électrons sont identifiés en associant leur dépôt d'énergie dans le calorimètre (Sec. 4.5) à leur trace reconstruite dans la chambre à dérive (Sec. 4.2). La taille des cristaux de CsI(Tl) du calorimètre représente entre 16 et 17 longueurs de radiation. La gerbe électromagnétique créée par des électrons dont l'impulsion peut aller jusqu'à plusieurs GeV/c est ainsi entièrement contenue dans le calorimètre. Le rapport de l'énergie mesurée dans le calorimètre et de l'impulsion est donc proche de 1. De plus, la forme de la gerbe permet de distinguer les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques. Deux quantités sont utilisées à cet effet :

- le moment de Zernike [3] A_{42} qui mesure l'anisotropie de la gerbe (plus importante dans le cas des hadrons, que pour les électrons);

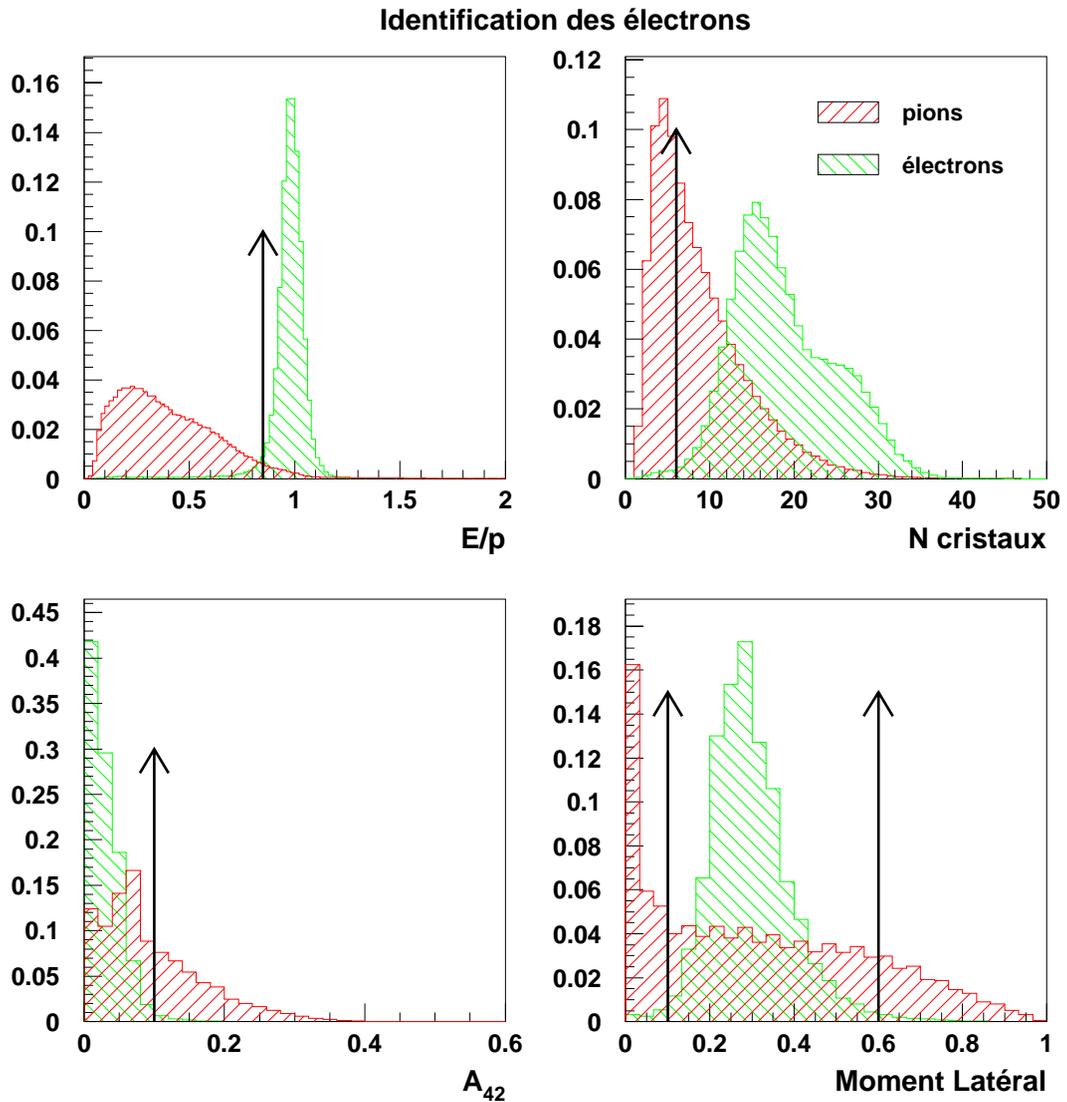


FIG. 9.1 – Distribution des variables permettant l'identification des électrons : E/P , nombre de cristaux, LAT et A_{42} (ces deux dernières sont définies dans le texte). Ces distributions sont obtenues à partir d'échantillons purs d'électrons et de pions définis dans les données grâce à leurs caractéristiques cinématiques. Les flèches indiquent la position des coupures.

– le moment latéral LAT définie par :

$$LAT = \frac{\sum_{i=3}^N E_i r_i^2}{\sum_{i=3}^N E_i r_i^2 + E_1 r_0^2 + E_2 r_0^2}, \quad (9.1)$$

où E_i est l'énergie déposée par la gerbe dans le cristal i qui est situé à la distance r_i du centre de gravité de la gerbe. r_0 est la distance moyenne entre deux cristaux du calorimètre soit environ 5 cm. Les cristaux sont ordonnés en énergie $E_1 > E_2 > \dots > E_N$.

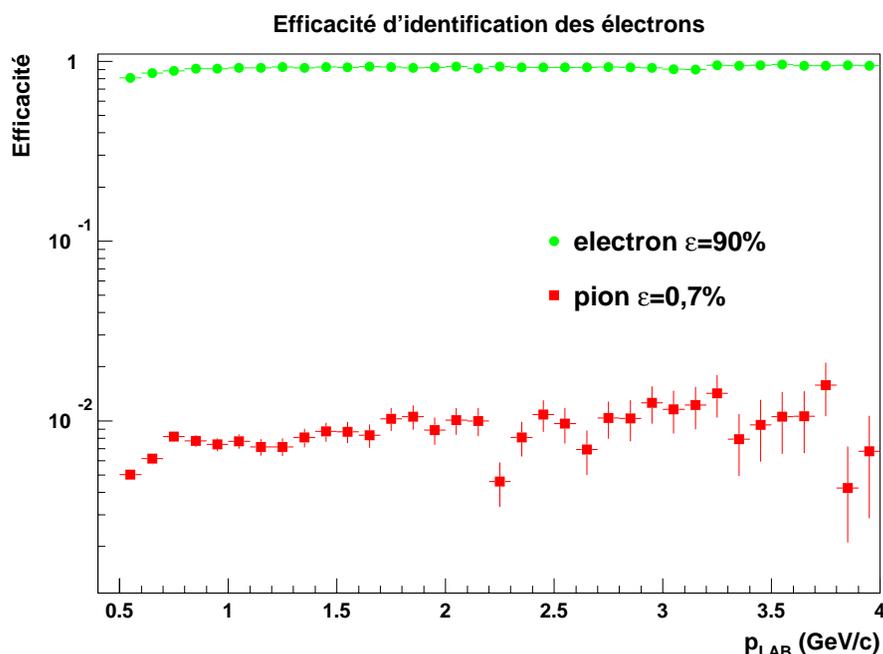


FIG. 9.2 – Efficacité de sélection des électrons et de réjection des pions en fonction de l'impulsion dans le référentiel du laboratoire estimée à partir d'échantillons purs d'électrons et de pions.

Les distributions de ces variables sont présentées pour des électrons et pour des pions sur la figure 9.1. Elles ont été déterminées en utilisant des échantillons purs et non biaisés d'électrons (événements Bhabha radiatifs, conversions de photon, processus $ee \rightarrow eeee$) et de pions (désintégrations $K_s^0 \rightarrow 3\pi$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow 3\pi + lepton$) sélectionnés dans les données en utilisant uniquement leurs caractéristiques cinématiques, et aucune des informations relatives à l'identification des particules.

La chambre à dérive permet de mesurer la perte d'énergie par unité de longueur qui diffère de celle des muons et des hadrons à basse impulsion (Fig. 4.10). L'angle Cerenkov et le nombre de photons émis par la particule dans le DIRC sont utilisés pour reconnaître les kaons des électrons.

La sélection utilisée est résumée dans la table 9.1. Son efficacité et son taux de réjection ont été mesurés en fonction de l'impulsion en utilisant les échantillons purs d'électrons et

9.1 Sélection des événements di-leptons

de pions (Fig. 9.2). L'efficacité de la sélection est de $90\% \pm 2\%$ et le taux de réjection des pions est supérieur à 99%. Les pions sont la source principale de contamination pour les électrons.

électrons	muons
$p_{lab} > 0,5 \text{ GeV}/c$ $0,85 < E/p_{lab} < 1,5$ $N_{cristaux} > 5$ $A_{42} < 0,1$ $0,1 < LAT < 0,6$ $500 < \frac{dE}{dx} DCH < 1000$	$p_{lab} > 1 \text{ GeV}/c$ $\lambda > \lambda_{cut}(p_{lab})$ $\lambda_{cut}(p_{lab}) = \min(4; 3,46 * (p_{lab} - 0,178) + 0,115)$ $N_{chambres} > 10$ $4 < N_{pistes}/N_{chambres} < 8$ Continuité $> 0,5$ $0,1 \text{ GeV} < E < 0,4 \text{ GeV}$
$ \theta_c^{(K)}(p) - \theta_c^{(mes)}(p) > 0,012$ ou $N_\gamma < 10$	$ \theta_c^{(K)}(p) - \theta_c^{(mes)}(p) > 0,012$ ou $N_\gamma < 10$

TAB. 9.1 – Résumé des coupures utilisées pour l'identification des leptons.

9.1.1.2 Les muons

La sélection des muons est essentiellement fondée sur leur capacité à traverser de grandes quantités de matière sans être arrêtés. Les muons déposent une faible quantité d'énergie tout au long de leur parcours. Dans BABAR, le retour de champ magnétique est instrumenté avec des chambres à muons (Sec. 4.6). Les muons ne peuvent être efficacement identifiés que si leur impulsion est plus grande que $1 \text{ GeV}/c$. Les quantités utilisées pour sélectionner les muons sont :

- le nombre de longueurs d'interaction traversées mesuré en calculant le parcours de la particule dans l'IFR à partir de sa trajectoire mesurée dans la chambre à dérive ;
- le nombre de chambres touchées par une trace ;
- le nombre de pistes touchées par chambre ;
- la continuité définie par le rapport du nombre de chambres touchées sur la différence entre les numéro de la première chambre touchée et de la dernière. Cette quantité doit être proche de 1 dans le cas des muons et permet d'éliminer les traces de pions qui ont été arrêtées dans le fer mais auxquelles ont été associées accidentellement un coup dans la dernière chambre (à cause du bruit de fond par exemple). Son pouvoir de séparation dépend de l'efficacité des chambres à muons.

Les muons qui traversent le calorimètre ont un dépôt d'énergie caractéristique des particules au minimum d'ionisation. Elles déposent en moyenne 175 MeV dans $17X_0$ de CsI(Tl).

Comme pour les électrons l'algorithme de sélection des muons est optimisé en étudiant l'effet des coupures sur des échantillons purs de muons ($e^+e^- \rightarrow \mu\mu\gamma$ et $e^+e^- \rightarrow \mu\mu ee$) et de pions sélectionnés dans les données. Les coupures choisies sont résumées dans la table 9.1 et sur la figure 9.3. L'efficacité (Fig. 9.4) de la sélection est d'environ 60%, et elle rejette plus de 98% des pions.

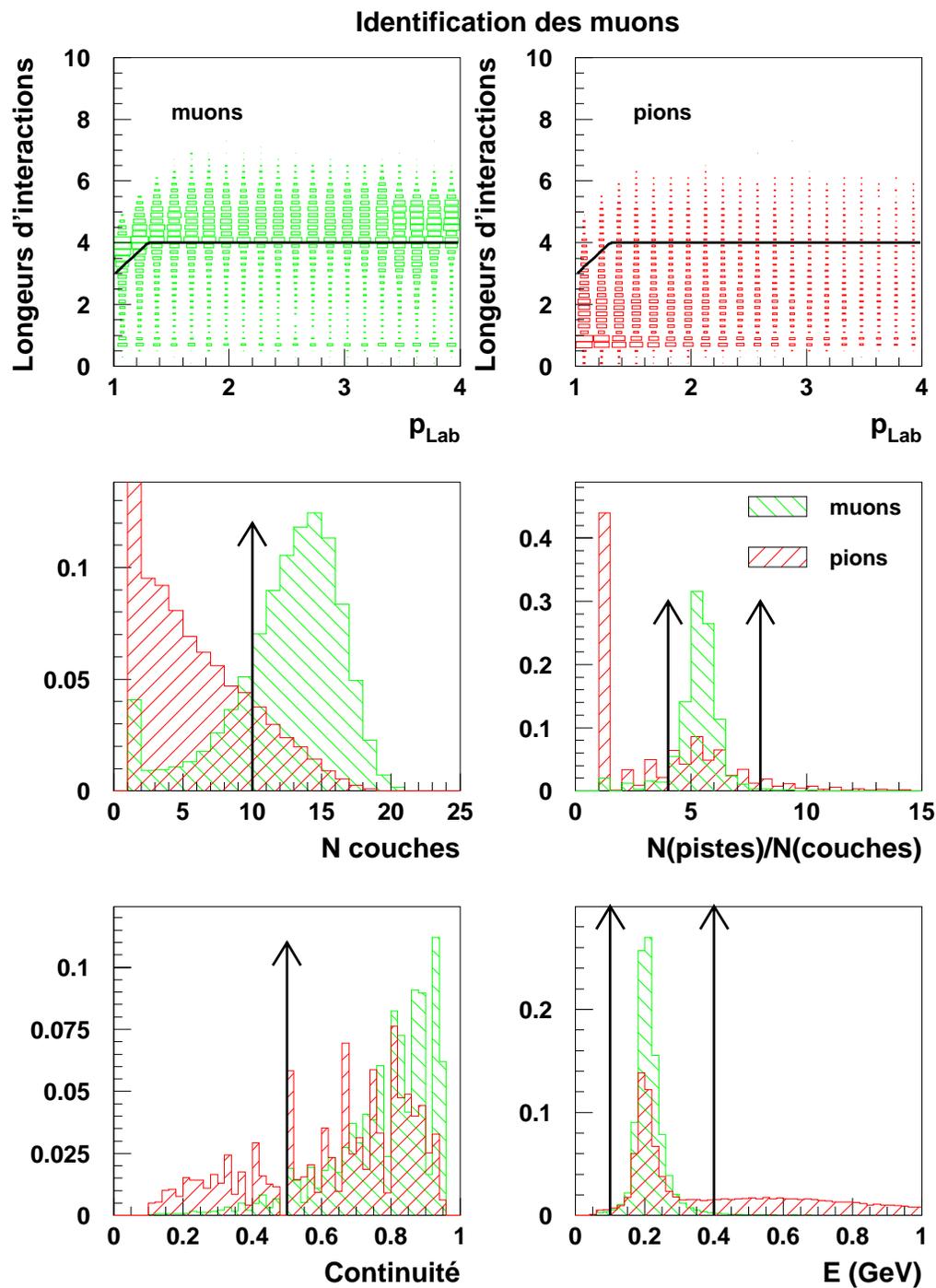


FIG. 9.3 – Distribution des variables permettant l'identification des muons : distribution du nombre de longueurs d'interaction mesuré dans l'IFR pour les muons et pour les électrons, nombre de chambres touchées, rapport du nombre de pistes au nombre de chambres, continuité et énergie déposée dans le calorimètre. Les flèches indiquent la position des coupures.

