ORSAY

N^0 D'ORDRE : 3701

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

THESE

présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

Par

Yannick ARNOUD

SUJET : Mesure de la masse du méson B_s par la reconstruction de ses modes de désintégration exclusifs à l'aide du détecteur DELPHI.

Soutenue le 1er juin 1995 devant la commission d'examen composée de :

MM.	J. Haissinski	Président
	E. Aslanides	
	A. Ouraou	
	O. Pène	Rapporteur
	M.L. Turluer	
	W. Venus	Rapporteur

A ma famille

Toujours apprendre ...
Mais surtout apprendre à vivre.

Montaigne.

Résumé

On a cherché à déterminer la masse du méson B_s par la reconstruction complète de ses désintégrations à partir des données enregistrées par l'expérience DELPHI entre 1991 et 1994 au collisionneur L.E.P., situé au CERN près de Genève.

Les prévisions théoriques ont permis de situer le domaine de masse attendu pour le méson B_s. Le résultat d'un calcul original basé sur la théorie effective des quarks lourds a été comparé à d'autres prévisions, obtenues précédemment par d'autres méthodes. La cohérence de la méthode expérimentale a été vérifiée sur les mésons B_u et B_d, de masses parfaitement connues, et abondamment produits. La masse moyenne des candidats B_u et B_d reconstruits est en accord avec la valeur moyenne mondiale.

Le nombre d'événements B_s attendus dans quatre canaux de désintégration, qui présentent les rapports d'embranchement les plus importants et qui conduisent à des états finals comportant uniquement des particules chargées, a été estimé. L'analyse des données a permis de reconstruire entièrement la chaîne de désintégration de quatre événements candidats B_s. Pour chacun des candidats, les différentes sources de fond (réflexion, reconstruction incomplète ou association combinatoire) ont été étudiées. Une méthode de maximum de vraisemblance a alors permis de déterminer la valeur de la masse la plus probable du méson B_s à partir des événements sélectionnés : 5383 ± 19 MeV/c^2.

Abstract

Using fully reconstructed decays, the B_s mass is calculated with the data set collected from 1991 to 1994 by the DELPHI detector at the LEP collider, near Geneva.

First, the B_s mass range is deduced from theoretical predictions. An original result is obtained using the heavy quark effective theory and is compared with other theoretical expectations. Then, the method used for the B_s reconstruction is tested using the well known B_u and B_d mesons. The mean mass of the reconstructed events is in good agreement with the world average mass.

The four B_s decay channels with only charged particles in the final state and with the largest branching ratios are selected. Four event fulfilling the B_s selection criteria are reconstructed. The possible background sources (reflection of B_d decays, incomplete reconstruction of the decay chain or combinatorial background) are studied. A maximum likelihood fit leads to the most probable value for the B_s mass of 5383 ± 19 MeV/c^2.

Table des matières

Chapitre 1

L'expérience DELPHI

Le collisionneur L.E.P. — Description du détecteur de particules DELPHI — Le contrôle des modules de DELPHI — Le traitement et la réduction des données.

1.1 L'anneau de collision L.E.P.

En service depuis 1989, le L.E.P. (*Large Electron Positron collider*) est le plus grand anneau de collision e^+e^- au monde, avec une circonférence de 27 km. Les électrons et les positons sont produits, pré-accélérés et stockés avant d'être envoyés dans l'anneau du L.E.P. où ils atteignent une énergie maximale de 45 GeV environ. Le L.E.P. est composé de sections droites où les particules sont accélérées par des cavités dont certaines sont supraconductrices et focalisées par des quadripôles, et de sections courbes où les particules sont déviées par des aimants, permettant ainsi une trajectoire circulaire. Les huit paquets de 2×10^{11} électrons et positons se croisent toutes les 11,25 μs. En moyenne, l'interaction qui aboutit à la formation d'un boson Z se produit une fois par seconde.

Le boson Z a une durée de vie de $2,64 \times 10^{-25}$ s et sa présence ne peut être déduite que par l'observation de ses produits de désintégration, qui varient entre deux et plusieurs dizaines. Ces produits de désintégration sont détectés par quatre dispositifs expérimentaux qui ont été placés aux points d'interaction (figure 1.1). Ils ont pour nom ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, chacun ayant des spécificités propres à l'étude de domaines physiques précis. L'analyse des données collectées permet entre autres de vérifier les prédictions de Modèle Standard, qui décrit les interactions fondamentales entre particules, de rechercher de nouvelles particules prédites ou non par la théorie et d'étudier les propriétés du charme, de la beauté et des leptons τ.

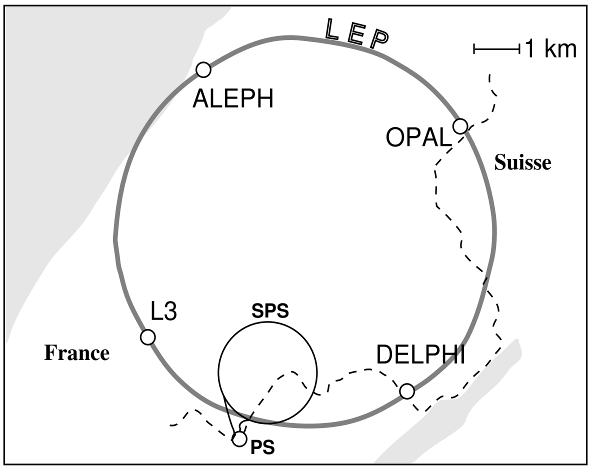


Figure 1.1: Situation géographique du L.E.P. et emplacement des quatre expériences.

Depuis le début de son fonctionnement, les performances du L.E.P. ont été constamment améliorées (tableau 1.1). Le nombre de paquets d'électrons et de positons présents dans l'anneau est passé de 4 à 8 et la luminosité de 4×10^{30} cm^{-2} s^{-1} à plus de 10^{31} cm^{-2} s^{-1}, avec un maximum de $2,4 \times 10^{31}$ cm^{-2} s^{-1}. Qui plus est, la grande stabilité de fonctionnement permet maintenant de faire interagir les mêmes paquets d'électrons et de positons pendant plus de 12 heures, avant de devoir remplir à nouveau l'anneau de collision.

Grâce à la haute luminosité du L.E.P. et aux bonnes performances du détecteur, le nombre de désintégrations collectées est suffisament important pour pouvoir étudier des événements rares.

année	nombre de Z hadroniques collectés dans l'expérience DELPHI
1989-1991	413 000
1992	751 000
1993	755 000
1994	1 484 000
total	3 403 000

Tableau 1.1: Nombre de désintégrations hadroniques du Z collectées par l'expérience DELPHI depuis 1990. On constate une progression régulière dûe aux performances constamment améliorées du L.E.P. et du système d'acquisition de DELPHI. La faible progression en 1993 est due aux collisions e^+e^- effectuées à ± 2 GeV autour du pic de section efficace du Z pour déterminer avec précision la masse et la largeur du Z.

1.2 Le détecteur de particules DELPHI

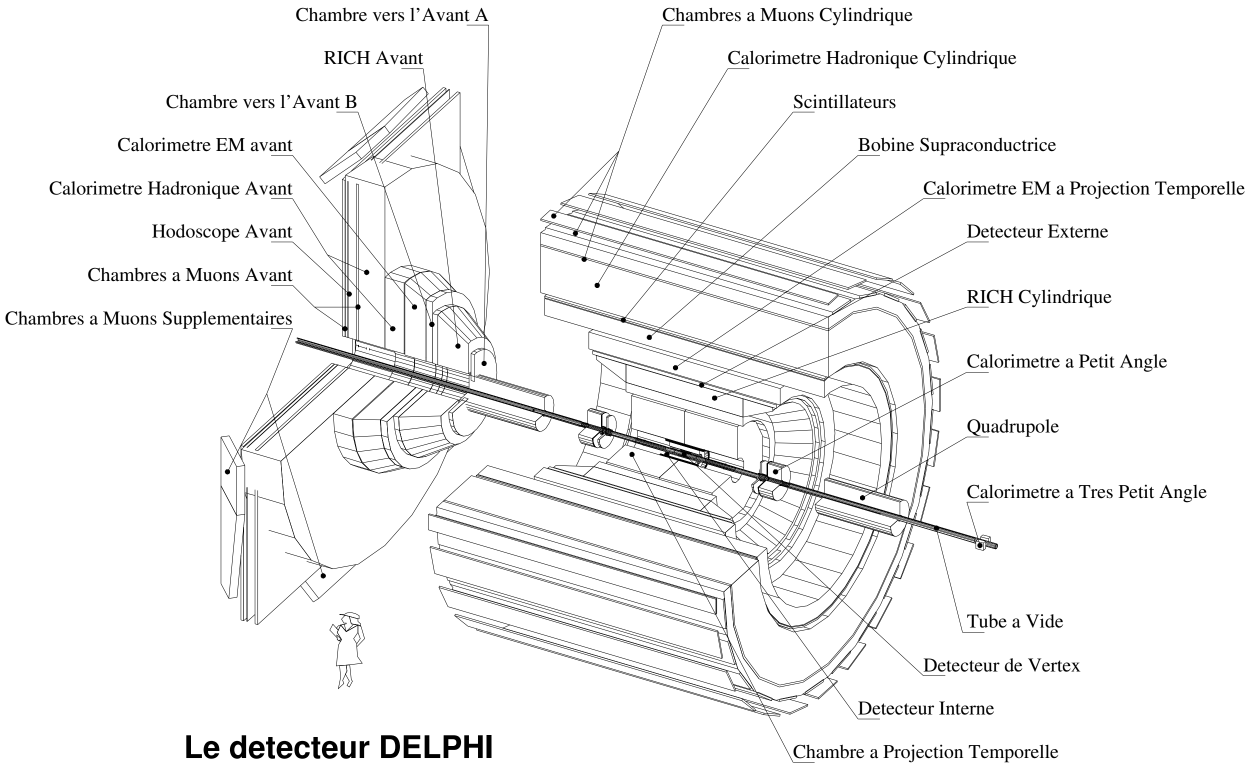


Figure 1.2: Vue d'artiste du détecteur DELPHI. La partie cylindrique et un des deux bouchons sont représentés.

DELPHI est l'un des quatre détecteurs installés au L.E.P. qui enregistrent les produits de désintégration du Z. Chacun de ces détecteurs est constitué d'un ensemble de dispositifs permettant de mesurer leurs paramètres (charge, quantité de mouvement, énergie, masse). Lors de la conception de DELPHI, acronyme de *DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification* [1], l'accent a été mis sur l'identification des particules. Un des modules, le RICH, est entièrement dédié à cette tâche. Il représente par sa complexité et sa nouveauté un pari technologique. Après quelques problèmes de jeunesse pendant les premières années de prise de données, il est maintenant pleinement opérationnel et apporte aux analyses des informations précieuses.

DELPHI est constitué de modules imbriqués dont les fonctions sont différentes, spécifiques et complémentaires. Le détecteur couvre pratiquement tout l'angle solide autour du point d'interaction (95%). Il est composé d'une partie cylindrique et de deux bouchons pour assurer l'herméticité (figure 1.2). Des modules situés à très bas angle sont utilisés pour mesurer la section efficace de diffusion Bhabha, afin de déterminer avec précision le nombre d'événements enregistrés dans DELPHI.

DELPHI permet :

- de reconstruire en trois dimensions les trajectoires des particules chargées;
- d'identifier les particules chargées dans certains domaines de quantité de mouvement;
- de mesurer l'énergie des particules neutres et chargées.

De fait, nous décrirons les modules en les associant par spécificité :

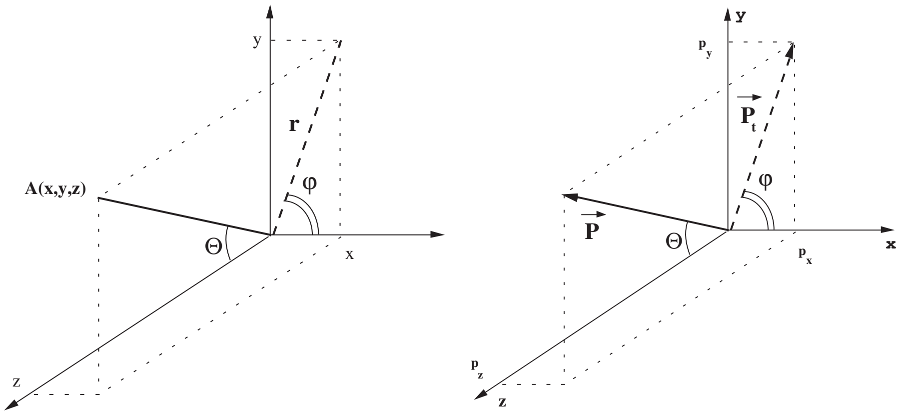
- reconstruction des trajectoires des particules chargées;
- mesure des dépôts d'énergie électromagnétique et hadronique;
- identification des particules.

Toute la partie centrale de DELPHI baigne dans un champ magnétique de 1,23 tesla produit par une bobine supraconductrice. Les trajectoires des particules chargées sont courbées par l'action de ce champ et on détermine leur quantité de mouvement par mesure du rayon de courbure.

Le système de coordonnées de DELPHI Sur la figure 1.3 est représenté le système d'axes choisi dans DELPHI. L'axe z, parallèle à l'axe des faisceaux, est tel que le champ magnétique est dirigé selon les z croissants. Les particules chargées s'enroulent autour du champ magnétique en formant des hélices. Projetées dans le plan xy, ces hélices forment des cercles. On sépare donc l'espace en deux parties : le plan perpendiculaire xy et l'axe z.

On a coutume de parler de coordonnées $r\varphi$ (qui permettent de repérer un point dans le plan perpendiculaire xy) et z. Pour une quantité de mouvement représentée par un vecteur $\vec{p}$, la quantité de mouvement perpendiculaire correspondante $\vec{p_t}$ est la projection de $\vec{p}$ dans le plan xy.

Après une brève description des modules de DELPHI dont les figures sont présentées dans la référence [1], nous décrirons en détail dans l'annexe A les caractéristiques et performances des modules plus particulièrement utilisés dans cette analyse : le détecteur de vertex, la chambre à échantillonage temporel et le détecteur à imagerie Tchérenkov.



(a) (b)

Figure 1.3: Le système de coordonnées de DELPHI. θ représente l'angle polaire et φ l'angle azimutal. Le champ magnétique $\vec{B}$ est dirigé selon les z croissants. (a) Un point $A(x, y, z)$ est localisé par les coordonnées $(r, r\varphi, \theta)$. (b) Un vecteur $\vec{p}$ est caractérisé par les trois quantités p_x, p_y et p_z. La quantité de mouvement $\vec{p_t}$ est la projection de $\vec{p}$ dans le plan perpendiculaire xy.

1.2.1 La reconstruction des trajectoires des particules chargées

Quatre modules de DELPHI assurent la reconstruction des traces chargées et la mesure de leur quantité de mouvement dans la partie cylindrique. Dans le plan $r\varphi$, la précision sur la détermination du point de passage varie de 8 μm près du point d'interaction à environ 1 mm après avoir traversé 5 m de détecteur. La précision sur la coordonnée z est moins bonne, de l'ordre d'un mm. Depuis 1994, le détecteur de vertex permet une mesure de la coordonnée z avec une précision d'environ 30 μm. Dans les bouchons, la reconstruction des traces est complétée par deux modules supplémentaires.

Mesure de la quantité de mouvement La quantité de mouvement dans le plan perpendiculaire p_{xy} d'une particule chargée est obtenue par mesure de la flèche F de la trajectoire sur une distance L :

$$p_{xy} = \frac{0,3\ BL^2}{8\ F} \quad \text{avec} \quad \sigma(p_{xy}) = \frac{8\ p_{xy}^2}{0,3\ BL^2} \times \sigma(F) \tag{1.1}$$

où p est exprimé en GeV$/c$, B en tesla et L en mètres. Les détecteurs de trace avec une mesure en z (détecteur de vertex, partie périphérique du détecteur interne et chambre à échantillonage temporel) permettent d'estimer l'inclinaison θ de la trace et d'en déduire la composante p_z de la quantité de mouvement.

Le détecteur de vertex *(V.D.)* Il comporte trois couches cylindriques de silicium centrées sur l'axe des faisceaux et situées respectivement à 6,3 8,8 et 10,9 cm du point d'interaction. La couverture angulaire va de 25^0 à 155^0 pour la couche la plus proche du point d'interaction, de 36^0 à 144^0 pour la deuxième et de 43^0 à 137^0 pour la dernière. Chaque couche est formée de 24 secteurs. Chaque secteur couvre un angle $\varphi = 15^0$ et est constitué de quatre plaquettes de silicium. La lecture des informations s'effectue par l'intermédiaire de pistes en aluminium déposées parallèlement à l'axe z sur le silicium. Comme deux plaquettes voisines d'une même couche ont un recouvrement de 10% environ, on peut mesurer jusqu'à six points dans le plan $r\varphi$ par trace. Depuis 1994, les plaquettes de la première et de la dernière couche ont été équipées de pistes métalliques déposées perpendiculairement à l'axe des faisceaux et fournissent une coordonnée supplémentaire selon z.

La précision sur la coordonnée $r\varphi$, repectivement z, d'un point dans le détecteur de vertex est d'environ 8 μm , respectivement 14 μm / $\sin\theta$. Une description plus complète de ce module est proposée dans l'annexe A.

Le détecteur interne *(I.D.)* Il est constitué de deux parties. La première est une chambre à jets, divisée en 24 secteurs en φ. Chaque secteur comprend une chambre à dérive équipée de 24 fils de lecture qui mesurent la coordonnée $r\varphi$ avec une précision de 75 à 125 μm par point, en fonction de la distance de dérive. Après alignement, la précision de mesure dans le plan $r\varphi$ est de 50 μm par trace, et permet de séparer deux traces distantes de 1 mm. L'ambiguïté gauche-droite de la chambre à jets est levée par cinq couches cylindriques de chambres proportionnelles (figure 1.7.a). Chaque couche comprend 192 fils parallèles à l'axe z et 192 pistes perpendiculaires aux fils. On obtient ainsi cinq points $(r\varphi\ ,z)$ supplémentaires. La résolution sur la coordonnée $r\varphi$ est de 1mm. Pour la coordonnée z, la résolution varie de 0.4 mm à 1 mm en fonction de l'angle de la trace avec l'axe z.

La chambre à échantillonage temporel *(T.P.C.)* C'est l'élément principal de reconstruction des traces. Pour la suite, nous utiliserons par habitude son abréviation anglaise : T.P.C., pour *Time Projection Chamber*. Elle fournit jusqu'à 16 points de mesure $(r, r\varphi\ , z)$ et se présente sous la forme d'un cylindre long de 2×130 cm pour un rayon allant de 29 à 122 cm. Ce cylindre comporte à chaque extrémité un plan équipé de chambres à fils proportionnelles. La coordonnée z des traces est obtenue par mesure du temps de dérive des électrons d'ionisation sous l'action d'un champ électrique, parallèle au champ magnétique. Le point d'impact des électrons sur les plans terminaux donne la coordonnée $r\varphi$. La résolution typique est de 250 μm en $r\varphi$ et de 700 μm en z. La mesure additionnelle de la perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) permet l'identification des particules de petite quantité de mouvement, typiquement inférieures à un GeV/c. Les caractéristiques et performances de ce module seront abordées plus en détail dans l'annexe A.

Le détecteur externe *(O.D.)* Afin d'augmenter le bras de levier pour améliorer la reconstruction des traces chargées et la détermination de leur quantité de mouvement, DELPHI dispose du détecteur externe, situé après le RICH, à 198 cm du point d'interaction. Il est composé de 24 secteurs de 145 tubes à décharge chacun, répartis en cinq couches. Il fournit jusqu'à cinq points de mesure en z et $r\varphi$ par trace ($\sigma_{r\varphi} = 110$ μm, σ_z = 3,5 cm).

Les chambres avant A *(F.C.A.)* Elles sont placées de part et d'autre de la T.P.C., dans les bouchons. L'élément de base est un tube à décharge de section carrée, qui contient sur toute la longueur un fil anodique et dont un côté sert de cathode. Cent vingt huit tubes sont assemblés côte à côte et forment un plan. Deux plans de tubes sont superposés et décalés d'une distance d'un demi-tube. Enfin, une chambre se compose de trois bi-plans superposés et tournés les uns par rapport aux autres d'un angle de 120^0. L'orientation des fils permet de reconstruire en trois dimensions le point de passage d'une trace avec une précision de 150 μm pour une couverture angulaire allant de 11^0 à 33^0.

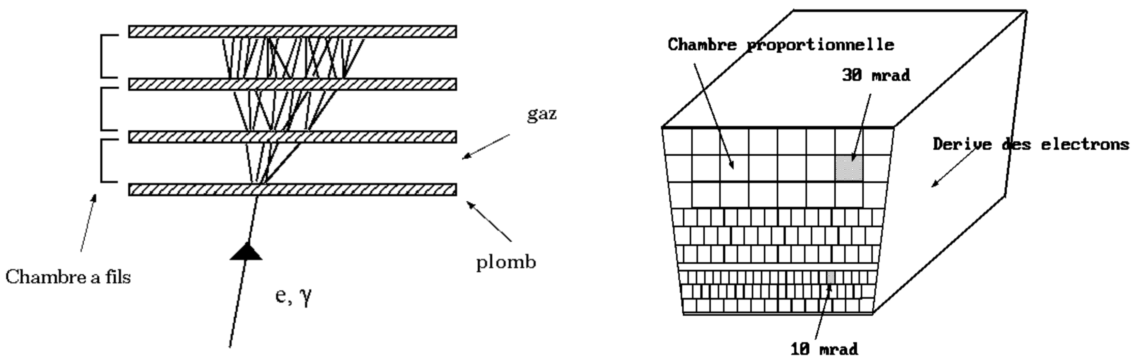
Les chambres avant B *(F.C.B.)* Elles sont situées derrière le RICH avant et sont composées de 12 plans de fils groupés en 6 bi-plans tournés de 120^0 les uns par rapport aux autres. Elles permettent de mesurer les points de passage dans le plan xy avec une précision d'environ 120 μm en x et en y.

En combinant les informations des quatre modules centraux, on atteint une précision relative sur la mesure de la quantité de mouvement de $\sigma(p)/p = 0,00057 \times p$ où p est exprimé en GeV/c , soit 2,6% sur la mesure de la quantité de mouvement d'un muon de 45,6 GeV/c .

1.2.2 La mesure des dépôts d'énergie électromagnétique et hadronique

Jusqu'à présent, nous n'avons pas parlé des particules neutres. C'est grâce aux calorimètres que l'on peut les détecter. La partie centrale et les bouchons du détecteur contiennent chacun deux modules de calorimétrie, qui mesurent l'énergie des particules neutres et chargées : un module électromagnétique et un module hadronique.

Le calorimètre électromagnétique à échantillonage temporel *(H.P.C.)* Il permet la reconstruction en trois dimensions de la distribution de charge des gerbes électromagnétiques induites par les leptons, les photons et les hadrons pour une couverture angulaire allant de 43^0 à 137^0. Chacun des 144 modules indépendants du calorimètre, groupés en six anneaux de 24 modules, comporte 41 plans de plomb superposés. Les plans, qui sont composés de fils de plomb adjacents, sont espacés de 8 mm. L'espace libre est rempli de gaz qui se trouve ionisé par le passage des particules chargées créées dans la gerbe (figure 1.4.a). On applique aux fils de plomb un dégradé de potentiel qui permet la dérive des électrons d'ionisation sur une distance maximale de 85 cm, selon le même principe que la T.P.C. Après dérive, la charge d'ionisation est mesurée par neuf chambres proportionnelles mono-fil, placées à des rayons croissants. L'épaisseur d'un module représente au total 18 longueurs de radiation. La granularité est de 4 mm selon l'axe z et 1^0 en azimut. La gamme dynamique s'étend du minimum d'ionisation à 50 GeV . La résolution sur la mesure de l'énergie électromagnétique est typiquement de $\sigma(E) = 26\%/\sqrt{E} \oplus 0,046\%$ où E est exprimé en GeV. Au niveau où la gerbe électromagnétique atteint son maximum, après 4,5 longueurs de radiation, on a inséré un plan de scintillateurs dans l'espace libre entre les convertisseurs. La réponse rapide des scintillateurs est utilisée par le système de déclenchement qui sera décrit dans la section 1.3.2. Un module est représenté sur la figure 1.4.b.



(a) (b)

Figure 1.4: Calorimétrie électromagnétique. (a) Gerbe électromagnétique engendrée dans les plaques de plomb du calorimètre par le passage d'un photon ou d'un électron. Les particules chargées de la gerbe ionisent le gaz entre les plaques de plomb. (b) Vue en perspective et granularité des chambres proportionnelles de lecture des signaux d'un des 144 modules du calorimètre.

Le calorimètre électromagnétique avant *(F.E.M.C.)* La technique utilisée dans ce calorimètre est plus classique. Il consiste en l'assemblage de 9064 blocs de verre au plomb en forme de pyramide tronquée qui pointent vers la zone d'interaction primaire. Sa couverture angulaire va de 10^0 à $36{,}5^0$ ($143{,}5^0$ à 170^0 pour le deuxième bouchon). Chaque bloc de verre au plomb à une épaisseur de 20 longueurs de radiation.

Le calorimètre hadronique central *(H.A.B.)* Il est situé après la bobine supraconductrice et comporte 24 secteurs couvrant les angles polaires de $42{,}6^0$ à $137{,}4^0$.

Chaque secteur comprend 19 couches de 5 cm, deux de 2.5 cm et une de 10 cm de fer, soit au total six longueurs d'interaction nucléaire, séparées par des détecteurs gazeux où sont détectées les particules chargées des gerbes hadroniques. Le rôle du fer est multiple : il permet de faire interagir les hadrons et les muons et il referme les lignes de champ magnétique. L'énergie des hadrons est déterminée avec une résolution inférieure à $\sigma(E) = 112\%/\sqrt{E} \oplus 0,21\%$ où E est exprimé en GeV.

Les calorimètres placés dans les bouchons ***(H.A.F.)*** utilisent le même principe, avec 19 couches de fer.

Les deux calorimètres électromagnétiques suivants sont destinés à la mesure de la luminosité, par comptage des événements de diffusion Bhabha à petit angle.

Le calorimètre à petit angle *(S.T.I.C.)* C'est un calorimètre à échantillonnage composé d'un assemblage de plaques de plomb et de scintillateur, pour une épaisseur de 27 longueurs de radiation. Il est traversé par des fibres parallèles à l'axe du faisceau qui transportent la lumière des scintillateurs vers des phototétrodes. L'énergie d'un électron de 45 GeV est déterminée avec une résolution de 3%. Les spécifications de ce module permettent une mesure de la luminosité avec une précision de 1 pour mille environ. Ce calorimètre a remplacé en 1993 un autre module, appelé SAT, dont la résolution était moins bonne.

La calorimètre à très petit angle *(V.S.A.T.)* Un tel module est très utile pour contrôler la luminosité et la dispersion des faisceaux de particules accélérées dans le L.E.P. Il est composé de diodes au silicium séparées par des absorbeurs de tungstène pour une épaisseur de 24 longueurs de radiation. Il détecte les électrons et les positons des diffusions Bhabha. Trois plans additionnels de détecteurs au silicium équipés de pistes de lecture permettent de mesurer la position des gerbes.

1.2.3 La détection des muons

Parmi toutes les particules créées dans les désintégrations du Z, les muons et les neutrinos sont les seuls à pouvoir traverser tout le détecteur. Nous ne nous intéresserons pas aux neutrinos qui n'interagissent que faiblement avec la matière et qu'on ne peut pas directement détecter. Par contre les muons sont chargés et on peut facilement les mettre en évidence. Pourquoi les muons sont-ils aussi pénétrants ?

Comme tous les leptons chargés, ils interagissent faiblement et électromagnétiquement avec la matière et ne sont pas sensibles à l'interaction forte : ils perdent principalement leur énergie par collisions inélastiques. A ce niveau, il convient de différencier le comportement des trois types de leptons chargés :

- La très faible masse de l'**électron** le rend plus sensible au rayonnement de freinage qu'aux collisions et il perd toute son énergie par rayonnement en traversant un milieu dense comme le plomb des calorimètres électromagnétiques. Un électron de 5 GeV parcourt 2 cm dans le plomb avant d'être entièrement stoppé.

- Le **muon** à une masse 200 fois plus importante et est 40 000 fois moins sensible au rayonnement de freinage que l'électron. Il perd lentement son énergie par collision inélastique : un muon de 5 GeV perd environ 300 MeV, respectivement 1,8 GeV en traversant les 15 cm de plomb du calorimètre électromagnétique, respectivement 110 cm de fer du calorimètre hadronique. Il peut traverser tout le détecteur sans se désintégrer ($c\tau\ =\ 660$ m).

- Le lepton **tau** est beaucoup plus lourd et a une très petite durée de vie ($c\tau = 88,6\ \mu$m). Il se désintègre avant d'être sorti du tube à vide.

Pour mettre en évidence les muons, on utilise de simples chambres à dérive placées à l'intérieur et à la sortie du calorimètre hadronique.

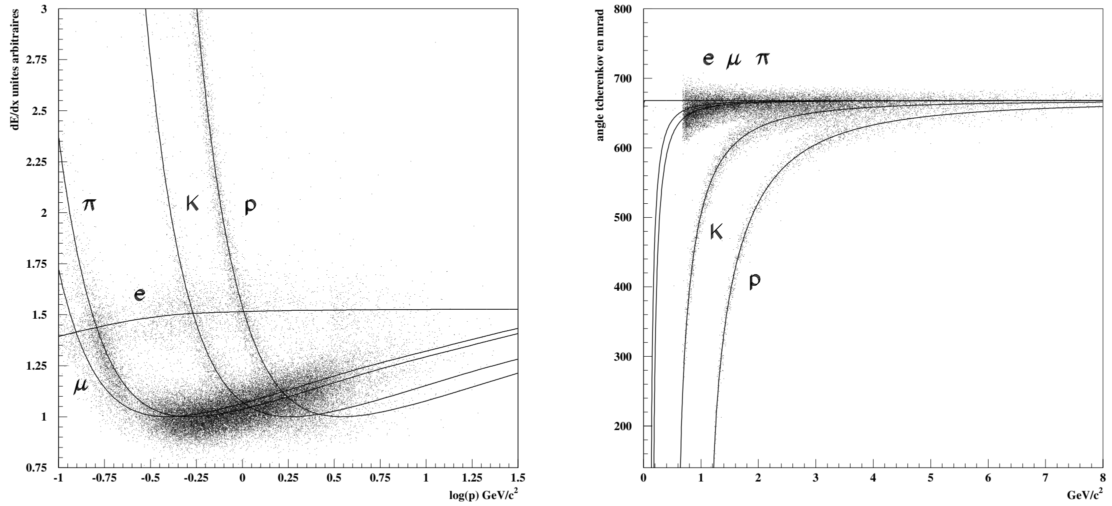
Les chambres à muons de la partie cylindrique *(M.U.B.)* La partie centrale contient 7 couches de chambres à dérive dont l'angle polaire varie entre 53^0 et 127^0. Elles sont disposées parallèlement à l'axe des faisceaux et groupées respectivement par paquets de trois, deux et deux. Le premier groupe est placé dans le calorimètre hadronique après 90 cm de fer. Le deuxième est situé après 20 cm supplémentaires de fer, à la fin du calorimètre. Enfin le dernier est placé à l'extérieur. Chaque chambre fournit par trace une coordonnée en $r\varphi$ et une en z. avec une résolution de 2 mm en $r\varphi$ et de 8 cm en z.

Les chambres à muons avant *(M.U.F.)* A la fin de chaque bouchon est placé un plan de détection pour mesurer les muons ayant traversé les calorimètres électromagnétique et hadronique. Chaque plan est formé de quatre quadrants carrés de 4,50 m de côté et de 8 cm d'épaisseur couvrant un angle polaire allant de 9^0 à 43^0 et de 137^0 à 171^0. Un quadrant contient deux couches de 22 chambres à dérive, disposées perpendiculairement. Les chambres ont une longueur de 4,35 m pour une largeur de 18,8 cm et contiennent un unique fil anodique placé en face d'une ligne à retard. On peut ainsi mesurer le temps de dérive des électrons d'ionisation de leur point de production jusqu'au fil anodique et la différence du temps de propagation du signal aux deux extrémités de la ligne à retard, ce qui permet d'estimer les coordonnées x et y du point de passage de la trace. La précision sur la mesure du point de passage est de 5 mm en x et en y.

Les chambres à muons supplémentaires *(S.M.C.)* Depuis 1994, on a disposé de nouvelles chambres à l'intersection des chambres à muons de la partie centrale et de la partie avant pour parfaire l'herméticité de la détection des muons. Grâce à ce nouveau module, on augmente d'environ 15% le nombre de muons reconstruits dans les jets de quarks lourds. Les traces sont localisées avec une précision d'environ 1 mm.

1.2.4 L'identification des hadrons chargés par imagerie Tchérenkov

L'originalité de DELPHI réside principalement dans l'utilisation de détecteurs à imagerie Tchérenkov. Ces modules donnent des informations précieuses en permettant la séparation des différents types de hadrons chargés dans un certain domaine de quantité de mouvement (de 0,7 à 40 GeV/c environ), en complément de l'identification par mesure du dE/dx dans la T.P.C. (figure 1.5).



(a) (b)

Figure 1.5: Identification des particules. (a) Dépôt d'énergie linéique mesuré dans la T.P.C. en fonction du logarithme de la quantité de mouvement. Sur les courbes théoriques sont placés les points expérimentaux. On remarque les bandes caractéristiques de chaque type de particule. (b) Mesure de l'angle Tchérenkov dans le RICH liquide pour les faibles quantités de mouvement. La séparation π / K s'étend de 0,7 GeV/c jusquà 3 GeV/c environ. Ces diagrammes seront repris en détail dans l'annexe A.

Le détecteur à imagerie Tchérenkov central *(RICH)* Nous décrirons plus en détail dans l'annexe A le fonctionnement de ce module. L'identification est basée sur la mesure de la lumière Tchérenkov produite par une particule chargée pendant son passage dans un certain milieu, en corrélation avec sa quantité de mouvement. Du fréon liquide à température ambiante est utilisé pour les faibles quantités de mouvement, tandis que les particules rapides sont caractérisées par du fréon gazeux. Les photons Tchérenkov sont convertis en électrons dans un tube à dérive. Ces électrons sont détectés par une chambre proportionnelle à fils. Finalement, le traitement des données permet de déterminer la valeur de l'angle Tchérenkov et par là d'identifier les particules.

Le détecteur à imagerie Tchérenkov avant *(FRICH)* Ce module est pleinement opérationnel depuis 1994. Sa géométrie est différente car le champ électrique de dérive des électrons n'est pas parallèle au champ magnétique. Il comporte aussi un radiateur liquide et un radiateur gazeux.

1.3 Le système de contrôle de DELPHI

L'expérience DELPHI est située dans un souterrain, à une centaine de mètres sous terre. Comme dans toute expérience, on doit pouvoir contrôler les paramètres du détecteur pour assurer un bon fonctionnement et lire les informations enregistrées lors d'un événement. Ces deux aspects sont qualitativement différents.

La surveillance du détecteur met en jeu des processus lents, susceptibles de varier significativement en plusieurs minutes, voire en quelques heures. Par contre, l'acquisition des données dépend de la fréquence des interactions des faisceaux : le système doit être capable d'aller lire les quelques 200 000 voies d'électronique à la sortie des modules tous les 2 croisements de faisceaux environ.

1.3.1 Le contrôle des modules

Les 16 modules du détecteur nécessitent un contrôle constant :

- surveillance et enregistrement dans une base de données des pressions et des températures qui serviront dans le traitement des données brutes;
- surveillance du flux et de la composition des gaz qui alimentent les différents modules;

- contrôle et modification des tensions nécessaires aux bon fonctionnement de l'électronique d'acquisition, des hautes tensions appliquées aux fils des chambres proportionnelles et des très hautes tensions qui permettent la dérive des électrons d'ionisation.