9.1 Sélection des événements di-leptons

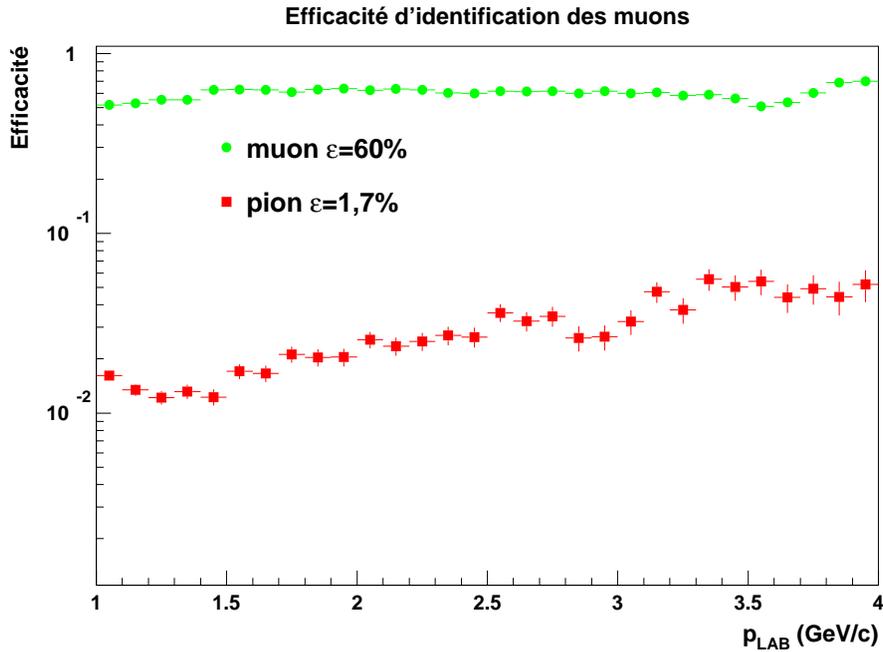


FIG. 9.4 – Efficacité de sélection des muons et de réjection des pions en fonction de l'impulsion dans le référentiel du laboratoire estimée à partir d'échantillons purs de muons et de pions.

9.1.1.3 Réjection des J/ψ et des conversions de photons

Parmi les leptons ainsi sélectionnés, il faut éliminer les électrons qui viennent des conversions de photons et les électrons et les muons issus de la désintégration d'un J/ψ . Pour cela, chaque lepton sélectionné est apparié avec l'ensemble des autres traces de l'événement. Si il y a dans l'événement une trace de charge opposée qui semble venir du même point de désintégration et dont la quadri-impulsion est telle que la masse invariante des deux particules (Fig. 9.5 et Fig. 9.6) est compatible avec celle de la résonance J/ψ ou à celle d'un photon réel ou quasi-réel, l'événement est rejeté. Les électrons issus de la désintégration d'un J/ψ peuvent perdre de l'énergie par Bremsstrahlung. Cela conduit à une masse reconstruite du J/ψ inférieure à sa vraie masse. La distribution de la masse invariante des paires d'électrons issues du J/ψ présente une queue s'étalant de $2,3 \text{ GeV}/c^2$ à la masse du J/ψ . D'après la simulation, pour le signal (*i.e.* les événements di-leptons), l'efficacité de la coupure sur les J/ψ est de 99%, l'efficacité de la coupure rejetant les photons de conversion est de 100%.

9.1.1.4 Conclusion

L'efficacité moyenne de sélection des leptons déterminée à partir des échantillons purs d'électrons et de muons est de 76%. L'efficacité moyenne d'identification des leptons dans

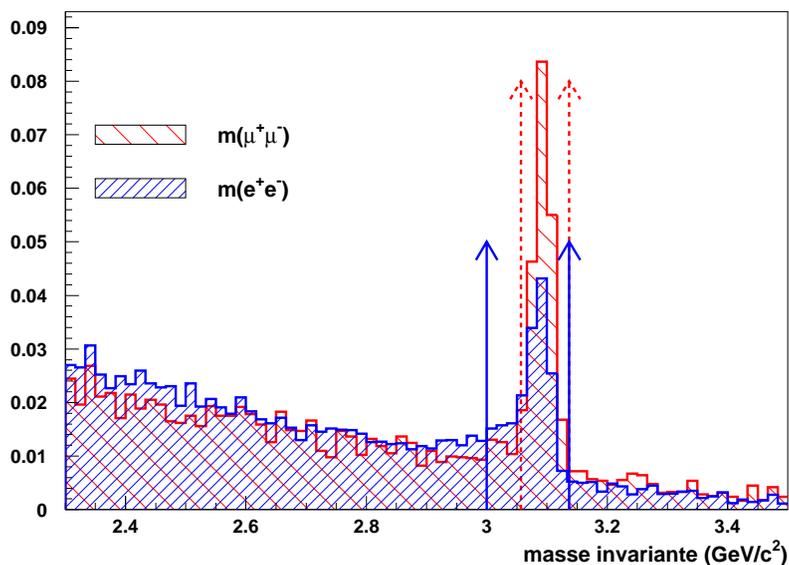


FIG. 9.5 – Réjection des J/ψ : masse invariante des paires e^+e^- (hâchures serrées) et $\mu^+\mu^-$ (hâchures espacées) qui semblent provenir du même point de désintégration. La région en masse supprimée est plus importante dans le cas des électrons (délimitée par les flèches en traits pleins : $3 \text{ GeV} < m < 3,14 \text{ GeV}$) que dans le cas des muons (flèches en traits pointillés : $3,06 \text{ GeV} < m < 3,14 \text{ GeV}$) pour tenir compte de la probabilité de rayonnement Bremsstrahlung pour les électrons.

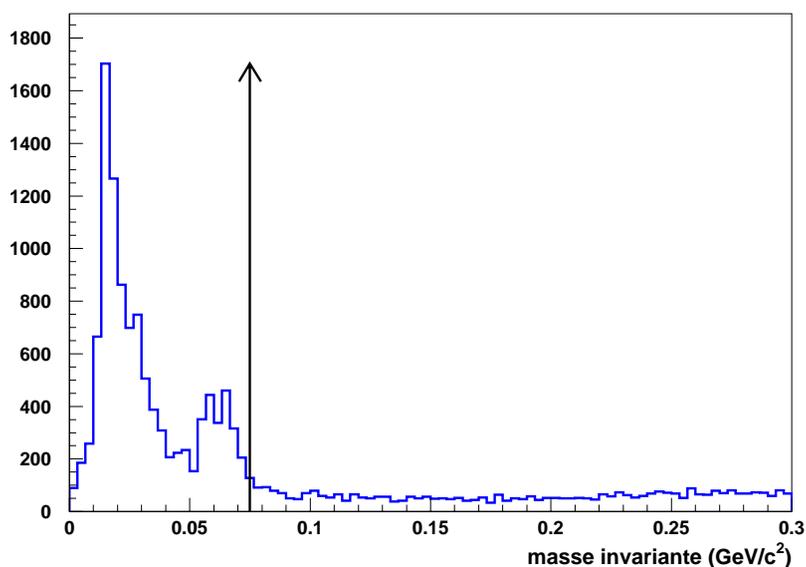


FIG. 9.6 – Réjection des conversions de photons : masse invariante des paires e^+e^- qui semblent provenir du même point de désintégration. La région de masse inférieure à $75 \text{ MeV}/c$ est supprimée.

9.1 Sélection des événements di-leptons

les événements di-leptons déterminée à l'aide de la simulation est de 67%¹. L'efficacité d'identification des événements di-leptons est donc d'environ 45%.

La réjection des photons de conversion et des J/ψ n'a pas un impact significatif sur l'efficacité totale.

9.1.2 Sélection des événements $B\bar{B}$

Les événements $B\bar{B}$ représentent un quart des événements multi-hadrons ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$. En plus des événements multi-hadrons, les interactions e^+e^- donnent lieu à d'autres processus : Bhabha, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \mu\mu(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \tau\tau$. Les événements liés au bruit de fond engendré par PEP-II sont rejetés par le système de déclenchement. On peut estimer que, selon la configuration du système de déclenchement et la luminosité instantanée, 5% à 10% des événements enregistrés sont des événements $B\bar{B}$.

Pour enrichir l'échantillon d'événements étudié en désintégrations de mésons B, nous utilisons leur topologie sphérique. En effet, les mésons B produits à la résonance $\Upsilon(4S)$ ont une impulsion d'environ 340 MeV/c. Donc, ils se désintègrent quasiment au repos. La désintégration est isotrope et il n'y a aucune direction privilégiée pour l'émission des particules. Au contraire, les événements de continuum ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$) présentent une structure en « jets » de particules dans la direction où les quarks hadronisent. Les moments de Fox-Wolfram [1] combinent les impulsions de toutes les particules de l'événement et permettent de différencier ces topologies :

$$H_n = \sum_{i,j} \frac{p_i p_j}{E_{vis}^2} P_n(\cos(\theta_{ij})), \quad (9.2)$$

où $P_n(x)$ est le polynôme de Legendre d'ordre n . Dans cette analyse, seules les traces chargées sont considérées pour le calcul des moments de Fox-Wolfram.

La distribution du rapport $\mathcal{R}_2 = \frac{H_2}{H_0}$ (Fig. 9.7) est piquée à 1 pour les événements contenant 2 « jets » de particules d'impulsions opposées et tend vers 0 pour des événements sphériques. Les événements de type Bhabhas radiatifs ont aussi une valeur de \mathcal{R}_2 proche de 1. Les événements $B\bar{B}$ sont sélectionnés en coupant à 0,4 sur la variable \mathcal{R}_2 .

Malgré une faible probabilité, à cause de leur grand taux de production, certains événements Bhabha radiatifs satisfont ce critère. Ces événements sont éliminés en demandant au moins cinq traces chargées dans l'événement et que l'impulsion de toutes les traces soit inférieure à 2,5 GeV/c.

Ces trois coupures rejettent efficacement les événements Bhabha radiatifs et le continuum. Leur efficacité sur les événements di-leptons est de 78%.

9.1.3 La sélection des di-leptons

Les événements sélectionnés sont ceux qui comptent au moins deux leptons dont l'impulsion dans le référentiel du laboratoire est d'au moins 500 MeV/c. Si plus de deux leptons sont détectés dans l'événement, nous sélectionnons les deux leptons qui ont la plus grande impulsion dans le référentiel du centre de masse de l' $\Upsilon(4S)$. Le lepton étiqueté 1 est celui

1. Elle tient compte de l'absence d'identification des muons d'impulsion inférieure à 1 GeV/c et plus généralement du spectre en impulsion des leptons dans le signal.

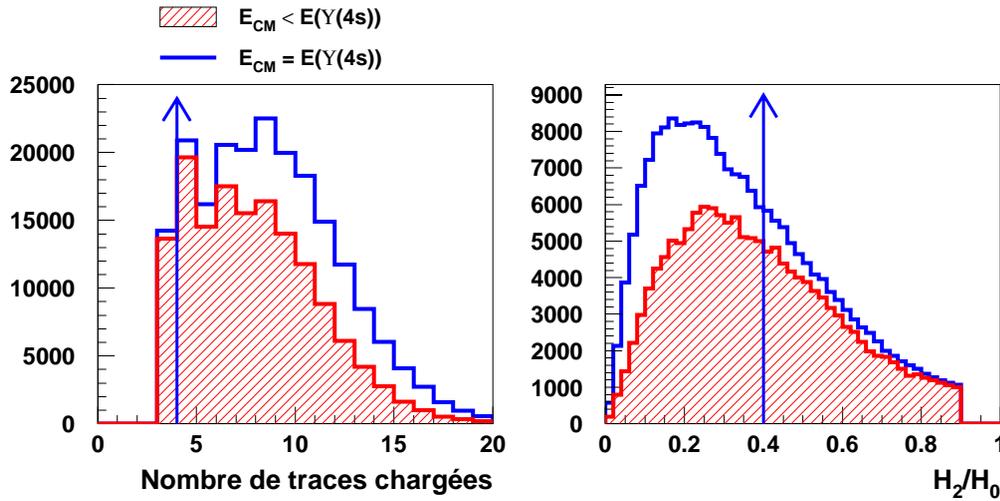


FIG. 9.7 – Variables de sélection des événements $B\bar{B}$: le nombre de traces chargées (à gauche) et le rapport des moments de Fox-Wolfram (à droite). Les distributions de ces deux variables sont présentées pour les données prises à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$ et pour les données prises à une énergie inférieure de 40 MeV au seuil de production $B\bar{B}$.

qui a la plus grande impulsion. Parmi les bruits de fond aux événements di-leptons, le plus important vient des désintégrations semileptoniques secondaires dans les événements $B\bar{B}$. Les caractéristiques des leptons primaires (Sec. 9.1.3.1), les méthodes de sélection (Sec. 9.1.3.2) et l'étude du bruit de fond venant des hadrons mal-identifiés qui participent aux mauvaises identifications et des désintégrations leptoniques secondaires (Sec. 9.1.3.3) sont présentées dans la suite de cette section.

9.1.3.1 Les caractéristiques des leptons primaires

Le bruit de fond principal vient des désintégrations secondaires des mésons B. Les leptons issus des désintégrations semileptoniques des mésons B ($b \rightarrow q\ell\nu$) peuvent être différenciés de ceux des désintégrations semileptoniques secondaires ($c, s \rightarrow q\ell\nu$) grâce à l'impulsion des leptons qui est grande. La différence d'impulsion vient de la masse des quarks b ($\sim 4,8 \text{ GeV}/c^2$) qui est beaucoup plus grande que celle des quarks c ($\sim 1,5 \text{ GeV}/c^2$) et s. La nature V-A du couplage est aussi responsable d'une partie de la différence entre les spectres des leptons chargés issus de $b \rightarrow q\ell\nu$ et de $c \rightarrow q\ell\nu$. En effet la conservation de l'hélicité autorise la configuration d'impulsion maximale du lepton dans laquelle le lepton a une impulsion opposée à celle du quark et du neutrino. En effet, lors de la désintégration le lepton produit est presque toujours d'hélicité $-\frac{1}{2}$. L'anti-neutrino a une hélicité $+\frac{1}{2}$ et le quark c (ou u) a majoritairement une hélicité $-\frac{1}{2}$. Dans le cas de la désintégration d'un quark c, le lepton a une hélicité $+\frac{1}{2}$ donc la configuration d'impulsion du lepton maximale est défavorisée [2].

9.1 Sélection des événements di-leptons

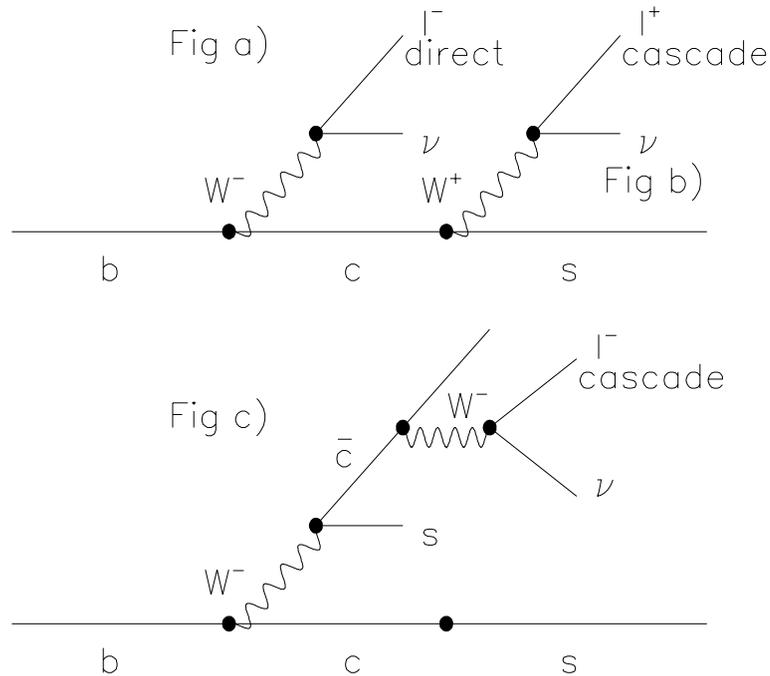


FIG. 9.8 – Désintégrations semileptoniques des mésons B.

Dans le cas où, deux leptons sont issus du même méson B initial,

$$\begin{aligned}
 b &\rightarrow c \ l^- \ \bar{\nu} \\
 &\hookrightarrow s \ l^+ \ \nu
 \end{aligned}
 \tag{9.3}$$

ils ont tendance à être émis dans des directions opposées (les particules charmées et leurs leptons de désintégration sont émis dans la direction du W virtuel dont l'impulsion est opposée à celle du lepton primaire). L'angle entre les deux leptons peut donc être utilisé pour éliminer une partie des paires de leptons issus du même méson B.

L'énergie des neutrinos issus de ces désintégrations même si elle n'est pas aussi bien séparée que celle des leptons chargés, est plus importante dans le cas des quarks b, que dans celui des quarks plus légers. Il y a donc une énergie manquante plus importante dans l'événement, lorsqu'il y a deux leptons primaires dans l'événement, que lorsqu'il y a un ou deux leptons secondaires. L'énergie totale et l'impulsion manquante sont donc des quantités discriminantes.

La distribution de ces variables discriminantes a été étudiée dans les données (avec une luminosité intégrée de $1,3fb^{-1}$) et dans la simulation (une quantité comparable de désintégrations de B simulées a été utilisée ainsi qu'un échantillon moins important d'événements $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$). Ces distributions sont présentées sur la figure 9.9 après les coupures d'identification des leptons et de sélection des événements $B\bar{B}$.

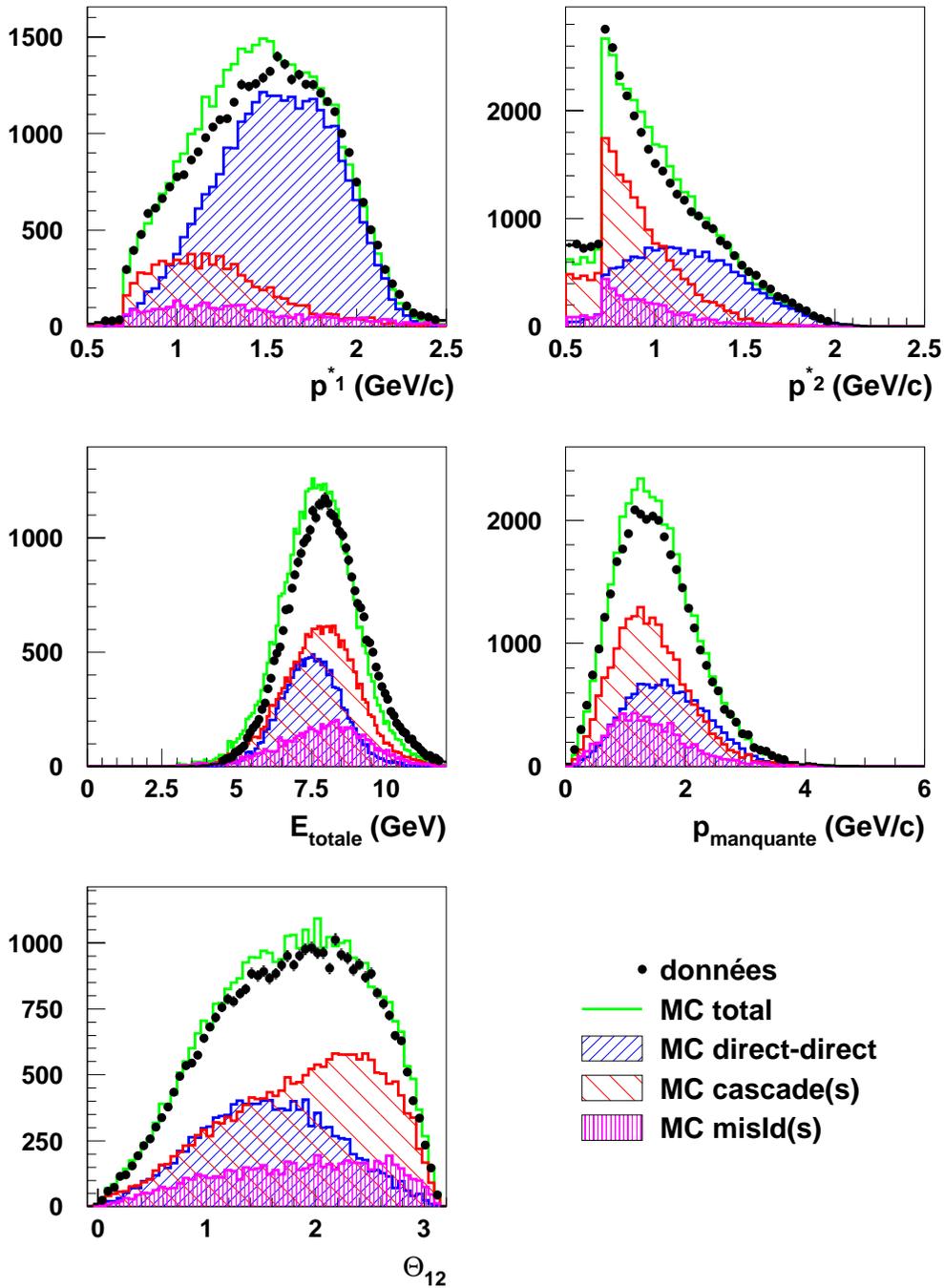


FIG. 9.9 – Comparaison des variables permettant la discrimination des leptons primaires des leptons secondaires dans les données et dans la simulation : impulsion des leptons ; énergie totale et impulsion manquante ; angle entre les leptons. La contribution des événements di-leptons, des événements où il y a une (ou plusieurs) désintégration(s) leptonique(s) secondaire(s), et des événements où un hadron a été identifié comme un lepton sont séparées grâce à la simulation puis additionnées. La somme (histogramme en trait plein) est comparée avec les distributions mesurées dans les données (points).

9.1 Sélection des événements di-leptons

9.1.3.2 Les méthodes de sélection

Deux méthodes ont été envisagées pour sélectionner les leptons primaires :

- la première est fondée sur l'utilisation d'une coupure sur p^* : l'impulsion dans le référentiel de l' $\Upsilon(4S)$ de chacun des leptons ;
- la deuxième combine l'ensemble des variables décrites ci-dessus (Sec. 9.1.3.1) à l'aide d'un réseau de neurones.

SÉLECTION AVEC UN RÉSEAU DE NEURONES

L'ensemble des variables décrites dans la section 9.1.3.1 (impulsion des leptons, angle entre les leptons, énergie totale et impulsion manquante) peuvent être combinées en utilisant un réseau de neurones. Il s'agit d'un réseau « Perceptron multi-couches » avec rétropropagation des erreurs. Il possède trois couches composées respectivement de cinq neurones d'entrée, cinq neurones cachés et deux neurones de sortie (Fig. 9.10).

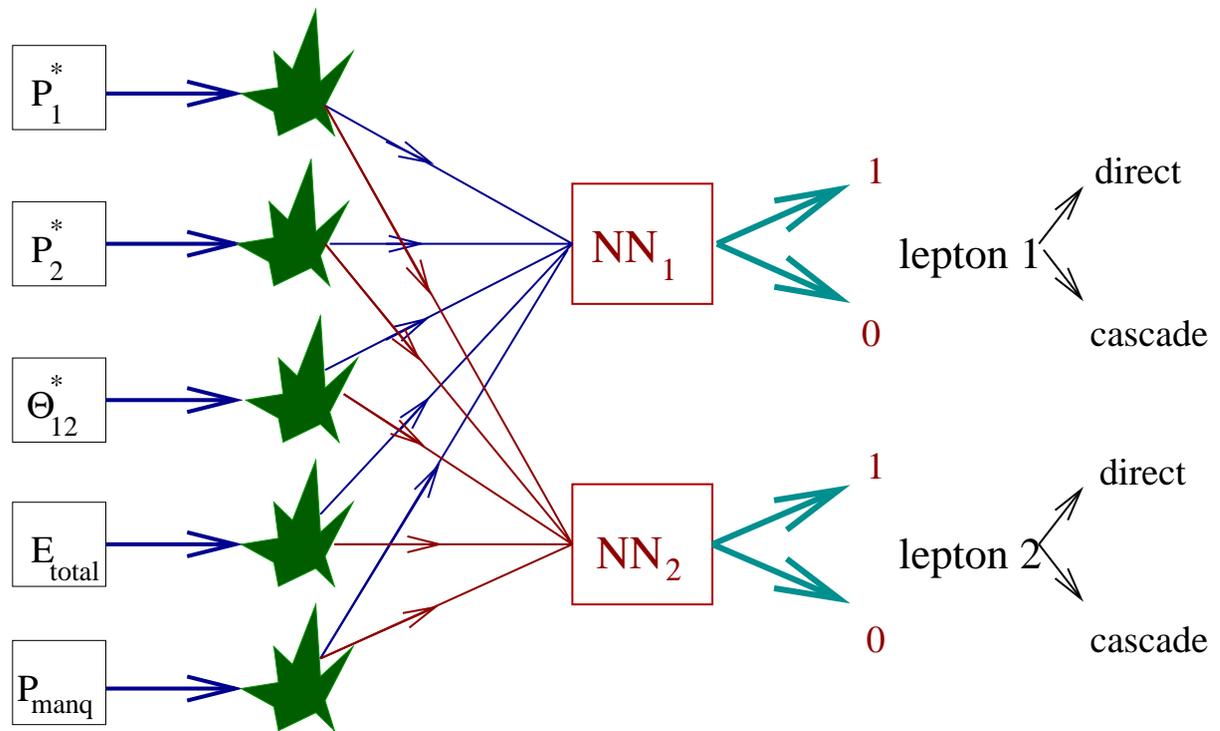


FIG. 9.10 – Schéma du réseau de neurones 5:5:2 utilisé pour la sélection des événements di-leptons.

Le réseau de neurones est entraîné à reconnaître les événements contenant deux leptons directs. La simulation complète du détecteur BABAR fondée sur le logiciel GEANT (3.21) et le code de reconstruction de BABAR est utilisée pour entraîner le réseau de neurones. La valeur assignée au premier neurone de sortie est piquée à 1 si le lepton étiqueté 1 est primaire. Le second neurone de sortie joue le même rôle pour le deuxième lepton (Fig. 9.11). Les distributions des deux variables de sortie du réseau ont été comparées dans les données et dans la simulation, elles sont bien piquées à 1 pour les leptons directs. La distribution de la variable de sortie du réseau de neurones pour les hadrons identifiés comme des leptons est semblable à celle des leptons secondaires.

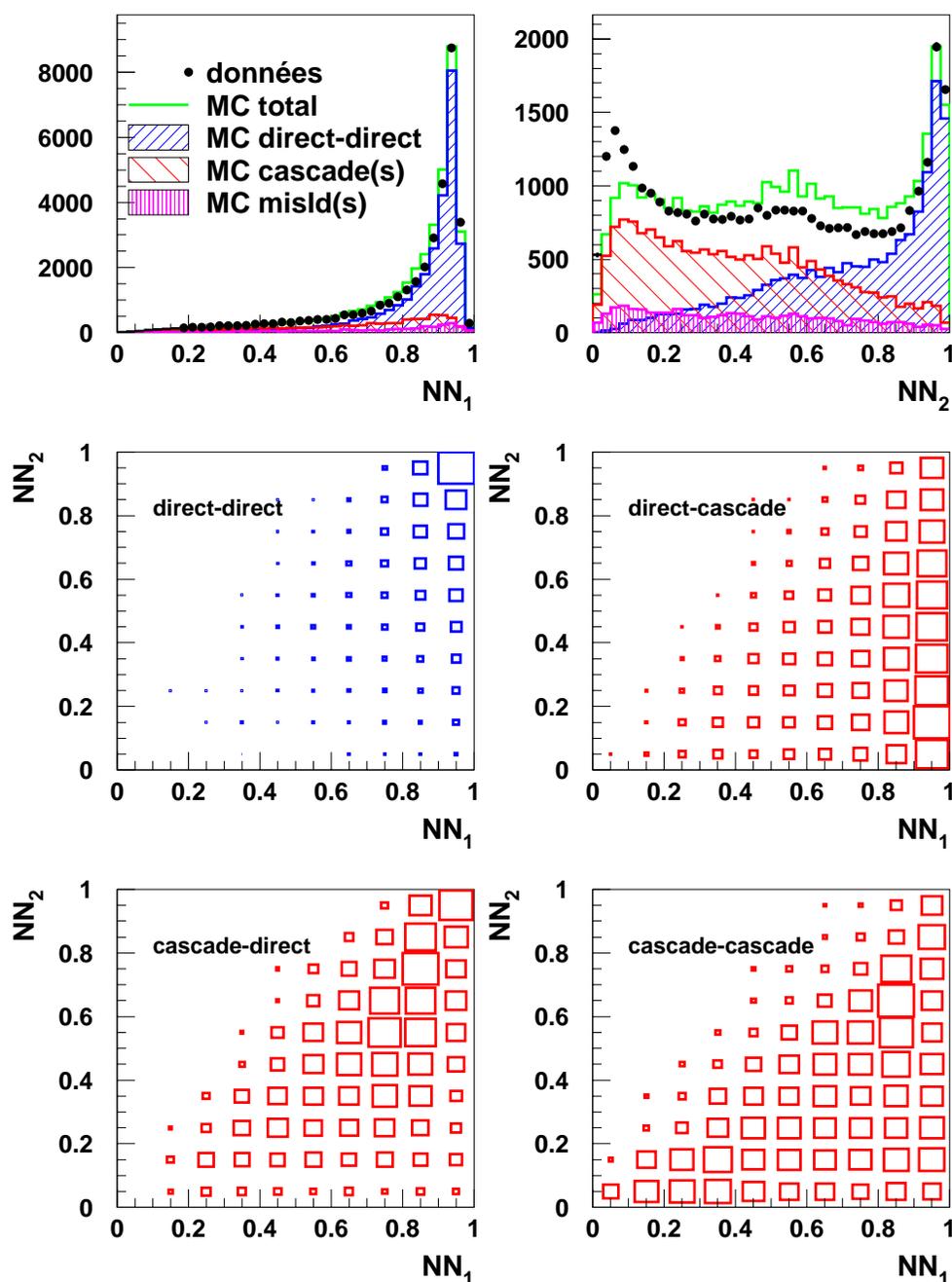


FIG. 9.11 – Les deux premières figures montrent la distribution des deux variables de sortie du réseau de neurones dans les données et dans la simulation (les événements di-leptons, les événements contenant au moins un lepton secondaire et les événements contenant au moins un hadron mal identifié sont présentés séparément). Le lepton numéroté 1 est le plus énergétique. Les quatre figures suivantes montrent les distributions de sortie du réseau de neurones obtenues par la simulation dans les cas suivants : deux leptons directs (en haut à gauche) ; lepton 1 direct-lepton 2 secondaire (en haut à droite) ; lepton 2 direct-lepton 1 secondaire (en bas à gauche) ; deux leptons secondaires (en bas à droite).