Les programmes de contrôle tournent sur des plateformes VAX et commandent les modules par l'intermédiaire de systèmes G64. Les bonnes performances du système permettent en temps normal à un seul opérateur de surveiller et de contrôler tout le détecteur [2].

1.3.2 Le système de déclenchement

Dans ce paragraphe, nous parlerons de déclenchements, qui sont des événements discrets et aléatoires. Nous avons choisi de ne pas exprimer les taux correspondants en hertz à cause de la non périodocité des événements. Nous exprimerons ces taux en nombre d'occurence par unité de temps (s^{-1}).

Environ un croisement de faisceaux sur 10 000 produit un Z. Afin de ne pas surcharger le système d'acquisition, on utilise un système de déclenchement basé sur le nombre de traces reconstruites et les dépôts d'énergie dans les calorimètres pour n'enregistrer que les événements intéressants. On rejette par exemple les particules créées lorsqu'un électron du faisceau interagit avec les parois du tube à vide, où lorsqu'une particule cosmique traverse le détecteur (tableau 1.2). En effet, le traitement complet d'un événement prend plusieurs microsecondes et l'acquisition est bloquée pendant ce temps.

Type d'évenement	taux d'occurence
Diffusion Bhabha	$\approx$ 2,0 s^{-1}
$e^+ \, e^- \to$ Z	$\approx$ 1,0 s^{-1}
Rayons cosmiques	$\approx$ 1,3 s^{-1}
Autres types de collision dans le tube à vide	$\approx$ 2,2 s^{-1}

Tableau 1.2: Taux d'occurence des phénomènes physiques enregistrés dans DELPHI.

Le système de déclenchement comporte quatre niveaux : les deux premiers sont synchronisés avec le signal de croisement des faisceaux qui définit le début de l'acquisition et de la numérisation des signaux. Une analyse purement électronique des signaux électriques recueillis à la sortie de certains modules donne la réponse du premier niveau, alors que les composantes du deuxième niveau sont analysées par des micro-processeurs qui recherchent la présence de traces (tableau 1.3). Les déclenchements des troisième et quatrième niveaux sont le résultat d'une analyse plus fine et désynchronisée des signaux par des programmes appropriés.

Le premier niveau fait intervenir des détecteurs rapides et donne une réponse en 3 μs. Il est entièrement basé sur une analyse rapide des signaux électriques. Si la réponse du premier niveau est négative, les mémoires de l'électronique de lecture sont vidées et préparées pour le croisement de faisceaux suivant.

La décision du deuxième niveau prend 40 μs et utilise les informations des modules à longue dérive qui sont collectées en 23 μs. Le traitement des signaux électriques est confié à des micro-processeurs de châssis. Lorsque la réponse est positive, soit deux à cinq fois par seconde, l'algorithme du troisième niveau de déclenchement est lancé et l'acquisition est alors bloquée pour 3,5 ms. Dans le cas contraire, les mémoires sont préparées pour l'événement suivant. Quatre croisements de faisceaux ont étés perdus pendant l'opération.

Un calcul simple permet d'estimer le nombre de Z perdus pendant les temps morts de l'acquisition. Lorsque le premier niveau est validé, soit environ 1000 fois par seconde, la procédure de calcul de la valeur du deuxième niveau est lancée, avec un temps de réponse de 40 μs. Pendant ce temps, aucune nouvelle donnée n'est stockée, soit un temps mort de 40 ms par seconde. Quatre pour cent des événements sont donc perdus avec le premier niveau de déclenchement. Si le deuxième niveau est validé, soit environ quatre fois par seconde, l'acquisition est bloquée pendant 3,5 ms. Le temps mort correspondant est de 14 ms par seconde, soit 1,4 % d'événements perdus. Globalement, le temps de réponse des deux premiers niveaux de déclenchement fait perdre environ 6 % des événements Z.

niveau de déclenchement	modules utilisés
T1	T.P.C., I.D., O.D., T.O.F., H.P.C., S.T.I.C., M.U.B.
T2	T.P.C., O.D., S.T.I.C., M.U.B., M.U.F.

Tableau 1.3: Provenance des signaux électriques utilisés par les déclenchements de premier et de deuxième niveaux.

Le déclenchement de troisième niveau est basé sur une analyse plus fine des données collectées et sert principalement à classer les événements par type de désintégration et à rejeter les événements non physiques. Il prend typiquement 30 ms et garde 56% des événements ayant passé le deuxième niveau.

Le quatrième niveau de déclenchement analyse les 44% rejetés par le deuxième niveau et en récupère 18%. Le traitement correspondant prend de 300 à 500 ms.

L'efficacité du déclenchement dans le domaine d'acceptance du détecteur DELPHI ($0^o \leqslant \phi \leqslant 360^0$ et $20^o \leqslant \theta \leqslant 160^o$) est supérieure à 99,9 % pour les événements leptoniques et hadroniques.

niveau de déclenchement	temps de réponse	taux de déclenchement
T1	3 μs	$\approx$ 1000 s^{-1}
T2	40 μs	de 2 à 5 s^{-1}
T3	50 ms	$\approx$ 2 s^{-1}
T4	$\approx$ 400 ms	$\approx$ 2 s^{-1}

Tableau 1.4: Temps de réponse et taux de déclenchement des quatre niveaux de déclenchement. Le premier niveau est basé sur une analyse rapide et synchronisée des signaux électriques de certains modules par de l'électronique de bas niveau (discrimination et opérations logiques ET/OU). La décision du deuxième niveau est obtenue par analyse synchronisée des signaux par des micro-processeurs. Les deux derniers niveaux sont obtenus par traitement plus complet des signaux par des programmes d'analyse dans des micro-processeurs.

1.3.3 Le système d'acquisition des données

Le système d'acquisition de DELPHI est capable de lire les 200 000 canaux d'électronique avec des taux de déclenchement pouvant aller jusqu'à 20 s^{-1} et permet de traiter chaque module indépendamment pour faciliter des opérations comme l'étalonnage ou les tests individuels [3, 4].

L'acquisition est organisée de façon arborescente : les signaux électriques en provenance des modules sont traités, numérisés et stockés dans des mémoires tampons (FEB). Les cartes électroniques de discrimination, traitement, numérisation et mémorisation du signal sont placées dans des châssis. Un module comporte ainsi un nombre plus ou moins important de châssis capable de lire toutes ses voies d'électronique. Chaque châssis est en général contrôlé par un processeur de châssis (CP), au standard FASTBUS.

Pendant les premières microsecondes de l'acquisition, les signaux électroniques de certains modules (tableau 1.3) sont analysés en parallèle pour obtenir la valeur logique du premier et/ou du deuxième niveau de déclenchement. Si la réponse est négative, les mémoires tampon sont vidées et préparées pour l'événement suivant. Par contre, si l'événement est accepté par les deux premiers niveaux du déclenchement, le contenu des mémoires tampons de chaque châssis est transféré dans la mémoire de châssis (CEB) par le processeur de châssis (CP), ce qui prend environ 3 ms.

Le contenu de toutes les mémoires de châssis d'un module donné est transféré dans une mémoire tampon multi-événements (MEB) par un processeur local d'événement (LES). On remarque au passage que l'acquisition des signaux de chaque module se déroule indépendamment des autres. Cette spécificité augmente la rapidité par un traitement en parallèle des données. Elle permet aussi l'étalonnage d'un module donné sans bloquer l'acquisition générale.

Finalement, le contenu des mémoires tampons multi-événement est structuré puis transféré dans la mémoire globale d'événement (GEB) par le processeur global d'événement (GES)[1]. Le contenu de la mémoire globale d'événement est analysé par des programmes qui donnent les valeurs des troisième et quatrième niveaux de déclenchement. Enfin, ces données brutes sont copiées sur disque, puis stockées sur bande magnétique. Le système d'acquisition est schématisé sur la figure 1.6.

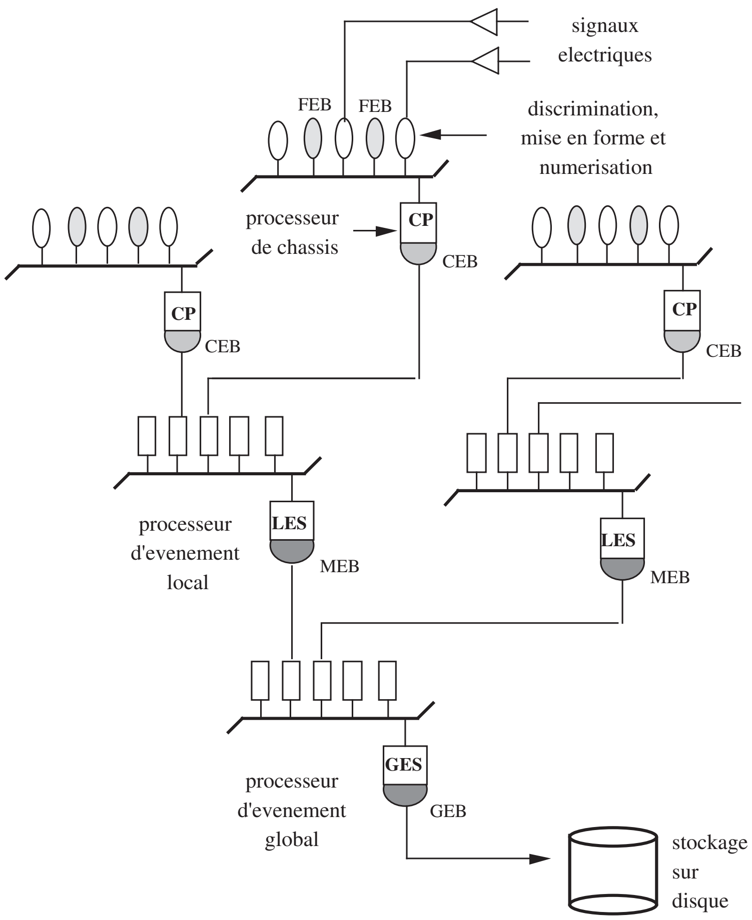


Figure 1.6: Représentation schématique du système d'acquisition de DELPHI. La structure aborescente permet de traiter en parallèle et indépendamment les signaux électriques de chaque module. A la fin de l'acquisition, les données sont stockées sur disque.

DELPHI utilise environ 150 châssis au standard FASTBUS et 70 processeurs d'interface FASTBUS dont 52 comme processeurs de châssis, 11 comme processeurs locaux d'évenement et un comme processeur global d'événement.

D'un point de vue pratique, toutes les étapes de l'acquisition sont gérées par des programmes de contrôle. Chaque processeur local d'événement reçoit des commandes (*Prepare toi pour l'acquisition, Commence l'acquisition, Fais une pause, Reprends*

[1]Les processeurs utilisés pour le transfert des données (CP, LES et GES) sont des micro-processeurs Motorola 68020 cadencés à 16 Mhz. Ils sont équipés d'une EPROM de 1Mb contenant le système d'exploitation OS9 et tous les programmes de communication

l'acquisition, Termine l'acquisition) et envoie des états (*Prêt, Pas Prêt, Acquisition en cours, ...*).

Il existe une couche intermédiaire appélée SMI (*State Management Interface*) entre l'utilisateur et les processeurs locaux d'événements qui permet à l'utilisateur de voir l'état des processeurs et de lancer des actions de façon tranparente.

1.3.4 Le contrôle des données

Depuis 1992, on contrôle systématiquement la qualité pendant la prise de données. Le programme d'analyse en différé de DELPHI, appelé DELANA (pour *DELphi ANAlysis package*) est utilisé pour reconstruire les événements à partir des données brutes. Les histogrammes de quantités physiques extraites des données qui viennent d'être enregistrées sont comparés à des histogrammes de référence et permettent de déceler rapidement les éventuels problèmes de fonctionnement du détecteur.

1.4 Le traitement et la réduction des données

Les bandes de données brutes ne contiennent que la transcription numérique des signaux enregistrés par chacun des 16 modules. Avant d'analyser ces signaux pour reconstruire les caractéristiques de l'événement (trajectoire des particules chargées, énergie déposée dans les calorimètres, ...), il convient d'étalonner et d'aligner les modules.

L'étalonnage des modules (réponse de l'électronique de lecture, ajustement des seuils, mesure de la vitesse de dérive des électrons d'ionisation pour les modules à dérive, origine des temps pour mesurer la durée de dérive, ...) est en général effectué pendant des périodes où il n'y a pas de collisions e^+e^- et les résultats sont stockés dans une base de données.

1.4.1 L'alignement des modules

L'alignement consiste en la localisation spatiale des modules par rapport au point origine de DELPHI. Toute la procédure est basée sur l'analyse des événements Z $\rightarrow \mu\mu$. Les deux muons émis dos-à-dos avec une énergie de 45,6 GeV sont des particules très pénétrantes et traversent tout le détecteur en ligne quasi droite : la flèche est de 4 mm seulement pour un bras de levier de 2 m (figures 1.7 et 1.8).

Une fois les plaquettes du V.D. alignées[2], ce module est considéré comme un corps fixe. On utilise dans un premier temps les éléments de trace des muons reconstruits dans le détecteur de vertex et dans le détecteur externe. Le détecteur de vertex permet de déterminer avec une grande précision les points de passage des muons. Cependant, ce module est déplacé à chaque arrêt de la machine, soit environ trois fois par an, pour pouvoir accéder aux modules centraux du détecteur DELPHI. L'utilisation conjointe du détecteur externe permet d'avoir un grand bras de levier ($\approx$ 2 m) et disposer d'un point de référence stable.

L'alignement en $r\varphi$ de la T.P.C. et de l'I.D. s'obtient en minimisant la distance entre les éléments de trace reconstruits dans la T.P.C. et l'I.D., et la trajectoire obtenue à partir des éléments de trace du V.D. et de l'O.D.. Nous appelerons par la suite *résidu* une telle distance.

La procédure d'alignement en z a évolué au cours du temps. Elle était initialement uniquement basée sur la T.P.C. qui mesurait le plus précisement cette coordonnée. En 1993, la résolution sur un segment de trace dans la T.P.C. était de 700 μm, soit une erreur de 900 μm environ au niveau du périgée. L'instabilité de la vitesse de dérive[3] des électrons d'ionisation dans le gaz de la T.P.C., dont dépend la mesure de la coordonnée z, a conduit à utiliser en parallèle l'I.D., de moins bonne précision, mais très stable dans le temps. Depuis 1994, le V.D. permet de mesurer avec une précision de 70 μm au niveau du périgée la coordonnée z des traces chargées.

Une fois les modules de la partie cylindrique alignés (V.D., I.D., T.P.C., O.D.), on extrapole les éléments de traces à bas angle reconstruits dans la T.P.C. vers les bouchons pour aligner les chambres F.C.B. Enfin, on aligne les chambres F.C.A. en minimisant les résidus par rapport aux trajectoires reconstruites à partir des éléments de trace de la T.P.C. et des F.C.B. Cet alignement de la partie avant est très sensible aux distortions en z de la T.P.C. et ne peut être effectué que si la partie centrale est correctement alignée.

La position des différents modules est finalement stockée dans une base de données.

[2]L'alignement interne de ce module sera expliqué en détail dans l'annexe A

[3]La vitesse de dérive est fonction de paramètres qui varient au cours du temps : citons entre autres la pression et la composition du gaz.

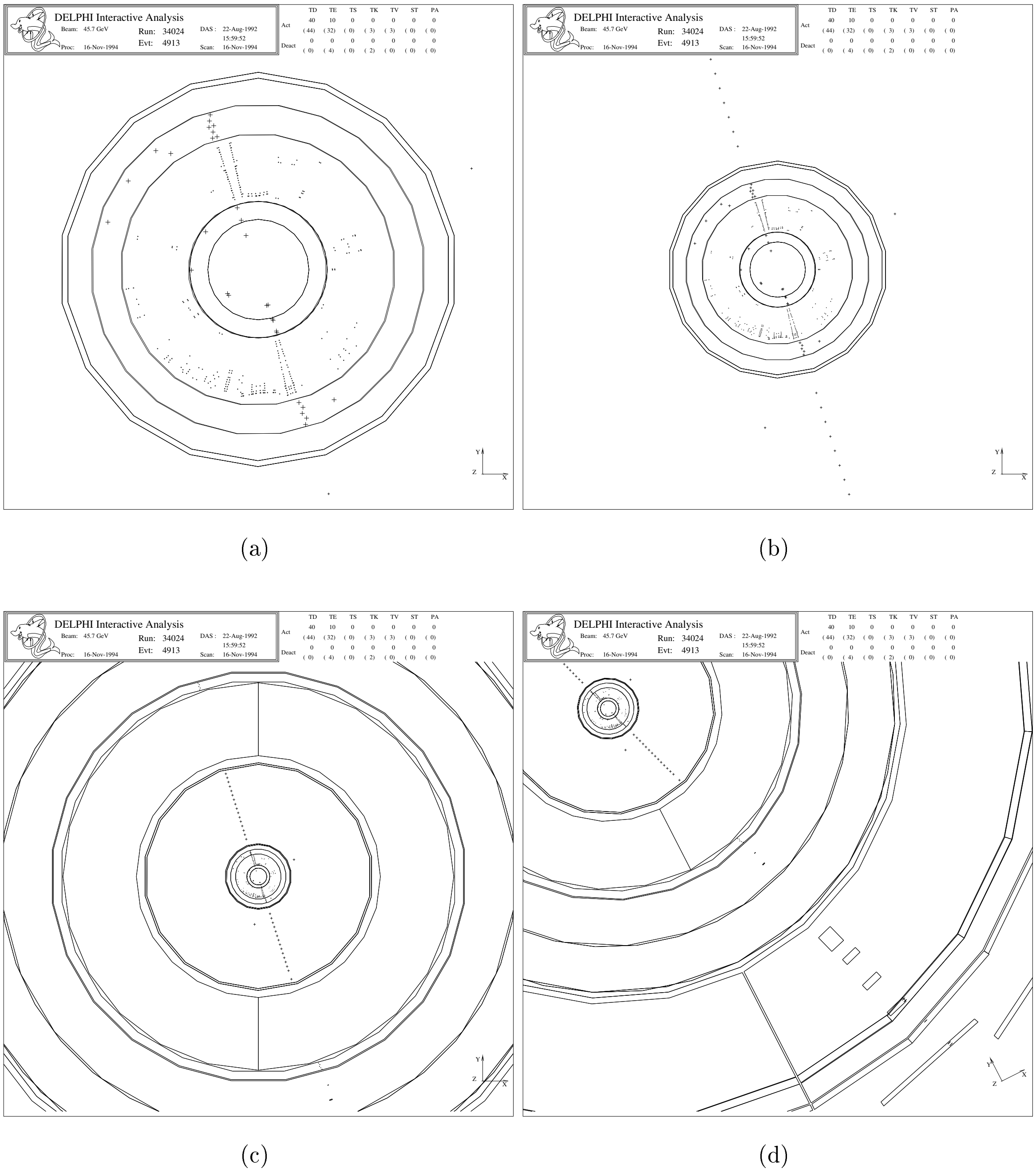
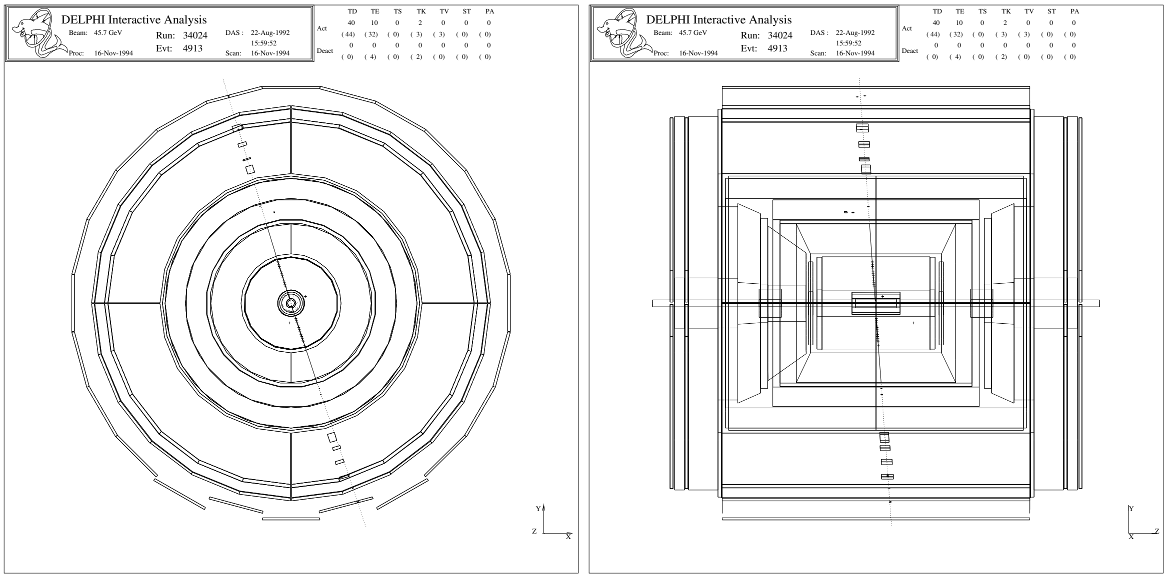


Figure 1.7: Exemple d'événement à deux muons utilisé pour l'alignement des modules du détecteur. (a) Partie centrale du détecteur, proche du point d'interaction. On distingue les points de passage dans le détecteur de vertex et dans le détecteur interne. L'ambiguïté gauche-droite dans les chambres à jets est levée par la deuxième partie du détecteur interne. (b) Les points de passage dans la T.P.C. sont maintenant visibles. (c) Le RICH, situé directement après la T.P.C., ne donne aucune information pour la reconstruction des traces. Au-delà du RICH, le détecteur externe donne un dernier point de mesure, à près de deux mètres du point d'interaction. (d) Tout un quadrant du détecteur est représenté. Le dépôt d'énergie électromagnétique est faible et la perte d'énergie par rayonnement de freinage négligeable. La perte d'énergie est nettement plus importante quand le muon traverse les 110 cm de fer du calorimètre hadronique. On peut remarquer que l'énergie est déposée de façon relativement constante, caractéristique du passage d'un muon. Les trois couches de chambres à muons, situées à la périphérie du calorimètre hadronique permettent de mesurer les points de passage des particules.



(a) (b)

Figure 1.8: Les deux traces de l'événement précédent sont reconstruites. (a) Vue dans le plan xy de l'événement. (b) Vue longitudinale dans le plan yz qui permet de voir la structure de DELPHI comportant un ensemble de modules de forme cylindrique imbriqués et deux bouchons terminaux.

1.4.2 La reconstruction des événements

Après étalonage et alignement des modules, les données brutes résultant du traitement des signaux électriques des modules de DELPHI sont utilisées pour la reconstruction des événements.

Les signaux propres à chaque module sont partitionnés : les signaux groupés dans le temps et dans l'espace sont associés en paquets pour former des éléments de trace. Les éléments de trace de la T.P.C., qui est le module de reconstruction principal, sont extrapolés et associés aux éléments des autres modules de reconstruction de trace. Chaque trace ainsi obtenue est alors extrapolée :

- Vers les calorimètres où elle est associée aux dépôts d'énergie voisins. A la fin de la procédure itérative, les dépôts d'énergie restants sont associés à des traces neutres;
- Vers les détecteurs à imagerie Tchérenkov. La mesure combinée de la position des photo-électrons Tchérenkov, de la quantité de mouvement et du point de passage de la trace permet d'estimer l'angle du cône de lumière et donc la masse de la particule, comme expliqué dans l'annexe A.

L'ajustement final permet d'obtenir les quantités physiques associées aux traces (quantité de mouvement, énergie, charge, masse, paramètre d'impact par rapport à l'origine de DELPHI) qui seront stockées sur bandes sous la forme de données résumées.

Bibliographie

[1] P.Abreu at al., The DELPHI detector at LEP, DELPHI collab., NIM **A303** 1991 233-276.

[2] T.Adye et al., The slow controls of the DELPHI experiment at LEP, DELPHI note 93-12 DAS 140.

[3] T.Adye et al., The DELPHI experiment control, DELPHI note 92-146 DAS 132.

[4] W.Adam et al., The DELPHI fastbus data acquisition system, DELPHI note 91-92 DAS 112.

Chapitre 2

Le modèle standard et la physique de la beauté. La théorie effective des quarks lourds.

Le modèle standard — La chromodynamique quantique — La théorie effective des quarks lourds — Deux estimations de la masse du méson $\mathrm{B_s}$ *à partir de la théorie effective des quarks lourds et d'un modèle de potentiel — La désintégration des hadrons beaux — Calcul des taux de désintégration — Petit historique de la physique de la beauté — Comparaison des différentes sources de production des hadrons beaux.*

2.1 Le modèle standard

Depuis plus de 20 ans, le modèle standard [1] décrit les interactions entre les particules de spin 1/2, ou *fermions*, considérées à ce jour comme élémentaires : les quarks (tableau 2.1) et les leptons (tableau 2.2).

Il est basé sur la symétrie de jauge de couleur de l'interaction forte, d'isospin faible et d'hypercharge de l'interaction électrofaible $\mathrm{SU}(3)_C \times \mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$, associée à 12 bosons de jauge qui véhiculent les forces entre fermions et dont les caractéristiques sont décrites dans le tableau 2.3.

	u	c	t
charge	$+2/3$	$+2/3$	$+2/3$
masse	2-8 MeV/c^2	1,0-1,6 GeV/c^2	$\approx$ 179 GeV/c^2
	d	s	b
charge	$-1/3$	$-1/3$	$-1/3$
masse	5-15 MeV/c^2	100-300 MeV/c^2	4,1-4,5 GeV/c^2

Tableau 2.1: Charge (rapportée à la valeur absolue de la charge de l'électron) et masse des quarks [2]

	e	μ	τ
charge	-1	-1	-1
masse	0,511 MeV/c^2	105 MeV/c^2	1,778 GeV/c^2
	ν_e	ν_μ	ν_τ
charge	0	0	0
masse	≈ 0	≈ 0	≈ 0

Tableau 2.2: Charge (rapportée à la valeur absolue de la charge de l'électron) et masse des leptons [2]

2.1.1 La matrice de mélange de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Dans le secteur électrofaible SU$(2)_L\times$U$(1)_Y$ du modèle standard, les fermions sont groupés en familles de doublets d'isospin faible de chiralité[1] gauche, qui se couplent aux courants faibles chargés, et de singulets d'isospin faible de chiralité droite :

Cependant, les états propres de masse des quarks (u, d, c, s, t, b) qui sont utilisés dans les lagrangiens d'interaction ne sont pas les mêmes que les états propres de l'interaction faible (u', d', c', s', t', b') qui se couplent aux bosons Z et W$^{\pm}$. On peut montrer que le couplage des quarks au Z est diagonal en termes de saveurs alors que le couplage au W

[1]Les projecteurs de chiralité gauche et droite séparent en deux composantes orthogonales un champ spinoriel ψ. La composante droite est définie par $\psi_R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\ \psi$ et la composante gauche par $\psi_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\ \psi$. Expérimentalement, il ne semble pas y avoir de couplage entre les bosons chargés de l'interaction faible et la partie droite des champs.

boson vecteur	interaction	masse (GeV/c^2)	charge électrique
γ	électromagnétique	0	0
Z	faible	91,187	0
W$^+$ et W$^-$	faible	80,22	$+1$ et -1
gluons	forte	0	0

Tableau 2.3: Les 12 bosons du modèle standard.

particules	$1^{\text{ère}}$ famille	$2^{\text{ème}}$ famille	$3^{\text{ème}}$ famille
leptons	$\begin{pmatrix}\nu_e \\ e\end{pmatrix}_L \quad e_R$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu \\ \mu\end{pmatrix}_L \quad \mu_R$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau \\ \tau\end{pmatrix}_L \quad \tau_R$
quarks	$\begin{pmatrix}u' \\ d'\end{pmatrix}_L \quad u'_R \quad d'_R$	$\begin{pmatrix}c' \\ s'\end{pmatrix}_L \quad c'_R \quad s'_R$	$\begin{pmatrix}t' \\ b'\end{pmatrix}_L \quad t'_R \quad b'_R$

Tableau 2.4: Classification en doublets et singulets de SU(2) des fermions du modèle standard.

fait intervenir une matrice de mélange entre familles de quarks.

Cette matrice de mélange complexe (3×3) [3] qui exprime la force du couplage entre quarks et courants chargés à été proposée en 1973 par Kobayashi et Maskawa [4] pour expliquer la violation de CP, en généralisant à trois familles le mélange des quatre premiers quarks décrit par la matrice de Cabibbo.

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

La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, ou matrice CKM.

La généralisation du mélange à n familles de particules fait intervenir une matrice complexe $(n \times n)$, comportant $2n^2$ paramètres. L'unitarité réduit le nombre de paramètres libres à n^2. Les champs de fermions sont définis à une phase globale près : le choix d'une phase absorbe $2n-1$ paramètres. Il reste donc finalement $(n-1)^2$ paramètres libres. Ces paramètres sont séparés en angles de rotations et en phases : une matrice $(n \times n)$ réelle, qui ne fait intervenir que des rotations, comporterait $n\ (n-1)/2$ degrés de liberté, soit $n\ (n-1)/2$ angles de rotation. Par complémentarité, on trouve $(n-1)\ (n-2)/2$ phases.

Dans le cas de deux familles de quarks, on retrouve le degré de liberté unique sous la forme de l'angle de mélange de Cabibbo. Dans le cas de trois familles, il y a quatre degrés de liberté, trois rotations et une phase. C'est cette dernière qui pourrait engendrer une violation de CP dans le modèle.

Il existe plusieurs paramétrisations de la matrice de CKM. Nous retiendrons par la suite la paramétrisation de Wolfenstein [5] qui exprime en puissances de l'angle de mélange de Cabibbo les différents paramètres et permet de mettre en évidence la hiérarchie des transitions entre familles de quarks. Elle fait intervenir les coefficients réels $\lambda = \sin\theta_c$ où $\theta_c = 0,2205 \pm 0,0018$ [2] est l'angle de mélange de Cabibbo, $A = 0,8 \pm 0,1$ dont la valeur est déduite de $|V_{cb}|$ à partir des désintégrations semi-leptoniques de mésons B [6] et ρ et η deux paramètres qui restent à déterminer expérimentalement, η

représentant la partie imaginaire de la phase, potentiellement responsable de la violation de CP :

$$(2.1)\quad \begin{pmatrix} V_{ud} & = & 1-\lambda^2/2 & V_{us} & = & \lambda & V_{ub} & = & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ V_{cd} & = & -\lambda & V_{cs} & = & 1-\lambda^2/2 & V_{cb} & = & A\lambda^2 \\ V_{td} & = & A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & V_{ts} & = & -A\lambda^2 & V_{tb} & = & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

2.1.2 La chromodynamique quantique

C'est la chromodynamique quantique (*quantum chromodynamics* ou *QCD*) qui décrit les interactions fortes entre quarks. Chacun des six quarks existe en trois couleurs, nombre quantique additionnel qui fut introduit, entre autre, pour expliquer l'existence du baryon Δ^{++}, puis du Ω^-, états liés de trois quarks de même saveur et de même spin, en opposition avec le principe de Pauli. Les forces entre quarks sont véhiculées par 8 gluons, particules colorées et sans masse, qui peuvent interagir entre elles. Les baryons sont composés d'une combinaison antisymétrique de trois quarks dont la somme des nombres quantiques de couleur est nulle alors que les mésons contiennent un quark et un antiquark, l'un avec une couleur et l'autre avec la couleur complémentaire, ou anticouleur. Les hadrons que nous observons nous apparaissent ainsi sans couleur.

La constante de couplage effective de QCD $\alpha_s(Q^2)$ a la particularité de décroître avec l'énergie ou encore de croître avec la distance (équation 2.2), alors que la constante de couplage électromagnétique g' a un comportement contraire. Cette particularité permet de suggérer le *confinement* des quarks à l'intérieur des hadrons : la force de rappel entre deux quarks qui s'éloignent l'un de l'autre augmente avec la distance qui les sépare. A l'opposé, deux quarks voisins sont pratiquement libres, on parle alors de *liberté asymptotique*.

$$(2.2)\quad \alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f)\ \ln\dfrac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}}} \times \left[1 - \frac{6(153-19n_f)}{(33-2n_f)^2}\,\frac{\ln\left(\ln\dfrac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}}\right)}{\ln\dfrac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}}} + \cdots\right]$$

$\Lambda_{QCD} \approx 0,2$ GeV est l'échelle d'énergie qui sépare le domaine perturbatif du domaine non perturbatif pour décrire la cinématique de QCD. Quand l'énergie Q mise en jeu dans les interactions entre quarks est très grande devant Λ_{QCD}, la faible valeur de la constante de couplage effectif α_s permet de traiter les interactions de façon approximative par méthode perturbative. Au contraire, lorsque l'énergie est très petite, la constante de couplage α_s devient très grande et le traitement perturbatif n'est plus valable. On doit recourir à d'autres méthodes de calcul largement plus complexes.

Dans le cadre actuel du modèle standard, il est impossible de calculer simplement et précisement certains paramètres physiques, pourtant fondamentaux, comme la masse des différents hadrons par exemple. Dans cette optique, on utilise des propriétés de symétrie supplémentaires qui apparaissent lorsque la masse des quarks constituant les hadrons devient nulle ou tend au contraire vers l'infini : la symétrie chirale [7, 8] pour les masses nulles et les symétries de spin et de saveur de la *théorie effective des quarks lourds*, qui a récemment été introduite pour les hadrons composés d'un quark lourd. Les premiers articles sont dans les références [9, 10, 11, 12].

2.2 La théorie effective des quarks lourds

La théorie effective des quarks lourds [13, 14, 15], en anglais *Heavy Quark Effective Theory*, ou HQET, permet de prédire certaines caractéristiques des hadrons contenant un quark lourd (c ou b) : spectres de masse, facteurs de forme (calcul pratiquement indépendant des modèles d'hadronisation des désintégrations semi-leptoniques), ...

2.2.1 Concepts de base de la théorie effective des quarks lourds

La théorie effective des quarks lourds est basée sur l'ordre de grandeur des processus qui interviennent à l'intérieur des hadrons. Pour commencer, fixons l'ordre de grandeur de l'énergie échangée dans les hadrons[2] à 500 MeV/c^2 , valeur voisine de Λ_{QCD}. A l'intérieur du hadron, les quarks situés en moyenne à 0,4 fm les uns des autres échangent continuellement des gluons dont l'énergie caractéristique est d'environ 500 MeV.

Nous appelerons quark lourd un quark Q dont la masse m_Q est très supérieure à Λ_{QCD}. Les quarks sont ainsi séparés en deux lots : u, d, s sont considérés comme des quarks légers et c et b comme des quarks lourds[3] Dans la limite où $m_Q \to \infty$, le quark lourd peut être considéré comme au repos dans le référentiel du hadron : le centre de masse du hadron est confondu avec celui du quark lourd. Les degrés de liberté légers du hadron interagissent alors avec une source immobile de couleur et l'on n'a plus à tenir compte de la cinématique propre du quark Q. En d'autres termes, lorsque la masse

[2] On peut en fait choisir une valeur sur une grande plage, allant de 200 à 1200 MeV/c^2 environ. Nous avons choisi une valeur moyenne, voisine de la masse du méson ρ qui, dans la limite de la symétrie chirale, représente raisonnablement l'énergie échangée entre les quarks.

[3] Le quark top ne rentre pas dans cette discussion car il se désintègre trop rapidement pour avoir le temps de former un état lié avec un autre quark.

du quark lourd est très grande devant l'énergie typique des échanges à l'intérieur du hadron, les interactions hadroniques ne dépendent plus de la masse du quark lourd. En pratique, la condition $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$ suffit à assurer la validité de la source statique de couleur et on peut indifférement remplacer un quark c par un quark b.

D'une façon analogue, le spin s_Q du quark lourd se découple quand $m_Q \to \infty$ car le couplage entre spin du quark lourd s_Q et spin des degrés de liberté legers s_q varie en $1/m_Q$.