9.1 Sélection des événements di-leptons

OPTIMISATION DES DEUX MÉTHODES

L'efficacité et le taux de mauvais étiquetage ont été étudiés grâce à la simulation pour les deux méthodes. Les sélections sont optimisées pour maximiser la sensibilité statistique de la sélection. Cette quantité est proportionnelle à l'erreur statistique sur la détermination de Δm_d et est définie par :

$$S = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(1 - 2\eta_{tot})}}, \quad (9.4)$$

où ε est l'efficacité de sélection des événements di-leptons et η_{tot} est le rapport du nombre d'événements sélectionnés qui ne contiennent pas deux leptons primaires. Il est possible de sélectionner des événements qui ne soient pas des di-leptons et pour lesquels le signe du produit des charges des particules sélectionnées correspond à celui des deux quarks b au moment de leur désintégration. La sélection est optimisée pour rejeter ces événements car la détermination de leur point de production est moins précise (ces particules sont souvent moins énergétiques) et leur distribution en temps est différente de celle du signal. Ces événements n'apportent donc pas d'information sur l'oscillation des mésons B en fonction du temps. Ils contribuent à diluer le signal et entraînent des effets systématiques. La figure 9.12 montre la valeur de la sensibilité ainsi calculée en fonction de la coupure sur l'impulsion des leptons et de la coupure sur la sortie des réseaux de neurones. L'optimum pour la coupure sur l'impulsion se situe à 1,35 GeV/c et correspond à une efficacité de 21 % pour un taux de contamination de 23 %. L'optimum de la coupure sur les sorties du réseau de neurones se situe à 0,85, soit une efficacité de 30 % sur le signal et une contamination de 20 %. L'utilisation des réseaux de neurones améliore la sensibilité statistique de la méthode. Plus généralement la figure 9.13 montre que le rapport efficacité/contamination est toujours meilleur lorsqu'on utilise le réseau de neurones.

La probabilité de mauvais étiquetage (η) qui intervient dans l'asymétrie dépendante du temps mesurée (Éq. 8.70) ne tient compte que des cas où le signe du produit des charges des deux particules sélectionnées ne rend pas compte du signe du produit des charges des quarks b au moment de leur désintégration ; elle est donc plus petite.

9.1.3.3 Étude du bruit de fond des événements di-leptons.

Le bruit de fond qui contamine les événements di-leptons peut être classé en différentes catégories :

- le bruit de fond qui induit une erreur sur la somme des saveurs des quarks b lors de leur désintégration ;
- le bruit de fond dont le produit des charges reproduit « accidentellement » le produit des charges des quarks b.

Chacune de ces catégories peut être encore divisée entre le cas où il y a bien deux leptons dans l'événement et le cas où il y a eu une mauvaise identification.

La probabilité de mauvais étiquetage est différente pour les échantillons où il y a oscillation et les échantillons où il n'y a pas oscillation. En effet, dans le cas où il n'y a pas oscillation, si un lepton primaire et un lepton secondaire du quark c provenant du même quark b que le lepton primaire sont sélectionnés, alors le produit des charges des leptons est « accidentellement » égal au produit des charges des quarks b. Dans le cas où il y a oscillation, la sélection d'un lepton secondaire venant d'un quark c entraîne une

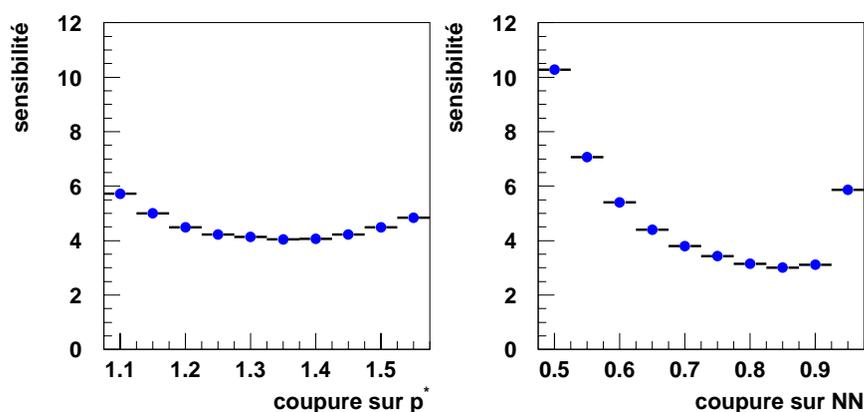


FIG. 9.12 – Sensibilité en fonction de la coupe sur l'impulsion (à gauche) et de la coupe sur les sorties du réseau de neurones (à droite).

erreur sur la détermination du produit des charges quelle que soit le quark b d'origine. Il faut tenir compte de cette différence lors de l'ajustement de l'asymétrie mesurée. Le rapport des probabilités de mauvais étiquetage pour l'échantillon avec oscillation (η_{++}) et l'échantillon sans oscillation (η_{+-}) est présenté sur la figure 9.14. Il n'y a pas d'effet systématique induit par cette correction.

La dépendance en temps de ces différentes contributions doit être étudiée et prise en compte pour déterminer la fonction d'ajustement de l'asymétrie.

9.2 Mesure du temps séparant les désintégrations des deux mésons B

La mesure de Δt utilise la détermination de la distance qui sépare les points de désintégrations des deux mésons B. Elle est reliée à Δt par le facteur $(\beta\gamma)_{B^0}$ que l'on considère en première approximation dû uniquement à l'asymétrie d'énergie entre les faisceaux.

9.2.1 Mesure de Δz

Δz doit être déterminé de façon complètement inclusive. Pour cela, les seules informations disponibles sont la trajectoire du lepton et la position du centre du faisceau. La position en z de chacune des désintégrations est déterminée en calculant la position du point de plus proche approche de la trajectoire au centre du faisceau dans le plan transverse (xy). On en déduit la coordonnée z pour ce point (Fig. 9.15). Cette méthode néglige la distance de vol des mésons B dans le plan transverse (elle est inférieure à $30 \mu\text{m}$) et suppose que la réaction $\Upsilon(4S) \rightarrow b\bar{b}$ a eu lieu au centre du faisceau. Le profil gaussien du faisceau a une largeur de $4,5 \mu\text{m}$ selon l'axe y et de $150 \mu\text{m}$ selon l'axe x .

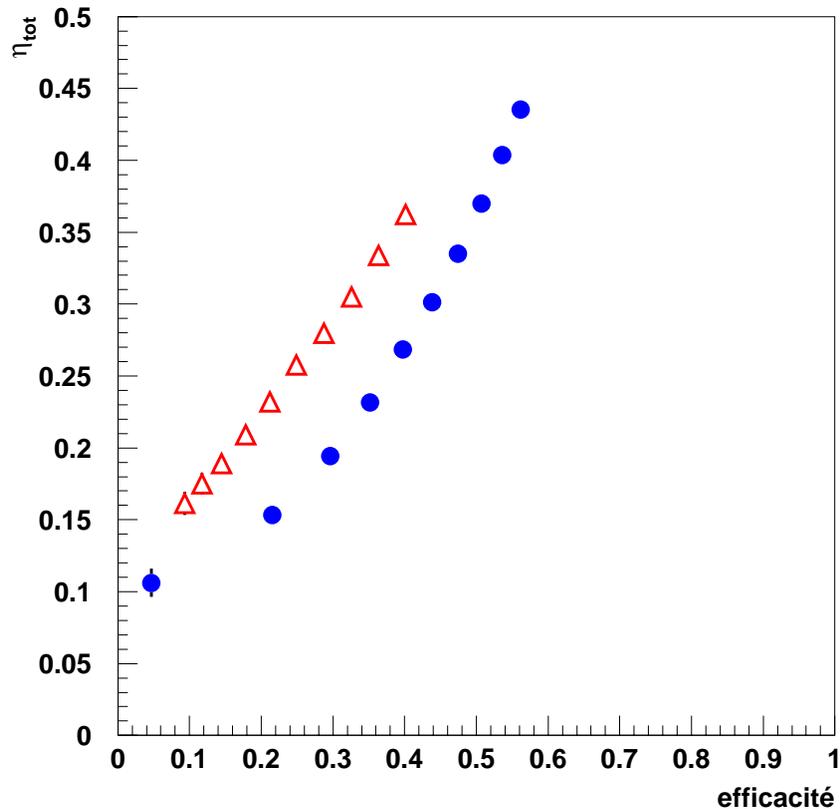


FIG. 9.13 – Contamination en fonction de l'efficacité pour la méthode utilisant une coupure sur les sorties du réseau de neurones (points) et une coupure sur l'impulsion des deux leptons (triangles).

Deux types d'erreurs affectent cette méthode :

- les erreurs dues à la reconstruction des paramètres de la trace ;
- les erreurs dues à la méthode.

La reconstruction de la coordonnée z de la trace est essentiellement assurée par le détecteur de vertex. Donc il est crucial pour notre analyse qu'au moins un impact dans le détecteur de vertex soit associé à chacune des traces que nous considérons. Les traces qui n'ont pas été détectées par le détecteur de vertex sont éliminées de la sélection. L'efficacité de cette coupure calculée avec la simulation est de 97% pour le signal.

Les erreurs dues à la méthode viennent de la taille du faisceau et de la distance de vol des mésons B dans le plan transverse. Elles dépendent très fortement de l'angle polaire θ de la trace². En effet, pour une trace transverse ($\theta = \frac{\pi}{2}$), la détermination de la coordonnée z de la désintégration ne dépend pas du calcul de la position du point de plus proche approche dans le plan transverse. L'erreur sur la détermination de z (σ_z) est reliée à

2. θ est l'angle polaire, c'est à dire l'angle entre la direction de la trace et l'axe du faisceau.

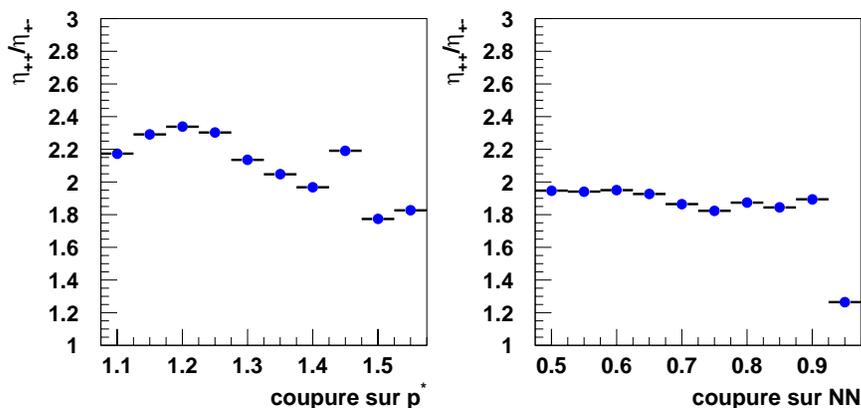


FIG. 9.14 – Rapport $\eta_{++}\eta_{+-}$ pour les deux méthodes (coupure sur l'impulsion à gauche et coupures sur la sortie du réseau de neurones à droite).

l'erreur sur la position du point de désintégration dans le plan transverse (σ_{xy}) par :

$$\sigma_z = \frac{\sigma_{xy}}{\tan \theta} \quad (9.5)$$

Les erreurs dans la détermination de Δz se traduisent par un étalement et une dilution de l'asymétrie. L'effet de la résolution est pris en compte de façon moyenne dans la fonction d'ajustement de l'asymétrie dépendante du temps, en convoluant l'asymétrie théorique avec la fonction de résolution (Éq. 8.70).

Une partie de l'erreur due à la méthode peut être éliminée en déterminant la position de l'interaction e^+e^- dans le plan transverse en utilisant les trajectoires des leptons ainsi que la position et la taille du faisceau [6].

La fonction de résolution doit être déterminée avec le plus de précision possible, car une erreur sur la fonction de résolution se traduit par une erreur sur Δm_d .

Les événements pour lesquels l'erreur sur Δz est très grande même si ils sont pris en compte dans la fonction de résolution ne sont pas correctement traités du point de vue statistique car ils sont traités de façon moyenne et leur effet est mal corrigé. C'est une source d'erreur systématique pour la mesure de Δm_d . Les queues de la fonction de résolution peuvent être considérablement diminuées en coupant les événements pour lequel un des leptons a une direction proche de l'axe z : on demande $0,5 \leq \theta \leq 2.6$. Ceci permet de contrôler l'effet des queues de la fonction de résolution sur la détermination de Δm_d . D'après la simulation, l'erreur systématique associée est négligeable devant les autres erreurs. De plus, la perte d'efficacité due à cette coupure est en partie compensée par une amélioration générale de la fonction de résolution et donc une amélioration de l'erreur statistique due à la dilution.

L'approche statistiquement optimale consiste à assigner une erreur événement par événement sur la détermination de Δz en utilisant la géométrie du problème pour estimer l'erreur due à la méthode. La détermination de l'erreur sur la reconstruction de la trace

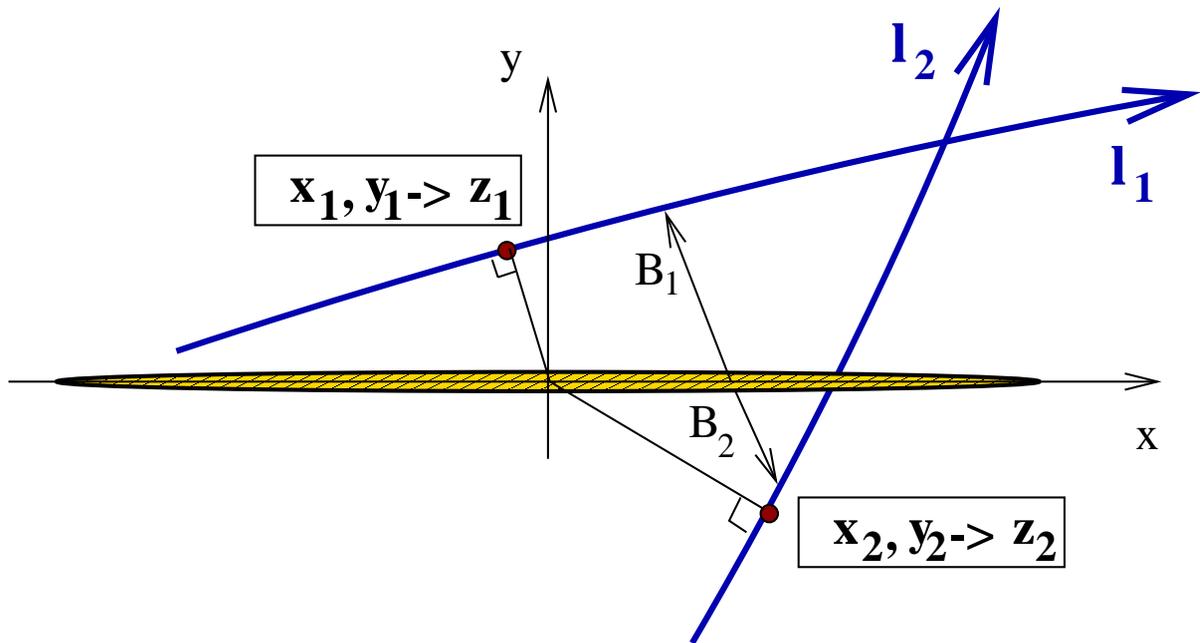


FIG. 9.15 – Méthode de détermination des points de désintégration des mésons B à partir du point de plus proche au centre du faisceau dans le plan transverse.

utilise alors la matrice d'erreur associée à la trace. Cette erreur est alors utilisée comme poids dans un ajustement par maximisation de la fonction de vraisemblance.

9.2.2 Détermination de la fonction de résolution

La détermination de la fonction de résolution est très importante car toute erreur sur sa détermination se répercute sur la valeur de Δm_d mesurée. La fonction de résolution est déterminée en utilisant la simulation des événements di-leptons dans le détecteur BABAR (Fig. 9.16). La fonction de résolution est généralement modélisée par la somme de deux gaussiennes dont les paramètres sont résumés pour les différentes sélections dans la table 9.2.

Les différents bruits de fond ont généralement une résolution sur Δz moins bonne (les particules sont en moyenne moins énergétiques et la distance de vol de la particule secondaire vient s'ajouter à celle du méson B). La contribution des bruits de fond à la résolution totale est aussi évaluée grâce à la simulation.

La validité de la simulation a été vérifiée en utilisant les données. En effet, les paires de leptons qui viennent des désintégrations de la résonance J/ψ ont des caractéristiques cinématiques semblables à celles des leptons directs. Les mêmes critères d'identification et les mêmes coupures sur l'angle θ ont été appliquées pour les leptons des J/ψ que pour les

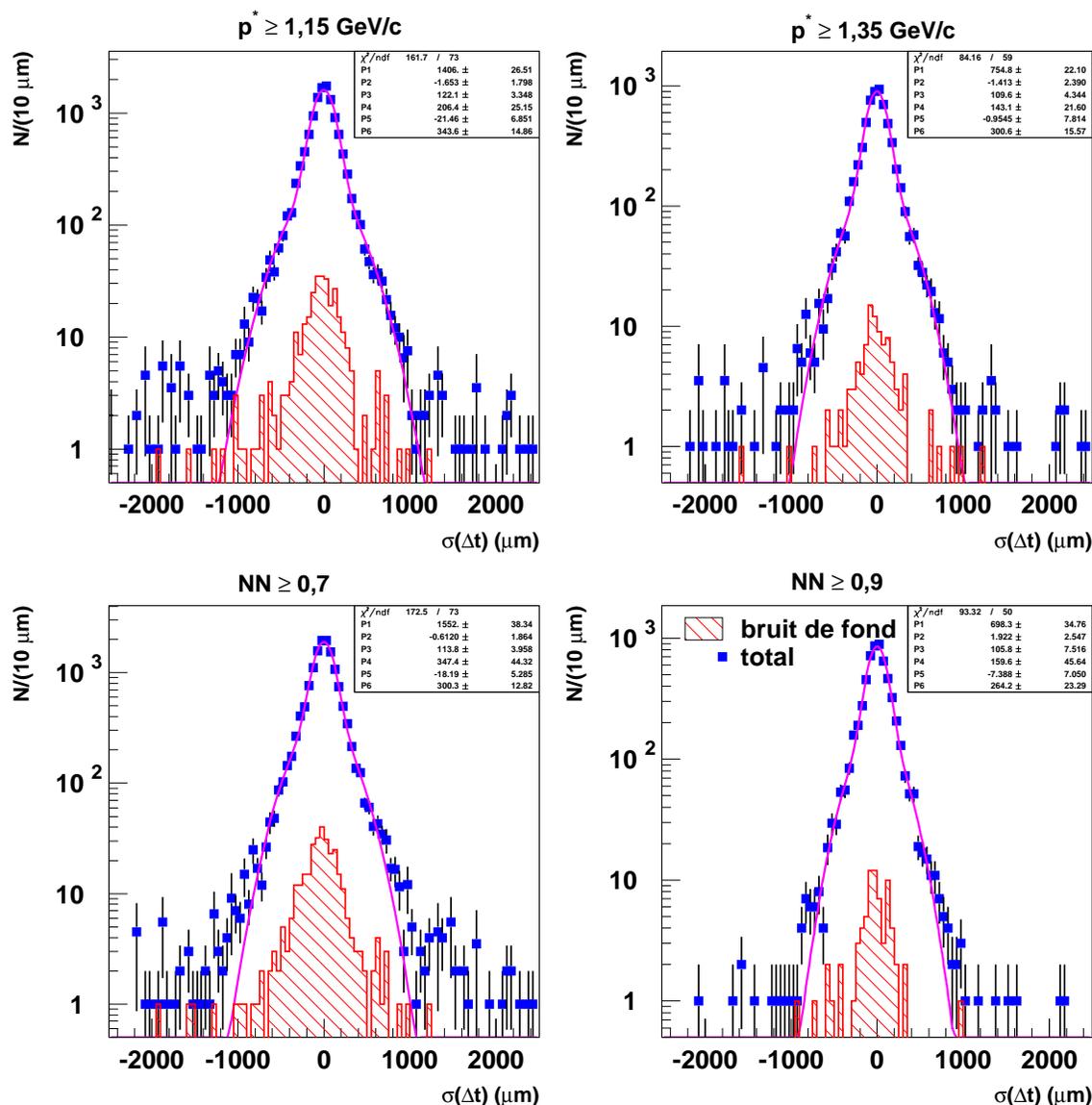


FIG. 9.16 – Résolution sur la différence de vol des leptons avec la méthode des points de plus proche approche. En haut à droite : coupure sur $p^* > 1,15 \text{ GeV}/c$; en haut à gauche : coupure sur $p^* > 1,35 \text{ GeV}/c$; en bas à droite coupure à 0,7 sur les sorties du réseau de neurones et en bas à gauche : coupure à 0,9 sur les sorties du réseau de neurones. Chacune des fonctions de résolution a été ajustée avec une double gaussienne. Le paramètre 3 (resp. 6) représente la largeur de la gaussienne étroite (resp. large). On note que plus la sélection est pure et plus la résolution est bonne et plus l'importance des queues non gaussiennes diminue.

9.2 Mesure de Δt

Coupure	χ^2 par degré de liberté	σ_1 (μm)	σ_2 (μm)	$\frac{A_1}{A_2}$
$p^* \geq 1,15 \text{ GeV}/c$	2.2	122 ± 3	344 ± 15	71%
$p^* \geq 1,35 \text{ GeV}/c$	1.4	110 ± 4	301 ± 16	66%
$NN \geq 0,7$	2.4	114 ± 4	300 ± 13	63%
$NN \geq 0,9$	1.9	106 ± 8	264 ± 23	64%

TAB. 9.2 – Résultat de l’ajustement des fonctions de résolution obtenues pour différentes sélections : χ^2 par degré de liberté de l’ajustement par deux gaussiennes ; largeur de la gaussienne étroite (σ_1), largeur de la gaussienne large (σ_2), rapport des surfaces des gaussiennes $\frac{A_1}{A_2}$.

di-leptons La mesure du Δz entre les deux leptons nous donne une mesure de la fonction de résolution pour ces leptons car il devrait théoriquement être nul. Cette fonction de résolution ne peut être appliquée directement aux événements di-leptons, mais la comparaison avec la même fonction de résolution déduite de la simulation nous donne un moyen de tester la simulation. La fonction de résolution a été calculée en prenant le point de plus proche approche au centre du faisceau. Les deux fonctions de résolution sont en bon accord dans les données et dans la simulation étant données les erreurs statistiques qui sont importantes ($\sim 10\%$). De façon conservative on estime l’erreur sur les paramètres de la fonction de résolution à 10% .

Coupure	χ^2 par degré de liberté	σ_1 (μm)	σ_2 (μm)	$\frac{A_1}{A_2}$
Données	1.2	114 ± 16	310 ± 30	49%
Simulation J/ ψ inclusif	1.5	110 ± 5	292 ± 11	56%

TAB. 9.3 – Résultat de l’ajustement des fonctions de résolution obtenues avec les désintégrations de J/ ψ : χ^2 par degré de liberté de l’ajustement par deux gaussiennes ; largeur de la gaussienne étroite (σ_1), largeur de la gaussienne large (σ_2), rapport des surfaces des gaussiennes $\frac{A_1}{A_2}$.

Il semble possible d’améliorer la mesure de la fonction de résolution en étudiant les événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $\tau \rightarrow l\nu_l\nu_\tau$, $\tau \rightarrow \pi\pi\pi\nu_\tau$. Ces événements représentent 25% des désintégrations des paires de τ et sont relativement aisément identifiables. La méthode consiste à utiliser la désintégration du τ en 3 pions. Deux de ces pions sont utilisés pour déterminer le point de désintégration du τ , le point de désintégration peut être recalculé en prenant le point de plus proche approche du troisième pion au point de désintégration calculé avec les deux premiers pions. Si on suppose que l’erreur sur la position du point de désintégration du τ calculé en utilisant deux pions est négligeable devant l’erreur sur celle calculée avec un seul, alors la différence entre les deux z calculés nous donne la fonction de résolution sur la détermination pour une trace chargée. La partie de l’erreur venant de la reconstruction de la trace ainsi déterminée, des techniques de Monte Carlo permettent de connaître l’erreur due à la largeur du faisceau et au vol transverse des B en simulant

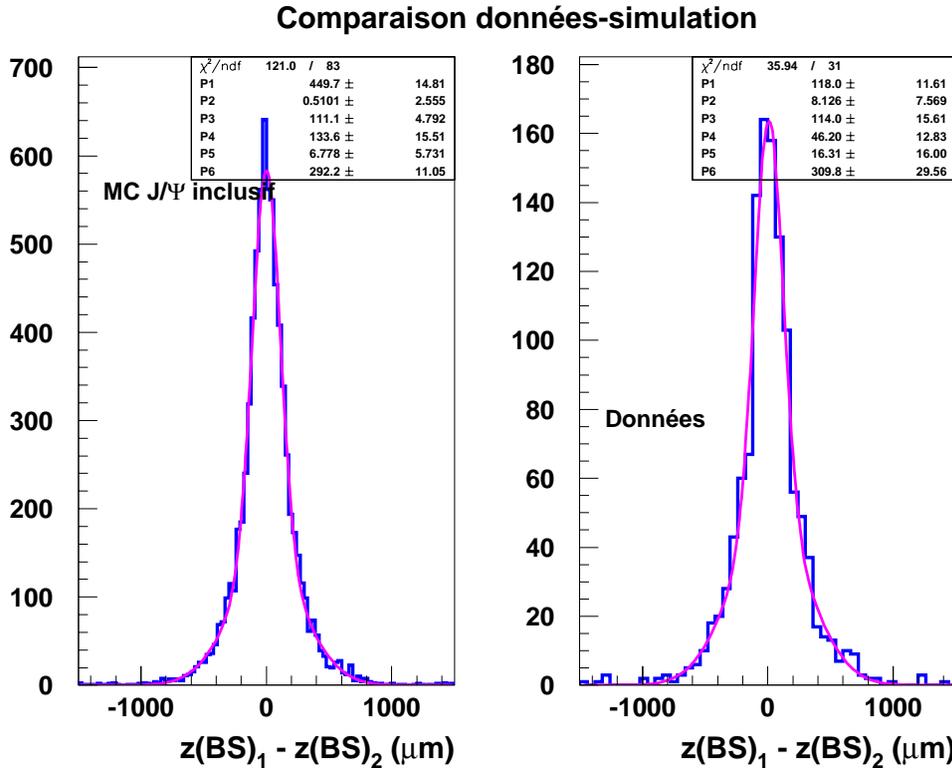


FIG. 9.17 – Résolution sur la position du vertex du lepton avec la méthode des points de plus proche approche estimée dans les données et dans la simulation avec les désintégrations de J/ψ en deux leptons. Cette résolution a été calculée en prenant le point de plus proche approche au centre du faisceau.

la géométrie du problème et donc de déterminer la fonction de résolution sur Δz à partir de la fonction de résolution sur une trace chargée. Une telle mesure n'a pu être menée à son terme dans le cadre de cette thèse.

9.2.3 Détermination de Δt

La différence de vol entre les deux mésons B est reliée à la différence de temps entre leurs désintégrations par la formule :

$$\Delta z = \gamma_B(\beta\gamma)_{\Upsilon(4S)}c(t_2 - t_1) + \gamma_{\Upsilon(4S)}(\beta\gamma)_Bc(t_2 + t_1) \cos(\theta_B), \quad (9.6)$$

où :

- $\gamma_B = 1,002$ et $(\beta\gamma)_B = 0,063$ sont dus à l'impulsion du méson B dans le référentiel du centre de masse ($p_B = 341 \text{ MeV}/c$) ;
- $\gamma_{\Upsilon(4S)} = 1,144$ et $(\beta\gamma)_{\Upsilon(4S)} = 0,557$ viennent de la différence d'énergie des faisceaux ;
- $\cos(\theta_B)$ est l'angle entre la direction des mésons B et celle de l' $\Upsilon(4S)$.

9.3 Asymétries dépendantes du temps

La méthode inclusive d'étiquetage des mésons B utilisée ici, ne permet pas de déterminer la direction des mésons B par rapport à celle de l' $\Upsilon(4S)$ dans le référentiel du centre de masse. L'impulsion des mésons B est négligée dans la détermination de Δt à partir de Δz . Même si il est possible de déterminer l'angle de désintégration (dans le cas d'une reconstruction exclusive), il n'est pas possible de déterminer $(t_2 + t_1)$ avec précision.

$$\Delta z \sim (\beta\gamma)_{\Upsilon(4S)} c \Delta t \quad (9.7)$$

L'effet de cette approximation a été étudié de deux façons :

- avec une simulation rapide ;
- grâce à un calcul analytique.

La simulation rapide permet d'engendrer 10^7 désintégrations de mésons B neutres et chargés. Les temps de désintégration, la probabilité d'oscillation, et l'angle de désintégration des mésons B sont simulés conformément aux lois physiques. L'effet de l'approximation (Éq. 9.7) peut ainsi être étudié. Il est présenté sur la figure 9.18, il est de l'ordre de 0,9%.

Cet effet peut aussi être estimé grâce à un calcul analytique [4]. Le calcul donne un résultat comparable: 0,7% [5]. Cet effet peut donc être corrigé et l'erreur systématique associée à la correction est estimée à 0,3%.

9.3 Asymétries dépendantes du temps

Cette section reprend dans un premier temps les différentes étapes de la sélection dans les données et dans la simulation. L'effet de la dépendance en temps des différentes composantes du bruit de fond est ensuite décrit. Les autres effets systématiques sont passés en revue dans la section 9.3.3.

9.3.1 Récapitulatif de la sélection

Cette section reprend les différentes étapes de la sélection. Elle a été étudiée d'une part en utilisant la simulation de 1,7 million de paires $B\bar{B}$, 570 000 paires $c\bar{c}$, et 500 000 paires $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$. Les autres types d'événements (Bhabha, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \mu\mu(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \tau\tau$) n'ont pas été simulés. Les données utilisées correspondent à une luminosité intégrée de $2,3 fb^{-1}$, enregistrée à l'énergie de production de la résonance $\Upsilon(4S)$, ce qui correspond à environ 10^7 événements multi-hadroniques. La contribution des événements multi-hadroniques qui ne sont pas des événements $B\bar{B}$ peut être étudiée à l'aide de données enregistrées à une énergie inférieure de 40 MeV au seuil de production des mésons B. La quantité de données « hors résonance » disponible est de $280 pb^{-1}$, soit environ 950 000 événements multi-hadroniques.