On voit ainsi apparaitre un groupe de symétrie de spin et de saveur supplémentaire SU($2N_h$), où N_h est le nombre de quarks lourds de la théorie. Bien que cela ne soit pas suffisant pour calculer la configuration interne des hadrons, ces propriétés permettent de déduire des relations entre les différents hadrons lourds (B, D, $\mathrm{B_s}$, $\mathrm{D_s}$, $\mathrm{B^*}$, $\mathrm{D^*}$, Λ_b et Λ_c).

En résumé, HQET est une symétrie approximative qui décrit, par un développement en puissances de Λ_{QCD}/m_Q, les interactions entre les degrés de liberté légers et le quark lourd, source de couleur immobile. Au premier ordre, les corrections sont de l'ordre de 13 à 80% pour le quark c et de 4 à 25% pour le quark b, en fonction de la valeur choisie pour l'énergie caractéristique des échanges (200 à 1200 MeV/c^2).

Analogie avec les systèmes atomiques

Les simplifications qui apparaissent dans HQET sont similaires à celles de la physique atomique. La symétrie de saveur est analogue aux propriétés chimiques identiques des différents isotopes d'un même élément : les fonctions d'onde des électrons sont en première approximation indépendantes de la masse du noyau. Les électrons ne sentent en fait que la charge électrique globale du noyau. La symétrie de spin est analogue au comportement des niveaux hyperfins de l'atome. Un atome de spin nucléaire s est $2s+1$ fois dégénéré. Cette dégénérescence est levée quand on tient compte de la masse finie du noyau mais la séparation entre niveaux est faible car la masse nucléaire est beaucoup plus importante que l'énergie de liaison électrons-noyau (qui joue le rôle de Λ_{QCD}). Le spin nucléaire se découple dans la limite $m_e/m_N \to 0$.

2.2.2 Implications spectroscopiques

Si on utilise l'indépendance des propriétés du hadron vis-à-vis de la masse (resp. de spin) du quark lourd, on doit observer des comportements analogues pour les mésons B et D (resp. $\mathrm{B^*}$ et $\mathrm{D^*}$).

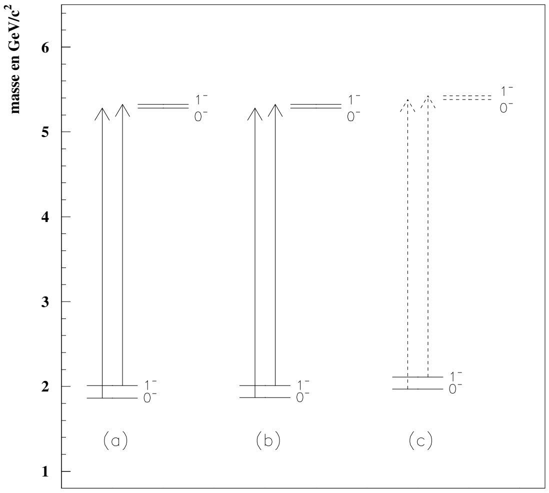


Figure 2.1: Spectre de masse des états $J^P = 0^-$ et 1^- des mésons beaux et charmés. (a) Etats 0^- et 1^- des mésons D^0 ($c\overline{u}$) et $B^\pm$ ($b\overline{u}$). (b) Etats 0^- et 1^- des mésons $D^\pm$ ($c\overline{d}$) et B^0 ($b\overline{d}$). (c) Extrapolation des états 0^- et 1^- du méson D_s ($c\overline{s}$) vers les états 0^- et 1^- du méson B_s ($b\overline{s}$).

L'invariance de spin

Considérons les mésons D et B. Ils sont constitués d'un quark léger et d'un quark lourd. Dans leur état fondamental, le moment orbital L entre quarks est nul. Le moment angulaire total J du méson est dû au couplage des spins demi-entier des quarks : J = 0 ou 1. L'invariance de spin de HQET indique que les masses des mésons scalaires et vecteurs sont dégénérées, à Λ_{QCD}/m_Q près. Soit $M_{\mathrm{B}^*} - M_{\mathrm{B}} \approx \text{cte} \times \Lambda_{QCD}/m_b$ et $M_{\mathrm{D}^*} - M_{\mathrm{D}} \approx \text{cte} \times \Lambda_{QCD}/m_c$, où cte est une constante multiplicative commune au système du charme et de la beauté, ce qui conduit à :

$$\frac{M_{\mathrm{B}^*} - M_{\mathrm{B}}}{M_{\mathrm{D}^*} - M_{\mathrm{D}}} = \frac{m_c}{m_b} \tag{2.3}$$

Si on approxime m_c et m_b par la masse [2] des mésons D et B respectivement, l'accord est très satisfaisant :

$$\frac{M_{\mathrm{B}^*} - M_{\mathrm{B}}}{M_{\mathrm{D}^*} - M_{\mathrm{D}}} = \frac{5325 - 5279}{\frac{2007 + 2010}{2} - \frac{1865 + 1869}{2}} = 0,325 \tag{2.4}$$

$$\frac{m_c}{m_b} \approx \frac{m_{\mathrm{D}}}{m_{\mathrm{B}}} = \frac{\frac{1865 + 1869}{2}}{5279} = 0,354 \tag{2.5}$$

quarks	mésons charmés	
	0^-	1^-
$c\,\overline{u}$	$M_{\mathrm{D}^0} = 1864,6 \pm 0,5$ MeV/c^2	$M_{\mathrm{D}^{*0}} = 2006,7 \pm 0,5$ MeV/c^2
$c\,\overline{d}$	$M_{\mathrm{D}^\pm} = 1869,4 \pm 0,4$ MeV/c^2	$M_{\mathrm{D}^{*\pm}} = 2010,0 \pm 0,5$ MeV/c^2
$c\,\overline{s}$	$M_{\mathrm{D_s}} = 1968,5 \pm 0,7$ MeV/c^2	$M_{\mathrm{D_s^*}} = 2110,0 \pm 0,9$ MeV/c^2

Tableau 2.5: Masses des états de spin $J^P = 0^-$ et 1^- des mésons charmés [2].

quarks	mésons beaux	
	0^-	1^-
$b\,\overline{u}$	$M_{B^\pm} = 5278,7 \pm 2,0$ MeV/c^2	$M_{B^{*\pm}} = 5324,8 \pm 2,1$ MeV/c^2
$b\,\overline{d}$	$M_{B^0} = 5279,0 \pm 2,0$ MeV/c^2	$M_{B^{*0}} = 5324,8 \pm 2,1$ MeV/c^2

Tableau 2.6: Masses des états de spin $J^P = 0^-$ et 1^- des mésons beaux [2].

2.3 Estimations théoriques de la masse du méson $\mathrm{B_s}$

Au début de cette analyse, la masse du méson $\mathrm{B_s}$ n'était pas connue. Les résultats prédictifs de HQET ont permis de situer le domaine de recherche de ce méson en déduisant sa masse par comparaison avec le système des mésons charmés.

Comme nous l'avons précédemment montré, les interactions entre quarks lourds et degrés de liberté légers ne dépendent plus de la masse du quark lourd si celle-ci est suffisament grande devant Λ_{QCD}. Les *énergies d'excitation* doivent être similaires pour le système des mésons beaux et des mésons charmés. En d'autres termes, on doit pouvoir passer d'un spectre à l'autre par une simple translation d'énergie, aux termes correctifs en $1/m_Q$ près (figure 2.1).

Avant sa mesure expérimentale, la masse du méson $\mathrm{B_s}$ a fait l'objet d'estimations théoriques basées sur différentes méthodes. Nous décrirons par la suite deux d'entre elles, la première utilisant les propriétés de symétrie de HQET [16, 17] et la seconde un modèle de potentiel non-relativiste [18].

2.3.1 Détermination de la masse du méson $\mathrm{B_s}$ par la théorie effective des quarks lourds

Afin de déterminer la masse du méson $\mathrm{B_s}$, nous utiliserons un modèle basé sur les propriété de symétrie de HQET qui décrit la masse des hadrons composés d'un quark lourd.

Formule de masse générale des hadrons contenant un quark lourd

Dans toute la suite du paragraphe nous noterons simplement *hadron* (resp. *méson*) un hadron (resp. méson) contenant un quark lourd, afin d'alléger l'écriture.

Un *hadron* peut être considéré comme un état lié formé d'un quark lourd caractérisé par son spin S_Q, et de constituants légers caractérisés par leur état de moment angulaire total J_q. J_q est la somme du moment orbital L et des spins des constituants légers. Comme nous n'étudierons par la suite que des mésons de moment orbital nul, on remplacera le moment angulaire total J_q par le spin du quark léger S_q.

Dans la limite où $\Lambda_{QCD}/m_Q \to 0$, le couplage entre spin du quark lourd et spin du quark léger ($\propto 1/m_Q\ \boldsymbol{S_Q}\cdot\boldsymbol{S_q}$) s'annule et les états $J = S_Q + S_q$ et $J = S_Q - S_q$ sont dégénérés. Considérons dans un premier temps cette limite simplificatrice.

Si on appelle M_H la masse d'un *hadron*,

$$M_H = m_Q + \alpha_q + \mathcal{O}(\Lambda_{QCD}/m_Q). \tag{2.6}$$

où m_Q est la masse du quark lourd et α_q la somme des masses des constituants légers q, de leur énergie de liaison et de leur énergie cinétique moyenne $\langle\frac{p^2}{2m_q}\rangle$ par rapport à la source de couleur immobile. α_q dépend uniquement de la nature des degrés de liberté légers. Les variables m_Q et α_q ne sont pas des quantités physiques mais des grandeurs dépendantes des règles utilisées dans la renormalisation.

A cause de la symétrie de spin de HQET, les masses d'un *méson* pseudoscalaire et d'un *méson* vecteur sont au premier ordre égales, d'après les relations :

$$\begin{aligned}
J^p &= 0^- \quad M_{\mathrm{D}^0}(c\bar{u}) = m_c + \alpha_u,\\
J^p &= 0^- \quad M_{\mathrm{D}^+}(c\bar{d}) = m_c + \alpha_d,\\
J^p &= 1^- \quad M_{\mathrm{D}^{*0}}(c\bar{u}) = m_c + \alpha_u,\\
J^p &= 1^- \quad M_{\mathrm{D}^{*+}}(c\bar{d}) = m_c + \alpha_d,\\
J^p &= 0^- \quad M_{\mathrm{B}^0}(\bar{b}d) = m_b + \alpha_d,\\
J^p &= 0^- \quad M_{\mathrm{B}^+}(\bar{b}u) = m_b + \alpha_u,\\
J^p &= 1^- \quad M_{\mathrm{B}^{*0}}(\bar{b}d) = m_b + \alpha_d,\\
J^p &= 1^- \quad M_{\mathrm{B}^{*+}}(\bar{b}u) = m_b + \alpha_u.
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Si on se limite au premier ordre dans le developpement en puissances de Λ_{QCD}/m_Q, alors le modèle prédit (entre autres) les égalités :

$$M_{\mathrm{B_s}} - M_{\mathrm{B}} = M_{\mathrm{D_s}} - M_{\mathrm{D}} = 101,5\ \mathrm{MeV}/c^2\ ,$$
$$M_{\mathrm{B}^*} - M_{\mathrm{B}} = 0.$$

Cependant, l'écart entre les masses des mésons B* et B est de 45 MeV/c^2 , quantité non négligeable face aux 100 MeV/c^2 attendus pour $M_{\mathrm{B_s}} - M_{\mathrm{B}}$. Il est donc nécessaire de se placer à l'ordre Λ_{QCD}/m_Q pour rendre compte de l'écart entre la masse du méson vecteur et du pseudo-scalaire, et augmenter ainsi la précision du modèle.

On va introduire deux termes supplémentaires dans le développement. Le premier provient de la masse finie du quark lourd. Dans ce cas, l'énergie cinétique moyenne dans le hadron est $\langle \frac{p^2}{2\mu} \rangle$, où μ est la masse réduite du système. On réécrit l'énergie cinétique sous la forme $\langle \frac{p^2}{2m_q} \rangle + \langle \frac{p^2}{2m_Q} \rangle \equiv \langle \frac{p^2}{2m_q} \rangle - \frac{\lambda_{1q}}{2m_Q}$. Un deuxième terme provient des interactions spin-spin entre degrés de liberté légers et quark lourd.

L'équation (2.6) devient :

$$\boxed{M_H = m_Q + \alpha_q - \frac{\lambda_{1q}}{2m_Q} + \frac{\beta_q^2}{m_Q}\ \boldsymbol{S_Q}\cdot \boldsymbol{S_q} + \mathcal{O}(\Lambda_{QCD}/m_Q)^2} \tag{2.8}$$

où β_q a la dimension d'une masse et dépend uniquement, comme α_q, des caractéristiques des degrés de liberté légers.

Le moment angulaire total $\boldsymbol{J}$ d'un méson de moment orbital nul est égal à $\boldsymbol{J = S_Q + S_q}$. En termes d'opérateurs :

$$\widehat{J}^2 = \widehat{S_Q}^2 + \widehat{S_q}^2 + 2\ \widehat{S_Q\cdot S_q}$$

La valeur propre de l'opérateur $\boldsymbol{S_Q}\cdot \boldsymbol{S_q}$ est donc $\dfrac{J(J+1) - S_Q(S_Q+1) - S_q(S_q+1)}{2}$, soit $\boldsymbol{S_Q}\cdot \boldsymbol{S_q} = -3/4$ pour un *méson* pseudo-scalaire $J^p = 0^-$ et $+1/4$ pour un *méson* vecteur $J^p = 1^-$. Les relations de (2.7) deviennent :

$$\begin{aligned}
J^p = 0^- &\quad M_{\mathrm{D^0}}(c\bar{u}) = m_c + \alpha_u - \frac{\lambda_{1u}}{2m_c} - \frac{3}{4}\frac{\beta_u^2}{m_c},\\
J^p = 0^- &\quad M_{\mathrm{D^+}}(c\bar{d}) = m_c + \alpha_d - \frac{\lambda_{1d}}{2m_c} - \frac{3}{4}\frac{\beta_d^2}{m_c},\\
J^p = 1^- &\quad M_{\mathrm{D^{*0}}}(c\bar{u}) = m_c + \alpha_u - \frac{\lambda_{1u}}{2m_c} + \frac{1}{4}\frac{\beta_u^2}{m_c},\\
J^p = 1^- &\quad M_{\mathrm{D^{*+}}}(c\bar{d}) = m_c + \alpha_d - \frac{\lambda_{1d}}{2m_c} + \frac{1}{4}\frac{\beta_d^2}{m_c},\\
J^p = 0^- &\quad M_{\mathrm{B^0}}(\bar{b}d) = m_b + \alpha_d - \frac{\lambda_{1d}}{2m_b} - \frac{3}{4}\frac{\beta_d^2}{m_b},\\
J^p = 0^- &\quad M_{\mathrm{B^+}}(\bar{b}u) = m_b + \alpha_u - \frac{\lambda_{1u}}{2m_b} - \frac{3}{4}\frac{\beta_u^2}{m_b},\\
J^p = 1^- &\quad M_{\mathrm{B^{*0}}}(\bar{b}d) = m_b + \alpha_d - \frac{\lambda_{1d}}{2m_b} + \frac{1}{4}\frac{\beta_d^2}{m_b},\\
J^p = 1^- &\quad M_{\mathrm{B^{*+}}}(\bar{b}u) = m_b + \alpha_u - \frac{\lambda_{1u}}{2m_b} + \frac{1}{4}\frac{\beta_u^2}{m_b}.
\end{aligned} \tag{2.9}$$

Si on suppose que la symétrie d'isospin est exacte, alors $M_{\mathrm{D}^0} = M_{\mathrm{D}^+} = M_{\mathrm{D}}$, $M_{\mathrm{D}^{*0}} = M_{\mathrm{D}^{*+}} = M_{\mathrm{D}^*}$, $M_{\mathrm{B}^0} = M_{\mathrm{B}^+} = M_{\mathrm{B}}$ et $\alpha_u = \alpha_d = \alpha$, $\lambda_{1u} = \lambda_{1d} = \lambda_1$, $\beta_u = \beta_d = \beta$, soit :

$$
\begin{aligned}
J^p = 0^- \quad & M_{\mathrm{D}} = m_c + \alpha - \frac{\lambda_1}{2m_c} - \frac{3}{4}\frac{\beta^2}{m_c}, \\
J^p = 1^- \quad & M_{\mathrm{D}^*} = m_c + \alpha - \frac{\lambda_1}{2m_c} + \frac{1}{4}\frac{\beta^2}{m_c}, \\
J^p = 0^- \quad & M_{\mathrm{B}} = m_b + \alpha - \frac{\lambda_1}{2m_b} - \frac{3}{4}\frac{\beta^2}{m_b}, \\
J^p = 1^- \quad & M_{\mathrm{B}^*} = m_b + \alpha - \frac{\lambda_1}{2m_b} + \frac{1}{4}\frac{\beta^2}{m_b}.
\end{aligned}
\tag{2.10}
$$

Comme la masse des quarks peut toujours être redéfinie par un changement de renormalisation et qu'il nous faut choisir un jeu de valeurs, nous prendrons pour m_c, m_b et λ_1 les valeurs effectives utilisées par Neubert [42], soit $m_c = 1,45$ GeV$/c^2$, $m_b = 4,80$ GeV$/c^2$ et $-\lambda_1 = 0,4$ GeV^2. On obtient les valeurs de α et β^2, aux termes d'ordre $\left(\frac{\Lambda_{QCD}}{m_Q}\right)^2$ près, en minimisant l'expression :

$$
\begin{aligned}
\chi^2 = & \frac{\left(M_{\mathrm{D}} - (m_c + \alpha - \frac{\lambda_1}{2m_c} - \frac{3\beta^2}{4m_c})\right)^2}{\sigma^2_{M_{\mathrm{D}}}} + \frac{\left(M_{\mathrm{D}^*} - (m_c + \alpha - \frac{\lambda_1}{2m_c} + \frac{1\beta^2}{4m_c})\right)^2}{\sigma^2_{M_{\mathrm{D}^*}}} + \\
& \frac{\left(M_{\mathrm{B}} - (m_b + \alpha - \frac{\lambda_1}{2m_b} - \frac{3\beta^2}{4m_b})\right)^2}{\sigma^2_{M_{\mathrm{B}}}} + \frac{\left(M_{\mathrm{B}^*} - (m_b + \alpha - \frac{\lambda_1}{2m_b} + \frac{1\beta^2}{4m_b})\right)^2}{\sigma^2_{M_{\mathrm{B}^*}}}
\end{aligned}
$$

soit

$$
\boxed{\alpha = 0,5224 \text{ GeV}/c^2 \ , \quad \beta^2 = 0,2047 \text{ GeV}^2/c^4}
$$

L'équation (2.8) appliquée au système des mésons charmés et étranges donne :

$$
\begin{aligned}
J^p = 0^- \quad & M_{\mathrm{D_s}}(c\bar{s}) = m_c + \alpha_s - \frac{\lambda_{1s}}{2m_c} - \frac{3}{4}\frac{\beta_s^2}{m_c}, \\
J^p = 1^- \quad & M_{\mathrm{D_s^*}}(c\bar{s}) = m_c + \alpha_s - \frac{\lambda_{1s}}{2m_c} + \frac{1}{4}\frac{\beta_s^2}{m_c}.
\end{aligned}
\tag{2.11}
$$

A partir de la relation :

$$
M_{\mathrm{D_s^*}} - M_{\mathrm{D_s}} = \frac{\beta_s^2}{m_c}
$$

on obtient :

$$
\boxed{\beta_s^2 = 0,2059 \text{ GeV}^2/c^4}
$$

Il reste maintenant à estimer les masses des mésons beaux et étranges dont la formule de masse est donnée par :

$$
\begin{aligned}
(2.12) \qquad & J^p = 0^- \quad M_{\mathrm{B_s}}(\bar{b}s) = m_b + \alpha_s - \frac{\lambda_{1s}}{m_b} - \frac{3}{4}\frac{\beta_s^2}{m_b}, \\
& J^p = 1^- \quad M_{\mathrm{B_s^*}}(\bar{b}s) = m_b + \alpha_s - \frac{\lambda_{1s}}{m_b} + \frac{1}{4}\frac{\beta_s^2}{m_b}.
\end{aligned}
$$

Si on appelle $\overline{M} = \frac{1}{4}\,(M_p + 3M_v)$, où M_p représente la masse du méson pseudo-scalaire et M_v la masse du méson vecteur, alors on obtient à partir des relations (2.11) et (2.12) l'égalité :

$$
(2.13) \qquad (\overline{M}_{\mathrm{B_s}} - \overline{M}_{\mathrm{B}}) - (\overline{M}_{\mathrm{D_s}} - \overline{M}_{\mathrm{D}}) = (-\lambda_{1s} + \lambda_1) \times (\frac{1}{2m_b} - \frac{1}{2m_c})
$$

Rappelons que λ_{1q} représente l'énergie cinétique moyenne du système $(Q\bar{q})$ au repos. Nous avons précédemment choisi pour $\lambda_1(\equiv \lambda_{1u}, \lambda_{1d})$ la valeur utilisée par Neubert, mais nous n'avons *a priori* aucune indication sur la valeur de λ_{1s}. Il est en fait possible de déduire une certaine plage de variation pour λ_{1s} à partir de la valeur de λ_1, en raisonnant sur les fonctions d'ondes des degrés de liberté légers. En effet, la fonction d'onde $\Psi_s(\vec{r})$ a une extension spatiale inférieure à celle de la fonction d'onde $\Psi_{u,d}(\vec{r})$, car le quark s plus lourd que les quarks u et d a un mouvement propre moins important. Si $\Psi_s(\vec{r})$ a une extension spatiale plus petite que $\Psi_{u,d}(\vec{r})$, alors $\langle \vec{p}^2 \rangle_s$ est plus grand que $\langle \vec{p}^2 \rangle_{u,d}$, d'après les inégalités d'Heisenberg, c'est-à-dire que $|\lambda_{1s}| > |\lambda_1|$.

L'écart entre λ_{1s} et λ_1 provient de la brisure de la symétrie de saveur SU(3), dont les effets sont typiquement d'au plus 30 %. On prendra donc $|\lambda_1| \leqslant |\lambda_{1s}| \leqslant 1,3|\lambda_1|$.

L'équation (2.13) devient alors :

$$
(\overline{M}_{\mathrm{D_s}} - \overline{M}_{\mathrm{D}}) + \overline{M}_{\mathrm{B}} \leqslant \overline{M}_{\mathrm{B_s}} \leqslant (\overline{M}_{\mathrm{D_s}} - \overline{M}_{\mathrm{D}}) + \overline{M}_{\mathrm{B}} - 0,3\lambda_1\,(\frac{1}{2m_b} - \frac{1}{2m_c})
$$

Numériquement,

$$
5,387 \leqslant \overline{M}_{\mathrm{B_s}} \leqslant 5,416 \ \mathrm{GeV}/c^2 \ .
$$

Avec la valeur de β_s^2 précédemment obtenue, on arrive à :

$$
\boxed{5355 \leqslant M_{\mathrm{B_s}} \leqslant 5384 \ \mathrm{MeV}/c^2 \ \text{ et } M_{\mathrm{B_s^*}} - M_{\mathrm{B_s}} = 43 \ \mathrm{MeV}/c^2}
$$

Pour finir, on peut remarquer que β^2 a une valeur pratiquement constante, indépendamment de la nature des degrés de liberté légers. Le couplage spin-spin est de la forme $\frac{\beta_q^2}{m_Q}\boldsymbol{S_Q.S_q} = \frac{\boldsymbol{\sigma_Q.\sigma_q}}{m_Q m_q}\,|\Psi_{rec}(\vec{r}=0)|$, où $\Psi_{rec}(\vec{r}=0)$ est la fonction de recouvrement des fonctions d'onde du quark lourd et des degrés de liberté légers au point origine. Pour expliquer la valeur constante de β^2, il faut que la variation de masse au dénominateur soit exactement compensée par la variation de la fonction de recouvrement au point origine.

2.3.2 Application future de la mesure de la masse du $\mathrm{B_s}$ à la détermination du rapport des largeurs de désintégrations semi-leptoniques $\Gamma_{\mathrm{B}}/\Gamma_{\mathrm{B_s}}$

Un des pôles de la physique de la beauté concerne en ce moment la détermination de l'élément V_{cb} de la matrice de CKM. La largeur de désintégration semi-leptonique peut être paramétrisée par un développement en puissance de $1/m_b$ sous la forme [42] :

$$\begin{aligned}\Gamma(B \to Xl\nu) = &\frac{G_f^2}{192\pi^3}|V_{cb}|m_b^5 \\ &\times\left\{\left(1+\frac{\lambda_1+3\lambda_2}{2m_b^2}\right) f\left(\frac{m_c}{m_b}\right)-\frac{6\lambda_2}{m_b^2}\left(1-\frac{m_c^2}{m_b^2}\right)^4+\frac{\alpha_s}{\pi}\, g\left(\frac{m_c}{m_b}\right)+\dots\right\}\end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned}\lambda_1 =&\langle B|\frac{p^2}{2m_b}|B\rangle \\ \lambda_2 =&\frac{1}{4}\left(m_{B^*}^2-m_B^2\right)\approx 0,12\ \mathrm{GeV}^2\end{aligned}$$

λ_1 est le même que celui utilisé dans la paramétrisation de la masse du paragraphe précédent, et λ_2 est proportionnel à $\beta \times \{1+\mathcal{O}(1/m_Q)\}$. On voit que les paramètres utilisés dans la description de la masse des mésons B non étranges contraignent la prédiction théorique sur la largeur de désintégration semi-leptonique $\Gamma(B \to Xl\nu)$.

Par extension, on doit avoir le même type de relation pour la largeur de désintégration semi-leptonique $B_s \to Xl\nu$, à la valeur des paramètres λ_1 et λ_2 près, qui deviennent :

$$\begin{aligned}\lambda_{1s} =&\langle B_s|\frac{p^2}{2m_b}|B_s\rangle \\ \lambda_{2s} =&\frac{1}{4}\left(m_{B_s^*}^2-m_{B_s}^2\right)\end{aligned}$$

Il est intéressant de noter que la mesure de la masse des mésons $\mathrm{B_s}$ et $\mathrm{B_s^*}$ permettra de déterminer la valeur des coefficients λ_{1s} et λ_{2s} et fournira une contrainte théorique sur le rapport des largeurs de désintégration semi-leptonique $\Gamma_{B\to Xl\nu}/\Gamma_{B_s\to Xl\nu}$.

2.3.3 Autre détermination de la masse du méson $\mathrm{B_s}$

La méthode de calcul [18] que nous allons maintenant décrire permet d'obtenir par simple interpolation la masse du méson $\mathrm{B_s^*}$ à partir des masses de mésons vecteur[4] déjà connues. Une simple translation nous permettra de remonter à la masse du $\mathrm{B_s}$.

La masse d'un méson vecteur est paramétrisée par une formule du type :

$$M(q_i\bar{q}_j) = m_i + m_j + E(\mu)$$

où m_i est la masse du quark de saveur i et $E(\mu)$ une fonction de la masse réduite $\mu = \dfrac{m_i m_j}{m_i + m_j}$. Nous utiliserons deux expressions pour $E(\mu)$:

$$E(\mu) = A + B\mu + C\mu^2 \qquad \text{(fonction quadratique)} \tag{2.14}$$

$$E(\mu) = \frac{A + B\mu}{1 + C\mu} \qquad \text{(fonction dite de Padé)} \tag{2.15}$$

Les 4 masses effectives des quarks $m_u \equiv m_d, m_s, m_c, m_b$ et les 3 paramètres A, B, et C sont obtenus en minimisant la somme S définie par :

$$S = \sum \Big(M(1^-)_{\text{paramétrisé}} - M(1^-)_{\text{expérimental}} \Big)$$

sur les 8 états de masse $\rho, \mathrm{K}^*, \phi, \mathrm{D}^*, \mathrm{D_s^*}, \mathrm{J}/\psi, \mathrm{B}^*$ et Υ.

méson	composition en quarks	masse en MeV/c^2
ρ	$u\bar{d}, u\bar{u}, d\bar{d}$	$769,9 \pm 0,8$
K^{*+}	$s\bar{u}$	$891,59 \pm 0,24$
K^{*0}	$s\bar{d}$	$896,10 \pm 0,28$
ϕ	$s\bar{s}$	$1019,413 \pm 0,008$
D^{*+}	$c\bar{d}$	$2010,0 \pm 0,5$
D^{*0}	$c\bar{u}$	$2006,7 \pm 0,5$
D_s^*	$c\bar{s}$	$2110,0 \pm 1,9$
J/ψ	$c\bar{c}$	$3096,88 \pm 0,04$
B^*	$b\bar{u}, b\bar{d}$	$5324,8 \pm 2,1$
Υ	$b\bar{b}$	$9460,37 \pm 0,21$

[4]Les états vectoriels comme le ρ ou ϕ sont pratiquement purs du point de vue de leur contenu en quarks ($u\bar{u} + d\bar{d}$ et $s\bar{s}$ respectivement), alors que les états pseudo-scalaires correspondants comme le méson η sont des superspositions d'états $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$, qui se couplent par l'intermédiaire de paires de gluons. Le couplage de la paire $s\bar{s}$ du méson vecteur ϕ à des paires $u\bar{u}$ ou $d\bar{d}$ ferait intervenir des couplages à trois gluons, nettement moins favorisés [19].

On obtient ainsi pour la masse du méson B_s^* une valeur de 5418 MeV/c^2 avec le potentiel quadratique et 5422 MeV/c^2 avec le potentiel de Padé. Afin de tester la stabilité des modèles, le paramètre A du potentiel quadratique (respec. de Padé) à été fixé à des valeurs comprises entre -1000 et +400 MeV/c^2 , conduisant à des variations de $m_{\mathrm{B_s^*}}$ allant de 5416 à 5425 MeV/c^2 seulement (respec. 5415 à 5431 MeV/c^2). En effet, une constante dans l'énergie de liaison peut toujours être réabsorbée en ajustant la masse effective des quarks.

Il nous faut maintenant estimer les erreurs sur la masse ainsi obtenue.

L'estimation des erreurs

L'annexe de la référence [18] contient une discussion sur l'estimation des erreurs lorsque les points expérimentaux utilisés dans la minimisation ont des erreurs très faibles et que la seule source de désaccord entre les prévisions du modèle et les données provient du modèle lui-même.

Dans ce cas, il suffit d'injecter dans le modèle la valeur obtenue (la masse du B_s^*) comme point expérimental supplémentaire. La somme S dépend alors du paramètre $m_{\mathrm{B_s^*}}$. C'est la variation de S en fonction de $m_{\mathrm{B_s^*}}$ qui permet de déterminer l'erreur à un écart-standard. Finalement, on obtient $m_{\mathrm{B_s^*}} = 5418^{+3,8}_{-3,5}$ MeV/c^2 avec le potentiel quadratique et $m_{\mathrm{B_s^*}} = 5422^{+16}_{-11}$ MeV/c^2 avec le potentiel de Padé.

Il reste à calculer la masse du méson $\mathrm{B_s}$ à partir de la masse du $\mathrm{B_s^*}$.

Relation entre la masse d'un méson vecteur et la masse d'un méson pseudo-scalaire

Il existe une relation empirique entre la masse des mésons vecteur et la masse des mésons pseudo-scalaire contenant au moins un quark léger (u, d, s) :

$$\Delta M^2 \equiv M^2(1^-) - M^2(0^-) \approx 0,5 - 0,6 \text{ GeV}^2$$

La différence de masse mesurée par CUSB (voir paragraphe 4.1) est de $M_{\mathrm{B_s^*}} - M_{\mathrm{B_s}} = 47,4 \pm 2,6$ MeV/c^2 alors que les différences expérimentales précédentes sont de $0,55 \pm 0,04$ GeV^2 (tableau 2.7), ce qui correspond à environ 51 ± 4 MeV/c^2 pour le système du $\mathrm{B_s}$, avec l'approximation :

$$\Delta M^2 = M^2(1^-) - M^2(0^-) \approx \left[M(1^-) - M(0^-)\right] \times 2M(1^-)$$

Nous utiliserons dans les calculs une différence comprise entre 45 et 55 MeV/c^2 , qui conduit à :

$$\boxed{5356 \leqslant M_{\mathrm{B_s}} \leqslant 5393 \;\; \text{MeV}/c^2}$$

1^-	0^-	ΔM^2 en GeV^2
ρ	π	0,573
K^*	K	0,553
D^*	D	0,547
D_s^*	D_s	0,575
B^*	B	0,477

Tableau 2.7: Différence entre le carré de la masse des mésons vecteurs utilisés dans la minimisation et le carré de la masse des mésons pseudo-scalaires correspondants. La moyenne est de 0,55 pour un écart-type de 0,04.

2.3.4 Comparaison des différentes prédictions théoriques pour la masse du B_s

Pour conclure, nous avons résumé dans le tableau 2.8 les différents calculs théoriques de la masse du méson B_s, ce qui permet d'estimer l'ordre de grandeur des incertitudes sur cette quantité.

méthode / auteur	masse (MeV/c^2)	référence
modèle non relativiste	5345-5388	[18]
Trajectoire de Regge	5360	[46]
Godfrey-Isgur	5390	[47]
Byers-Hwang	5383	[48]
Martin	5353-5374	[49]
Stanley-Robson	5388	[50]
Modèle des sacs	5360	[51]
QCD sur réseau	5345-5365	[52]
	5339-5359	[53]
HQET	5355-5384	présente thèse

Tableau 2.8: Estimations de la masse du méson B_s par différentes méthodes.

2.4 La désintégration des hadrons beaux

Si les états propres de masse des quarks étaient confondus avec les états propres de l'interaction faible, le quark b qui est l'élément le plus léger de la troisième famille serait stable. Le mélange entre familles de quarks par la matrice CKM permet cependant la désintégration du b, par changement de saveur. Il peut ainsi se coupler aux quarks c et u par l'intermédiaire d'un W.

Le modèle spectateur

Dans l'approximation du *modèle spectateur*, la désintégration des hadrons beaux est entièrement régie par la désintégration du quark b (figures 2.2 (a-c)), indépendamment des degrés de liberté légers. On s'attendrait donc à observer des durées de vie similaires pour les différents états $\mathrm{B_u}, \mathrm{B_d}, \mathrm{B_s^0}, \Lambda_\mathrm{b}, \ldots$ Cette approximation, d'autant plus réaliste que la masse du quark b est grande par rapport à celle des autres quarks, n'est qu'approximativement confirmée expérimentalement [2] : on observe des écarts entre les durées de vie des différents états allant jusqu'à 40%. On tente d'expliquer ces écarts par l'existence d'interférences constructives ou destructives à l'intérieur des diagrammes spectateurs (figure 2.3) et par la contribution d'autres diagrammes de désintégration (figure 2.2 (d-h)).