La reconstruction des événements di-leptons et la sélection des événements $B\bar{B}$ ont une efficacité d'environ 60%, tandis que le pourcentage d'événements de signal après l'identification est d'environ 50% (ce chiffre est dû à l'inefficacité de l'identification des muons). La coupure sur la qualité des traces qui diminue l'angle solide utile entraîne une perte de signal de l'ordre de 30%. Ces résultats sont résumés dans la table 9.4. Le

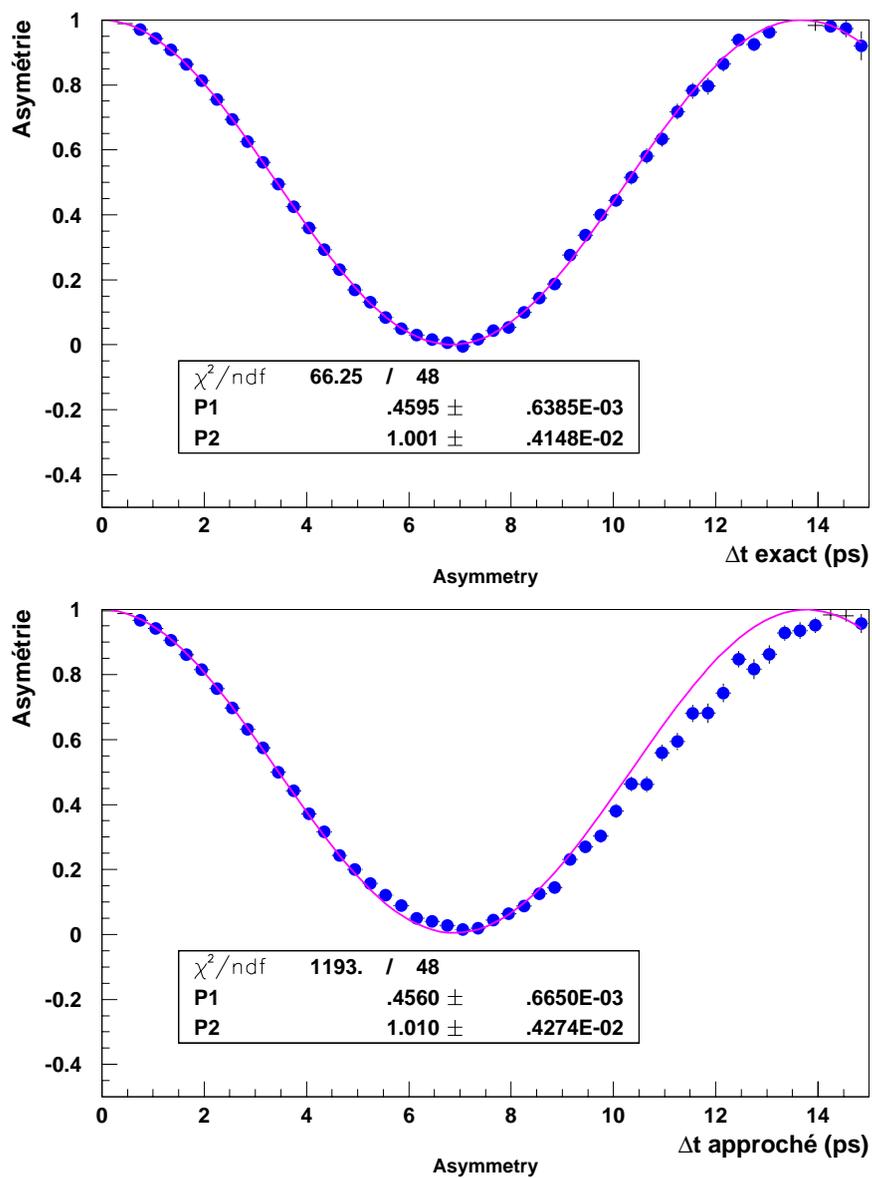


FIG. 9.18 – Effet de l'approximation de l'impulsion du méson B par son impulsion moyenne dans l'estimation de Δt .

9.3 Asymétries dépendantes du temps

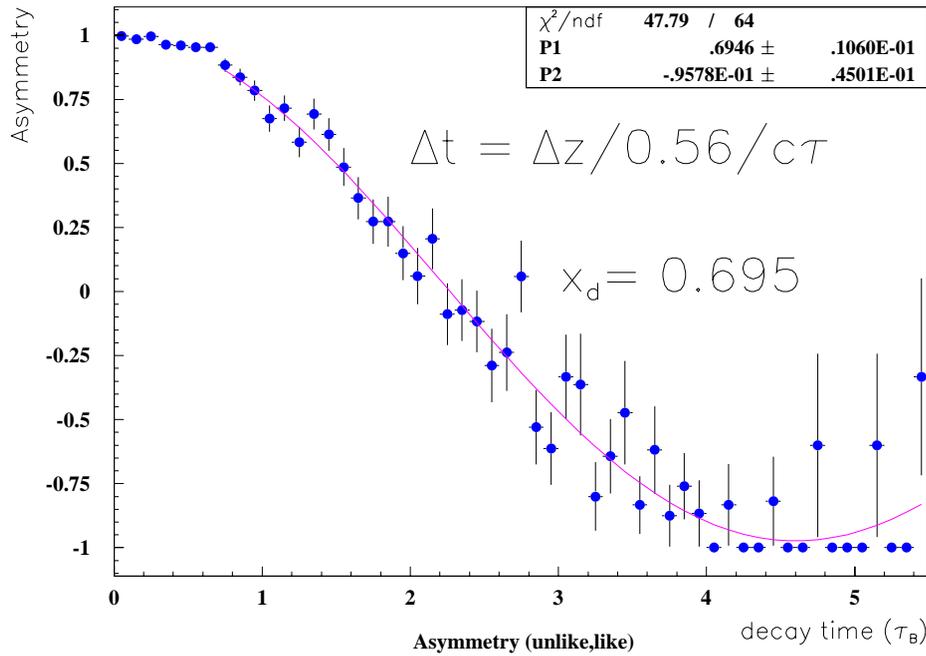


FIG. 9.19 – Correction de l'effet de l'approximation de l'impulsion du méson B par son impulsion moyenne dans l'estimation de Δt .

pourcentage d'événements sélectionnés pour les différents bruits de fond simulés est aussi présenté.

La comparaison avec les données montre que le nombre d'événements observé dans les données est plus important que celui prévu par la simulation des multi-hadrons. Cette différence est plus importante pour les données prises hors résonance et elle est certainement due aux processus qui ne sont pas pris en compte dans la simulation (Bhabha, ...).

La table 9.5 montre l'efficacité des coupures obtenues dans la simulation et dans les données pour la sélection des événements di-leptons à l'aide du réseau de neurones et de la coupure sur l'impulsion des leptons. Le nombre d'événements de continuum ($c\bar{c}$, $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$) simulés passant la sélection étant petit les résultats obtenus avec la simulation sont affectés par une grande erreur statistique (qui peut atteindre 30%). Les valeurs observées après toutes coupures sont donc en bon accord avec la simulation. La différence observée pour l'efficacité de la coupure $NN \geq 0,7$ entre les données prises « hors résonance » et la simulation correspond à environ 3 écarts standard. Le bon accord obtenu pour les autres coupures laisse penser qu'il s'agit d'une fluctuation statistique.

La composition de l'échantillon pour les différentes coupures est donnée dans la table 9.6. Elle montre que la pureté obtenue avec le réseau de neurones (en coupant à 0,9) est meilleure que celle obtenue avec la coupure à 1,35 GeV/c sur l'impulsion. L'efficacité de ces deux coupures est comparable. Le gain le plus remarquable vient de la réjection des paires de leptons issus du même B qui sont nettement supprimées. Cela diminue l'erreur systématique associée à ce type de bruits de fond.

Mesure de Δm_d avec les événements di-leptons

	di-leptons	autre $b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	Données	
					$E = M(\Upsilon(4S))$	$E < M(\Upsilon(4S))$
pré-sélection et identification	31%	2,4%	0,3%	0,1%	1,3% (0,9%)*	0,27%(0,18%)*
Réjection $\gamma \rightarrow e e$ et $J/\psi \rightarrow l l$	99%	93%	85%	44%	87%	63%
SVT	97%	95%	89%	75%	94%	87%
$0.5 < \theta < 2.6$	70%	61%	60%	57%	80%	74%
Efficacité	21%	1,4%	0,15%	0,02%	0,9% (0,6%)*	0,1% (0,05%)*

TAB. 9.4 – *Pourcentage d'événements sélectionnés dans la simulation et dans les données après les différentes coupures sur l'identification, les variables topologiques, la qualité des traces... La normalisation dans les données est donnée par le nombre d'événements multi-hadroniques attendus. * Les valeurs entre parenthèses sont les valeurs attendues d'après la simulation des multi-hadrons (seulement).*

	di-leptons	autre $b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	Données	
					$E = M(\Upsilon(4S))$	$E < M(\Upsilon(4S))$
$p^* \geq 1,15 \text{ GeV}/c$	57%	11%	17%	14%	30% (28%)*	15% (16%)*
$p^* \geq 1,35 \text{ GeV}/c$	34%	4%	7%	5%	16% (14%)*	7% (7%)*
$NN \geq 0,7$	62%	11%	25%	22%	33% (30%)*	15% (24%)*
$NN \geq 0,9$	35%	2,3%	5%	7%	15% (14%)*	6% (5%)*

TAB. 9.5 – *Pourcentage d'événements sélectionnés dans la simulation et dans les données pour les différentes coupures sur le réseau ou sur l'impulsion des particules. La normalisation dans les données est le nombre d'événements multi-hadroniques attendus. * Les valeurs entre parenthèses sont les valeurs attendues d'après la simulation des multi-hadrons (seulement).*

9.3.2 La dépendance en temps des différentes composantes du bruit de fond

Les bruits de fond peuvent être séparés entre les leptons issus de désintégrations secondaires de mésons charmés ou étrange, et les leptons mal-identifiés. Ces deux catégories sont traitées séparément dans les paragraphes qui suivent. Le cas dominant est celui pour lequel un lepton est bien un lepton direct et le second est un lepton de bruit de fond. Les proportions de bruit de fond étudiées grâce à la simulation. Elles sont définies en séparant les événements où il y a eu oscillation des autres par le rapport du nombre d'événements de bruit de fond sur le nombre d'événements de signal :

$$\begin{aligned}
 \eta_{+-} &= \frac{N(B^0\bar{B}^0(B^+B^-) \rightarrow \text{bruit de fond})}{N(B^0\bar{B}^0(B^+B^-) \rightarrow \text{di-lepton})}; \\
 \eta_{++} &= \frac{N(B^0B^0(\bar{B}^0\bar{B}^0) \rightarrow \text{bruit de fond})}{N(B^0B^0(\bar{B}^0\bar{B}^0) \rightarrow \text{di-lepton})}.
 \end{aligned} \tag{9.8}$$

9.3 Asymétries dépendantes du temps

	$p^* \geq 1,15 \text{ GeV}/c$	$p^* \geq 1,35 \text{ GeV}/c$	$NN \geq 0,7$	$NN \geq 0,9$
Signal	64,2%	74,2%	66,4%	82,2%
Un lepton direct et un lepton de cascade				
D^+, D^0, Λ_c				
autre B	8,6%	5,4%	5,9%	1,6%
même B	7,6%	4,5%	8,6%	4,5%
D_s^+	1,1%	0,6%	1,1%	0,6%
Autre bruit de fond				
autre B	0,2%	0,1%	0,1%	0,1%
même B	3,1%	2,6%	3,8%	2,8%
Deux leptons de cascade				
autre B	0,3%	0,2%	0,2%	0,0%
même B	0,6%	0,3%	0,7%	0,2%
J/ψ	1,5%	1,6%	0,7%	0,5%
Mauvaise identification				
$c\bar{c}$	4,1%	3,4%	5,3%	2,7%
$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	0,7%	0,5%	1,0%	0,7%

TAB. 9.6 – Composition des échantillons sélectionnés d’après la simulation pour les différentes coupures. Les bruits de fond sont séparés entre les cas où deux leptons venant du même B sont sélectionnés et les cas où un lepton est issu directement d’une désintégration d’un B et le second vient d’un deuxième B.

Les fractions η_{+-} et η_{++} sont dépendantes du temps car les bruits de fond n’ont pas à priori la même dépendance en temps que le signal.

9.3.2.1 Les leptons secondaires

La plupart des leptons secondaires sont issus des particules charmées. Les événements pour lesquels un lepton est issu de la désintégration d’une particule charmée se répartissent entre ceux où les deux leptons du même méson B et ceux où les deux viennent de deux B différents. Lorsque deux leptons viennent du même B, les deux leptons ont toujours des charges opposées (indépendamment de l’oscillation des mésons B) et la distribution en Δz est caractéristique de la durée de vie du quark c, c’est à dire piquée aux petits temps. Si les deux leptons viennent de deux quarks b différents, alors le produit des charges des leptons est l’opposé de celui des charges des quarks b et la durée de vie du quark b domine la distribution en temps, la durée de vie des particules secondaires vient s’y ajouter ensuite.

La figure 9.20 montre la dépendance en temps des variables η_{+-} et η_{++} pour différentes coupures. On remarque l’amélioration globale de la pureté de la sélection lorsque la coupure est plus dure. La contribution du bruit de fond ayant le temps de vie du charme est visible dans la courbe représentant les événements de bruit de fond de bon signe pour les événements sans oscillation et dans la courbe représentant la proportion d’événements de mauvais signes pour les événements avec oscillation.

Le nombre d’événements simulés ne permet pas d’étudier avec une très grande précision l’effet des différentes contributions. La figure 9.20 montre néanmoins une augmentation

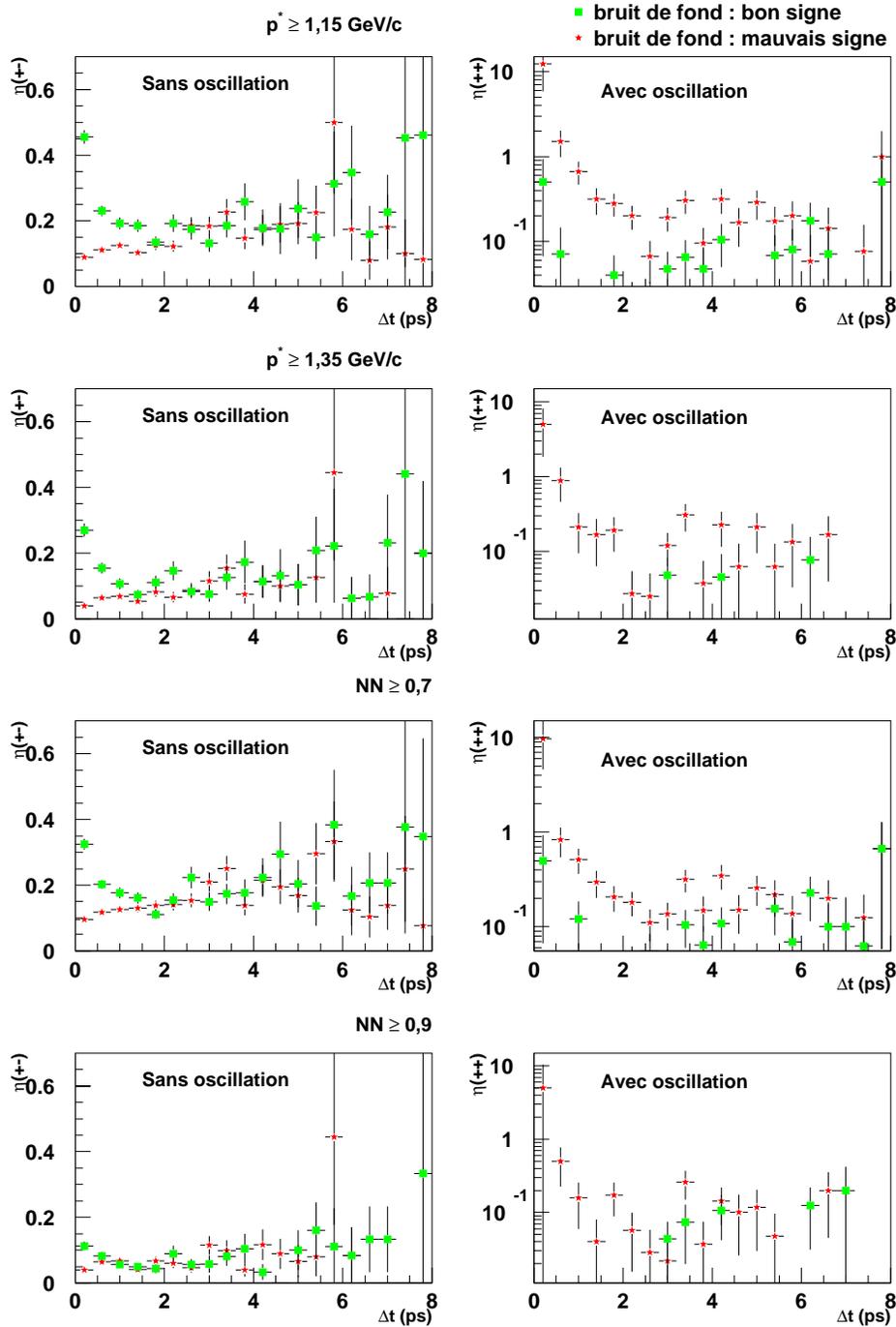


FIG. 9.20 – Dépendance en temps du rapport du nombre de désintégrations secondaires au signal (avec ou sans oscillation). Les carrés représentent la dépendance en temps des événements où le produit des charges des leptons est le même que le produit des charges des quarks b ; les étoiles représentent la dépendance en temps des événements où le produit des charges des leptons induit une erreur sur la saveur. Ces dépendances en temps sont présentées pour différentes coupures sur l'impulsion des leptons ou sur la sortie du réseau de neurones.

9.3 Asymétries dépendantes du temps

(qui semble linéaire) des paramètres η_{+-} et η_{++} avec le temps pour le bruit de fond dû aux leptons secondaires qui ne sont pas issus de particules charmées du même B.

Dans le cadre de ce mémoire de thèse, l'effet des leptons secondaires a été étudié grâce à la simulation et le biais induit par la distribution temporelle des leptons secondaires a ainsi été déterminé (Tab. 9.7). Cette méthode est actuellement limitée par les erreurs statistiques liées à la simulation. De plus, elle n'est pas optimale, il est possible de minimiser l'erreur systématique associée à cette correction en modélisant la dépendance en temps de chacune des sources de bruit de fond. Cette étude nécessite cependant la simulation d'un grand nombre d'événements qui n'est pas disponible actuellement.

Coupure	$p^* \geq 1,15 \text{ GeV}/c$	$p^* \geq 1,35 \text{ GeV}/c$	$NN \geq 0,7$	$NN \geq 0,9$
$\delta(\Delta m_d)$	+0,051	+0,055	+0,053	+0,047
$(\hbar ps^{-1})$	$\pm 0,017$	$\pm 0,018$	$\pm 0,018$	$\pm 0,016$

TAB. 9.7 – Décalage de la valeur de Δm_d induit par la dépendance en temps de la proportion de leptons secondaires.

9.3.2.2 Les leptons mal identifiés

L'étude des leptons mal identifiés a été menée de la même façon que celle des leptons secondaires. La figure 9.21 montre la dépendance en temps des événements où un hadron est identifié comme un lepton comparée à la dépendance en temps du signal dans le cas où il y a oscillation et dans le cas où il n'y a pas oscillation. On retrouve une composante à courte durée de vie qui est due aux hadrons qui viennent des particules charmées issues du même B que le lepton. La dépendance en temps déduite de la simulation ne semble pas très significative mais la statistique d'événements simulés est limitée. L'effet de la présence de particules mal identifiées a aussi été déduit de la simulation (Tab. 9.8).

Coupure	$p^* \geq 1,15 \text{ GeV}/c$	$p^* \geq 1,35 \text{ GeV}/c$	$NN \geq 0,7$	$NN \geq 0,9$
$\delta(\Delta m_d)$	+0,033	+0,016	+0,009	+0,002
$(\hbar ps^{-1})$	$\pm 0,017$	$\pm 0,018$	$\pm 0,018$	$\pm 0,016$

TAB. 9.8 – Décalage de la valeur de Δm_d induit par la dépendance en temps de la proportion de leptons secondaires et de leptons mal identifiés.

9.3.3 Erreurs systématiques

La mesure de Δm_d utilise la mesure de la distribution en temps des événements di-leptons sélectionnés par la méthode décrite dans la section 9.1. Δm_d est déterminé par ajustement de l'asymétrie :

$$A(\Delta t) = \frac{N(B^0\bar{B}^0)(\Delta t) - [N(B^0B^0)(\Delta t) + N(\bar{B}^0\bar{B}^0)(\Delta t)]}{N(B^0\bar{B}^0)(\Delta t) + [N(B^0B^0)(\Delta t) + N(\bar{B}^0\bar{B}^0)(\Delta t)]}, \quad (9.9)$$

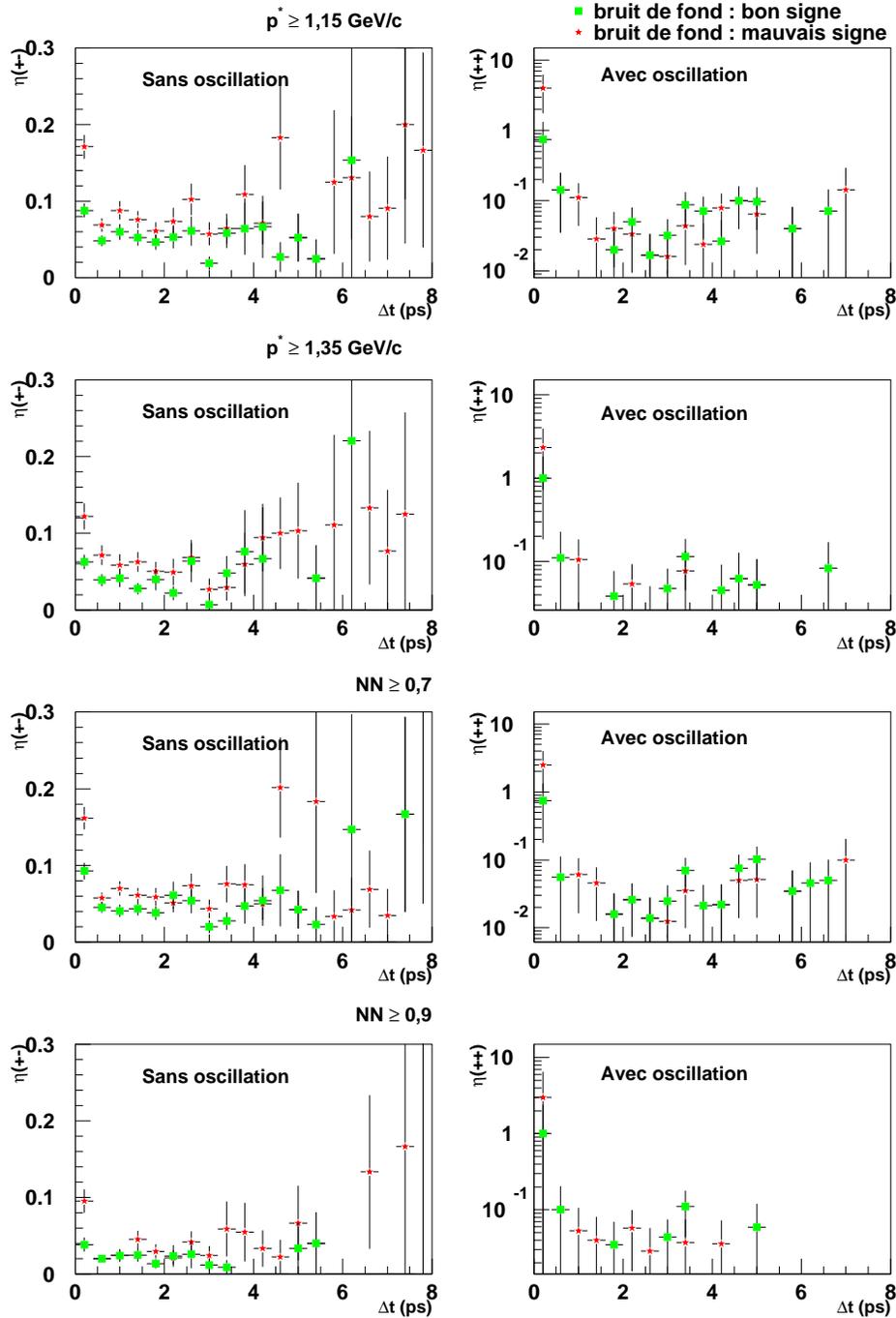


FIG. 9.21 – Distribution en temps des bruits de fond venant des leptons mal identifiés comparée à la distribution du signal (avec ou sans oscillation). Les carrés représentent la dépendance en temps des événements où le produit des charges des leptons est le même que le produit des charges des quarks b ; les étoiles représentent la dépendance en temps des événements où le produit des charges des leptons induit une erreur sur la saveur. Ces dépendances en temps sont présentées pour différentes coupures sur l'impulsion des leptons ou sur la sortie du réseau de neurones.

9.3 Asymétries dépendantes du temps

qui est mesurée par la fonction (Sec. 8.3.3) :

$$A(\Delta t) = (1 - 2\eta) \frac{\left[e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^0}}} \cos(\Delta m_d \Delta t) + R e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^+}}} \right] \otimes f_{reso}(\Delta t)}{\left[e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^0}}} + R e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^+}}} \right] \otimes f_{reso}(\Delta t)} \quad (9.10)$$

Les différentes quantités définissant cette fonction sont définies dans la section 8.3.3. La méthode utilisée pour l'ajustement est la minimisation du χ^2 .

La proportion de désintégrations semileptoniques de mésons B chargés par rapport aux mésons B neutres R et la probabilité de mauvais étiquetage η sont aussi déterminées lors de l'ajustement. Ceci suppose que la valeur de η est constante dans le temps ce qui est n'est pas vérifié comme cela a été montré dans le paragraphe 9.3.2.

Les sources d'erreurs systématiques les plus importantes sont :

- la dépendance en temps des bruits de fond ;
- la fonction de résolution ;
- les temps de vie des mésons B chargés et neutres.

L'erreur due à la correction de la dépendance en temps des bruits de fond est donnée dans les tables 9.7 et 9.8.

L'approximation de l'impulsion des mésons B par leur impulsion moyenne a aussi été étudiée et son effet est beaucoup moins important.

9.3.3.1 La fonction de résolution

Coupure	$p^* \geq 1,15 \text{ GeV}/c$	$p^* \geq 1,35 \text{ GeV}/c$	$NN \geq 0,7$	$NN \geq 0,9$
Erreur sur σ_1	$\pm 0,011$	$\pm 0,009$	$\pm 0,009$	$\pm 0,008$
Erreur sur σ_2	$\pm 0,005$	$\pm 0,004$	$\pm 0,003$	$\pm 0,002$
Erreur sur $\frac{A_1}{A_2}$	$\pm 0,002$	$\pm 0,003$	$\pm 0,003$	$\pm 0,003$
Somme quadratique	$\pm 0,012$	$\pm 0,010$	$\pm 0,011$	$\pm 0,009$

TAB. 9.9 – Erreur systématique liée à l'erreur sur la fonction de résolution pour les différentes sélections.

Dans cette analyse, la fonction de résolution a été déterminée grâce à la simulation. Elle peut-être modélisée par la somme de deux gaussiennes de largeurs σ_1 et σ_2 et de surfaces A_1 et A_2 . L'erreur sur la largeur de chacune des gaussiennes et sur le rapport des surfaces des deux gaussiennes a été estimée à 10%. L'erreur systématique sur Δm_d associée est calculée en faisant varier ces paramètres dans la fonction servant à l'ajustement (Tab. 9.9).

9.3.3.2 Le temps de vie des mésons B

Les valeurs du temps de vie des mésons B utilisées dans l'ajustement sont celles du PDG 98 [7] :

- $\tau_{B^+} = 1,62 \pm 0,04 \text{ ps}^{-1}$;
- $\tau_{B^0} = 1,56 \pm 0,04 \text{ ps}^{-1}$.

Coupure	$p^* \geq 1,15 \text{ GeV}/c$	$p^* \geq 1,35 \text{ GeV}/c$	$NN \geq 0,7$	$NN \geq 0,9$
Erreur sur τ_{B^0}	$\pm 0,009$	$\pm 0,010$	$\pm 0,009$	$\pm 0,010$
Erreur sur τ_{B^+}	$\pm 0,009$	$\pm 0,010$	$\pm 0,009$	$\pm 0,010$
Somme quadratique	$\pm 0,013$	$\pm 0,014$	$\pm 0,013$	$\pm 0,014$

TAB. 9.10 – Erreur systématique liée à l’erreur sur la mesure des temps de vie des mésons B.

L’erreur qui leur est associée est utilisée pour estimer l’erreur statistique induite sur Δm_d . Elle est du même ordre que celle associée à la fonction de résolution.

D’autres types d’erreurs ont été considérées. Par exemple une asymétrie de charge dans la reconstruction ou dans l’identification mais elle n’influe pas sur le résultat final car elle s’annule au premier ordre dans l’asymétrie.

9.3.4 Conclusion et perspectives

Erreur	$\sigma(\Delta m_d) \text{ (ps}^{-1}\text{)}$			
	$p^* \geq 1,15 \text{ GeV}/c$	$p^* \geq 1,35 \text{ GeV}/c$	$NN \geq 0,7$	$NN \geq 0,9$
Dépendance en temps du bruit de fond	$\pm 0,017$	$\pm 0,018$	$\pm 0,018$	$\pm 0,016$
Temps de vie des mésons B	$\pm 0,013$	$\pm 0,014$	$\pm 0,013$	$\pm 0,014$
Fonction de résolution	$\pm 0,012$	$\pm 0,010$	$\pm 0,011$	$\pm 0,009$
Impulsion des mésons B	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$
Correction $\eta_{+-} \neq \eta_{++}$	~ 0	~ 0	~ 0	~ 0
Asymétrie de charge $\varepsilon^+ \neq \varepsilon^-$	~ 0	~ 0	~ 0	~ 0
Erreur sur la position du faisceau	~ 0	~ 0	~ 0	~ 0
Erreur totale	$\pm 0,024$	$\pm 0,025$	$\pm 0,025$	$\pm 0,023$

TAB. 9.11 – Récapitulatif des erreurs systématiques pour les différentes coupures.

Les erreurs systématiques totales sont résumées dans le tableau 9.11. L’erreur systématique dominante vient de la dépendance en temps de la fraction de bruit de fond, suivie de la détermination de la fonction de résolution. L’ajustement de l’asymétrie dépendante du temps avec la fonction définie par l’équation 9.10 est présentée sur la figure 9.22. Le résultat final incluant les corrections systématiques, les erreurs statistiques et systématiques est donné dans le tableau 9.12.

L’étude des effets systématiques présentée dans ce mémoire de thèse est très largement limitée par le nombre insuffisant d’événements simulés d’une part et le temps d’autre part. L’étude de la dépendance en temps des bruits de fond devrait être considérablement améliorée en étudiant la distribution temporelle de chacune des sources de bruit de fond et en l’incluant dans la fonction servant à l’ajustement.

9.3 Asymétries dépendantes du temps

coupure	Δm_d (ps^{-1})			
	$p^* \geq 1,15 \text{ GeV}/c$	$p^* \geq 1,35 \text{ GeV}/c$	$NN \geq 0,7$	$NN \geq 0,9$
Δm_d	0,428	0,448	0,468	0,495
Erreur statistique	$\pm 0,023$	$\pm 0,028$	$\pm 0,021$	$\pm 0,026$
Erreur systématique	$\pm 0,024$	$\pm 0,025$	$\pm 0,025$	$\pm 0,023$
Contamination (ajustement)	11,9%	9,0%	12,3%	7,6%

TAB. 9.12 – Valeurs mesurées de Δm_d pour différentes coupures. La dernière ligne donne la valeur de la probabilité de mauvais étiquetage déterminée dans l’ajustement.