Principe d'exclusion de Pauli

Il s'applique principalement aux canaux :

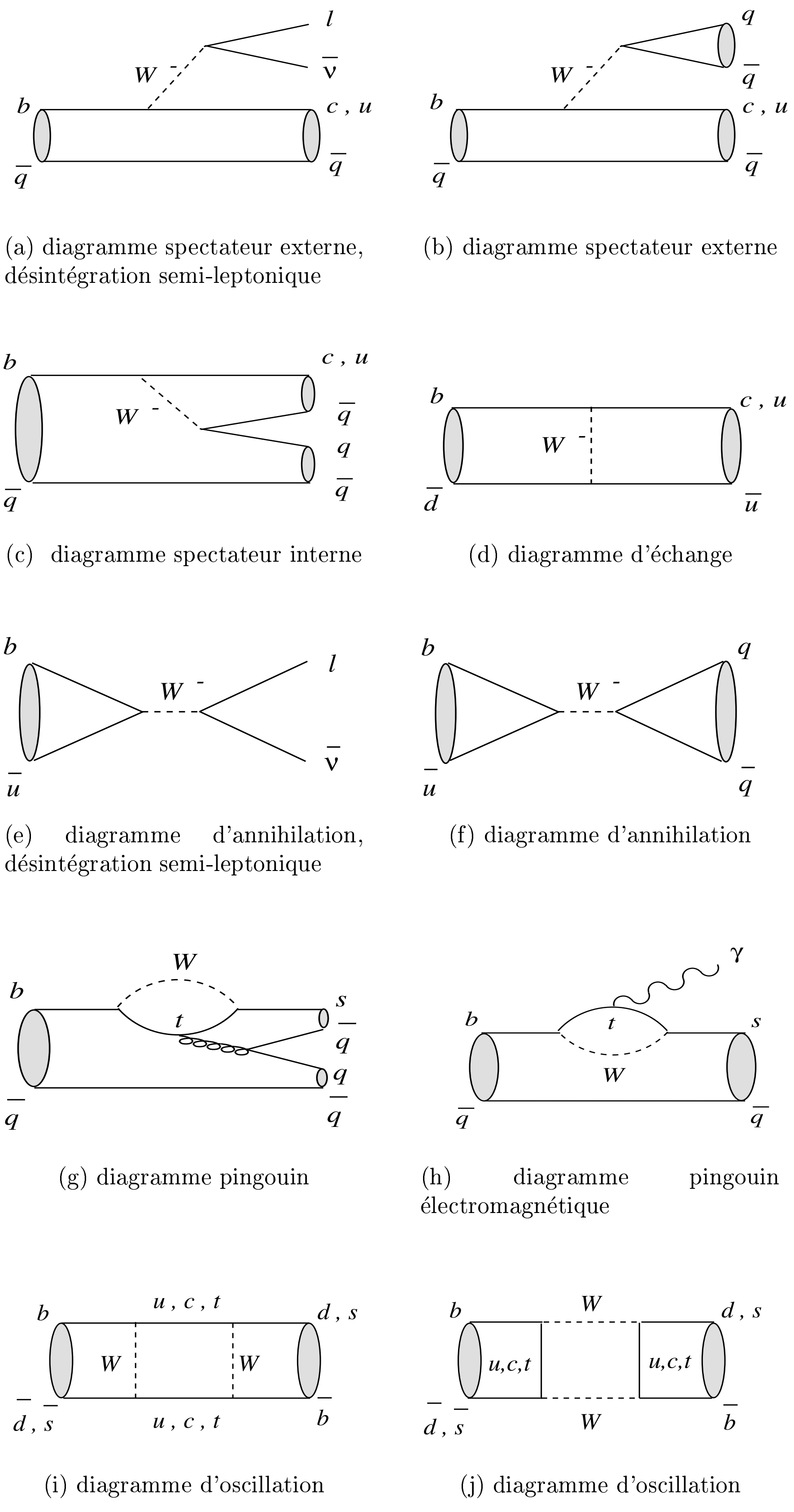
$$B^-(b\bar{u}) \to c\bar{u}d\bar{u},$$
$$\Lambda_b^0(bud) \to c\bar{u}dud.$$

qui produisent dans l'état final des quarks de même saveur. Ces voies de désintégration sont défavorisées par le principe de Pauli. Les durées de vie sont ainsi augmentées et les rapports d'embranchement semi-leptoniques favorisés par rapport aux voies hadroniques.

Diagrammes d'échange

Dans le cas où le hadron beau est neutre, le quark b peut se désintégrer par échange d'un W (figure 2.2 (d)). Les principaux canaux impliqués sont :

$$B_d^0(b\bar{d}) \to c\bar{u} \text{ (échange d'un W entre } b \text{ et } \bar{d}),$$
$$B_s^0(b\bar{s}) \to c\bar{c} \text{ (échange d'un W entre } b \text{ et } \bar{s}),$$
$$\Lambda_b^0(bud) \to cdd \text{ (échange d'un W entre } b \text{ et } u).$$



(a) diagramme spectateur externe, désintégration semi-leptonique

(b) diagramme spectateur externe

(c) diagramme spectateur interne

(d) diagramme d'échange

(e) diagramme d'annihilation, désintégration semi-leptonique

(f) diagramme d'annihilation

(g) diagramme pingouin

(h) diagramme pingouin électromagnétique

(i) diagramme d'oscillation

(j) diagramme d'oscillation

Figure 2.2: Diagrammes de désintégration et d'oscillation des hadrons beaux. Les parties grisées représentent les états hadroniques liés.

La durée de vie de ces états neutres est diminuée en conséquence.

Diagrammes d'annihilation

Il concerne uniquement[5] le méson chargé B_u : le quark b peu s'annihiler avec l'antiquark $\bar{u}$ en émettant un W (figure 2.2 (e)). L'effet de ce diagramme est en fait marginal à cause de la très faible valeur de V_{ub} et de la non conservation de l'hélicité.

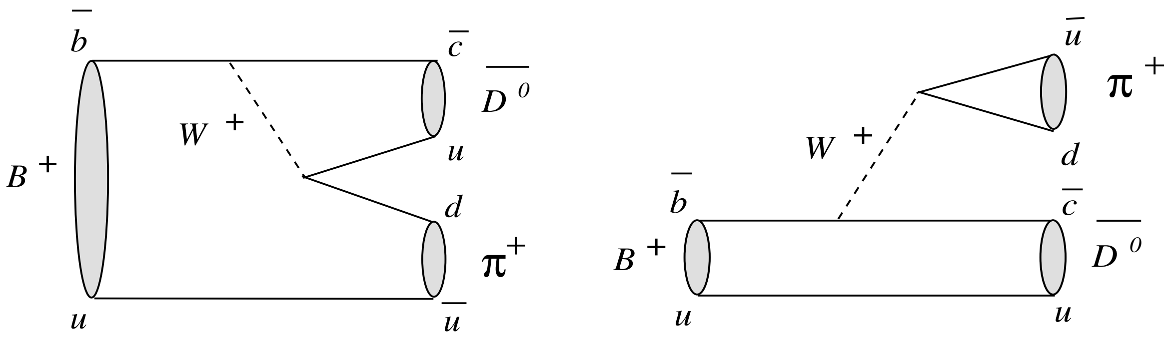
Les diagrammes pingouins

Les diagrammes pingouins sont des corrections aux ordres supérieurs des diagrammes classiques, dont les effets commencent à être observés [45] directement grâce à l'importante statistique accumulée.

Les diagrammes en boîte

Ce type de diagramme permet de coupler un méson $B^0_{(s)}$ avec son anti-particule et de décrire les oscillations $B^0\bar{B}^0$

Les interférences dans le modèle spectateur



(a) $B_u \to \overline{D^0}\pi^+$ avec émission interne d'un W (b) $B_u \to \overline{D^0}\pi^+$ avec émission externe d'un W

Figure 2.3: Désintégration du méson B_u^+ en $\overline{D^0}\pi^+$ par diagramme spectateur externe (a) et interne (b). Ces deux modes de désintégration qui donnent un état final identique à partir du même état initial vont interférer entre eux.

[5]Le méson B_c remplit les mêmes critères que le B_u mais son taux de production est trop faible pour être pris en compte dans cette discussion.

Un méson $B^{\pm}$ peut se désintégrer en un état final donné par l'intermédiaire de plusieurs diagrammes distincts (figure 2.3). Dans ce cas, la présence du même état initial et du même état final donne lieu à des interférences, dont le caractère constructif ou destructif est obtenu par calcul.

En prenant en compte les différents mécanismes, on trouve la hiérarchie suivante en accord avec les observations, aux erreurs expérimentales près : $\tau_{B^{\pm}} > \tau_{B_s} \geqslant \tau_{B^0} > \tau_{\Lambda_b}$ (tableau 2.9).

$B^{\pm}$	$\mathrm{B_s}$	B^0	Λ_b
$1,68 \pm 0,07$ ps	$1,56 \pm 0,12$ ps	$1,56 \pm 0,07$ ps	$1,13 \pm 0,08$ ps

Tableau 2.9: Durée de vie des hadrons beaux [22].

$D^{\pm}$	D_s	D^0	Λ_c
$1,057 \pm 0,015$ ps	$0,467 \pm 0,017$ ps	$0,415 \pm 0,004$ ps	$0,200^{+0,011}_{-0,010}$ ps

Tableau 2.10: Durée de vie des hadrons charmés [2].

Dans le système du charme, on observe aussi une telle hiérarchie dans les durées de vie (tableau 2.10).

On trouve ainsi une confirmation qualitative des attentes théoriques rappelées dans la référence [25], qui extrapolait les résultats obtenus dans le système du charme à celui de la beauté, en appliquant un facteur correctif égal au premier ordre au rapport des durées de vie $\tau_b/\tau_c \approx (m_c/m_b)^2$. L'écart entre les durées de vie des hadrons beaux $\Delta\tau_b \approx \Delta\tau_c \times (m_c/m_b)^2$ ne devait pas dépasser 40%, ce qui semble aujourd'hui vérifié : la grande masse du quark b permet de dimunuer l'importance des effets non spectateur.

Cependant, la durée de vie du baryon Λ_b est trop faible pour être compatible avec les modèles de désintégration, qui donnent $\tau_{\Lambda_b}/\tau_{\mathrm{B}} \approx 0,9$ [41], alors qu'on a expérimentalement $\tau_{\Lambda_b}/\tau_{\mathrm{B}} = 0,72 \pm 0,06$. Aucun modèle ne permet d'expliquer à ce jour ce désaccord.

2.5 Calcul des rapports d'embranchement

Le calcul des rapports d'embranchement des désintégrations exclusives[6] des mésons B_s, que nous utiliserons pour estimer le nombre d'événements produits dans un canal donné, est basé sur le modèle de *factorisation*. Ce modèle permet de simplifier le calcul des amplitudes de transition et conduit à des résultats en accord avec les observations expérimentales [40]. En pratique, les rapports d'embranchement sont exprimés en fonction des coefficients a_1 et a_2, qui seront introduits dans le chapitre.

Dans la suite, nous allons nous intéresser au modèle de Bauer, Stech et Wirbel [43, 44], qui permet de calculer les rapports d'embranchement des désintégrations d'un méson de spin nul en deux mésons de spin 0 ou 1. Le modèle conduit à la *factorisation* de l'amplitude de désintégration et nécessite le calcul d'éléments de matrice des courants de l'interaction. Nous décrirons dans le prochain paragraphe le formalisme de ce modèle. Le calcul des éléments de matrice des courants qui en résultent est décrit dans la référence [31] et ne sera pas repris ici.

2.5.1 Le modèle de factorisation

Introduction

Dans le cadre du modèle standard, l'amplitude de probabilité de la désintégration du μ^- en $\nu_\mu e^- \bar{\nu}_e$ est de la forme :

$$\frac{g^2}{2}\,\bar{u}(\nu_\mu)\gamma_\mu\frac{(1-\gamma_5)}{2}u(\mu^-)\;\frac{(-g^{\mu\nu}+q^\mu q^\nu/M_W^2)}{q^2-M_W^2}\;\bar{u}(e^-)\gamma_\nu\frac{(1-\gamma_5)}{2}v(\bar{\nu}_e)$$

Le terme $q^\mu q^\nu/M_W^2$ dans le propagateur du W dépend du choix particulier de la jauge unitaire. La contraction des termes $q^\mu\gamma_\mu$ va apporter des contributions proportionnelles à la masse des leptons, complètement négligeables par rapport à la masse du W. Si on néglige de plus la dépendance en q^2 du propagateur du W, on se ramène au modèle de l'interaction ponctuelle de Fermi :

$$\frac{G_f}{\sqrt{2}}\,\bar{u}(\nu_\mu^-)\gamma_\mu\frac{(1-\gamma_5)}{2}u(\mu^-)\;\bar{u}(e^-)\gamma^\mu\frac{(1-\gamma_5)}{2}v(\bar{\nu}_e)$$

[6]On utilise couramment les termes *exclusif* et *inclusif*. La reconstruction de la chaine de désintégration d'une particule peut s'appliquer à un seul canal (ex : reconstruction exclusive du B^0 en $D^-\pi^+$) ou encore inclure plusieurs canaux de désintégrations faisant intervenir une particule intermédiaire donnée (ex : reconstruction inclusive du B^0 en $D^- + X$, soit $B^0 \to D^-\pi^+, D^-\rho^+, D^-\pi^+\pi^+\pi^-, D^-D_s^+, \ldots$).

De même, l'amplitude de la désintégration semi-leptonique du quark b peut s'exprimer sous la forme d'une interaction ponctuelle :

$$\frac{G_f}{\sqrt{2}} V_{cb}\ \bar{u}(c)\gamma_\mu \frac{(1-\gamma_5)}{2} u(b)\ \bar{u}(l^-)\gamma^\mu \frac{(1-\gamma_5)}{2} v(\bar{\nu})$$

Pour alléger l'écriture, on oubliera les matrices de Dirac et on écrira :

$$\frac{G_f}{\sqrt{2}} (\bar{c}b')(l^-\nu) = \frac{G_f}{\sqrt{2}} V_{cb}\ (\bar{c}b)(l^-\nu)$$

Cette simplicité de description de l'amplitude de désintégration disparaît pour les désintégrations hadroniques. Considérons la désintégration du quark b en $c\bar{u}d$ (figure 2.4.a); l'opérateur de désintégration faible s'écrit :

$$\frac{G_f}{\sqrt{2}} (\bar{c}b')(\bar{d}'u) = \frac{G_f}{\sqrt{2}} V_{cb}V_{ud}\ (\bar{c}b)(\bar{d}u)$$

A cause des effets de la force forte, ces interactions à quatre quarks diffèrent du modèle simple du produit de courants utilisé dans la désintégration semi-leptonique. Les couplages forts entre quarks peuvent conduire à un ré-arrangement dans lequel les quarks $\bar{c}$ et u forment un état lié (exemple de la désintégration $\mathrm{B_u} \to \bar{\mathrm{D}}^0\pi^+$ avec émission interne d'un W, figure 2.3.a). Ce type de couplage n'existe pas dans la désintégration semi-leptonique, qui se fait uniquement par le biais de l'émission externe. On doit donc introduire un nouvel hamiltonien, qui décrit la désintégration faible et les couplages forts, qui conduisent au ré-arrangement des quarks de l'état final :

$$\frac{G_f}{\sqrt{2}} V_{cb}V_{ud}\ (\bar{c}b)(\bar{d}u) + \text{interactions fortes}$$

L'hamiltonien effectif

Pour prendre en compte l'échange de gluons durs entre les lignes de quarks qui peut conduire à une interaction locale entre le courant $\bar{d}b$ et le courant $\bar{c}u$, on introduit un hamiltonien effectif d'interaction sous la forme [26] :

$$\mathcal{H}_{eff} = -\frac{G_f}{\sqrt{2}} \sum_i c_i(\mu) O_i(\mu)$$

où $c_i(\mu)$ est un coefficient qui dépend de l'échelle de masse μ et O_i un opérateur local de la forme $(\bar{q_1}q_2)(\bar{q_3}q_4)$.

L'amplitude de désintégration faible $\mathcal{A}$ d'un méson M en hadrons X_i s'écrit alors [35] :

$$\mathcal{A}(M \to X_1 + X_2 + \dots) = -\frac{G_f}{\sqrt{2}} \sum_i c_i(\mu) \langle X_1 X_2 \dots |O_i| M\rangle$$

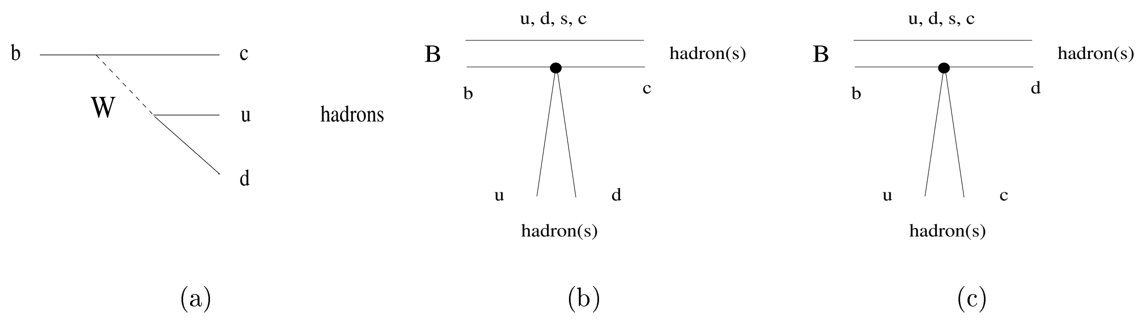


Figure 2.4: (a) désintégration faible du quark b en une paire ud, (b) interaction locale entre les courants (cb) et (du), (c) interaction locale entre les courants (db) et (cu).

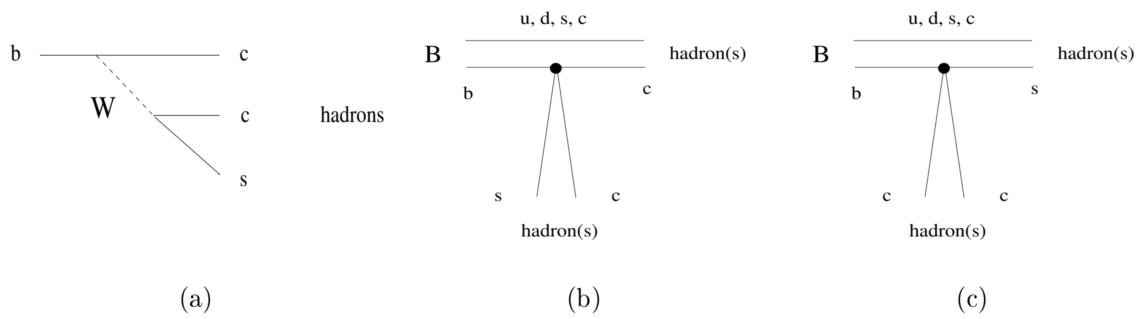


Figure 2.5: (a) désintégration faible du quark b en une paire cs, (b) interaction locale entre les courants (cb) et (sc), (c) interaction locale entre les courants (sb) et (cc).

et l'hamiltonien effectif de la désintégration du quark b, exprimé sous la forme de produits de champs de quarks[7], (figures 2.4 et 2.5) :

$$\mathcal{H}_{eff} = -\frac{G_f}{\sqrt{2}} \left\{ c_1(m_b)\Big[(\bar{c}b')(\bar{d}'u) + (\bar{c}b')(\bar{s}'c)\Big] + c_2(m_b)\Big[(\bar{d}'b')(\bar{c}u) + (\bar{s}'b')(\bar{c}c)\Big] \right\}$$

L'hamiltonien effectif est de la forme $(courant) \times (courant)$. Le courant qui interagit avec le quark qui se désintègre est, soit chargé (terme proportionnel à c_1), soit neutre (terme proportionnel à c_2). Les coefficients c_1 et c_2 sont calculés de façon perturbative : $c_1(m_b) \approx 1,1$ et $c_2(m_b) \approx -0,24$.

[7]On a négligé dans l'expression de $\mathcal{H}_{eff}$ les termes défavorisés par la faible valeur du sinus de l'angle de Cabibbo, les transitions $b \to u$ et les diagrammes pingouins.

La factorisation standard

On peut séparer en deux ensembles les effets de l'interaction forte qui perturbent la désintégration :

- les effets à courte distance proviennent de l'échange de gluons durs, et sont responsables des interactions supplémentaires entre courants $(\bar{d}'b)(\bar{c}u)$ et $(\bar{s}'b)(\bar{c}c)$;
- les effets à longue distance sont responsables du confinement des quarks et des gluons à l'intérieur des hadrons. On supposera que tous les effets à longue distance peuvent être absorbés dans l'état initial et les états hadroniques finaux.

En faisant l'hypothèse que les courants évoluent de façon complètement indépendante après l'interaction, on va substituer à chacun des courants du produit (*courant*) $\times$ (*courant*) la partie asymptotique des champs de quarks qui constituent les hadrons habillés, c'est-à-dire le champ entrant ou sortant [37]. Ces courants asymptotiques seront notés avec l'indice $_H$.

Grâce à la transformation de Fierz[8], on peut passer d'un produit de courants à un autre, par un ré-arrangement des champs de spineurs [38] :

$$\begin{aligned}
(\bar{c}b')(\bar{d}'u) &= \frac{1}{N_c}(\bar{d}'b')(\bar{c}u) + \frac{1}{2}(\bar{d}'\lambda^\alpha b')(\bar{c}\lambda^\alpha u) \\
(\bar{c}u)(\bar{d}'b') &= \frac{1}{N_c}(\bar{c}b')(\bar{d}'u) + \frac{1}{2}(\bar{c}\lambda^\alpha b')(\bar{d}'\lambda^\alpha u) \\
(\bar{c}b')(\bar{s}'c) &= \frac{1}{N_c}(\bar{s}'b')(\bar{c}c) + \frac{1}{2}(\bar{s}'\lambda^\alpha b')(\bar{c}\lambda^\alpha c) \\
(\bar{s}'b')(\bar{c}c) &= \frac{1}{N_c}(\bar{c}b')(\bar{s}'c) + \frac{1}{2}(\bar{c}\lambda^\alpha b')(\bar{s}'\lambda^\alpha c)
\end{aligned}$$

où N_c est le nombre de couleurs et λ^α une matrice de Gell-Mann quelconque qui vérifie les relations de commutation de SU(3). Comme les termes comportant une matrice λ^α ne sont pas symétriques de couleur, ils ne sont pas susceptibles de former un état hadronique observable. Leur contribution sera donc nulle quand nous ferons l'approximation de remplacer les courants par leur partie asymptotique. On arrive à l'expression :

$$\mathcal{H}_{eff} = -\frac{G_f}{\sqrt{2}}\left\{a_1(m_b)\Big[(\bar{c}b')_H(\bar{d}'u)_H + (\bar{c}b')_H(\bar{s}'c)_H\Big] + a_2(m_b)\Big[(\bar{d}'b')_H(\bar{c}u)_H + (\bar{s}'b')_H(\bar{c}c)_H\Big]\right\}$$

où a_1 et a_2 sont deux coefficients, dont on peut montrer qu'ils sont réels [37], reliés entre eux par la relation :

$$a_1(m_b) = c_1(m_b) + \xi c_2(m_b) \qquad a_2(m_b) = c_2(m_b) + \xi c_1(m_b) \tag{2.16}$$

[8]La transformation de Fierz permet de ré-arranger un produit tensoriel $(\overline{\Psi}_1\Gamma\Psi_2)(\overline{\Psi}_3\Gamma\Psi_4)$ sous la forme $\sum_i a_i(\overline{\Psi}_1\Gamma_i\Psi_4)(\overline{\Psi}_3\Gamma_i\Psi_2)$, où les Γ sont des matrices carrées, dans notre cas les matrices de Gell-Mall.

ξ est le facteur de projection des singlets de couleur : $\xi = 1/N_c = 1/3$ pour QCD.

Formellement, la factorisation est un développement en puissances de $1/N_c$, qui est valable à l'ordre $1/N_c$ dans le cas ou $N_c \to +\infty$.

A ce stade de la description, nous sommes arrivés à décrire les désintégrations hadroniques de quarks sous la forme de produits de courants. Les uns sont proprotionnels à a_1, et décrivent la classe de désintégrations avec émission externe d'un W. Les autres sont proprotionnels à a_2, et décrivent la classe de désintégrations avec émission interne d'un W. Ainsi, la contribution des interactions fortes est contenue dans les constantes a_1 et a_2.

Application à la factorisation de deux désintégrations

Appliquons cette méthode à la décomposition de l'élément de matrice de la transition $\bar{B}_d \to D^+\pi^-$.

$$\langle D^+\pi^-|\mathcal{H}_{eff}|\bar{B}\rangle = -\frac{G_f}{\sqrt{2}} V_{cb}V_{ud}\, a_1(m_b)\, \langle D^+\pi^-|(\bar{c}b)_H(\bar{d}u)_H|\bar{B}\rangle$$

On a précédemment remplacé les courants du hamiltonien effectif par les courants des états hadroniques asymptotiques. Dans ce cadre, on néglige naturellement les interactions entre tous les états hadroniques. On considère donc dans notre exemple que les états D^+ et π^- sont découplés et on peut écrire :

$$|D^+\pi^-\rangle = |D^+\rangle \otimes |\pi^-\rangle \tag{2.17}$$

On peut maintenant procéder à la séparation des courants, car ils interagissent uniquement avec les particules physiques. Ainsi la contribution des opérateurs du courant $(\bar{d}u)_H$ sur les états $|\bar{B}\rangle$ et $|D^+\rangle$ est nulle. De la même façon, la contribution de $(\bar{c}b)_H$ sur $|\pi^-\rangle$ est nulle.

L'approximation de factorisation consiste :

1. à remplacer les courants de quarks par les courants asymptotiques, qui constituent les états liés ;
2. à remplacer l'élément de matrice du produit des courants hadroniques par le produit des éléments de matrice de chaque courant hadronique [26], soit :

$$\langle D^+\pi^-|\mathcal{H}_{eff}|\bar{B}\rangle = -\frac{G_f}{\sqrt{2}} V_{cb}V_{ud}\, a_1(m_b)\langle\pi^-|(\bar{d}u)_H|0\rangle\langle D^+|(\bar{c}b)_H|\bar{B}\rangle$$

La dernière étape concerne le calcul des éléments de matrice. L'expression de ces éléments est clairement explicitée dans la référence [31], et nous ne détaillerons pas ici les calculs.

De la même façon, on peut calculer l'élément de matrice $\bar{B} \to \bar{K}^0 J/\psi$, qu'on trouve proportionnel à a_2 :

$$\langle \bar{K}^0 J/\psi \, |\mathcal{H}_{eff}|\bar{B}\rangle = -\frac{G_f}{\sqrt{2}} V_{cb}V_{cs} \, a_2(m_b)\langle J/\psi \, |(\bar{c}c)|0\rangle\langle \bar{K}^0|(\bar{s}b)|\bar{B}\rangle$$

Les coefficients a_1 et a_2

Comme nous l'avons vu précédemment, l'élément de matrice d'une désintégration avec émission externe d'un W (ex. $B_d \to D^{(*)+}\pi^-$) est proportionnel à a_1, alors que l'élément de matrice d'une désintégration avec émission interne (ex. $B_d \to J/\psi \; K^{(*)0}$) est proportionnel à a_2. Il existe certaines désintégrations qui conduisent à un état final donné aussi bien par émission interne que par émission externe (ex. $B_u \to \bar{D}^0\pi^+$, figure 2.3) et dont l'élément de matrice est proportionnel à a_3, avec $a_3 = a_1 + xa_2$. Il y a dans ce dernier cas des interférences dans les désintégrations qui peuvent être destructives ou constructives.

Expérimentalement, on choisi d'oublier la valeur $\xi = 1/3$ de l'équation 2.16 pour ajuster directement les paramètres a_1 et a_2 à partir des rapports d'embranchement $\bar{\mathrm{B}}_\mathrm{d} \to \mathrm{D}^+\pi^-, \mathrm{D}^+\rho^-, \mathrm{D}^{*+}\pi^-$ et $\mathrm{D}^{*+}\rho^-$ qui se factorisent en fonction de a_1, et des rapports d'embranchement $\mathrm{B} \to J/\psi$ K et $\mathrm{B} \to J/\psi$ K* qui se factorisent en fonction de a_2.

Numériquement [40] :

$$|a_1| = 1,15 \pm 0,04 \pm 0,05 \pm 0,09$$
$$|a_2| = 0,26 \pm 0,01 \pm 0,01 \pm 0,02$$

Cependant, l'utilisation de modèles différents de celui de Bauer, Stech et Wirbel conduit à des variations d'environ 0,1 sur la valeur de a_2.

Si la valeur absolue du rapport a_2/a_1 s'obtient directement à partir des taux d'embranchement mesurés, on ne connait pas *a priori* le signe relatif de a_1 et a_2. Pour déterminer ce signe, on va comparer les valeurs théoriques[9] des rapports entre les taux d'embranchement (2.18) dans l'hypothèse où $\frac{a_2}{a_1} > 0$ d'une part, et $\frac{a_2}{a_1} < 0$ d'autre part, aux valeurs mesurées expérimentalement (table 2.11).

[9]Dans la référence [40] dont est extrait ce tableau, les calculs théoriques ont été effectués avec une valeur de $\pm 0,24$, légèrement différente du 0,23 déterminé expérimentalement.

$$
\begin{aligned}
(2.18) \qquad R_1 =& \frac{\mathrm{BR}(B^- \to D^0\pi^-)}{\mathrm{BR}(B^0 \to D^+\pi^-)} = (1 + 1,23a_2/a_1)^2 \\
R_2 =& \frac{\mathrm{BR}(B^- \to D^0\rho^-)}{\mathrm{BR}(B^0 \to D^+\rho^-)} = (1 + 0,66a_2/a_1)^2 \\
R_3 =& \frac{\mathrm{BR}(B^- \to D^{*0}\pi^-)}{\mathrm{BR}(B^0 \to D^{*+}\pi^-)} = (1 + 1,29a_2/a_1)^2 \\
R_3 =& \frac{\mathrm{BR}(B^- \to D^{*0}\rho^-)}{\mathrm{BR}(B^0 \to D^{*+}\rho^-)} = (1 + 0,75a_2/a_1)^2
\end{aligned}
$$

Rapport	calcul théorique avec $a_2/a_1 = -0,24$	calcul théorique avec $a_2/a_1 = +0,24$	Mesure expérimentale de CLEO
R_1	0,50	1,68	$1,89 \pm 0,26 \pm 0,32$
R_2	0,71	1,34	$1,67 \pm 0,27 \pm 0,30$
R_3	0,48	1,72	$2,00 \pm 0,37 \pm 0,28$
R_4	0,41	1,85	$2,27 \pm 0,41 \pm 0,41$

Tableau 2.11: Liste des rapports théoriques de taux d'embranchement pour les deux valeurs opposées de a_2/a_1 et rapports mesurés par CLEO. C'est l'hypothèse $a_2/a_1 > 0$ qui donne les résultats les plus proches des valeurs mesurées expérimentalement.

Le rapport $a_2(m_b)/a_1(m_b)$ vaut donc +0,23 pour la beauté. On détermine de façon analogue la valeur du rapport $a_2(m_c)/a_1(m_c)$ dans le système du charme à partir des désintégrations des mésons D en particules étranges. Expérimentalement, $a_2(m_c)/a_1(m_c) = -0,40$. On en déduit que les diagrammes d'interférence sont destructifs dans le systéme du charme et constructifs dans le système de la beauté.

2.6 La physique de la beauté

Depuis la découverte de la résonance Υ, état lié formé d'un quark b et d'un antiquark $\overline{b}$, l'interêt porté aux particules belles n'a cessé de croître.

2.6.1 Intérêt des hadrons beaux

L'étude des particules de beauté permet de tester différents paramètres du modèle standard :

- les hadrons beaux se désintègrent par l'intermédiaire des courants chargés de l'interaction faible, on peut ainsi mesurer les paramètres V_{cb} et V_{ub} de la matrice de CKM ;

- la grande masse du quark beau permet l'utilisation de calculs perturbatifs (cf. HQET);

- la durée de vie des hadrons beaux est suffisament longue ($c\tau \approx 400\ \mu m$) pour pouvoir être mesurée directement dans certaines conditions;

- l'étude des oscillations des B neutres ($\mathrm{B}^0 \leftrightarrow \bar{\mathrm{B}}^0$) permettra de déterminer les paramètres de mélange x_d et x_s, dont le rapport est proportionnel à $|V_{td}|/|V_{ts}|$;

- l'étude des désintégrations des B ($\mathrm{B}^0_\mathrm{d} \to J/\psi\ \mathrm{K}^0$ par exemple) permettrait de mesurer la violation de CP directe.

Nous commencerons ce paragraphe par un bref historique sur la découverte du quark b et la mise en évidence des mésons beaux légers. Puis, nous passerons en revue différents types d'accélérateurs qui produisent aujourd'hui des hadrons beaux.

2.6.2 Petit historique de la physique de la beauté

En 1977, l'équipe de L. Lederman étudiait les interactions d'un faisceau de protons de 400 GeV sur une cible fixe en cuivre. Certains des événements comportaient parmi les produits de désintégration des paires de muons de signes opposés, dont la masse invariante piquait à 10 GeV/c^2 environ. La résolution limitée de l'appareillage de mesure ($\approx$ 200 MeV/c^2) ne permettait pas d'étudier plus en détail la structure de cette bosse dans le spectre de masse invariante $\mu^+\mu^-$.

Une analyse plus fine effectuée en 1978 par les collaborations PLUTO, LENA et DASP situées sur le collisionneur e^+e^- DORIS à Hambourg permit de résoudre les résonances Υ(1S) (9460 MeV/c^2) et Υ(2S) (10023 MeV/c^2).

En 1979, la collaboration CLEO confirmait la présence des deux premières résonances Υ(1S) et Υ(2S), et mettait en évidence un troisième pic à 10355 MeV/c^2 , l'Υ(3S), à partir des données enregistrées au collisionneur e^+e^- CESR à Cornell.

La durée de vie de ces résonances déduite de leur largeur expérimentale etait trop grande ($\Gamma^{tot}_{\Upsilon(1S)} = 52,5$ KeV, soit $\tau_{\Upsilon(1S)} = 1,25 \times 10^{-20} s$) par rapport à la durée caractéristique de 10^{-23} s des désintégrations fortes. En conséquence, la paire quark antiquark s'annihilait par un processus électromagnétique en donnant un photon virtuel, qui pouvait se matérialiser en une paire $\mu^+\mu^-$.

Un an plus tard, le détecteur CLEO situé sur le collisionneur e^+e^- CESR à Cornell observa en plus des trois premières résonances un nouvel état lié $b\bar{b}$ d'une masse de 10580 MeV/c^2 , au cours d'un balayage en énergie. Ce nouvel état, l'Υ(4S) présentait une largeur de 24 MeV, nettement supérieure à celle des trois états précédents (52 KeV, 44 KeV et 27 KeV). La largeur importante reflétait l'ouverture de nouveaux canaux de désintégrations pour l'Υ(4S), par l'intermédiaire de la force nucléaire forte[10].

L'énergie du collisionneur fut alors ajustée sur la résonance Υ(4S) pour produire les mésons beaux attendus. Pendant les neufs premiers mois de prise de données, 150000 désintégrations furent enregistrées. La recherche des désintégrations exclusives des mésons beaux dans les canaux :

- $B^{\pm} \rightarrow D^0\pi^{\pm}$
- $B^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-$
- $B^0 \rightarrow D^{\pm}\pi^{\mp}$
- $B^{\pm} \rightarrow D^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{\pm}$

permis de reconstruire 18 candidats groupés à une masse de 5,274 GeV/c^2, première observation directe des mésons beaux [21].

Comment produire des hadrons beaux ?

Plusieurs expériences situées sur des accélérateurs de nature différente étudient les hadrons beaux. On peut les grouper en plusieurs familles, afin de comparer leurs avantages et leurs inconvénients :

Les particules belles produites dans la réaction $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow b\bar{b}$:

C'est *à priori* la meilleure façon de produire les mésons beaux $B^{\pm}$ et B^0 : la section efficace Υ(4S) $\rightarrow b\bar{b}$ est de 1,2 nb, sur un fond de 3,5 nb, soit un rapport signal sur bruit de 1/3.

[10] En effet, si l'état lié $b\bar{b}$ comporte suffisament d'énergie, les quarks b et $\bar{b}$ peuvent se séparer avec création d'une paire $q\bar{q}$, qui conduit finalement à la production d'une paire de mésons beaux B^0 $\bar{B}^0$ ($\bar{b}d$) ($b\bar{d}$) ou B^+ B^- ($\bar{b}u$) ($b\bar{u}$).

Les seules particules à pouvoir être produites à l'Υ(4S) sont les mésons $B_u^{\pm}$ et B_d^0, les autres états étant trop lourds par rapport à l'énergie disponible dans le centre de masse. La production de ces mésons est très propre : la masse de l'Υ(4S) (10580 MeV/c^2) est juste supérieure à celle d'une paire $B_u\bar{B}_u$ ou $B_d\bar{B}_d$ (10558 MeV/c^2) et l'énergie disponible après la création de la paire $B\ \bar{B}$ n'est pas suffisante pour former des particules d'hadronisation. Ainsi, on peut utiliser lors de la reconstruction de la chaine de désintégration la contrainte d'avoir la somme des quantités de mouvement des produits de désintégration de chaque méson égale à l'énergie du faisceau.