Les deux méthodes de sélection (réseau de neurones et coupures) donnent des résultats assez différents. Elles sont affectées par des types bruits de fond assez différents notamment la proportion de leptons venant du même B et de leptons venant de deux B distincts est différente. La méthode appliquée pour corriger les effets systématiques liés au bruit de fond n’est pas la mieux adaptée.

La méthode la plus fiable est celle pour laquelle le bruit de fond attendu est le plus faible. Il s’agit d’une coupure sur le réseau de neurones à 0,9. Le taux de mauvais identification déduit de l’ajustement est aussi le plus faible pour cette méthode (Tab. 9.12). Elle est donc utilisée pour obtenir le résultat :

$$\Delta m_d = 0,495 \pm 0,026 \pm 0,023 \text{ } \hbar \text{ ps}^{-1} \quad (9.11)$$

Plusieurs méthodes devraient permettre de mesurer la fonction de résolution à partir des données et donc de diminuer l’erreur qui lui est associée.

L’erreur issue de la méconnaissance des temps de vie des mésons B (neutres et chargés) diminuera avec leur détermination plus précise grâce aux données des expériences BABAR et Belle (KEK-B).

Les performances de PEP-II et du détecteur BABAR offrent donc la possibilité d’effectuer une mesure de Δm_d avec une erreur compétitive avec la moyenne mondiale des mesures (soit $\Delta m_d = (0,472 \pm 0,017) \text{ } \hbar \text{ ps}^{-1}$ [8]) en appliquant la méthode des « di-leptons » aux données prises pendant une année. Les erreurs systématiques vont par la suite limiter la précision de la mesure par la méthode des « di-leptons ». Des méthodes utilisant la reconstruction semi-exclusive des événements $B^0 \rightarrow D^* l \nu$ deviendront alors plus intéressantes car elles permettent de limiter la contamination par les différents bruits de fond.

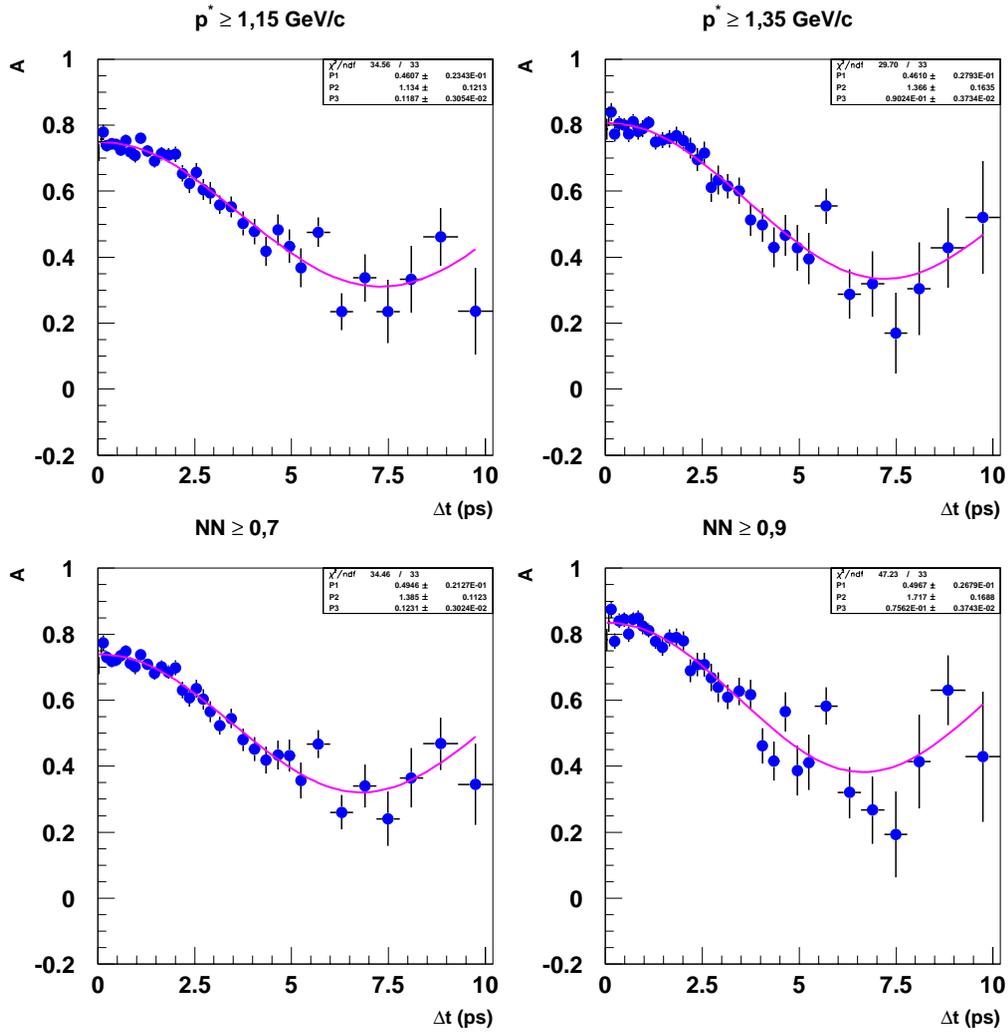


FIG. 9.22 – Asymétrie dépendante du temps pour les quatre coupures présentées précédemment.

Bibliographie

- [1] G.C. Fox, S. Wolfram, « », Nuclear Physics, **B149(1979)**, p. 413.
- [2] P.R. Burchat, J.D. Richman, « Leptonic and Semileptonic Decays of Charm and Bottom Hadrons », Reviews of Modern Physics, **67(1995)**, p. 893.
- [3] R. Sinkus, T. Voss, « Particle Identification with neural networks using a rotational invariant moment representation », Nucl. Inst. Meth. **A 391(1997)**, pp. 360-368
- [4] F. LeDiberder, « CP-violation as seen from the Δz distribution », BABAR Note 42 (May 1990)
- [5] G. De Domenico, Ch. Yèche, « Dilepton Analysis in BABAR Experiment: Measurement of the Mixing Parameter Δm_d and Study of the T(CP) Violation Purely in Mixing », BABAR Note 409, February 1998
- [6] C. Yèche et al. (BABAR dilepton analysis working group), « Dilepton Analysis in BABAR Experiment: Measurement of the Mixing Parameter Δm_d and the inclusive lifetime of B mesons. Study of the T(CP) Violation Purely in Mixing », BABAR Analysis Document 28, April 2000.
- [7] The particle data group, « Review of Particle Physics », Eur. Phys. Jour. C, Vol. 3., 1998
- [8] LEP B-oscillations working group, Combined result, for PDG 2000, http://lepbosec.web.cern.ch/LEPBOSC/combined_results/PDG_2000/

Chapitre 10

Conclusion

En conclusion du travail exposé dans ce manuscrit, cette section résume les principaux résultats obtenus concernant l'étude du bruit de fond engendré par PEP-II et la mesure de la fréquence d'oscillation des mésons B neutres.

Le *Crystal Ring* a permis de mesurer l'énergie déposée dans la zone d'interaction due en partie au rayonnement synchrotron et principalement aux interactions faisceau-gaz. L'étalonnage en énergie du détecteur a été réalisé en utilisant les muons cosmiques et le potassium 40 comme sources d'énergies connues. Un système de LED a permis de mesurer les gains des photomultiplicateurs en fonction de la haute tension qui leur est appliquée. Ces méthodes d'étalonnage ont permis de réduire l'erreur sur l'énergie mesurée due à l'étalonnage à environ 20%. L'étude de l'appareillage a montré que l'erreur totale sur l'énergie mesurée est de l'ordre de 50%. L'étude du bruit de fond engendré par PEP-II avec le *Crystal Ring* et les autres détecteurs de bruit de fond a montré des différences qui peuvent être importantes entre le bruit de fond mesuré et le bruit de fond prédit par la simulation. Ces différences ont été imputées au manque de précision des modèles de pression qui fixent la normalisation du bruit de fond simulé et à l'absence de simulation des particules qui subissent une diffusion coulombienne et parcourent plus d'un tour d'anneau avant de heurter le tube à vide. Cette dernière hypothèse est corroborée par la mesure de l'effet de la collimation du faisceau qui est plus important dans les données que dans la simulation. Ces résultats ont montré la nécessité d'améliorer le système de vide et d'ajouter des collimateurs pour obtenir de bonnes conditions de prise de données ainsi que de protéger le détecteur de pics d'irradiation dus au bruit de fond grâce à un système de *pins diodes* qui mesurent les doses instantanées et intégrées et qui arrêtent automatiquement les faisceaux. Le début de la prise de données a eu lieu en mai 1999. Les progrès réalisés dans la maîtrise des bruits de fond ont permis d'enregistrer les désintégrations de plus de dix millions de paires de mésons B en un an en assurant la sécurité du détecteur. Les études de bruit de fond continuent pendant la prise de données. Elles permettent de contrôler son évolution au fur et à mesure que la luminosité instantanée augmente. On constate notamment une diminution de la pression dynamique au fur et à mesure que le courant intégré dans chacun des deux anneaux augmente et que le taux de dégazage des parois du faisceau diminue. La poursuite de ces études est de toute première importance dans le cadre du programme d'augmentation de la luminosité instantanée au delà de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ qui nécessitera une augmentation des courants de faisceau et une focalisation plus importante des faisceaux et donc entraînera une augmentation des bruits de fond. L'expérience acquise lors des études de bruit de fond devrait permettre de mener ce programme à bien dans de bonnes conditions pour le détecteur.

Parmi les premiers résultats significatifs produits par la collaboration BABAR, la mesure de la fréquence d'oscillation des mésons B neutres avec une précision comparable à la précision de la moyenne des mesures déjà effectuées figure parmi les plus importants. Cette mesure utilise les désintégrations semileptoniques des mésons B pour étiqueter la saveur des mésons B neutres au moment de leur désintégration. Cette analyse menée avec un échantillon de 2,3 millions de désintégrations de paires de mésons B donne le résultat suivant :

$$\Delta m_d = 0,495 \pm 0,026 \pm 0,023\hbar \text{ ps}^{-1}. \quad (10.1)$$

Cette analyse peut être améliorée en utilisant plus d'événements simulés pour étudier les sources d'erreurs systématiques de façon détaillée et corriger des effets qui n'ont pas pu

l'être. L'erreur statistique obtenue avec la statistique complète de la première année est de ± 0.016 . Cette analyse est essentielle pour valider l'hypothèse de la cohérence quantique de la paire $B^0-\bar{B}^0$ sur laquelle reposent toutes les recherches de la violation de CP utilisant des asymétries dépendantes du temps. La précision sur la mesure du paramètre Δm_d pourra par la suite être améliorée avec des méthodes d'étiquetage reposant sur la reconstruction semi-exclusive puis exclusive des mésons B neutres. La grande statistique apportée par la méthode des événements di-leptons reste intéressante pour la mesure du paramètre ε_B .

Remerciements

Je tiens à remercier Michel Spiro et Daniel Vignaud puis Pascal Debu et Georges Cozika ainsi que Joël Feltesse de m'avoir accueilli au Service de Physique des Particules du CEA/DAPNIA pour effectuer cette thèse.

Toute ma reconnaissance va à mon directeur de thèse, Roy Aleksan, pour la confiance qu'il m'a témoignée et pour l'attention qu'il a portée à mon travail. Il a su me faire bénéficier de son immense expérience de l'analyse des données et de la physique des détecteurs.

Un immense merci à Christophe Yèche qui a guidé mes premiers pas dans le monde de la physique des particules et avec qui ce fut un plaisir de travailler pendant ces trois ans. Merci, Christophe, pour l'attention que tu as portée à mon travail et toute l'aide que tu m'as apportée (même malgré les kilomètres et le décalage horaire) et sans lesquelles je n'aurais pas pu réaliser ce travail. Je te remercie aussi pour tes lectures et relectures du manuscrit.

Je remercie Sandrine Emery, sans qui les expériences de mesures du bruit de fond avec le *Crystal Ring* n'auraient pas eu lieu. Je garderai un très bon souvenir des longues heures que nous avons passées ensemble à veiller sur le *Crystal Ring*. Je te remercie aussi de nous avoir fait bénéficier de ton expérience des oscillations des mésons B en acceptant de travailler avec nous et d'avoir relu attentivement ce manuscrit. Un grand merci pour ta gentillesse pendant ces trois années de travail commun !

Toute ma gratitude va à Witold Kozanecki pour son aide dans la mise en oeuvre du *Crystal Ring* et l'analyse des données de bruit de fond. Ses nombreux conseils et suggestions ont été décisifs dans la réalisation de ce travail. Je te suis aussi très reconnaissant pour ta disponibilité et pour ta ponctualité lors des relectures du manuscrit.

Je remercie chaleureusement Guy Wormser et Olivier Napoly qui ont tous les deux accepté le rôle de rapporteur pour cette thèse pour le temps qu'ils ont consacré à lire et commenter le manuscrit. Je remercie Étienne Augé et Pierre Binetruy d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je remercie l'ensemble des personnes avec qui j'ai travaillé sur les mesures du bruit de fond, et spécialement Tom Mattison et Terry Geld pour les nombreuses discussions que nous avons eues. Je remercie l'ensemble des personnes qui ont participé à l'élaboration du *Crystal Ring*, puis à sa mise en oeuvre, notamment : Benjamin Mayer, Jean-Claude Faivre, Sophie Versillé, Yannis Karyotakis, Dominique Boutigny, Jean-Yves Nief et Vincent Tisserand. Mes remerciements vont aux membres du groupe d'Orsay avec qui j'ai eu de fructueuses interactions et particulièrement à Sophie Trincaz avec qui j'ai partagé quelques weeks-end à SLAC enfermés entre les murs du bâtiment 280, d'IR2, de MCC ou de « Fresh Choice ». Merci pour ta bonne humeur, tes encouragements et ton amitié.

Mes remerciements aux membres du groupe « di-leptons », et notamment Concezio Bozzi, Selenia Dittongo, Michael Kay et Marco Serra pour les nombreuses discussions que nous avons eues. Je remercie Jacques Chauveau pour ses conseils sur l'analyse des oscillations, lors de la rédaction du *Physics book*.

Je remercie chaleureusement André Gaidot pour les nombreuses discussions que nous avons eues, y compris celles qui ne concernaient pas du tout la Physique. Je remercie Georges London pour ses conseils, toujours à propos (notamment lors de l'écriture de la première partie du manuscrit). Je remercie les membres du groupe Saclay que je n'ai pas encore cités: Gautier Hamel de Monchenault, Georges Vasseur, Marco Zito et Sergey Ganzhur pour leur accueil, pour leur aide et pour leur disponibilité. Je remercie mes deux successeurs Bruno Serfass et Melanie Langer, qui m'ont dispensé des *shifts* de préparation du thé pendant cette période de rédaction. Un grand merci à Bruno pour son amitié et sa bonne humeur. Je souhaite bonne chance à Pierre-François Giraud.

Un grand merci à Philippe Schune qui a accepté de parrainer cette thèse et a veillé à ce que je prenne au moins un repas tous les trimestres!

Mes remerciements à Antoine Kouchner et Frédéric Deliot d'être venu égayer mon bureau, même le week-end, et de m'avoir montré que tous les thésards de toutes les expériences croient toujours avoir le « *software* le plus nul qu'on n'ait jamais écrit ...» et qu'ils ont souvent raison!

Merci à tous mes amis, et spécialement à Camille, Carole, Benoît, Stéphane et Romain, pour leur amitié pendant ces longues années d'étude et de thèse.

Un immense merci à mes parents, à mes grands-parents et à mon frère Julien qui m'ont soutenu et encouragé tout au long de mes études.

Endlich, will ich noch einmal bei meiner lieben Melanie für ihr Verständnis und ihre Stütze bedanken. Mit Dir ist alles leichter.