Cependant la production au repos de ces mésons n'est pas sans inconvénient :

- le vol des mésons avant leur désintégration ($\approx 20\mu$m) est nettement inférieur à la résolution des détecteurs de trace et on ne peut pas mesurer leur durée de vie;
- la désintégration de chaque méson au repos est isotrope et les produits de désintégration sont mélangés, ce qui peut poser des problèmes de reconstruction.

Les collaborations CLEO et ARGUS étudient les mésons beaux produits à l'Υ(4S).

Les particules belles produites dans le continuum $e^+e^- \to \gamma \to b\bar{b}$ à $\sqrt{s} \geqslant$20 GeV :

L'énergie dans le centre de masse est suffisante pour créer d'autres types de hadrons beaux, dans les proportions approximatives suivantes : 39,5% pour les $\mathrm{B_u}$, 39,5% pour les $\mathrm{B_d}$, 12% pour les $\mathrm{B_s}$ et 9% pour les baryons beaux, la fraction de B_c étant négligeable[11]. La production est cependant moins propre qu'à l'Υ(4S) car des particules d'hadronisation accompagnent maintenant les hadrons beaux. La séparation des deux types de particules est rendue possible grâce à la valeur élevée de la fonction de fragmentation du quark b : la fraction de l'énergie du faisceau emportée par un hadron beau pendant la phase d'hadronisation est piquée à des grandes valeurs [23, 24] (figure 2.6). En conséquence, les produits de désintégration sont en moyenne plus énergiques que les particules d'hadronisation.

Les particules belles sont produites avec suffisamment d'énergie et on peut mesurer directement leur vol. Pour une énergie dans le centre de masse de 60 GeV/c^2, la distance moyenne de vol dans le laboratoire est d'environ 1,6 mm.

Cependant, la section efficace est faible et décroît comme $1/\sqrt{s}$:

$$\sqrt{s} = 29\ GeV \quad \sigma(e^+e^- \to b\bar{b}) = 35\ \text{pb},$$
$$\sqrt{s} = 60\ GeV \quad \sigma(e^+e^- \to b\bar{b}) = 8\ \text{pb}.$$

[11] Des mesures récentes du paramètre d'oscillation des mésons B neutres permettent de calculer directement la fraction f_s des mésons $\mathrm{B_s}$ au pôle du Z. En utilisant les valeurs expérimentales combinées du paramètre de mélange des $\mathrm{B_d}$ mesuré au pôle du Z et à l'Υ(4S) ($\chi_d = 0,178 \pm 0,015$) et en supposant que le mélange des $\mathrm{B_s}$ est maximal ($\chi_s = 0,5$) et que la fraction de baryons est de $9 \pm 4\%$, on obtient $f_s = 0,112 \pm 0,026$ [22]. On a alors $f_u = f_d = \frac{1}{2}(1 - 0,12 - 0,09) = 0,395$.

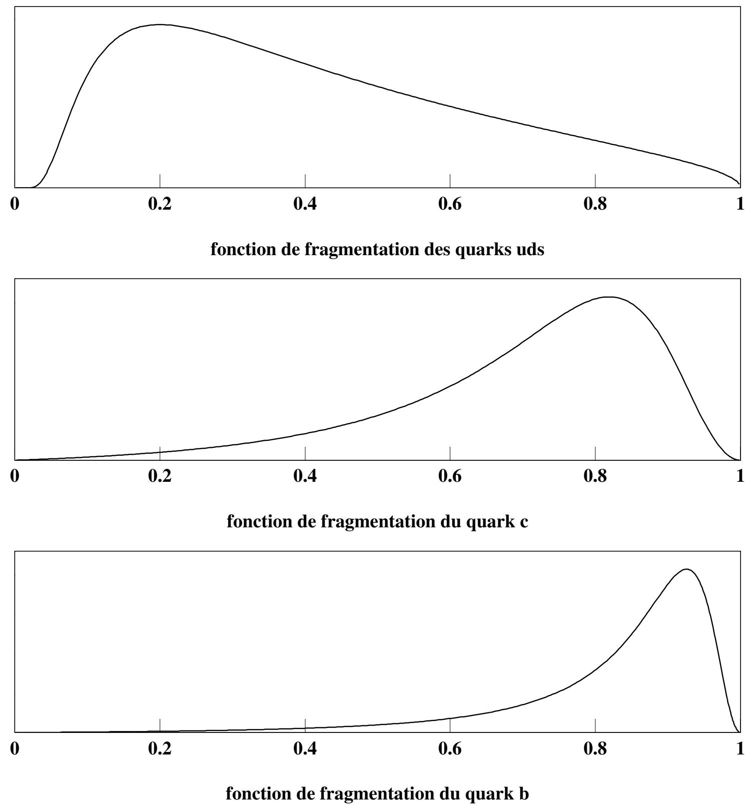


Figure 2.6: Après la phase d'hadronisation, les hadrons emportent une fraction de la quantité de mouvement du quark initial, d'autant plus importante que celui-ci est lourd. La *fonction de fragmentation* propre à chaque type de quark décrit cette fraction emportée par le hadron. Les fonctions de fragmentation des quarks u, d, s , c et b sont représentées.

Les particules belles produites au pôle du Z :

L'énergie disponible est importante par rapport à la masse typique des hadrons beaux : les particules sont produites avec une grande vitesse et volent en moyenne 2 mm avant de se désintégrer. La section efficace $Z \to b\bar{b}$ est de 4,6 nb, légèrement supérieure à celle de l'Υ(4S) avec un rapport signal sur bruit égal à 1/4.

La séparation des produits de désintégration des traces d'hadronisation est facilitée par la distance de vol importante des hadrons beaux associée à leur grande énergie. L'étude des caractéristiques de la beauté, si elle est associée a une bonne capacité d'identification, est ainsi facilitée dans cet environnement relativement propre.

Les particules belles produites par collision sur cible fixe :

L'énergie dans le centre de masse est faible (39 GeV pour des protons incidents de 800 GeV), mais on peut utiliser des faisceaux très intenses. La section efficace de production de hadrons beaux est d'environ 10 nb avec un faisceau de protons de 800 GeV , au prix d'un bruit de fond important. On ne peut signer les hadrons qu'en sélectionnant des désintégrations particulièrement propres ($B \to J/\psi\ + X$), mais avec des faibles rapports d'embranchement, de l'ordre de 1%.

Les particules belles produites dans des collisions hadroniques frontales $p\bar{p} \to b\bar{b}$:

La section efficace de production hadronique $b\bar{b}$ est importante (50 μb à $\sqrt{s} = 1,8$ TeV), mais noyée par la diffusion inélastique : $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{tot} = 1/1000$. Qui plus est, la section efficace de production $b\bar{b}$ est piquée à des faibles valeurs de la composante perpendiculaire de la quantité de mouvement : les particules belles produites ont des directions voisines de l'axe des faisceaux de protons. En résumé, si le taux de production de particules belles est important, la fraction qui est émise à grand angle, donc mesurable, est faible [27].

Comme pour les expériences sur cible fixe, on ne peut observer que les canaux de désintégration propres ($B \to J/\psi\ + X$), avec des rapports d'embranchements faibles, cependant largement compensés par la très grande section efficace de production $b\bar{b}$.

La collaboration CDF étudie les désintégrations des particules belles produites en collision $p\bar{p}$ au Tevatron, à Chicago.

Le tableau récapitulatif 2.12 permet de comparer les avantages et inconvénients des diverses sources de particules belles.

$\sqrt{s}$	accélérateur (collaboration)	luminosité du faisceau	paires $b\bar{b}$ en 10^7 s	$\sigma_{b\bar{b}}$	$\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{had}$	avantages	inconvénients
10,58 GeV e^+e^-	DORIS (ARGUS)	2×10^{31}	$1,6 \times 10^5$	1,2 nb	1/3	bon rapport S/B Υ(4S)$\rightarrow B\bar{B}$ $\sigma_{b\bar{b}}$ élevé	$\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$ seulement B ne volent pas
10,58 GeV e^+e^-	CESR (CLEO II)	2×10^{32}	$1,6 \times 10^6$	1,2 nb	1/3	bon rapport S/B Υ(4S)$\rightarrow B\bar{B}$ $\sigma_{b\bar{b}}$ élevé	$\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$ seulement B ne volent pas
60 GeV e^+e^-	TRISTAN (VENUS,TOPAZ,AMY)	1×10^{31}	800	8 pb	1/10	vol des B	part. d'hadronisation S/B moyen $\sigma_{b\bar{b}}$ faible
91 GeV e^+e^-	LEP (ALEPH,DELPHI,L3,OPAL)	1×10^{31}	1×10^6	6 nb	1/5	bon rapport S/B vol des B $\sigma_{b\bar{b}}$ élevé	part. d'hadronisation
1,8 TeV $p\bar{p}$	TEVATRON (CDF)	5×10^{30}	5×10^4 $(B \rightarrow J/\psi\ + X)$	50 μb	1/1000	$\sigma_{b\bar{b}}$ très élevé vol des B	taux de déclenchement élevé part.d'hadronisation S/B faible
39 GeV p(800GeV) sur cible fixe	FNAL (E771)	$\approx 10^{34}$	≈ 400 $(B \rightarrow J/\psi\ + X)$	15 nb	$1/(2 \times 10^6)$	vol des B	taux de déclenchement élevé part.d'hadronisation S/B très faible

Tableau 2.12: Caractéristiques et comparaisons des hadrons beaux produits dans les différents types d'accélerateurs.

Bibliographie

[1] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264 ;

A. Salam dans Elementary particle theory, ed. N. Svartholm (Almquist et Wiksells, Stockholm, 1969) p. 367 ;

S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L Maiani, Phys. Rev **D2** (1970) 1285.

[2] Particle Data Group : L. Montanet *et al.*, Phys. Rev. **D50** (1994) 1173.

[3] Les papiers originaux décrivant le formalisme de la matrice de mélange sont dans les références :

N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett 10 (1963) 531.

S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L Maiani, Phys. Rev **D2** (1970) 1285.

[4] M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Th. Phys. **49** (1973) 652.

[5] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1945.

[6] J.R Patterson HEP 1994, Glasgow.

[7] J.R. Aitchinson, An informal introduction to gauge field theories, Cambridge Press University, 91-96.

[8] H. Pagels, Departures from chiral symmetry, Phys.Rep. **16C** (1975) 219-311.

[9] M.B. Voloshin, M.A. Shifman, Sov.J.Nucl.Phys. 45 (1987) 292.

[10] M.B. Voloshin, M.A. Shifman, Sov.J.Nucl.Phys. 47 (1988) 511.

[11] N.Isgur, M.B. Wise, Phys.Lett. B232 (1989) 113-117.

[12] N.Isgur, M.B. Wise, Phys.Lett. B237 (1990) 527-530.

[13] B.Grinstein, An introduction to the theory of heavy mesons and baryons, Lectures given at Tasi in June 1994, HEP-PH-9411275.

[14] M.Neubert, Heavy quark masses, mixing angles and spin-flavor symmetry, Lectures presented at Tasi in 1993, Boulder, Colorado, CERN-TH.7225/94 et HEP-PH-9404296.

[15] M.Neubert, Heavy quark symmetry, Phys.Rep. **245** (1994) 259-396.

[16] U.Aglietti, Prediction of beauty particle masses with the heavy quark effective theoty, Phys.Rev.Lett **B 281** (1992) 341-344.

[17] Toshiaki Ito, Toshiyuki Morii, Morimitsu Tanimoto, Mass level of heavy flavored hadrons in the heavy-quark effective theory, Zeit Phys. **C 59** (1993) 57-61.

[18] Waikwok Kwong et J. L. Rosner, Masses of new particles containing b quark, Phys.Rev. **D44** (1991) 212-219.

[19] Olivier Pène, communication privée.

[20] H.Georgi, B.grinstein et M.B. Wise, preprint Caltech, CALT-68-1664.

[21] N.B. Mistry, R.A. Poling et E.H Thorndike, Particles with naked beauty, Scientific American, Juillet 1983.

[22] M. Jimack, B-physics at LEP, Présentation a Moriond electro-weak, mars 1995.

[23] Pythia 5.6 and Jetset 7.3, Physics and manual, Torbjörn Sjöstrand, theory division, CERN-TH.6488/92, page 204.

[24] Jean-Luc Fousset, Mesure des durées de vie des mésons beaux chargés et neutres en reconstruisant les canaux exclusifs de désintégration contenant un J/ψ avec le détecteur DELPHI au LEP. Thèse soutenue le 24 avril 1994. page 20.

[25] Z physics at LEP 1, volume 1, rapport jaune du Cern, edité par G.Altarelli, R. Kleiss et C.Verzegnassi, CERN 89-01, pages 311 et suivantes.

[26] Z physics at LEP 1, volume 1, rapport jaune du Cern, edité par G.Altarelli, R. Kleiss et C.Verzegnassi, CERN 89-01, pages 327 et suivantes.

[27] Heavy-quark cross sections at hadron collider energies, Phys.Rev. **D46** (1992) 169-180.

[28] Experimental techniques for B physics, Natalie A. Roe, comptes rendus de la 20ième école d'été de physique des particules de SLAC en 1992 : The third family and the physics of flavor.

[29] Experimental aspects of B physics, Persis S. Drell, cours donnés à l'école d'été de SLAC en 1990.

[30] Quelques réflexions sur le charme et la beauté, P. Henrard, PCCF RI 88-08, mai 1988.

[31] J.Bijnens and F.Hoogeveen, Two Body decays of B_s^0 mesons, CERN-TH.6449/92.

[32] P. Abreu et al., Production rate and decay lifetime measurements of B_s mesons at LEP using D_s and ϕ mesons, Zeit. Phys. C.

[33] J.Ellis, M.K. Gaillard et D.V. Nanopoulos, On the weak decay of high-mass hadrons, Nucl. Phys. **B100** (1975) 313-328.

[34] M.K. Gaillard et B.W. Lee, $\Delta I = \frac{1}{2}$ rule for nonleptonic decays in asymptotically free field theories, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 108-111.

[35] D. Fakirov et B. Stech, F and D decays, Nucl. Phys. **B133** (1978) 315-326.

[36] M. Bauer et B. Stech, Exclusive D decays, Nucl. Phys. **B152** (1985) 380-384.

[37] M. Bauer, B. Stech et M. Wirbel, Exclusive non-leptonic decays of D, D_s and B mesons, Z.Phys. **C 34** (1987) 103-115.

[38] A.J. Buras et J.M. Gérard, $1/N$ expansion for exclusive and inclusive charm decays, Nucl. Phys. **B268** (1986) 16-48.

[39] G. Altarelli, R. Kleiss et C. Verzegnassi, Z physics at LEP 1, Volume 1 : Standard physics, CERN 89-08, rapport jaune du CERN.

[40] J.G. Smith, B physics at threshold, recent results from Argus and Cleo, Les rencontres de physique de la vallée d'Aoste, comptes rendus de la conférence de La Thuile, 6-14 mars 1994.

[41] A QCD treatment of the weak decays of heavy flavour hadrons without voodoo and undue incantations, HEP-PH 9501418.

[42] M. Neubert, Theoretical uncertainities in the extraction of $|V_{cb}|$ from $\bar{\mathrm{B}} \to \mathrm{D}^* l\nu$ decays near zero recoil, CERN-TH.7396/94 HEP-PH 9409306.

[43] M.Wirbel, B.Stech et M.Bauer, Z. Phys. **C29** (1985) 637.

[44] M.Bauer, B.Stech et M.Wirbel, Z. Phys. **C34** (1987) 103.

[45] Search for exclusive charmless B meson decays with the DELPHI detector at LEP, contribution à la conférence internationale de Glasgow, DELPHI note 94-105 Glasgow PHYS 422.

[46] A.B. Kaidalov et A.V. Nogteva, Yad. Fiz. **47** (1988) 505; Sov. J. Nucl. Phys. **47** (1988) 321.

[47] S. Godfrey et N. Isgur, Phys. Rev. **D 32** (1985) 189.

[48] N. Byers et D.S. Hwang dans Proceedings of the workshop on high sensitivity beauty physics at Fermilab, Batavia, Illinois, 1987, édité par A.J. slaughter, N. Lockyer et M. schmidt (Fermilab, Batavia, 1987) 199.

[49] A. Martin dans Heavy flavors and high energy collisions in the 1-100 TeV range, édité par A. Ali et L. Cifarelli, Plenum, New York (1989) 141.

[50] D.P. Stanley et D. Robson, Phys. Rev. **D 21** (1980) 3180; Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 235.

[51] Dale Izatt, Carleton DeTar et Mark Stephenson, Nucl. Phys. **B199** (1982) 269.

[52] C.R. Allton et al., Collaboration Ape, Nucl. Phys. **B 413** (1994) 461.

[53] C.R. Allton et al., Collaboration Ape, Nucl. Phys. **B 326** (1994) 29.

Chapitre 3

La reconstruction exclusive des mésons $\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$

Choix des canaux de désintégration — Caractéristiques des désintégrations — Etude du méson J/ψ — Etude des mésons $\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$ — Les sources de bruit — Les critères de sélection — La reconstruction de la chaîne de désintégration avec contraintes de masse et de direction de vol — Analyse des données simulées — Analyse des données réelles — Conclusions.

Depuis leur découverte en 1979, les mésons $\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$ sont abondamment produits et étudiés par de nombreuses collaborations (tableau page 55). Grâce à l'importante statistique accumulée, leurs caractéristiques (rapport d'embranchement, masse, ...) sont connues avec une bonne précision. Ces mésons nous serviront d'étalons pour tester les outils utilisés dans la recherche de mésons $\mathrm{B_s}$, qui fera l'objet du prochain chapitre.

Dans un premier temps, nous choisirons deux canaux de désintégration pour reconstruire les mésons $\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$. Puis, après avoir passé en revue les différentes sources de bruit susceptibles de contaminer le signal, nous définirons les critères de sélection et déterminerons les efficacités de détection correspondantes. Enfin, nous calculerons une masse moyenne et une estimation des rapports d'embranchement des désintégrations à partir des événements que nous aurons reconstruits. Les valeurs obtenues seront comparées aux valeurs moyennes mondiales [1] pour tester la validité de la méthode.

3.1 Choix des canaux de désintégration

L'analyse suivante a pour but de tester les algorithmes de reconstruction de la masse des mésons B_u et B_d.

La masse de la particule mère étant égale à la masse invariante des produits de désintégration, il est nécessaire de reconstruire entièrement la chaîne de désintégration pour mesurer précisement la masse des mésons. On sélectionne les désintégrations pour lesquelles toutes les particules de l'état final[1] sont chargées, donc facilement détectables et mesurables avec une grande précision. Les rapports d'embranchement des désintégrations exclusives sont malheureusement faibles, au plus égaux à quelques % [1] car la masse élevée des particules belles leur donne accès à un très grand nombre de voies de désintégration.

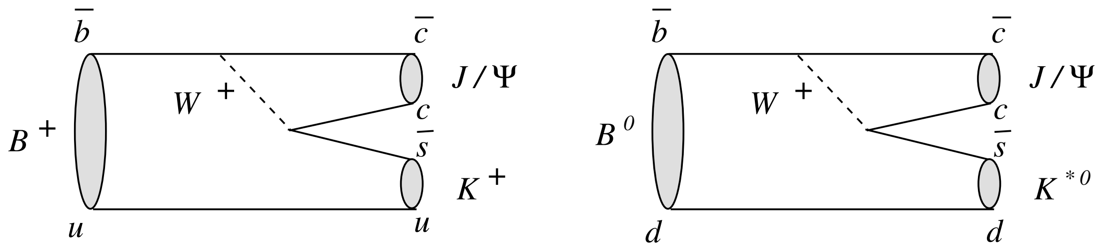
Nous avons sélectionné les désintégrations (figure 3.1):

- $B_u^+ \to J/\psi\ K^+;\ J/\psi \to \mu^+\mu^-$
- $B_d^0 \to J/\psi\ K(892)^{*0};\ J/\psi \to \mu^+\mu^-;\ K^{*0} \to K^+\pi^-$

pour les raisons suivantes :

- la topologie de ces désintégrations est voisine de celle de la désintégration du méson B_s en $J/\psi\ \phi$ qui sera étudiée par la suite;
- les rapports d'embranchement des désintégrations [1] sont suffisamment importants pour reconstruire quelques événements par million de Z (voir calcul plus loin);
- l'état final est composé de deux μ chargés, d'un $K^\pm$ (et d'un $\pi^\mp$ pour le B_d), que l'on peut facilement détecter;
- la désintégration fait intervenir l'état intermédiaire J/ψ , résonance étroite qu'on sait reconstruire avec un bon rapport signal sur bruit dans le canal $J/\psi \to \mu^+\mu^-$;
- la durée de vie des J/ψ et K^{*0} qui se désintègrent par interaction forte étant négligeable, on considère que toutes les particules émises dans la désintégration du B_u et du B_d proviennent du même vertex. On utilisera cette contrainte de vertex commun dans la sélection des événements et la reconstruction de la chaîne de désintégration.

[1] Les particules comme les $K^\pm$, les $\pi^\pm$ et les $\mu^\pm$ sont considérées au premier ordre comme stables dans notre analyse. En effet leurs durées de vie propres sont suffisamment importantes (μ, π, K : $c\tau$ = 659 m, 7,8 m, 3,7 m) pour qu'elles traversent le détecteur sans se désintégrer avant de rencontrer les calorimètres ou les chambres à muons.



(a) désintégration du méson $\mathrm{B_u}$ en $J/\psi \;\; K^-$ (b) désintégration du méson $\mathrm{B_d}$ en $J/\psi \;\; K^{*0}$

Figure 3.1: Diagrammes spectateurs internes de désintégration des mésons $\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$ en $J/\psi\ K^-$ et $J/\psi\ K^{*0}$.

Nous pouvons estimer le nombre d'événements produits dans chaque canal par million de Z d'après les valeurs de la référence [1] :

$\mathbf{B_u \to J/\psi\ K^+; J/\psi \to \mu^+\mu^-}$

$BR(Z \to b\bar{b})$	:	0,221
$b(\bar{b}) \to \bar{B}_u(B_u)$	:	$2 \times 0,395$
$BR(B_u \to J/\psi\ K^+)$	:	$1,02 \times 10^{-3}$
$BR(J/\psi \to \mu^+\mu^-)$	:	$5,97 \times 10^{-2}$

Soit **10,68** événements par million de désintégrations hadroniques du Z

$\mathbf{B_d \to J/\psi\ K^{*0}; J/\psi \to \mu^+\mu^-, K^{*0} \to K^+\pi^-}$

$BR(Z \to b\bar{b})$	:	0,221
$b(\bar{b}) \to \bar{B}_d(B_d)$	:	$2 \times 0,395$
$BR(B_d \to J/\psi\ K^{*0})$	:	$1,58 \times 10^{-3}$
$BR(J/\psi \to \mu^+\mu^-)$	:	$5,97 \times 10^{-2}$
$BR(K^{*0} \to K^+\pi^-)$	:	0,667

Soit **11,08** événements par million de désintégrations hadroniques du Z

En fait, le nombre effectif d'événements N que nous obtiendrons dépendra des performances du détecteur et des programmes de reconstruction et d'analyse associés :

$$N_{\mathrm{B_u,B_d}} \approx 11\ N_{10^6}\ \epsilon_{rec}\ \epsilon_{sel}$$

où N_{10^6} est le nombre de million de Z produits et ϵ_{rec} (resp. ϵ_{sel}) est l'efficacité de reconstruction (resp. de sélection) des événements .

3.2 Topologie et caractéristiques des désintégrations

La topologie et les caractéristiques du signal qui seront plus tard comparées à celles des sources de fond nous serviront à déterminer les critères de sélection pour l'analyse des données.

Energie des produits de désintégration

Grâce à la valeur élevée de la fonction de fragmentation du quark b (figure 2.6), la fraction de l'énergie du faisceau emportée par les mésons B pendant la phase d'hadronisation est importante. Un méson B produit au pôle du Z a une énergie moyenne de 31 GeV (figure 3.2.a). La distribution de la quantité de mouvement des produits de désintégration de la réaction $\mathrm{B_d} \rightarrow J/\psi\ \mathrm{K}^{*0}; J/\psi\ \rightarrow \mu^+\mu^-; \mathrm{K}^{*0} \rightarrow \mathrm{K}^+\pi^-$ est présentée sur les figures 3.2.b,c et d.

Vertex séparé, distance de vol

Avec une énergie caractéristique de 31 GeV , les mésons beaux volent en moyenne 2,7 mm avant de se désintégrer[2]. Le vertex du B est bien séparé de la zone d'interaction primaire (figure 3.3).

Masse des mésons

Les masses des mésons $\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$ sont très voisines ($\Delta M = 0,3$ MeV/c^2) et l'on considèrera pour la suite qu'elle est égale à 5279 MeV/c^2 , sans considération de la charge. Un méson B désignera indifféremment un $\mathrm{B_u}$ ou un $\mathrm{B_d}$.

[2]la durée de vie propre du méson $\mathrm{B_u}$, (resp. $\mathrm{B_d}$), est de $c\tau = 462\ \mu$m, (resp. $c\tau = 449\ \mu$m) [1]

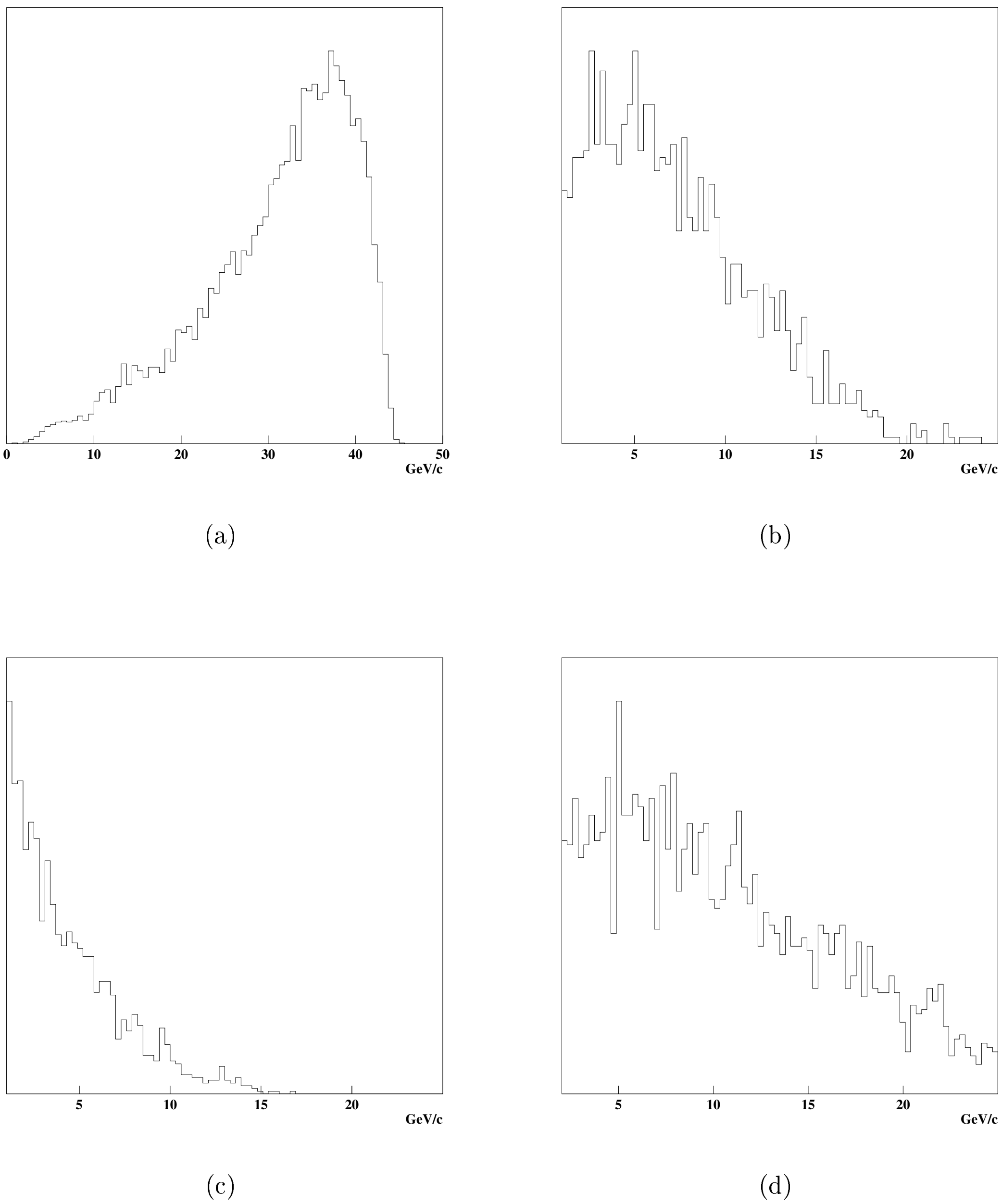


Figure 3.2: (a) distribution de la quantité de mouvement du méson B_d. On a aussi représenté cette quantité pour les produits de désintégration d'un méson B_d de quantité de mouvement supérieure à 20 GeV/c : (b) $K^{\pm}$, (c) $\pi^{\pm}$ et (d) $\mu^{\pm}$. (données simulées $B_d \rightarrow J/\psi\ K^{*0}; J/\psi\ \rightarrow \mu^+\mu^-; K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$).

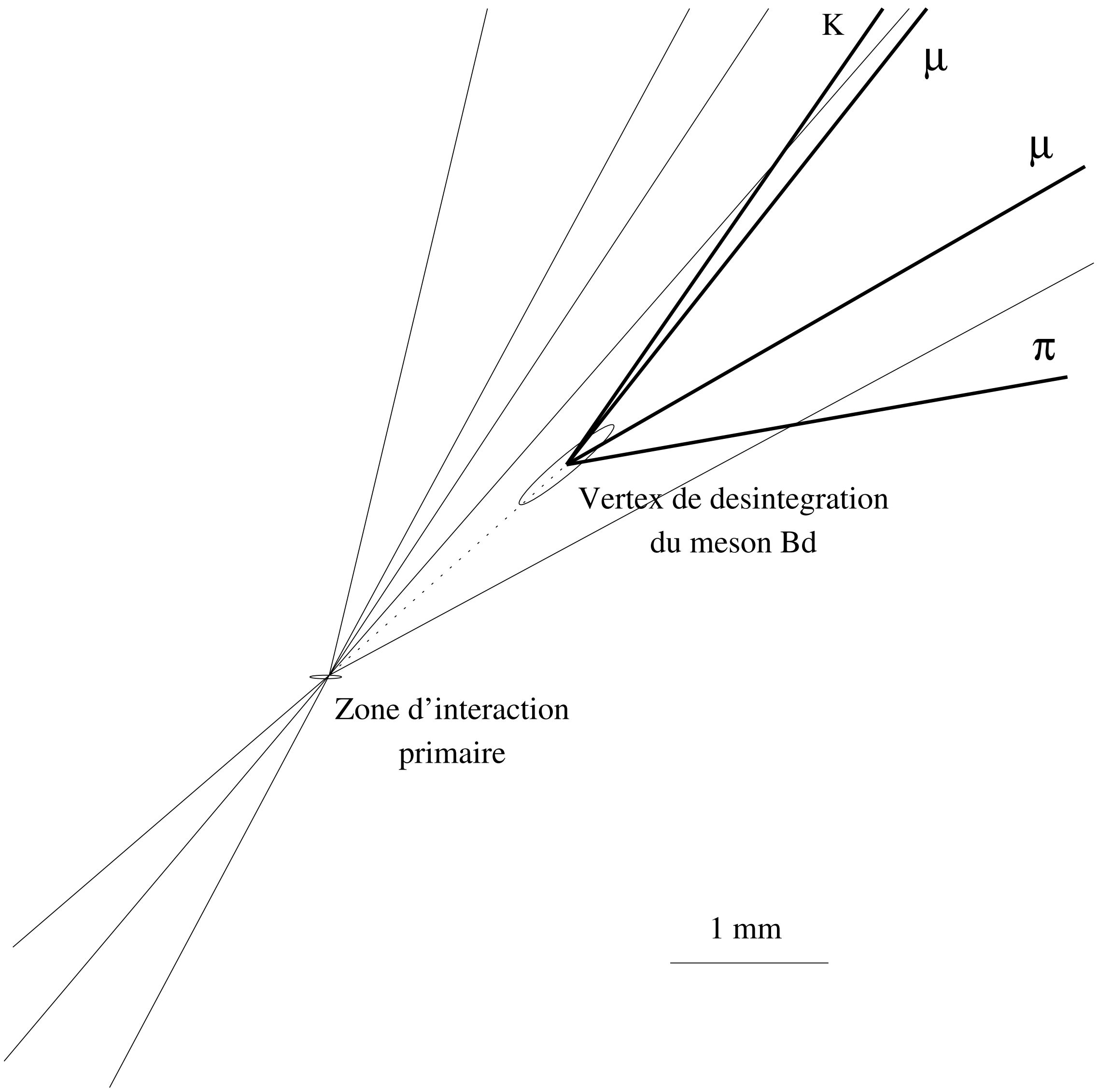


Figure 3.3: Exemple de désintégration du méson $\mathrm{B_d}$ dans le mode $J/\psi\ \mathrm{K}^{*0}$, avec $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $\mathrm{K}^{*0} \rightarrow \mathrm{K}^+\pi^-$. Le méson est produit au niveau de la zone d'interaction primaire et parcourt typiquement 2,7 mm avant de se désintégrer. L'ellipse horizontale est centrée sur la zone d'interaction primaire qui a une dispersion typique de 150 μm en x et 10 μm en y. L'ellipse inclinée représente la résolution expérimentale à un écart standard sur la détermination du vertex de désintégration du méson $\mathrm{B_d}$: la longueur du demi grand axe est d'environ 300 μm.

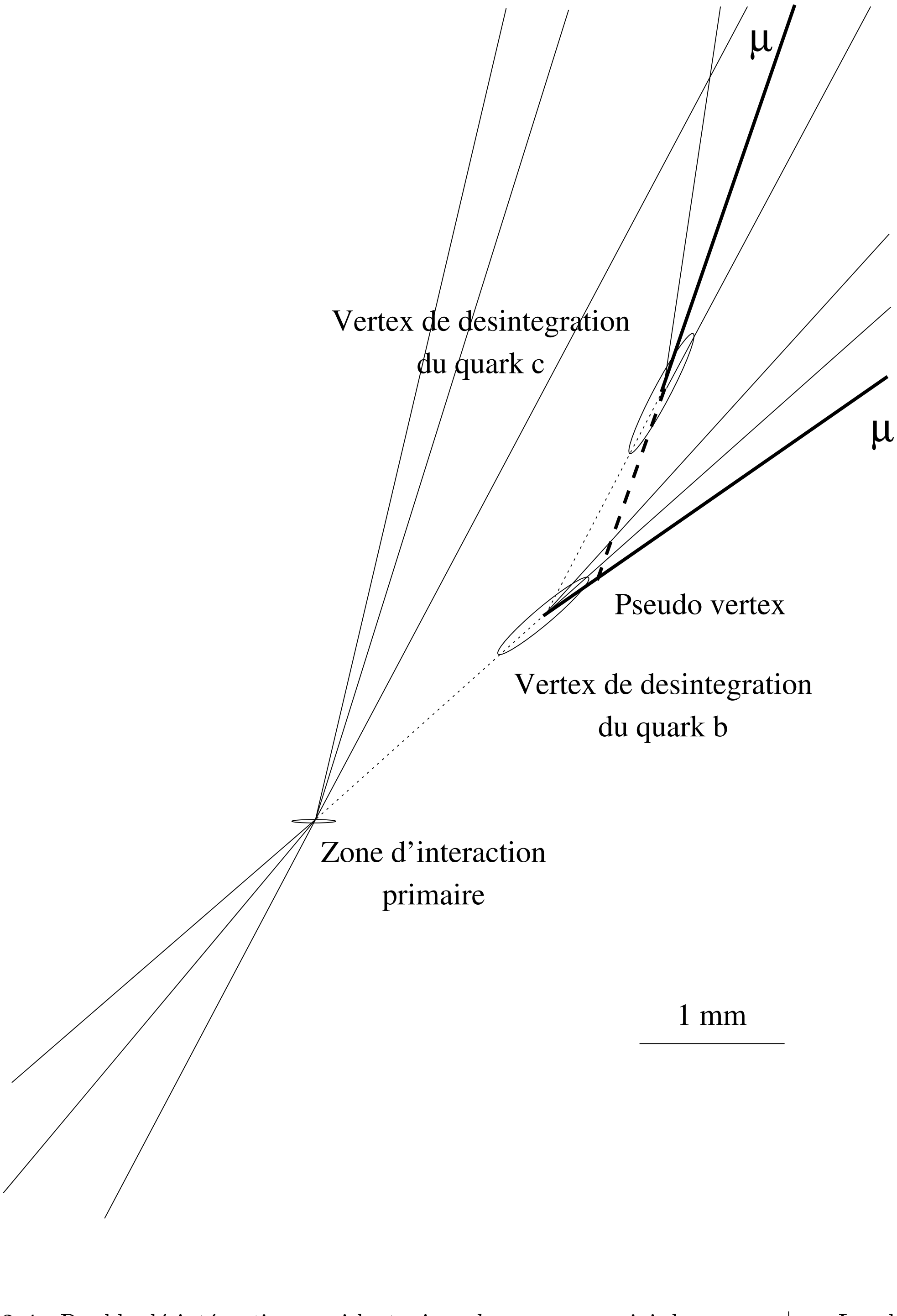


Figure 3.4: Double désintégration semi-leptonique $b \to c\ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ suivi de $c \to s\ \mu^+ \nu_\mu$. Les deux μ de charges opposées semblent provenir d'un vertex commun. Ce type de désintégration est une source de bruit de fond dans la recherche d'événements B $\to J/\psi\ $ + X.

Nature des produits des désintégration

Il est possible de caractériser expérimentalement les particules émises dans la désintégration en utilisant les propriétés d'identification de DELPHI. Les muons, particules très pénétrantes, sont identifiés par leur passage dans les chambres à muons. Les kaons sont caractérisés par leur perte d'énergie dans le gaz de la T.P.C., ou par l'angle Tchérenkov dans les radiateurs liquides et gazeux du RICH, en corrélation avec la mesure de leur quantité de mouvement.

Masse des états intermédiaires

Comme la paire $\mu^+\mu^-$ (resp. $K^\pm\pi^\mp$) provient de la désintégration du J/ψ (resp. K^{*0}), on rejettera les associations dont la masse invariante n'est pas compatible avec la masse de la particule mère. Nous définirons plus loin le domaine de compatibilité de la masse invariante d'une paire de particules avec la masse de la particle mère.

3.3 La recherche expérimentale des mésons B

La recherche expérimentale de mésons B se passe en deux étapes consécutives. Dans un premier temps, on reconstruit le J/ψ , puis on associe des hadrons aux traces du J/ψ pour former le méson B.

3.3.1 La résonance J/ψ

D'après la référence [2], les J/ψ sont majoritairement produits dans la réaction :

$$Z \to b\bar{b},\ b \to J/\psi\ X \tag{3.1}$$

On peut aussi citer la fragmentation de gluons :

$$Z \to q\bar{q}g^*,\ g^* \to J/\psi\ gg \tag{3.2}$$

et la fragmentation du charme :

$$Z \to c\bar{c},\ c\ (\bar{c}c)\ \bar{c} \to J/\psi\ c\bar{c} \tag{3.3}$$

Les contributions des réactions (3.2) et (3.3) sont faibles, et représentent environ 1% du taux de production de la réaction (3.1). On considèrera donc pour la suite que tous les J/ψ proviennent d'un quark beau.

A priori, il semblerait utile d'utiliser un algorithme de reconnaissance de production de paire $b\bar{b}$ [3]. En pratique, nous risquons de perdre une partie importante des événements à cause de l'efficacité limitée (50% pour une pureté de 80%) de l'algorithme. La part du bruit de fond étant relativement faible dans les deux canaux exclusifs étudiés, nous n'utiliserons pas cette méthode de sélection.

Dans notre analyse, nous reconstruirons le J/ψ uniquement dans le canal $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Nous avons volontairement choisi de ne pas prendre en compte le canal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ à cause :

- de l'importante radiation de photons par les électrons et positons de l'état final, qui dégradent fortement la résolution sur la reconstruction du pic de J/ψ.
- de la modeste efficacité de sélection des électrons dans DELPHI ($< 50\%$);

Le signal sera donc composé de deux muons de signes opposés dans un environement hadronique. Il existe cependant d'autres processus physiques conduisant à la détection d'une paire de μ dans un environement hadronique.

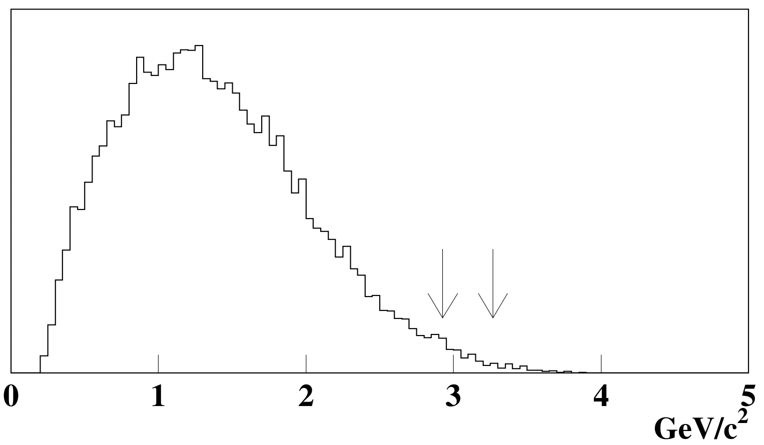


Figure 3.5: Spectre de masse invariante d'une paire $\mu^+\mu^-$ provenant de la double désintégration semi-leptonique $b \rightarrow c\ \mu^-\bar{\nu}_\mu$ suivi de $c \rightarrow s\ \mu^+\nu_\mu$ (données simulées). La zone de masse située à ±170 MeV/c^2 autour du pic du J/ψ ($m_{J/\psi} = 3097$ MeV/c^2) est indiquée par les flèches.

3.3.2 Les sources de bruit dans le reconstruction du J/ψ

La double cascade semi-leptonique

La première contribution au bruit de fond provient de la double désintégration semi-leptonique $b \rightarrow c\ \mu^- \nu_\mu$ suivi de $c \rightarrow s\ \mu^+ \bar{\nu_\mu}$ (figure 3.4) que nous appelerons par la suite *double cascade.* Le rapport d'embranchement de la désintégration semi-leptonique d'un quark b ou c avec émission d'un μ est estimée à 10% [1], soit un rapport d'embranchement de 1% pour la double cascade. On crée ainsi environ 4400 paires $\mu^+\mu^-$ par million de Z. Le spectre de masse invariante $\mu^+\mu^-$ est présenté sur la figure 3.5 : la région de masse où nous rechercherons un signal de J/ψ (2926 MeV/c^2 à 3268 MeV/c^2) [3] est en queue de distribution et la contamination est d'environ 1,5%, soit 60 paires par million de Z.

Les hadrons improprement identifiés comme étant des muons

Plusieurs processus peuvent contribuer à des interactions dans les chambres à muons, analogues à celles attendues pour de vrais muons :

- si un hadron suffisamment énergique traverse tout le fer du calorimètre hadronique sans interaction inélastique, il va ioniser sur son passage le gaz des chambres à muons et être considéré à tort comme un μ ;
- certaines particules énergiques peuvent traverser les 6 longueurs d'interaction nucléaire du calorimètre hadronique et atteindre les chambres à muons ;
- l'un des constituants d'une gerbe hadronique peut atteindre les chambres à muons, avec une direction différente de la particule initiale. Il peut arriver qu'un des coups coorespondants dans les chambres à muons soit dans le prolongement d'une trace voisine, qui sera alors improprement considérée comme un μ.

Les désintégrations des pions et des kaons pendant leur vol

Un autre source de contamination provient des désintégrations $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm\ \nu_\mu$ (BR = 100%) et $K^\pm \rightarrow \mu^\pm\ \nu_\mu$ (BR = 63%) qui arrivent avant le calorimètre hadronique, situé à 3,7 m de la zone d'interaction primaire. Cette distance représente environ 1/75 (respec. 1/10) de la distance moyenne de vol d'un π (respec. K) chargé de 5 GeV/c .

[3] Ce domaine de masse dépend de la résolution de l'appareillage de mesure. Il sera défini ultérieurement quand nous analyserons les données réelles. Cependant, nous citerons d'ores et déjà les résultats de cette future analyse.

Si le μ émis dans la désintégration est suffisament énergique, il peut traverser le calorimètre hadronique et être associé à tort au hadron initial si sa trajectoire est voisine de celle de ce dernier.

Nous appelerons *faux* μ ces particules mal identifiées ou mal associées.

Ces faux μ associés entre eux ou à des vrais μ contribuent à la formation de paires dont certaines ont une masse compatible avec celle du J/ψ .

Le tableau 3.1 (d'après la référence [4]) donne la proportion des différentes composantes du fond entre 2,95 et 3,20 GeV/c^2 .

origine du bruit de fond	fraction entre 2,95 et 3,20 GeV/c^2
2 faux μ	43 %
1 faux μ + 1 vrai μ	31 %
2 vrais μ non corrélés	≈ 0
double cascade	26 %

Tableau 3.1: Fraction des différentes composantes du bruit de fond dans la recherche du J/ψ en deux μ.

3.4 La reconstruction du J/ψ

Nous allons maintenant mettre en évidence le signal de J/ψ dans le canal $\mu^+\mu^-$ à partir des données réelles enregistrées dans le détecteur DELPHI entre 1991 et 1994.

3.4.1 L'identification des muons

Le programme d'identification standard des μ [5] est basé sur l'extrapolation vers les chambres à muons des traces reconstruites dans la partie centrale du détecteur. Une méthode de χ^2 basée sur la distance entre trace extrapolée et *coups*[4] dans les chambres à

[4]On appelle *coup* un élément de trace mesuré dans un module, ici, les chambres à muons.

muons permet d'estimer la probabilité qu'une trace donnée soit un μ. En fonction de la valeur du χ^2, du nombre de *coups* et de leur disposition par rapport à la trace extrapolée, une particule considérée comme étant un μ sera associée à un critère d'identification *très faible, faible, normal* ou *fort*.

Dans l'acceptance des chambres à muons (environ 75% de l'angle solide jusqu'en 1993), l'efficacité d'identification *faible* d'un μ de quantité de mouvement supérieure à 3 GeV/c dans un jet hadronique est de 90%. La probabilité de mauvaise identification ou *contamination* est estimée à 1,2% à partir d'un lot de $\pi^\pm$ provenant de désintégrations de $\tau^\pm$ et de K^0 [2].

Le calorimètre hadronique qui couvre 95% de l'angle solide permet de récupérer les μ qui passent à l'extérieur des chambres à muons (trous de 43^0 à 53^0 et de 127^0 à 137^0) : une particule est identifiée si l'énergie qu'elle dépose dans trois des quatre couches du calorimètre est compatible avec celle d'un μ. L'efficacité d'identification augmente ainsi jusqu'à 93%, au prix d'une certaine augmentation du bruit de fond.

Installées en 1994, les chambres à muons supplémentaires couvrent la majeure partie de la zone de 43^0 à 53^0 et de 127^0 à 137^0, et permettent d'augmenter de 15% l'efficacité globale d'identification des μ dans les jets, sans avoir à utiliser l'information du calorimètre hadronique qui apporte dans ce cas un gain négligeable.

3.4.2 Le signal de J/ψ

Après avoir estimé les efficacités de sélection à partir de données simulées, nous reconstruirons le signal de J/ψ en utilisant les 3 millions de Z enregistrés entre 1991 et 1994.

Evénements simulés $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

Le programme d'identification standard des μ a été utilisé sur deux lots de données simulées contenant au moins une désintégration $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ par événement. La simulation du détecteur pour les particules du premier lot est basée sur la configuration de 1993, alors que le second lot bénéficie des améliorations apportées en 1994 : détecteur de vertex équipé de couches croisées et chambres à muons supplémentaires. En demandant les critères suivants :

- plus de cinq particules chargées par événement;
- quantité de mouvement de chaque μ supérieure à 3 GeV/c ;
- quantité de mouvement totale supérieure à 10 GeV/c ;

- critère d'identification *faible, normal* ou *fort* pour chacun des μ;
- probabilité que les deux traces proviennent d'un vertex commun supérieure à 0,1%;
- $|\cos\theta_{th}| < 0,95$ où $\cos\theta_{th}$ est le cosinus de l'angle entre l'axe de poussée[5] de l'événement et l'axe des faisceaux;
- les deux μ dans le même hémisphère (défini par rapport à l'axe de poussée).

on mesure une efficacité absolue de reconstruction et d'identification du J/ψ dans le canal $\mu^+\mu^-$ de 36% pour 1993 et de 41% pour 1994, soit une augmentation relative de 15% grâce aux chambres à muons supplémentaires.

Les données réelles

Le spectre de masse invariante $\mu^+\mu^-$ cumulé pour les années 1991 à 1993 et celui obtenu en 1994 sont présentés sur les figures 3.6.a et 3.6.b. On a ajusté le spectre obtenu par la somme d'une gausienne pour le signal et d'une exponentielle décroissante pour décrire le comportement du bruit de fond. Les résultats de l'ajustement pour les trois spectres sont dans le tableau 3.2. Le nombre relativement faible de J/ψ reconstruit en 1994, par rapport aux améliorations apportées (détecteur de vertex à couches croisées, chambres à muons supplémentaires), devrait augmenter après la prochaine phase de réalignement des modules de DELPHI et l'amélioration des programmes de reconstruction.

année(s) de prise de données	nombre de J/ψ	position du centre du pic de J/ψ	largeur du pic de J/ψ
1991 à 1993	131 ± 13	3088 ± 6 MeV/c^2	51 ± 5 MeV/c^2
1994	128 ± 15	3107 ± 8 MeV/c^2	64 ± 9 MeV/c^2
1991 à 1994	251 ± 20	3096 ± 5 MeV/c^2	57 ± 5 MeV/c^2

Tableau 3.2: Résultats de l'ajustement du spectre de masse invariante $\mu^+\mu^-$ par une exponentielle décroissante pour décrire le comportement du bruit de fond et par une gausienne pour le signal de J/ψ . La largeur du pic correspond au sigma de la gausienne.

La largeur du pic de masse total du J/ψ (figure 3.6.c) nous permet de définir l'intervalle de recherche des J/ψ . Nous considèrerons que toutes les paires $\mu^+\mu^-$ dont la masse invariante est à moins de trois écart-standards du centre du pic de masse sont des candidats J/ψ , soit la région allant de 2926 à 3268 MeV/c^2 .

On remarque au passage l'absence significative d'accumulation d'événements à la masse de la résonance $\psi(2S)$ (3686 MeV/c^2), dont le taux de production est estimé

[5]l'axe de poussée permet de définir l'axe privilégié selon lequel les N particules (de quantité mouvement $\vec{p}_i$) de l'événement s'alignent. Mathématiquement, l'axe de poussée est parallèle au vecteur $\vec{n}$ qui maximise la somme $\sum_{i=1}^{N}(\vec{p}_i, \vec{n}) = \sum_{i=1}^{N}|\vec{p}_{i_{//}}|$

à 35 % de celui du J/ψ et qui se désintègre dans le canal $\mu^+\mu^-$ avec un rapport d'embranchement de 0,77% [1]. En fait, la dizaine d'événements attendus ($n_{\psi(2S)} \approx n_{J/\psi} \times 0,35 \times \frac{7,7\times10^{-3}}{5,97\times10^{-2}}$) est compatible avec les fluctuations statistiques du fond et il n'est pas surprenant de ne pas observer de signal.

Correction des erreurs de mesure

Le signal de J/ψ nous permet de calibrer les erreurs de mesure.

Pour chaque association $\mu\mu$, nous avons mesuré une masse $m_{\mu\mu} \pm \sigma_{\mu\mu}$. La dispersion à un écart standard de la distribution $R = \frac{m_{\mu\mu}-m_{J/\psi}}{\sigma_{\mu\mu}}$ étant égale à 1,3, il convient de multiplier les erreurs des paramètres des traces (annexe B) par un facteur voisin de 1,3 pour obtenir un rapport R unité correspondant à une estimation correcte des erreurs. Par la suite, nous augmenterons de 30% les erreurs sur les paramètres des traces.

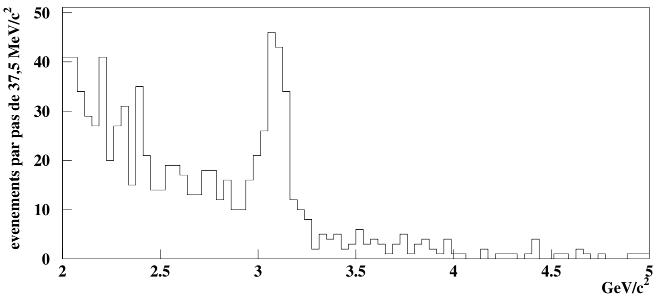
3.5 La reconstruction des mésons B

Nous allons reconstruire les mésons B en associant au vertex du J/ψ des traces supplémentaires : un $\mathrm{K}^{\pm}$ dans le cas du $\mathrm{B_u}$ et une paire $\mathrm{K}^{\pm}\pi^{\mp}$ pour le $\mathrm{B_d}$. Il est indispensable de déterminer la nature de ces particules, sous peine d'avoir un bruit de fond combinatoire important.

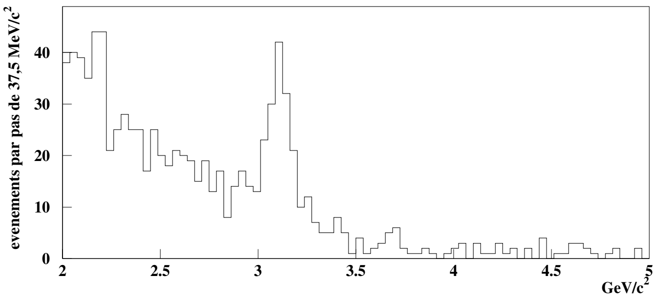
3.5.1 L'identification des hadrons

La population des hadrons suit grossièrement les rapports : (π:K:p) = (100:10:1). Si on associe une trace quelconque au vertex du J/ψ , on a de grandes chances de sélectionner un π. L'identification est nécéssaire pour se protéger au maximum des associations combinatoires dont la topologie est voisine de celle des désintégrations des $\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$.

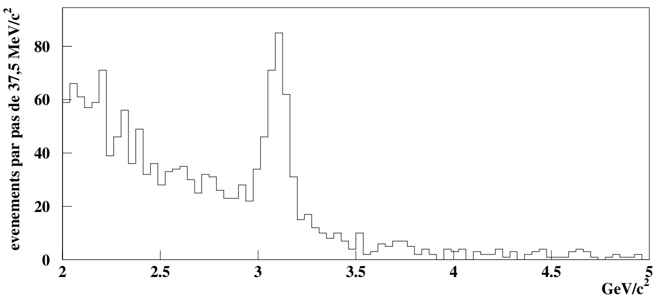
Nous disposons de deux informations pour l'identification des hadrons : la mesure de la perte d'énergie dans le gaz de la T.P.C. et la valeur de l'angle Tchérenkov dans le RICH.



(a) masse invariante $\mu^+\mu^-$ entre 1991 et 1993.



(b) masse invariante $\mu^+\mu^-$ en 1994.



(c) masse invariante $\mu^+\mu^-$ entre 1991 et 1994.

Figure 3.6: Histogrammes de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ (a) intégrée sur les trois années 1991, 1992 et 1993, (b) en 1994 avec la nouvelle configuration du détecteur. (c) Cumul des histogrammes : Le signal de J/ψ est centré à 3096 ± 5 MeV/c^2 et présente une largeur de 57 MeV/c^2 . Le rapprt signal sur bruit est d'environ 4/1. On rappelle que le fond est constitué de paires $\mu^+\mu^-$ provenant de la double cascade semi-leptonique d'une part, et de l'association de particules, improprement identifiées comme des μ, entre elles ou avec des vrais μ.

Critères d'identification

Nous définissons pour la suite les notations suivantes :

$(dE/dx)_{mes}$: valeur du dE/dx d'une particule mesurée dans la T.P.C. ;

$(dE/dx)_{\pi}$: valeur du dE/dx attendue pour un $\pi^{\pm}$ ayant la même quantité de mouvement que celle de la particule ;

$(dE/dx)_{K}$: valeur du dE/dx attendue pour un $\mathrm{K}^{\pm}$ ayant la même quantité de mouvement que celle de la particule ;

err : erreur sur la mesure de $(dE/dx)_{mes}$.

Le choix des critères d'identification résulte d'un compromis entre efficacité de détection et pureté de l'échantillon. En effet, si au faible nombre de mésons se désintégrant dans les canaux sélectionnés on rajoute des critères d'identification trop stricts, on risque de ne reconstruire aucun événement. On combinera donc les informations de la T.P.C. et du RICH de la façon suivante :

- si aucune information n'est disponible, la particule est rejetée;
- si l'information du RICH est disponible, on considère que la particule est un $\mathrm{K}^{\pm}$ si elle est associée à un critère d'identification *faible, normal* ou *fort* par le programme d'identification standard des hadrons HADSIGN (Annexe A) indépendamment de la valeur de la perte d'énergie ;
- si la mesure de la perte d'énergie est disponible, on considère que la particule est un $\mathrm{K}^{\pm}$ si :

$$\begin{aligned} &\frac{|(dE/dx)_{mes} - (dE/dx)_K|}{err} \leqslant 2,5\sigma \\ &(dE/dx)_{mes} \leqslant (dE/dx)_{\pi} \\ &\text{avec un nombre de fils touchés} \geqslant 30 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Efficacité des critères de sélection des $\mathrm{K}^{\pm}$ et des $\pi^{\pm}$

Une simulation basée sur des événements $\mathrm{B_d} \rightarrow J/\psi\ \mathrm{K}^*(892)^0$; $\mathrm{K}^{*0} \rightarrow \mathbf{K}^+\pi^-$ va nous permettre d'estimer l'efficacité d'identification des $\mathrm{K}^{\pm}$ (tableau 3.4) et le taux de contamination par les $\pi^{\pm}$ (tableau 3.5) à partir des informations du RICH et de la T.P.C. Nous séparerons ces valeurs en fonction du type d'identification utilisée, afin de bien reproduire le comportement du détecteur au cours des quatre années de prise de données (tableau 3.3).

Année	nombre de Z hadroniques	conditions de fonctionnement	
1991	250 000	$\approx$ 180 000	avec dE/dx seulement
		$\approx$ 70 000	avec dE/dx et RICH liq + gaz
1992	750 000	$\approx$ 250 000	avec dE/dx seulement
		$\approx$ 250 000	avec dE/dx et RICH gaz
		$\approx$ 250 000	avec dE/dx et RICH liq + gaz
1993	750 000	$\approx$ 400 000	avec dE/dx seulement
		$\approx$ 350 000	avec dE/dx et RICH gaz
1994	1 500 000	$\approx$ 1 500 000	avec dE/dx et RICH liq + gaz

Tableau 3.3: Nombre de désintégrations hadroniques du Z enregistrées pendant les quatres années de prise de données. On considère que l'identification par la mesure du dE/dx dans la T.P.C. est tout le temps active.

La mention *avec* dE/dx *seulement* du tableau 3.3 correspond aux périodes où le module RICH était inactif. Dans ce cas, l'information sur la nature de la particule provient exclusivement de la mesure de la perte d'énergie dans le gaz de la T.P.C. la particule est identifiée comme un $K^{\pm}$ si elle répond aux critères de sélection (3.4).

La mention *avec* dE/dx *et RICH gaz* correspond aux périodes où la partie liquide du module RICH était inactive. Dans ce cas, la particule est identifiée comme un $K^{\pm}$ si elle est associée à un critère d'identification *faible, normal* ou *fort* par le programme d'identification des hadrons, qui utilise les informations du RICH gazeux. Si l'information du RICH n'est pas disponible, la particule est considérée comme un $K^{\pm}$ si elle répond aux critères de (3.4).

Finalement, la mention *avec* dE/dx *et RICH liq + gaz* correspond aux périodes où la totalité du potentiel d'identification était active (dE/dx, RICH liquide et gazeux). La particule est identifiée comme un $K^{\pm}$ si elle est associée à un critère d'identification *faible, normal* ou *fort* par le programme d'identification des hadrons. Si aucune information RICH n'est disponible, la particule est considérée comme un $K^{\pm}$ si elle répond aux critères de (3.4).

En résumé, l'information RICH, si elle est disponible, est toujours prioritaire sur la mesure de perte d'énergie.

On a représenté sur la figure 3.7 la probabilité qu'une particule simulée dont on connait la nature, soit un $K^{\pm}$ ou un $\pi^{\pm}$, réponde aux critères de sélection des $K^{\pm}$ que nous avons fixé. On peut ainsi apprécier la probabilité d'identification des $K^{\pm}$ et le taux de contamination en $\pi^{\pm}$ en fonction de la quantité de mouvement.

Après cette description des critères d'identification des hadrons, nous allons passer en revue les sources de fond dans la reconstruction des mésons B.

$K^{\pm}$ simulés avec la configuration du détecteur en 1993		efficacité de sélection
4711	$K^{\pm}$ reconstruits	100%
3802	$K^{\pm}$ avec au moins un *coup* dans le V.D.	$81 \pm 1\%$
2105	$K^{\pm}$ identifiés avec la T.P.C. seule	$45 \pm 1\%$
2856	$K^{\pm}$ identifiés avec le RICH gazeux ou la T.P.C. seule	$61 \pm 1\%$
3031	$K^{\pm}$ identifiés avec le RICH liquide et gazeux ou la T.P.C. seule	$64 \pm 1\%$

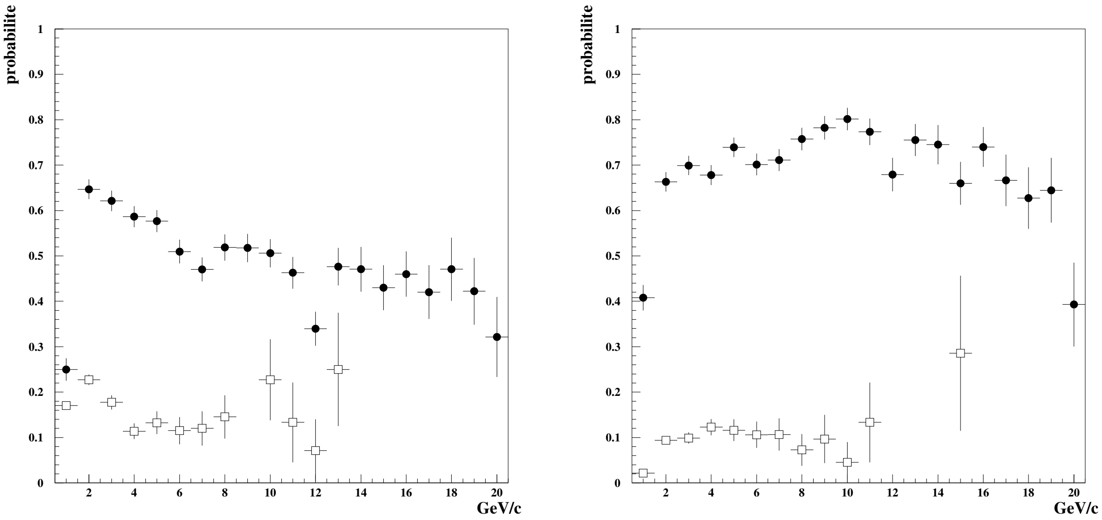
$K^{\pm}$ simulés avec la configuration du détecteur en 1994		efficacité de sélection
4733	$K^{\pm}$ reconstruits	100%
4146	$K^{\pm}$ avec au moins un *coup* dans le V.D.	$88 \pm 1\%$
2410	$K^{\pm}$ identifiés avec la T.P.C. seule	$51 \pm 1\%$
3166	$K^{\pm}$ identifiés avec le RICH gazeux ou la T.P.C. seule	$67 \pm 1\%$
3258	$K^{\pm}$ identifiés avec le RICH liquide et gazeux ou la T.P.C. seule	$69 \pm 1\%$

Tableau 3.4: Efficacité de sélection des $K^{\pm}$ simulés provenant de la chaîne de désintégration $B_d \to J/\psi\ K^*(892)^0;\ K^{*0} \to \mathbf{K}^+\pi^-$. Les $K^{\pm}$ identifiés doivent avoir au moins un *coup* dans le détecteur de vertex et une quantité de mouvement supérieure à 1 GeV/c . Les meilleures efficacités en 1994 sont dues au détecteur de vertex dont l'acceptance à été augmentée et dont la nouvelle coordonnée (r, z) permet un meilleur alignement global du détecteur DELPHI.

$\pi^{\pm}$ simulés avec la configuration du détecteur en 1993		efficacité de sélection
7620	$\pi^{\pm}$ reconstruits	100%
6487	$\pi^{\pm}$ avec au moins un *coup* dans le V.D.	$85 \pm 1\%$
1094	$\pi^{\pm}$ passant les critères de sélection des $K^{\pm}$ dans la T.P.C. seule	$14 \pm 1\%$
904	$\pi^{\pm}$ passant les critères des $K^{\pm}$ dans le RICH gazeux ou la T.P.C. seule	$12 \pm 1\%$
316	$\pi^{\pm}$ passant les critères des $K^{\pm}$ dans le RICH liquide et gazeux ou la T.P.C. seule	$4 \pm 1\%$

$\pi^{\pm}$ simulés avec la configuration du détecteur en 1994		efficacité de sélection
7599	$\pi^{\pm}$ reconstruits	100%
6687	$\pi^{\pm}$ avec au moins un *coup* dans le V.D.	$88 \pm 1\%$
1101	$\pi^{\pm}$ passant les critères de sélection des $K^{\pm}$ dans la T.P.C. seule	$14 \pm 1\%$
895	$\pi^{\pm}$ passant les critères des $K^{\pm}$ dans le RICH gazeux ou la T.P.C. seule	$12 \pm 1\%$
353	$\pi^{\pm}$ passant les critères des $K^{\pm}$ dans le RICH liquide et gazeux ou la T.P.C. seule	$5 \pm 1\%$

Tableau 3.5: Taux de contamination des $\pi^{\pm}$ qui répondent aux critères de sélection des $K^{\pm}$, à partir d'événements simulés. Les $\pi^{\pm}$ identifiés doivent avoir au moins un *coup* dans le détecteur de vertex et une quantité de mouvement supérieure à 1 GeV/c .



(a) Identification dans la T.P.C.

(b) Identification dans le RICH et/ou dans la T.P.C.

Figure 3.7: Probabilité qu'un $K^{\pm}$ (point noir) et qu'un $\pi^{\pm}$ (carré blanc) dont la trajectoire a été reconstruite répondent aux critéres de sélection des $K^{\pm}$ à partir (a) de la perte d'énergie dans le gaz de la T.P.C.; (b) de l'angle Tchérenkov dans le RICH ou de la perte d'énergie dans le gaz de la T.P.C. si l'information RICH n'est pas disponible. La probabilité d'identification est exprimée en fonction de la quantité de mouvement de la particule.

3.6 Les sources de bruit dans la reconstruction des mésons B

3.6.1 La reconstruction incomplète de la chaîne de désintégration

Il arrive qu'au moins un des produits de désintégration du B ne soit pas reconstruit, et ce pour de multiples raisons, citons entre autres :

- la particule émise est neutre;
- la trace est émise dans une zone dépourvue de modules de détection (tube à vide, zone morte, ...);
- la trajectoire n'a pas été reconstruite par le programme de reconstruction standard.

Pour étudier l'influence de la reconstruction incomplète dans la mesure de la masse du méson B_u dans le canal J/ψ K$^+$, nous avons établi une liste des principaux canaux de désintégration du méson B qui conduisent à la production d'une paire J/ψ K$^+$ [1]:

$B^+ \to \boldsymbol{J/\psi}\ \mathbf{K^+}$	$BR \propto 1,0 \times 10^{-3}$
$B^+ \to \boldsymbol{J/\psi}\ \mathbf{K^+}\pi^+\pi^-$	$BR \propto 1,4 \times 10^{-3}$
$B^+ \to \boldsymbol{J/\psi}\ K^*(892)^+;\ K^{*+} \to \mathbf{K^+}\pi^0$	$BR \propto 1,7 \times 10^{-3} \times 0,33$
$B^+ \to \psi(2S)\ \mathbf{K^+};\ \psi(2S) \to \boldsymbol{J/\psi}\ X$	$BR \propto 6,9 \times 10^{-4} \times 0,57$
$B^+ \to \psi(2S)\ K^*(892)^+\pi^+\pi^-;\ \psi(2S) \to \boldsymbol{J/\psi}\ X;\ K^{*+} \to \mathbf{K^+}\pi^0;$	$BR \propto 1,9 \times 10^{-3} \times 0,57 \times 0,33$
$B^+ \to \chi_{c1}(1P)\ \mathbf{K^+};\ \chi_{c1}(1P) \to \gamma \boldsymbol{J/\psi}\ ;$	$BR \propto 1,0 \times 10^{-3} \times 0,27$
$B^0 \to \boldsymbol{J/\psi}\ \mathbf{K^+}\pi^-;$	$BR \propto 1,2 \times 10^{-3}$
$B^0 \to \psi(2S)K^*(892)^0;\ \psi(2S) \to \boldsymbol{J/\psi}\ X;\ K^{*0} \to \mathbf{K^+}\pi^-$	$BR \propto 1,4 \times 10^{-3} \times 0,57 \times 0,67$

Si le J/ψ et le K$^+$ sont accompagnés par d'autres particules provenant du même vertex, la masse invariante de la paire J/ψ K$^+$ est inférieure à la masse du méson B. La reconstruction incomplète de la chaîne de désintégration conduit systématiquement à sous-estimer la masse du B initial.

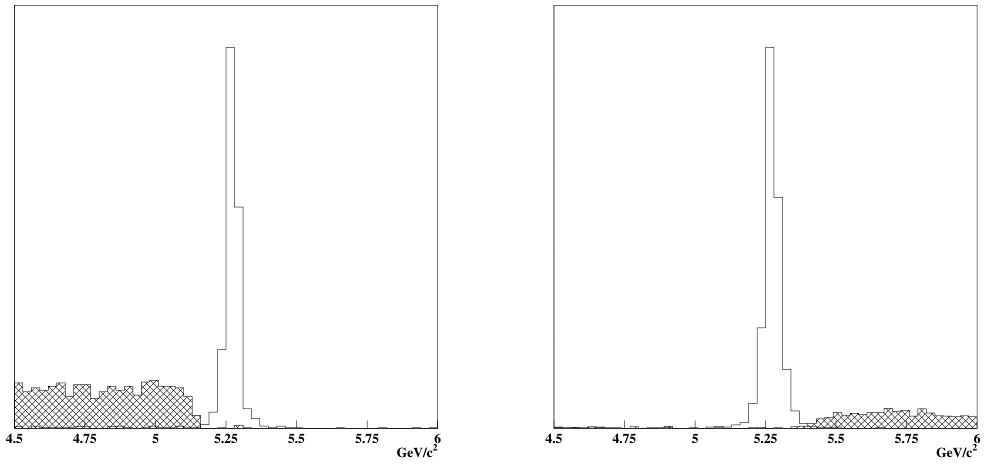
A titre d'exemple, on a calculé la masse invariante J/ψ K$^+$ à partir d'événements simulés $B_d \to J/\psi\ K^+\pi^-$. Comme on ne prend pas en compte le π^-, la masse invariante J/ψ K$^+$ est systématiquement sous-estimée par rapport à la masse du B (figure 3.8.a).

3.6.2 Les traces d'hadronisation

Certaines traces d'hadronisation issues de la zone d'interaction primaire peuvent passer au voisinage du vertex du J/ψ et être considérées comme faisant partie des produits de désintégration du B.

La masse du méson B sera systématiquement surestimée si on associe une trace supplémentaire et que toutes les particules de désintégration ont déjà été reconstruites. Par contre, on ne peut rien dire sur la masse invariante totale si on associe une trace supplémentaire et que certaines des particules de la désintégration n'ont pas été reconstruites. Elle pourra varier sur une grande plage et conduire à la formation d'événements dont la masse est compatible avec celle des mésons B.

Comme illustration, on a calculé la distribution de masse $J/\psi\ K^+\pi^-$ à partir d'événements simulés $B_u \to J/\psi\ K^+$. Les π associés à la paire J/ψ K$^+$ proviennent essentiellement de la zone d'interaction primaire. Le spectre de masse invariante correspondant, représenté sur la figure 3.8.b, est systématiquement surévalué par rapport à la masse du méson initial.



(a) (b)

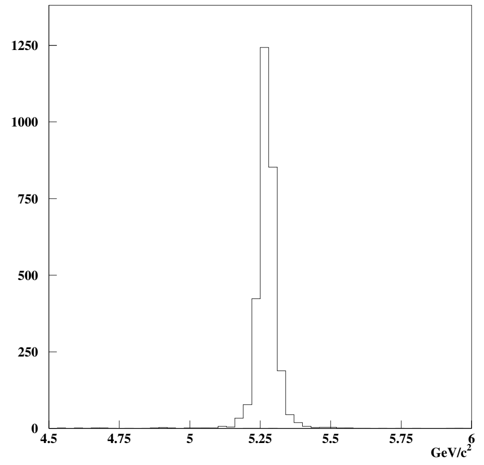
Figure 3.8: (a) Masse invariante J/ψ K^+ (en hachuré) obtenue à partir d'événements simulés $\mathrm{B_d} \to J/\psi\ \mathrm{K}^+\pi^-$: la distribution de masse est systématiquement inférieure à la masse du méson B. La distribution de masse invariante de tous les produits de désintégration (en blanc) est piquée à la masse du méson initial. (b) Analyse basée des événements $\mathrm{B_u} \to J/\psi\ \mathrm{K}^+$ simulés. Le pic central (en blanc) représente la distribution de masse invariante J/ψ K^+. La zone hachurée correspond à la masse invariante $J/\psi\ \mathrm{K}^+\pi^-$, où le π est une particule d'hadronisation provenant de la zone d'interaction primaire et qui est compatible avec le vertex du J/ψ .

On a représenté sur la figure 3.9 le spectre de masse J/ψ $\mathrm{K}^\pm$ à partir d'événements $\mathrm{B_d} \to J/\psi\ \mathrm{K}^0$. Comme le K^0 parcourt plusieurs cm avant de se désintégrer, le vertex du J/ψ est isolé. Seules des traces d'hadronisation primaire associées par erreur au vertex du J/ψ et identifiées comme des $\mathrm{K}^\pm$ peuvent imiter la désintégration $\mathrm{B_u} \to J/\psi\ \mathrm{K}^\pm$.

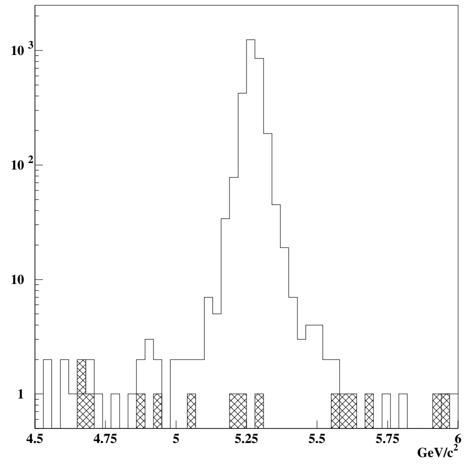
En résumé, les principales sources de fond sont :

- les paires $\mu^+\mu^-$ qui proviennent de la double cascade semi-leptonique;
- les *faux* muons, associés entre eux ou à des vrais muons;
- les événements incomplètement reconstruits qui conduisent à des masses systématiquement sous-estimées;
- les traces d'hadronisation qui sont associées au vertex du B.

Rappelons qu'il est possible que certaines sources de fond conduisent à des événements qui ont une masse voisine de celle des mésons B, mais qu'aucun de ces processus ne produit une accumulation d'événements à une même masse.



(a)



(b)

Figure 3.9: (a) Distribution de masse des événements candidats $B_u \to J/\psi$ $K^{\pm}$ obtenus à partir d'un lot de 9600 événements simulés $B_u \to J/\psi$ $K^{\pm}$ (en blanc) et d'un lot de 9600 événements simulés $B_d \to J/\psi$ K^0 (en grisé). (b) La même distribution est représentée avec une échelle logarithmique pour pouvoir apprécier la faible contamination due à la mauvaise association de traces au vertex du J/ψ .

3.7 Les critères de sélection

Après avoir passé en revue les caractéristiques du signal et les possibles sources de bruit de fond, nous allons définir les critères de sélection qui seront utilisés dans l'analyse.

Sélection des traces

Nous sélectionnons une paire $\mu^+\mu^-$ d'après les critères définis au paragraphe 3.4.2. Dans un premier temps, nous rejetons toutes les paires qui ont une différence de masse $|m_{\mu\mu} - m_{J/\psi}|$ supérieure à cinq fois la dispersion à un écart standard du pic de masse du J/ψ (tableau 3.2).

Pour la reconstruction du méson B_u, on associe au vertex du J/ψ une trace, située dans le même hémisphère que la paire de μ, qui doit satisfaire aux critères de sélection des $K^{\pm}$ (paragraphe 3.5.1) et dont la probabilité de former un vertex commun avec la paire de μ est supérieure à 10^{-4}.

Pour la reconstruction du méson B_d, on associe au vertex du J/ψ une paire de traces de charges opposées et situées dans le même hémisphère que la paire de μ.

Comme précédemment, la particule considérée comme un $K^{\pm}$ doit satisfaire aux critères d'identification et la probabilité pour que les deux μ et la paire de traces proviennent d'un même vertex doit être supérieure à 10^{-4}. Finalement, la masse invariante $K^{\pm}\pi^{\mp}$ obtenue en donnant à la particule identifiée la masse du $K^{\pm}$ et à l'autre la masse du $\pi^{\pm}$ doit être compatible avec celle du $K^*(892)^0$, à ± 100 MeV$/c^2$.

On ne conserve alors que les associations qui satisfont aux critères suivants :

- quantité de mouvement de chacune des particules supérieure à 1 GeV$/c$;
- somme des quantités de mouvement supérieure à 25 GeV$/c$;
- chacune des particules doit avoir au moins un *coup* associé dans le détecteur de vertex. On rejette ainsi les particules mal mesurées ou provenant d'interactions secondaires.

Afin de limiter le nombre de mauvaises associations, nous devrions rejeter toutes les traces compatibles[6] à la fois avec la zone d'interaction primaire et avec le vertex du J/ψ . Dans ce cas, nous réduirions pratiquement à néant la contribution des traces d'hadronisation primaires, mais nous rejetterions aussi une partie des événements B_u et B_d. La statistique attendue est trop faible pour pouvoir appliquer ces critères de réjection que nous n'utiliserons donc pas.

3.8 La reconstruction de la chaîne de désintégration avec contraintes de masse et de direction de vol

Pour obtenir une mesure plus précise de la masse invariante des événements sélectionnés et une meilleure réjection des associations purement combinatoires, nous allons nous servir d'un algorithme qui prend en compte deux contraintes implicites que nous n'avons pas encore utilisées :

- la masse invariante $\mu^+\mu^-$ doit être égale à la masse du J/ψ . C'est la résolution de l'instrumentation de mesure qui dégrade la précision sur cette mesure : $\Gamma^{naturel}_{J/\psi\to\mu^+\mu^-} = 5,26$ KeV, $\Gamma^{mesure}_{J/\psi\to\mu^+\mu^-} = 57$ MeV;

[6]On dit qu'une trace est compatible avec un vertex si la distance entre le périgée de la trace, défini par rapport au vertex, et le vertex est inférieure à trois fois l'erreur sur cette distance.

- le méson B a été produit dans la phase d'hadronisation des quarks $b\bar{b}$ qui suit la désintégration du Z. Sa ligne de vol doit donc pointer vers la zone d'interaction primaire.

Le programme de reconstruction de vertex contraint par les masses des états intermédiaires FITVER [7], permet d'augmenter la résolution sur la masse invariante de la particule mère[7] Ce programme sera intensivement utilisé dans notre analyse.

Calcul des masses des états intermédiaires

La procédure de calcul du vertex des traces (décrite dans l'annexe B) modifie les quantités de mouvement des traces. On recalcule les masses invariantes $\mu^+\mu^-$ et $K^\pm\pi^\mp$ à partir des nouvelles quantités de mouvement, et on rejette toutes les associations à plus de trois écarts standard de la masse du J/ψ et à plus de 80 MeV/c^2 de la masse du $K^*(892)^0$.

Après cette étape qui retire une grande partie des associations de traces purement combinatoires, on utilise la méthode de reconstruction contrainte. Après l'ajustement, chaque événement est caractérisé par sa masse invariante totale, sa distance de vol entre zone d'interaction primaire et vertex de désintégration, et la probabilité de χ^2 de l'ajustement.

Comme les mésons B ont une distance de vol moyenne de 2,7 mm, et que l'on mesure expérimentalement cette quantité avec une résolution d'environ 300 μm, on rejette les événements pour lesquels le rapport de la distance de vol ramenée à l'erreur est inférieur à 2 afin de réduire le taux d'associations combinatoires provenant de la zone d'interaction primaire.

Finalement, on rejette les associations pour lesquelles la probabilité de l'ajustement contraint est inférieure à 10^{-4}.

[7]Utilisé sur des événements simulés $B_s \to J/\psi\ \phi$, avec $J/\psi\ \to \mu^+\mu^-$ et $\phi \to K^+K^-$, il permet de reduire l'incertitude sur la masse reconstruite de 45 MeV/c^2 à 18 MeV/c^2 .

3.9 L'analyse des événements simulés, efficacités de reconstruction

Pour estimer le nombre d'événements effectif $\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$ que nous allons reconstruire, nous avons calculé les efficacités de reconstruction globales à partir de deux lots d'événements simulés, sur lesquels nous appliquerons l'ensemble des coupures de sélection. Le premier lot a été simulé avec la configuration du détecteur en 1993 alors que le second contient les améliorations apportées au détecteur en 1994.

Les efficacités de sélection globales obtenues à partir de chaque lot de 9600 événements simulés $\mathrm{B_u} \to J/\psi\ \mathrm{K}^+; J/\psi\ \to \mu^+\mu^-$ et $\mathrm{B_d} \to J/\psi\ \mathrm{K}^{*0}; J/\psi\ \to \mu^+\mu^-; \mathrm{K}^{*0} \to \mathrm{K}^-\pi^+$ sont indiquées dans le tableau 3.6.

chaîne de désintégration	configuration du détecteur 1993	configuration du détecteur 1994
$\mathrm{B_u} \to J/\psi\ \mathrm{K}^+; J/\psi\ \to \mu^+\mu^-$	$18,4 \pm 0,4\%$	$23,7 \pm 0,4\%$
$\mathrm{B_d} \to J/\psi\ \mathrm{K}^{*0}; J/\psi\ \to \mu^+\mu^-; \mathrm{K}^{*0} \to \mathrm{K}^-\pi^+$	$10,5 \pm 0,3\%$	$13,4 \pm 0,3\%$

Tableau 3.6: Efficacités de reconstruction globales après application de tous les critères de sélection, à partir des données simulées.

canal de désintégration	configuration du détecteur 1993	configuration du détecteur 1994
$\mathrm{B_u} \to J/\psi\ \mathrm{K}^+; J/\psi\ \to \mu^+\mu^-$	$5279,9 \pm 0,4$ MeV/c^2	$5279,4 \pm 0,4$ MeV/c^2
$\mathrm{B_d} \to J/\psi\ \mathrm{K}^{*0}; J/\psi\ \to \mu^+\mu^-; \mathrm{K}^{*0} \to \mathrm{K}^-\pi^+$	$5279,0 \pm 0,4$ MeV/c^2	$5279,7 \pm 0,4$ MeV/c^2

Tableau 3.7: Masse moyenne, pondérée des erreurs, des événements reconstruits après application des critères de sélection. Les masses moyennes reconstruites sont en accord avec la masse simulée de 5279 MeV/c^2 .

Il convient de corriger l'efficacité obtenue avec les données simulées antérieures à 1994. Pendant la période allant de 1991 à 1993, le module RICH n'a pas tout le temps été actif, alors que les données simulées contiennent systématiquement l'information de ce module. Si on appelle $\epsilon_{dE/dx}$, $\epsilon_{\mathrm{RICH\ gas}}$ et $\epsilon_{\mathrm{RICH\ liq+gaz}}$ les efficacités d'identification des kaons pendant les différentes périodes où les informations du dE/dx seulement, du dE/dx et du RICH gazeux, du dE/dx et du RICH liquide et gazeux sont disponibles, alors l'efficacité corrigée s'écrit :

$$\begin{aligned}
\epsilon_{sel}^{corr} = \epsilon_{sel} \times \Bigg[& \; 0,25 \times \frac{\frac{18}{25}\epsilon_{dE/dx} + \frac{7}{25}\epsilon_{\text{RICH liq+gaz}}}{\epsilon_{\text{RICH liq+gaz}}} \\
& + 0,75 \times \frac{\frac{25}{75}\epsilon_{dE/dx} + \frac{25}{75}\epsilon_{\text{RICH gaz}} + \frac{25}{75}\epsilon_{\text{RICH liq+gaz}}}{\epsilon_{\text{RICH liq+gaz}}} \\
& + 0,75 \times \frac{\frac{40}{75}\epsilon_{dE/dx} + \frac{35}{75}\epsilon_{\text{RICH gaz}}}{\epsilon_{\text{RICH liq+gaz}}} \Bigg] \times \frac{1}{0,25 + 0,75 + 0,75}
\end{aligned}$$

Numériquement, on obtient pour les années antérieures à 1994 une efficacité de sélection égale à $15,5 \pm 0,3\%$ pour les $\mathrm{B_u}$ et $9,4 \pm 0,3\%$ pour les $\mathrm{B_d}$.

On attend donc finalement 8,0 événements $\mathrm{B_u}$ et 5,4 événements $\mathrm{B_d}$ pour la période allant de 1991 à 1994.

3.10 L'analyse des événements réels

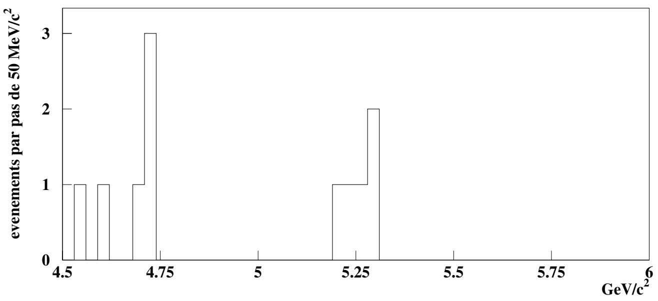
La distribution de masse des événements sélectionnés après application des critères de sélection est présentée sur la figure 3.10

Elle est constituée d'une part d'événements de masse inférieure à 5 GeV/c^2 qui sont très probablement dus à la reconstruction incomplète de la chaîne de désintégration. On trouve d'autre part une accumulation de 6 événements à une masse comprise entre 5,20 et 5,35 GeV/c^2 , qui représente le signal de $\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$ (figure 3.11).

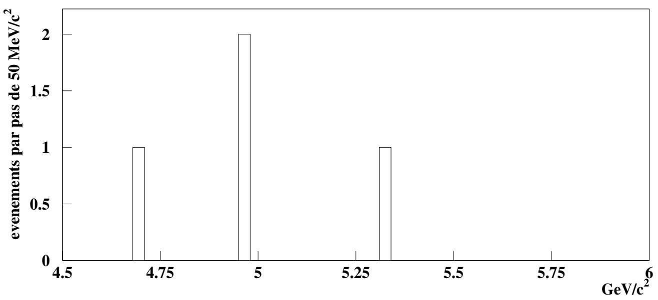
3.10.1 Masse moyenne et rapports d'embranchement

La masse et les caractéristiques de chaque événement, obtenues avec le programme de reconstruction de vertex contraint par les masses des états intermédiaires, sont reportées dans le tableau 3.8.

En supposant que tous les événements reconstruits proviennent des chaînes de désintégrations et qu'il n'y a pas de contribution du fond, on peut calculer la masse

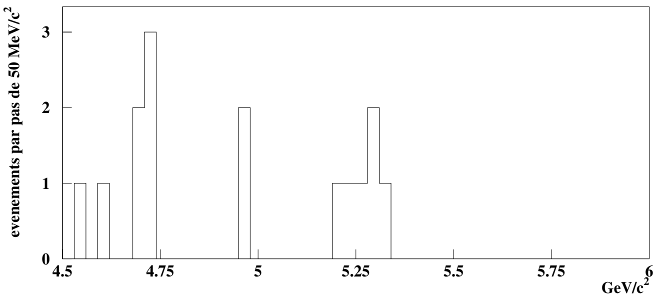


(a)



(b)

Figure 3.10: Distribution de masse des événements candidats $\mathrm{B_u}$ (a) et $\mathrm{B_d}$ (b) sélectionnés.



(a)

Figure 3.11: Somme des deux distribution précédentes. La masse moyenne pondérée des erreurs de mesure est de 5279 MeV/c^2 pour l'accumulation d'événements au voisinage de 5,25 GeV/c^2.

masse (MeV/c^2)	distance de vol (mm)	probabilité du χ^2 de l'ajustement
5313 ± 30	$2,0 \pm 0,1$	95%
5241 ± 17	$0,6 \pm 0,2$	25%
5322 ± 66	$1,3 \pm 0,2$	57%
5207 ± 38	$0,73 \pm 0,04$	4%
5257 ± 32	$1,72 \pm 0,06$	33%
5282 ± 10	$0,5 \pm 0,1$	76%

Tableau 3.8: Caractéristiques physiques des événements sélectionnés.

moyenne pondérée des erreurs de mesure. Numériquement,

$$\boxed{\text{masse moyenne } = 5271 \pm 8 \text{ MeV}/c^2}$$

La probabilité que les six événements candidats aient la masse commune calculée est de 8%.

Une remarque importante concerne la faible distance de vol moyenne (1,1 mm) des événements candidats par rapport à la valeur attendue, qui devrait être de l'ordre de 2,7 mm. On constate à partir des données simulées que la chaîne de reconstruction des traces conduit à sélectionner — pour une raison encore inconnue — préférentiellement les événements à courte distance de vol qui se désintègrent au voisinage de la zone d'interaction primaire. Il apparait donc un biais qui semble provenir d'une diminution de l'efficacité de reconstruction quand le vertex de désintégration des B s'éloigne de la zone d'interaction primaire. Toutefois, la durée de vie des événements reconstruits est correcte.

3.10.2 Conclusions

Globalement, le nombre d'événements reconstruits dans chaque canal est en accord avec les valeurs attendues (tableau 3.9).

chaîne de désintégration	nombre d'événements		probabilité
	attendus	reconstruits	(loi de poisson)
$B_u \to J/\psi\ K^+; J/\psi\ \to \mu^+\mu^-$	8,0	5	9,2 %
$B_d \to J/\psi\ K^{*0}; J/\psi\ \to \mu^+\mu^-; K^{*0} \to K^-\pi^+$	5,4	1	2,4 %

Tableau 3.9: Comparaison entre nombre d'événements attendus et reconstruits, après estimation des efficacités de reconstruction à partir de données simulées.

La masse reconstruite à partir des données réelles est en accord avec la valeur moyenne mondiale de 5279 MeV/c^2 , à 1 déviation standard près.

Nous avons ainsi vérifié la cohérence de la masse obtenue avec les instruments qui vont nous servir dans la recherche du méson B_s. Nous ne chercherons cependant pas à estimer la durée de vie moyenne des mésons reconstruits à cause d'un biais systématique qui favorise la reconstruction des événements à faible durée de vie.

Bibliographie

[1] Particles and Fields, Phys.Rev **D50** (1994) 1173-1826.

[2] P.Abreu et al., J/ψ production in the hadronic decays of the Z, Phys.Lett **B341** (1994) 109-122

[3] G. V. Borisov, Lifetime Tag of events $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ with the DELPHI detector, AABTAG program, DELPHI note 94-125;

[4] Jean-Luc Fousset, Mesure des durées de vie des mésons beaux chargés et neutres en reconstruisant les canaux exclusifs de désintégration contenant un J/ψ avec le détecteur DELPHI au LEP. Thèse soutenue le 24 avril 1994.

[5] Les méthodes d'identification des μ sont décrites dans les références suivantes :

- N.Crosland, G.Wilkinson et P.Kluit, EMMASS muon identification within DELPHI, DELPHI note 92-17;
- G.Wilkinson et P.Collins, MUCFIX - Refining the muon chamber information on the DST, DELPHI note 93-13;
- H.De Boeck et G.Wilkinson, MUCFIX - A framework for muon identification, DELPHI note 93-14;

[6] P. Abreu et al., A measurement of D meson production in Z hadronic decays, CERN-PPE/93-70.

[7] FITVER, a multi-purpose fitting program for exclusive states, A.Ouraou, Saclay.

Chapitre 4

La recherche des désintégrations exclusives du méson $\mathrm{B_s}$

Mise en évidence indirecte de la production de mésons $\mathrm{B_s}$ *— Rapports d'embranchement, choix des canaux — Topologie des désintégrations* $J/\psi\phi$; $\psi'\phi$ *— Les sources de fond — Analyse des données simulées — Analyse des données réelles — Les événements candidats — Topologie des désintégrations* $\mathrm{D_s^\pm}\pi^\mp$; $\mathrm{D_s^\pm a_1(1260)^\mp}$ *— Analyse des données simulées — Analyse des données réelles — Les événements candidats — La masse moyenne — Comparaison avec les résultats des autres expériences — Conclusions.*

Une chance sur un million.

Ils avaient calculé que leur programme avait quand même une chance sur un million de marcher ... et ils se dépêchaient de bien rater les 999 999 premiers essais pour être sur que le millionième marche. Car c'était un principe de base de la logique Shadock : ce n'est qu'en essayant continuellement que l'on finit par réussir. Ou en d'autres termes, plus ça rate, plus on a de chances que ça marche.

Jacques Rouxel
Les Shadocks, pompe à rebours
Grasset et Fasquelle, 1975.

4.1 Introduction

Après la mise en évidence expérimentale des mésons $\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$ composés d'un antiquark b et d'un quark léger u ou d, on s'attendait logiquement à observer un état de masse légèrement supérieure comportant un antiquark b et un quark s : le méson $\mathrm{B_s}$.

Pendant de longues années on ne mesura en fait que les effets indirects de la production du méson $\mathrm{B_s}$. Parmi les différentes expériences qui observèrent ces effets, on citera :

a) l'expérience CUSB ;

b) la mesure du paramètre d'oscillation des B à l'Υ(4S) et au pôle du Z ;

c) l'excès de production de paires $\mathrm{D_s^\pm}\, l^\mp$ au pôle du Z.

a) L'expérience CUSB

La collaboration CUSB a étudié [1] le spectre inclusif des photons produits à l'Υ(5S) (10870,5 MeV/c^2) et a pu ainsi mettre en évidence la production de mésons $\mathrm{B_s^{(*)}}$.

Le calorimètre électromagnétique du détecteur permettait en effet de mesurer l'énergie des photons, dont la majeure partie provenait de la désintégration $\mathrm{B}^* \to \mathrm{B}\gamma$, avec une résolution suffisante[1] pour observer l'élargissement des raies dû au mouvement propre des B^*. Le spectre de photons mesuré présentait un excès dans la région allant de 30 à 70 MeV par rapport au spectre mesuré à une énergie inférieure de l'Υ(5S).

Deux cas de figure pouvaient se présenter :

- le seuil de création d'une paire $\mathrm{B_s\bar{B}_s^*}$ était supérieur à la masse de l'Υ(5S) et l'excès de photons mesuré provenait des paires $\mathrm{B^*\bar{B}}$, $\mathrm{B\bar{B}^*}$ et $\mathrm{B^*\bar{B}^*}$;
- le seuil de création d'une paire $\mathrm{B_s\bar{B}_s^*}$ était inférieur à la masse de l'Υ(5S) et on produisait en plus des paires de mésons non étranges des paires $\mathrm{B_s\bar{B}_s}$, $\mathrm{B_s^*\bar{B}_s}$, $\mathrm{B_s\bar{B}_s^*}$ (et $\mathrm{B_s^*\bar{B}_s^*}$ si $m_{\Upsilon(5S)} > 2m_{\mathrm{B_s^*}}$) dont la désintégration fournissait de nouveaux photons.

Expérimentalement, le signal de photons mesuré était trop étroit pour être compatible avec la production exclusive de B^*, alors que la production complémentaire de mésons $\mathrm{B_s^*}$ permettait d'expliquer la forme de la distribution observée. En effet, les mésons $\mathrm{B_s^*}$,

[1] La résolution sur la mesure de l'énergie des photons est de 5,2 MeV (largeur totale à mi-hauteur) pour des photons d'une énergie de 47 MeV , qui constituent la majeure partie du signal observé.

qui sont plus lourds que les mésons B^*, ont une quantité de mouvement inférieure à ceux-ci. On attend donc un élargissement moins important des raies des photons des B_s^*.

La distribution fut paramétrisée en fonction des quantités suivantes :

- $M_{B^*} - M_B$: énergie du photon dans le centre de masse du B^*;
- $M_{B_s^*} - M_{B_s}$: énergie du photon dans le centre de masse du B_s^*;
- $M_{B_s} - M_B$: différence de masse entre méson étrange et méson non étrange;
- f : taux de production des mésons étranges rapporté au taux de production des mésons non étranges.

Un ajustement a conduit aux valeurs :

$$\begin{aligned} M_{B^*} - M_B &= 45,4 \pm 1,0 \text{ MeV}/c^2 \\ M_{B_s^*} - M_{B_s} &= 47,4 \pm 2,6 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

et aux deux solutions pour $M_{B_s} - M_B$ et f :

$$\begin{aligned} M_{B_s} - M_B &= 82,5 \pm 2,5 \text{ MeV}/c^2 \ , \ f = 0,36 \pm 0,12 \\ M_{B_s} - M_B &= 121 \pm 9 \text{ MeV}/c^2 \ , \ f = 0,24 \pm 0,12 \end{aligned}$$

b) La mesure du paramètre d'oscillation des B à l'Υ(4S) et au pôle du Z

La collaboration ARGUS a observé pour la première fois en 1987 l'oscillation des mésons B_d [2]. Le taux d'oscillation χ_{LEP} mesuré par la suite par les quatre expériences LEP est plus important que celui qu'on obtiendrait en extrapolant directement le taux mesuré à l'Υ(4S), où seules les paires $B\overline{B}$ non étranges sont produites :

$$\begin{aligned} \chi_{\Upsilon(4S)} =& f_d^{\Upsilon(4S)} \chi_d \text{ dont on déduit } \chi_d = 0,178 \pm 0,015 \text{ [3]} \\ \chi_{LEP} >& f_d^{LEP} \chi_d, \text{ avec } \chi_{LEP} = 0,127 \pm 0,007 \text{ [3] et } f_d^{LEP} \approx 0,40 \end{aligned}$$

On peut interpreter cet excès par la production complémentaire de paires $B_s\overline{B}_s$, qui contribuent au taux d'oscillations des mésons B neutres : $\chi_{LEP} = f_d^{LEP}\chi_d + f_s^{LEP}\chi_s$, avec $\chi_s \approx 0,5$ et $f_s^{LEP} \approx 0,12$.

c) L'excès de production de paires $D_s^{\pm}\, l^{\mp}$ au pôle du Z

Une analyse basée sur les 270 000 désintégrations hadroniques du Z enregistrées dans DELPHI en 1991 [4, 6, 5] a permis de mettre en évidence la production de mésons B_s, par la sélection de ses désintégrations dans le canal $D_s^{\pm} l^{\mp} \nu$.

Quatre modes de désintégration contribuent à la création d'une paire $D_s^{\pm}l^{\mp}$. Les taux de production[2] sont indiqués dans le tableau 4.1 et les diagrammes de désintégration correspondants sont représentés sur la figure 4.1 11

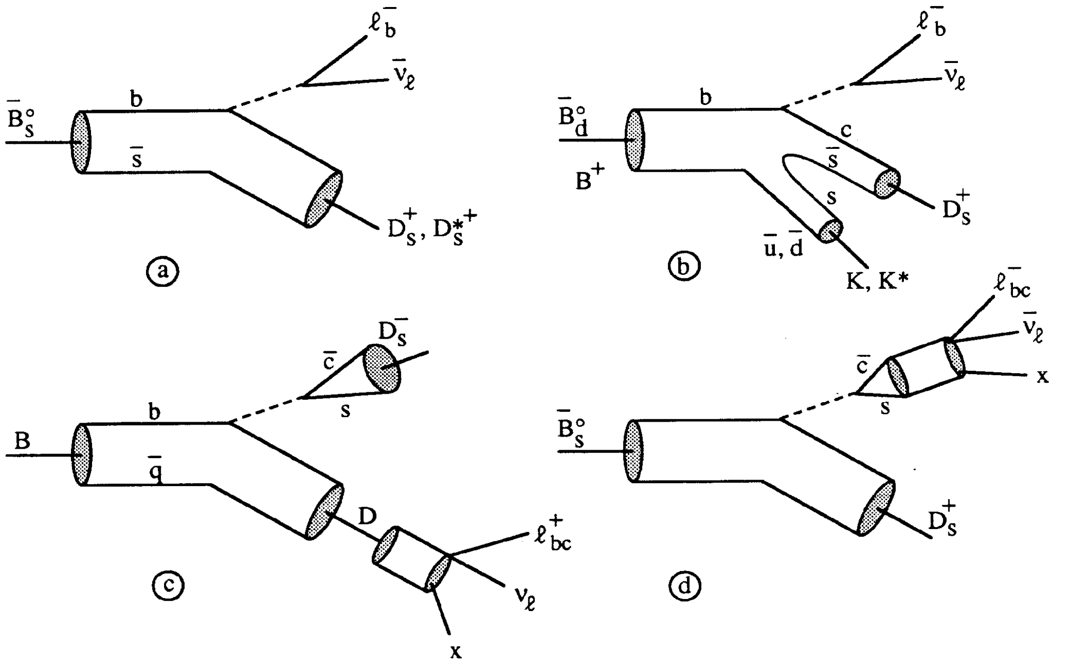


Figure 4.1: Diagramme de désintégration du méson B_s en $D_s^{\pm}l^{\mp}\nu$ (a) et contributions d'autres désintégrations (b,c,d) à la formation d'une paire $D_s^{\pm}l^{\mp}$.

Diagramme de désintégration	Probabilité par événement hadronique
(a)	$4,22 \times 10^{-3}$
(b)	$\leqslant 0,82 \times 10^{-3}$
(c)	$4,4 \times 10^{-3}$
(d)	$0,52 \times 10^{-3}$

Tableau 4.1: Probabilité d'occurence des quatre processus (figure 4.1) qui contribuent à la formation d'un paire $D_s^{\pm}l^{\mp}$, rapportée à un événement hadronique.

Par l'utilisation de critères de sélection adéquats, comme la sélection d'événements comportant un lepton dont la composante de la quantité de mouvement perpendiculaire à l'axe du jet est suffisamment importante, on diminue notablement la contribution des diagrammes parasites.

[2]Le calcul suppose que prob($b \to B_u + B_d$) = 0,75 et prob($b \to B_s$) = 0,12

Finalement, la reconstruction de 7 événements $D_s^{\pm}$ dans les canaux $\phi\pi^{\pm}$ et $K^{*0}K^{\pm}$, couplés à un lepton $l^{\mp}$ dont la composante de la quantité de mouvement perpendiculaire à l'axe du jet est supérieure à 1,2 GeV/c , a permis de confirmer[3] la production des mésons B_s.

4.1.1 Rapports d'embranchement

De la même façon que pour le système des mésons B_u et B_d, la mise en évidence directe du méson B_s passe par la reconstruction complète de la chaîne de désintégration. On choisira donc des voies de désintégration avec les rapports d'embranchement les plus grands possible, et qui conduisent à des particules chargées dans l'état final, donc facilement détectables.

Les auteurs de la référence [7] ont calculé les rapports d'embranchement des désintégrations du B_s en deux mésons de spin 0 ou 1, d'après le modèle BSW [16, 17]. L'article donne aussi une estimation des erreurs sur les rapports d'embranchement obtenus.

En effet, le calcul des éléments de matrice des courants hadroniques [7] fait intervenir certains paramètres qui ne sont pas directement mesurables expérimentalement, comme la masse des quarks et la valeur de l'extension spatiale ω de chaque méson. La valeur d'ω qui décrit le mieux les désintégrations des mésons non étranges D et B est de 400 MeV . C'est cette valeur qui est utilisée pour le calcul des éléments de matrice intervenant dans les désintégrations du B_s, indépendament de la nature des mésons finaux. Cependant, notons que l'augmentation d'ω à 500 MeV fait croître le rapport d'embranchement $B_s \to J/\psi\ \phi$ de 39% !

Le tableau 4.2 donne les valeurs calculées pour les principales désintégrations du B_s. On retiendra que les variations des rapports d'embranchement vont de 1 à 2 pour le canal $B_s \to J/\psi\ \phi$ et de 1 à 1,5 pour les canaux comportant un méson charmé, lorsque toutes les incertitudes ont été prises en compte.

Nous retiendrons seulement les désintégrations conduisant à des états finals ne comportant que des particules chargées, c'est-à-dire :

- $B_s \to D_s^+\ \pi^-$;
- $B_s \to D_s^+\ a_1(1260)^-$;
- $B_s \to J/\psi\ \phi$;
- $B_s \to \psi(2S)\ \phi$.

[3]On attend moins d'un événement $D_s^{\pm}l^{\mp}$ s'il n'y a pas de production de B_s.

Canal de désintégration		Rapport d'embranchement
D_s^{*+}	D_s^{*-}	$(2,2 \pm 1,1) \times 10^{-2}$
D_s^{*+}	$a_1(1260)^-$	$(1,6 \pm 0,8) \times 10^{-2}$
D_s^{+}	$\rho(770)^-$	$(1,4 \pm 0,7) \times 10^{-2}$
D_s^{*+}	$\rho(770)^-$	$(1,3 \pm 0,6) \times 10^{-2}$
D_s^{+}	$a_1(1260)^-$	$(1,3 \pm 0,6) \times 10^{-2}$
D_s^{+}	D_s^{*-}	$(8,4 \pm 4,2) \times 10^{-3}$
D_s^{+}	D_s^{-}	$(7,6 \pm 3,8) \times 10^{-3}$
D_s^{+}	π^-	$(5,5 \pm 2,2) \times 10^{-3}$
D_s^{*+}	π^-	$(4,1 \pm 2,0) \times 10^{-3}$
D_s^{*+}	D_s^{-}	$(3,4 \pm 1,7) \times 10^{-3}$
J/ψ	ϕ	$(1,3 \pm 1,3) \times 10^{-3}$
$\psi(2S)$	ϕ	$(6,7 \pm 6,7) \times 10^{-4}$

Tableau 4.2: Rapports d'embranchement des principales désintégrations du B_s en deux corps.

Le	D_s^+	sera reconstruit dans les modes	$\phi\pi^+$	(BR= $3,5 \times 10^{-2}$)
		et	$K^{*0}K^+$	(BR= $3,3 \times 10^{-2}$)
Le	ϕ	sera reconstruit dans le mode	K^+K^-	(BR= $0,49$)
Le	K^{*0}	sera reconstruit dans le mode	$K^-\pi^+$	(BR= $0,67$)
Le	$a_1(1260)^-$	sera reconstruit dans le mode	$\rho^0\pi^-$	(BR= $0,50$)
Le	ρ^0	sera reconstruit dans le mode	$\pi^+\pi^-$	(BR= 1)
Le	J/ψ	sera reconstruit dans le mode	$\mu^+\mu^-$	(BR= $5,97 \times 10^{-2}$)
Le	ψ(2S)	sera reconstruit dans les modes	$\mu^+\mu^-$	(BR= $7,7 \times 10^{-3}$)
		et	$J/\psi\ \pi^+\pi^-$	(BR= $0,324$)

On peut remarquer que l'état final, après désintégration des résonances intermédiaires, comporte systématiquement deux kaons de charge opposée.

On n'étudiera pas les désintégrations du B_s en $D_s^{(*)}\bar{D}_s^{(*)}$, car les rapports d'embranchement $D_s^{\pm} \to \phi\pi^{\pm}$ et $D_s^{\pm} \to K^{*0}K^{\pm}$ sont faibles, et l'état final comporte six particules qu'on reconstruit avec moins d'efficacité qu'un état final à quatre particules (voir la remarque de la page 121).

Avant de calculer le nombre de B_s produits dans les canaux sélectionnés par million de désintégrations du Z, il faut d'abord estimer la probabilité de former un méson B_s à partir d'un antiquark $\bar{b}$ (ou un $\bar{B}_s$ à partir d'un quark b).

La probabilité (notée $f_s(b \to b\bar{s})$) de former une paire $s\bar{s}$ qui servira à l'habillage du quark b est de l'ordre de 12%. En fonction du moment orbital et de l'orientation relative du quark et de l'antiquark, on va former un état B_s, B_s^* ou B_s^{**}. Si le méson B_s^* conduit bien à la formation d'un B_s par émission d'un photon, il n'en va pas de même pour le B_s^{**}. Celui-ci se désintègre par interaction forte et peut donner un état B_uK^- ou B_dK^0 par exemple, alors qu'un état comportant un B_s comme le $B_s\pi^0$ lui est interdit, en vertu de la conservation de l'isospin[4]. On perd ainsi la fraction des paires $b\bar{s}$ qui donnent un méson $\mathrm{B_s^{**}}$, et qui ne conduit pas à la formation d'un méson $\mathrm{B_s}$. On estime cette perte à 25% environ [8]. Une mesure plus récente [9] conduit à :

$$\frac{f(\bar{b} \to \mathrm{B_s^{**0}})}{f(\bar{b} \to \mathrm{B_s})} \geqslant 0,175 \pm 0,052$$

A partir des valeurs des rapports d'embranchement du tableau 4.2, on peut calculer le nombre d'événements attendus dans chaque canal.

Nombre d'événements attendus par million de désintégrations du Z

$\mathbf{B_s \to D_s^- \pi^+}$

$BR(Z \to b\bar{b})$	:	0,221
$b(\bar{b}) \to \mathrm{\bar{B}_s(B_s)}$	:	$2 \times 0,12 \times 0,75$
$BR(\mathrm{B_s \to D_s^- \pi^+})$	:	$5,5 \times 10^{-3}$
avec		
$BR(\mathrm{D_s^-} \to \phi\pi^-)$	:	$3,5 \times 10^{-2}$
$BR(\phi \to \mathrm{K^+K^-})$	:	0,49
ou		
$BR(\mathrm{D_s^- \to K^{*0}K^-})$	:	$3,3 \times 10^{-2}$
$BR(\mathrm{K^{*0} \to K^+}\pi^-)$	:	0,67

Soit **8,58** événements par million de désintégrations hadroniques du Z

[4]La désintégration du $\mathrm{B_s^{**}}$ en $\mathrm{B_s}\phi$ est possible et respecte la conservation de l'isospin, mais elle est défavorisée par la règle de Zweig, et nécessite d'avoir $m_{\mathrm{B_s^{**}}} \geqslant m_{\mathrm{B_s}} + m_\phi$, ce qui semble fort peu probable.

$\mathbf{B_s \to D_s^- a_1(1260)^+}$

$BR(Z \to b\bar{b})$	:	0,221
$b(\bar{b}) \to \bar{\mathrm{B}}_s(\mathrm{B}_s)$	:	$2 \times 0,12 \times 0,75$
$BR(\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^-} \mathrm{a_1}(1260)^+)$	:	$1,3 \times 10^{-2}$
$BR(\mathrm{a_1} \to \rho^0 \pi^+)$	:	0,5
$BR(\rho^0 \to \pi^+\pi^-)$	:	1
avec		
$BR(\mathrm{D_s^-} \to \phi\pi^-)$	:	$3,5 \times 10^{-2}$
$BR(\phi \to \mathrm{K^+K^-})$	:	0,49
ou		
$BR(\mathrm{D_s^-} \to \mathrm{K^{*0}K^-})$	:	$3,3 \times 10^{-2}$
$BR(\mathrm{K^{*0}} \to \mathrm{K^+}\pi^-)$	:	0,67

Soit **10,15** événements par million de désintégrations hadroniques du Z

$\mathbf{B_s \to J/\psi\ \phi}$

$BR(Z \to b\bar{b})$	:	0,221
$b(\bar{b}) \to \bar{\mathrm{B}}_s(\mathrm{B}_s)$	:	$2 \times 0,12 \times 0,75$
$BR(\mathrm{B_s} \to J/\psi\ \phi)$	:	$1,3 \times 10^{-3}$
$BR(J/\psi \to \mu^+\mu^-)$	:	$5,97 \times 10^{-2}$
$BR(\phi \to \mathrm{K^+K^-})$	:	0,49

Soit **1,51** événement par million de désintégrations hadroniques du Z

$\mathbf{B_s \to \psi(2S)\ \phi}$

$BR(Z \to b\bar{b})$	:	0,221
$b(\bar{b}) \to \bar{\mathrm{B}}_s(\mathrm{B}_s)$	:	$2 \times 0,12 \times 0,75$
$BR(\mathrm{B_s} \to \psi(2S)\ \phi)$	:	$6,7 \times 10^{-4}$
$BR(\phi \to \mathrm{K^+K^-})$	:	0,49
avec		
$BR(\psi(2S) \to \mu^+\mu^-)$	:	$7,7 \times 10^{-3}$
ou		
$BR(\psi(2S) \to J/\psi\ \pi^+\pi^-)$	:	0,32
$BR(J/\psi \to \mu^+\mu^-)$	:	$5,97 \times 10^{-2}$

Soit **0,24** événement par million de désintégrations hadroniques du Z

Rappelons que les erreurs sur ces nombres d'événements sont de l'ordre de 100%. Les valeurs citées doivent être interprétées surtout comme des ordres de grandeur.

4.2 Analyse du canal $J/\psi\ \phi$

C'est la voie royale pour la mise en évidence exclusive du méson $\mathrm{B_s}$:

(a) la désintégration produit les deux états intermédiaires étroits J/ψ et ϕ, qui sont facilement caractérisables par leur désintégration en $\mu^+\mu^-$ et $\mathrm{K^+K^-}$;

(b) la très faible durée de vie de ces états qui se désintègrent l'un par interaction électromagnétique et l'autre par interaction forte fait qu'on peut considérer que les quatre traces $\mu^+\mu^-\mathrm{K^+K^-}$ proviennent d'un même vertex, ce qui permet de bien contraindre la reconstruction de la chaîne de désintégration ;

(c) l'énergie libérée dans cette réaction est plus faible que dans les désintégrations avec un état $\mathrm{D_s}$ intermédiaire et la résolution sur la masse invariante du $\mathrm{B_s}$ est meilleure.

En effet, si on considère la désintégration $A \to 1 + 2$, on a :

$$\begin{aligned} m_A^2 =& m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1E_2 - \boldsymbol{p_1 p_2}) \\ =& m_1^2 + m_2^2 + 2p_1p_2(1 + \frac{1}{2}\Big(\frac{m_1}{p_1}\Big)^2 + \frac{1}{2}\Big(\frac{m_2}{p_2}\Big)^2 + \cos\theta) + \mathcal{O}\Big(\frac{m}{p}\Big)^4 \end{aligned}$$

L'erreur sur la mesure de la masse invariante des particules 1 et 2 provient exclusivement du troisième terme du membre de droite de l'égalité. Plus ce terme est petit, c'est à dire plus $m_1^2 + m_2^2$ est voisin de m_A^2, plus l'erreur sur la masse invariante est faible.

Ceci explique que la largeur expérimentale dans DELPHI du J/ψ ($m_{J/\psi} = 3097\ \mathrm{MeV}/c^2$) reconstruit dans sa désintégration en deux μ ($m_\mu = 106\ \mathrm{MeV}/c^2$) est nettement plus importante que la largeur naturelle de l'état lié $c\bar{c}$, car elle est dominée par la résolution de mesure. La dispersion à un écart standard du signal expérimental de J/ψ est de $57\ \mathrm{MeV}/c^2$, alors que la largeur totale à mi-hauteur de la résonance est de $88\ \mathrm{KeV}/c^2$.

Par contre, la largeur expérimentale du méson ϕ ($m_\phi = 1020\ \mathrm{MeV}/c^2$) reconstruit en deux K chargés ($m_\mathrm{K} = 494\ \mathrm{MeV}/c^2$) est très voisine de la largeur naturelle de la résonance, à cause de la faible différence entre masse de la particule mère et masse des produits de désintégration. La dispersion à un écart standard du signal expérimental $\phi \to \mathrm{K^+K^-}$ est de $4\ \mathrm{MeV}/c^2$, et la largeur totale à mi-hauteur de la résonance est de $4\ \mathrm{MeV}/c^2$.

(d) le rapport d'embranchement semble suffisamment important pour pouvoir observer au moins un événement avec la statistique accumulée entre 1991 et 1994.

4.2.1 Topologie des désintégrations

La durée de vie propre des mésons $\mathrm{B_s}$ ($c\tau \approx 470\mu$m) est voisine de celle des états non-étranges; la distance de vol moyenne d'un méson $\mathrm{B_s}$ produit au pôle du Z est de 2,7 mm, pour une masse théorique $m_{\mathrm{B_s}} = 5,4$ MeV/c^2 . De la même façon que pour les $\mathrm{B_u}$ et $\mathrm{B_d}$, on attend un vertex nettement séparé de la zone d'interaction primaire, duquel émergent quatre traces énergiques.

Deux états interviennent au cours de la désintégration : le J/ψ dont nous avons déjà parlé dans le chapitre précédent et le méson vecteur ϕ, que l'on reconstruit dans le mode $\phi \to \mathrm{K^+K^-}$. La masse du ϕ (1020 MeV/c^2) est supérieure de 32 MeV/c^2 à deux fois la masse du K chargé (494 MeV/c^2). Aussi, comme le ϕ produit dans la désintégration d'un $\mathrm{B_s}$ est énergique, les trajectoires des deux K sont très voisines et il faut un bras de levier suffisant pour les reconstruire bien séparées. La distance typique entre les deux traces à l'entrée de la T.P.C. est de 1,5 cm (tableau 4.3). C'est-à-dire que la séparation en z entre les deux traces est au plus égale à cette valeur.

Cet effet ne joue pas en la faveur d'une bonne efficacité d'identification des $\mathrm{K^\pm}$ par mesure de la perte d'énergie dans la T.P.C. Le faible écart entre les coordonnées z des traces ne permet pas de disposer de la totalité des fils pour mesurer la perte d'énergie propre à chaque trace. En effet, la distribution spatiale des électrons d'ionisation d'une trace s'étend sur 2 à 3 cm. Si on sépare bien le centre des distributions ($\sigma_z \approx 0,9$ mm), il n'est pas possible d'obtenir une mesure indépendante du dE/dx de deux traces proches car les deux distributions de charge se chevauchent.

Par contre, l'identification dans le RICH ne présente pas ce type de problème, pour la simple raison que l'angle Tchérenkov des traces est mesuré à environ 1,50 m du point de désintégration du ϕ et que les anneaux des deux traces sont nettement séparés à cette distance.

distance entre les deux trajectoires			
0,3 cm	à	6	cm du point d'interaction (première couche du V.D.)
1,52 cm	à	30	cm du point d'interaction (entrée de la T.P.C.)
4,07 cm	à	80	cm du point d'interaction (milieu de la T.P.C.)
6,62 cm	à	130	cm du point d'interaction (fin de la T.P.C.)

Tableau 4.3: distances typiques en cm entre les trajectoires des deux K issus de la désintégration d'un méson ϕ ayant une énergie de 10 GeV/c .

4.2.2 L'identification des kaons du ϕ

Comme l'information du RICH était souvent absente pendant les années 1991 et 1992, l'identification des $K^{\pm}$ repose principalement, pour ces données, sur la mesure de dE/dx qui s'avère peu efficace pour ce type de topologie. Pour caractériser un méson ϕ, on demandera donc l'identification d'un seul $K^{\pm}$, afin de conserver une efficacité suffisante. Les critères d'identification par dE/dx sont :

$$\frac{|(dE/dx)_{mes} - (dE/dx)_K|}{err} \leqslant 2,5\sigma \tag{4.1}$$
$$\text{avec un nombre de fils touchés} \geqslant 30$$

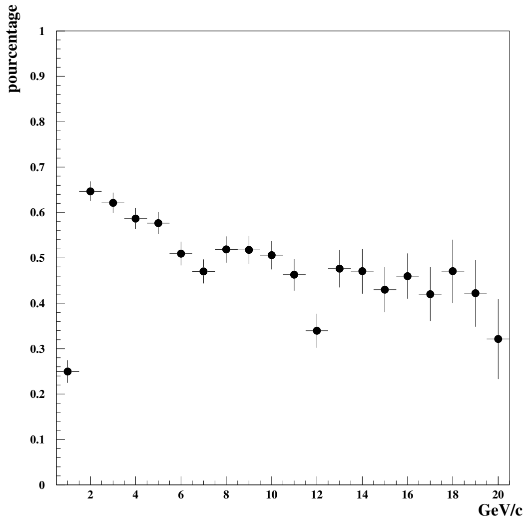
Les conséquences de l'absence d'identification pour la seconde particule, qui a de fortes chances d'être un π, seront étudiées au paragraphe suivant.

Nous avons reporté dans le tableau 4.4 les efficacités d'identification des $K^{\pm}$ provenant de la chaîne de désintégration $B_s \to J/\psi\ \phi; \phi \to K^+K^-$. On remarque une diminution des efficacités par rapport à celles obtenues pour les K de $B_d \to J/\psi\ K^{*0}; K^{*0} \to K^-\pi^+$. On attribue cette baisse à la proximité des trajectoires des deux $K^{\pm}$ qui perturbe l'identification par mesure de dE/dx. Par contre, l'identification par le RICH ne souffre pas de ces problèmes et les efficacités restent comparables. On a représenté sur la figure 4.2 les efficacités pour les $K^{\pm}$ bien isolés du B_d et pour les $K^{\pm}$ du B_s.

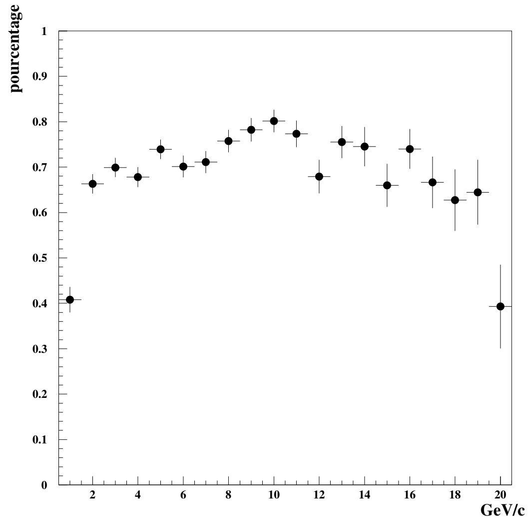
Comme la probabilité d'identification conjointe des deux K est au plus égale à 42 %, même lorsque la totalité du potentiel d'identification est disponible, nous conserverons pour les années 1993 et 1994 les critères d'identification appliqués aux données enregistrées en 1991 et 1992 afin de conserver une bonne efficacité.

4.3 Les sources de fond dans la désintégration $B_s \to J/\psi\ \phi$

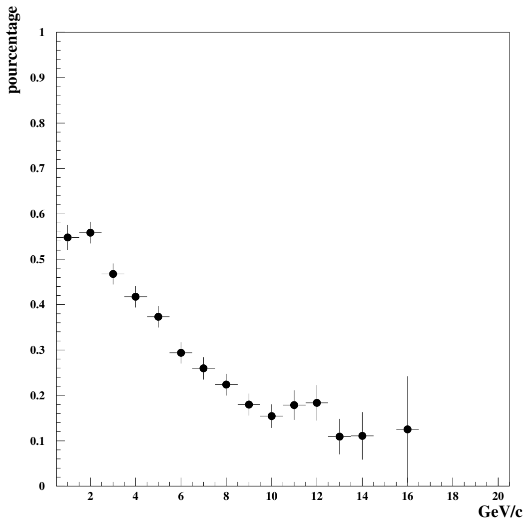
Les sources de fond de ce canal sont très similaires à celles déjà étudiées lors de la reconstruction exclusive d'événements B_u et B_d. En conséquence, les critères de sélection, qui seront décrits en détail au paragraphe 4.4, seront pour la plupart communs à l'analyse des B_u et B_d.



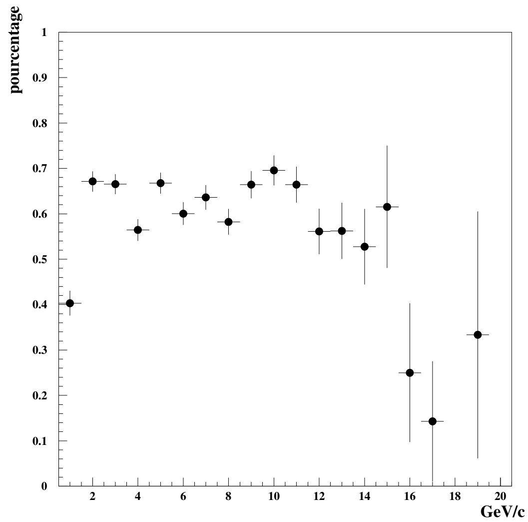
(a) Probabilité d'identification dans la T.P.C. des $K^{\pm}$ produits de désintégration de K^{*0}



(b) Probabilité d'identification dans le RICH et/ou dans la T.P.C. des $K^{\pm}$ de produits de désintégration de K^{*0}



(c) Probabilité d'identification dans la T.P.C. des $K^{\pm}$ produits de désintégration de ϕ



(d) Probabilité d'identification dans le RICH et/ou dans la T.P.C. des $K^{\pm}$ produits de désintégration de ϕ

Figure 4.2: Probabilité, exprimée en fonction de la quantité de mouvement, qu'un $K^{\pm}$ dont la trajectoire a été reconstruite soit identifié par mesure (a), (c) de la perte d'énergie dans le gaz de la T.P.C.; (b), (d) de l'angle Tchérenkov dans le RICH ou de la perte d'énergie dans le gaz de la T.P.C. si l'information RICH n'est pas disponible. Les figures (a) et (b), repectivement (c) et (d), sont relatives aux $K^{\pm}$ de la chaîne de désintégration $B_d \to J/\psi\ K^{*0}; K^{*0} \to K^- \pi^+$, repectivement $B_s \to J/\psi\ \phi; \phi \to K^+K^-$.

	$K^{\pm}$ simulés avec la configuration du détecteur en 1993	efficacité de sélection
3921	$K^{\pm}$ reconstruits	100%
3078	$K^{\pm}$ avec au moins un coup dans le V.D.	$79 \pm 1\%$
1380	$K^{\pm}$ identifiés dans la T.P.C.	$35 \pm 1\%$
2230	$K^{\pm}$ identifiés dans la T.P.C. et/ou dans le RICH gazeux	$57 \pm 1\%$
2381	$K^{\pm}$ identifiés dans la T.P.C. et/ou dans le RICH liquide et gazeux	$61 \pm 1\%$

	$K^{\pm}$ simulés avec la configuration du détecteur en 1994	efficacité de sélection
3879	$K^{\pm}$ reconstruits	100%
3262	$K^{\pm}$ avec au moins un coup dans le V.D.	$84 \pm 1\%$
1560	$K^{\pm}$ identifiés dans la T.P.C.	$41 \pm 1\%$
2433	$K^{\pm}$ identifiés dans la T.P.C. et/ou dans le RICH gazeux	$63 \pm 1\%$
2511	$K^{\pm}$ identifiés dans la T.P.C. et/ou dans le RICH liquide et gazeux	$65 \pm 1\%$

Tableau 4.4: Efficacité de sélection des $K^{\pm}$ simulés provenant de la chaîne de désintégration $B_s \to J/\psi\ \phi;\ \phi \to K^+K^-$. Les $K^{\pm}$ identifiés doivent avoir au moins un coup dans le détecteur de vertex et une quantité de mouvement supérieure à 1 GeV/c . Les meilleures efficacités de 1994 sont dues au détecteur de vertex dont l'acceptance a été augmentée.

4.3.1 La reconstruction incomplète de la chaîne de désintégration

Il n'y a que deux types de désintégrations dont la reconstruction incomplète conduit à un état final $J/\psi\ \phi$ et dont le taux de production est à comparer a 1,06 événement par million de Z pour le signal recherché :

- $B_s \to \chi_{c1}(1P)\ \boldsymbol{\phi};\ \chi_{c1}(1P) \to \boldsymbol{J/\psi}\ \gamma$ (0,34 événement par million de Z) ;
- $B_s \to \psi(2s)\ \boldsymbol{\phi};\ \psi(2S) \to \boldsymbol{J/\psi}$ + neutres (0,10 événement par million de Z).

4.3.2 La mauvaise association de traces

Il peut arriver qu'une trace provenant de la zone d'interaction primaire soit compatible avec le vertex de désintégration d'un méson B non étrange comportant un état J/ψ intermédiaire. L'exemple le plus simple consiste à associer une trace au vertex de la désintégration $B_u \to J/\psi\ K^+$. Si on considère la particule additionnelle comme un K^-, alors on a dans l'état final deux K de charges opposées comme dans la désintégration $B_s \to J/\psi\ \phi;\ \phi \to K^+K^-$.

Dans cette optique, on a recherché des événements B_s à partir d'un lot de 19200

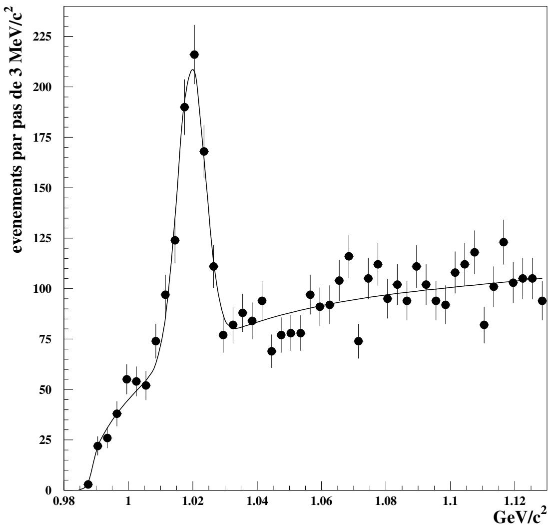


Figure 4.3: Masse invariante K^+K^- obtenue à partir des données enregistrées en 1993, en demandant à ce que chacun des K soit identifié par le RICH et à ce que la somme de la quantité de mouvement des K soit supérieure à 3 GeV/c^2. Le pic de masse est centré à 1020 MeV/c^2 et a une largeur de 4 MeV/c^2 .

événements simulés $B_u \to J/\psi$ K^+. Aucun événement n'a été reconstruit après application des critères de sélection, principalement grâce à la très faible largeur de la résonance ϕ qui est située au début de l'espace de phase K^+K^- (figure 4.3). Ainsi, la probabilité qu'une association quelconque K^+K^- ait une masse compatible avec la masse du ϕ est très faible, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

4.3.3 La réflexion du canal $B_d \to J/\psi$ $K^-\pi^+$

Commençons par définir le concept de réflexion, ou de masse réfléchie. On appelle masse réfléchie d'un état $A(\vec{p}_A, m_A) \to a(\vec{p}_a, m_a) + b(\vec{p}_b, m_b) + c(\vec{p}_c, m_c) + \ldots$ la masse invariante obtenue quand on donne à l'un des produits de désintégration une masse différente de celle qui lui est propre : ex : $A(\vec{p}_A, m_{\text{réfléchie}}) \to a(\vec{p}_a, m'_a) + b(\vec{p}_b, m'_b) + c(\vec{p}_c, m'_c) + \ldots$, avec $m_a \neq m'_a$ et/ou $m_b \neq m'_b$ et/ou $m_c \neq m'_c$.

Les réflexions se rencontrent lorsque deux types de particules se désintègrent avec une cinématique semblable, à la masse d'un des produits de désintégration près. Un exemple bien connu est la réflexion du méson $D^\pm \to K^\pm\boldsymbol{\pi}^\mp\pi^\pm$ en méson $D_s^\pm \to K^\pm\mathbf{K}^\mp\pi^\pm$. On notera par la suite $\mathbb{K}^\pm$ un $\pi^\pm$ avec la masse du $K^\pm$.

Nous allons maintenant étudier la probabilité qu'un événement $B_d \to J/\psi$ $K^+\pi^-$

imite la désintégration $B_s \to J/\psi\ \phi;\ \phi \to K^+K^-$ quand on considère le π comme un K.

La réflexion du méson B_d dans la recherche du $J/\psi\ \phi$

Dans la recherche exclusive du méson B_s dans le canal $J/\psi\ \phi$, la source principale de fond provient du canal $B_d \to J/\psi\ K^-\pi^+$, où la paire $K^\pm\pi^\mp$ est produite directement dans la désintégration du B_d et peut avoir une masse quelconque, dans les limites de l'espace de phase. On notera $(K^\pm\pi^\mp)_{NR}$ une telle paire produite de façon *non résonante*.

Nous faisons ici la distinction entre les paires $K^\pm\pi^\mp$ *non résonantes* directement produites dans la désintégration du B_d et celles provenant uniquement de la chaîne de désintégration $B_d \to J/\psi\ K^*(892)^0; K^*(892)^0 \to K^-\pi^+$. En effet, la masse invariante réfléchie $K^\pm\mathbb{K}^\mp$ de ces dernières ne peut pas être compatible avec la masse du ϕ, comme indiqué sur la figure 4.4.

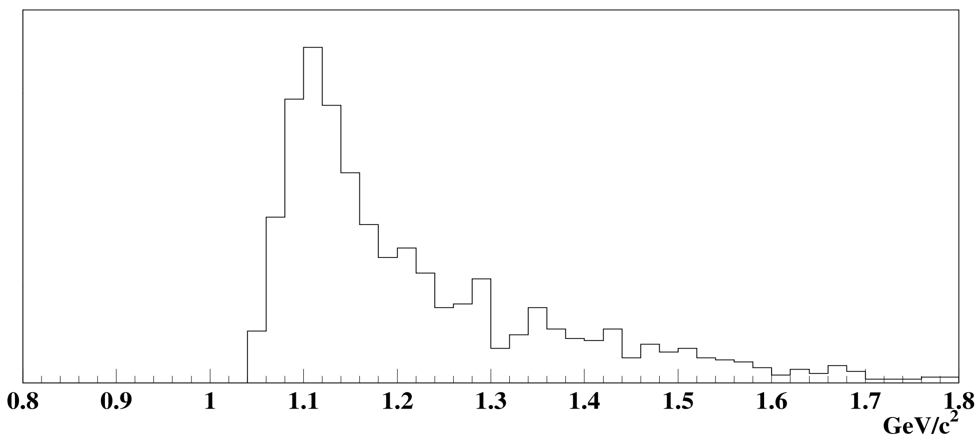


Figure 4.4: Masse refléchie $K^\pm\mathbb{K}^\mp$ obtenue à partir d'événements simulés $B_d \to J/\psi\ K^*(892)^0; K^*(892)^0 \to K^-\pi^+$, pour lesquels on a donné au π^+ la masse du K^+. La tête de la distribution a une valeur supérieure à la masse du ϕ : le canal $B_d \to J/\psi\ K^*(892)^0$ ne peut pas être une source de fond dans l'étude de $B_s \to J/\psi\ \phi$.

Les désintégrations du B_d en $J/\psi\ K^*(892)^0$ ne sont donc pas une source de bruit dans l'étude du canal $B_s \to J/\psi\ \phi$. Il n'en est pas de même pour les désintégrations $B_d \to J/\psi\ (K^-\pi^+)_{NR}$, pour les raisons suivantes :

- la masse réfléchie $(K^\pm\mathbb{K}^\mp)_{NR}$ peut dans certains cas être compatible avec celle du ϕ (figure 4.5) ;
- le taux de production $Z \to b\bar{b} \to B_d$ est 4 fois supérieur à celui de $Z \to b\bar{b} \to B_s$;

- le rapport d'embranchement $B_d \to J/\psi\ (K^-\pi^+)_{NR}$ est égal à $(1,2 \pm 0,6) \times 10^{-3}$ [18], soit 2 fois plus important que celui estimé pour le $B_s \to J/\psi\ \phi; \phi \to K^+K^-$;

- la topologie de la désintégration est similaire à celle des B_s : produits de désintégration énergiques, issus d'un vertex commun et séparé de la zone d'interaction primaire ;

- on ne demande l'identification que d'un seul $K^\pm$ (voir paragraphe 4.4), alors que c'est la nature du deuxième hadron qui permet de séparer les désintégrations du B_d de celles du B_s.

A priori, la production 8 fois plus abondante de $B_d \to J/\psi\ K^-\pi^+$ va noyer le signal de $B_s \to J/\psi\ \phi$.

Cependant, pour qu'un événement Bd $\to J/\psi\ (K^+\pi^-)_{NR}$ imite parfaitement la désintégration $B_s \to J/\psi\ \phi;\ \phi \to K^+K^-$, il faut que la masse réfléchie $K^\pm\mathbb{K}^\mp$ soit compatible avec la masse du méson ϕ.

Après avoir engendré des désintégrations de méson B_d dans le canal $J/\psi\ K^-\pi^+$, nous avons calculé la masse réfléchie $K^\pm\mathbb{K}^\mp$, qui est représentée sur la figure 4.5. Moins de 0,5% des événements $B_d \to J/\psi\ K^-\pi^+$ ont une masse invariante $K^\pm\mathbb{K}^\mp$ compatible avec celle du ϕ.

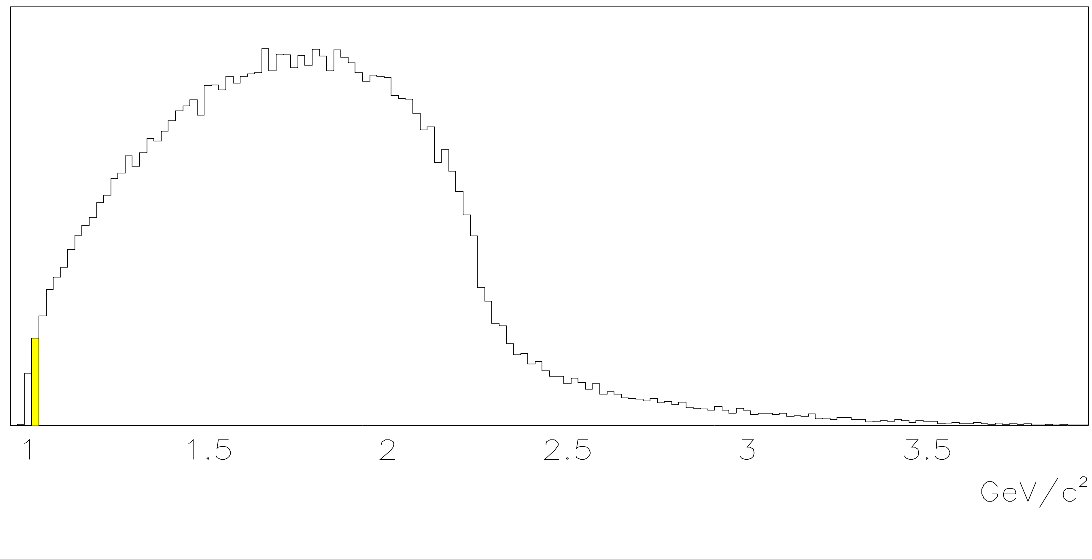


Figure 4.5: Masse refléchie $K^\pm\mathbb{K}^\mp$ obtenue à partir d'événements simulés $B_d \to J/\psi\ (K^-\pi^+)_{NR}$, pour lesquels on a donné au π^+ la masse du K^+. La zone grisée à gauche de la figure représente la domaine de masse invariante compatible avec la masse du méson ϕ.

Le taux de rejet, voisin de 200, est bien plus efficace que celui obtenu par les critères d'identification à partir des informations du RICH ou du dE/dx. Ainsi, on peut sélectionner des événements $B_s \to J/\psi\ \phi$ bien protégés contre la réflexion du B_d en ne demandant l'identification que d'un seul K, à condition d'avoir la masse invariante des deux hadrons, considérés comme des K, compatible avec la masse du ϕ.

4.4 Les critères de sélection

Sélection des traces

Nous sélectionnons une paire $\mu^+\mu^-$ d'après les critères définis au paragraphe 3.4.2. Dans un premier temps, nous rejetons toutes les paires dont la masse invariante est à plus de cinq écarts standard de la masse du J/ψ .

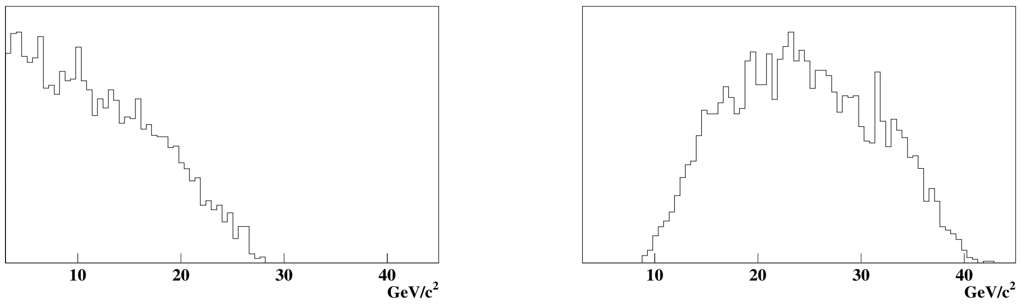
Puis nous associons tour à tour au vertex du J/ψ chaque paire de traces dont les charges sont opposées et qui sont situées dans le même hémisphère que les deux μ. Au moins une de ces deux traces doit satisfaire aux critères de sélection des $K^\pm$ du paragraphe 4.2.2. On demande de plus à ce que la masse invariante des deux particules, considérée comme des $K^\pm$, soit comprise entre 1005 et 1035 MeV/c^2 . Finalement, la probabilité que ces traces forment un vertex commun avec la paire de μ doit être supérieure à 10^{-4}.

On ne conserve alors que les associations qui satisfont aux critères suivants :

- quantité de mouvement de chacune des particules supérieure à 1 GeV/c ;
- somme des quantités de mouvement supérieure à 25 GeV/c ;
- aucun des hadrons ne doit être identifié comme un π par le RICH ;
- chacune des particules a au moins un coup associé dans le détecteur de vertex. On rejète ainsi les particules mal mesurées ou provenant d'interactions secondaires.

Calcul des masses des états intermédiaires

Après l'ajustement des traces à un vertex commun, on recalcule les masses invariantes à partir des nouvelles quantités de mouvement (voir l'annexe B), et on rejette toutes les associations à plus de trois écarts standard de la masse du J/ψ ($\sigma_{J/\psi} = 57$ MeV/c^2) et à plus de 12 MeV/c^2 de la masse du ϕ.



(a) (b)

Figure 4.6: Quantité de mouvement des mésons ϕ (a) et J/ψ (b) produits dans les désintégrations simulées $B_s \to J/\psi\ \phi$.

Comme la tête de la distribution de la quantité de mouvement des mésons ϕ a une très faible valeur (figure 4.6), on ne demande pas de quantité de mouvement minimale pour la paire de K, alors qu'on impose un minimum de 10 GeV/c pour la paire de μ .

Cette étape permet d'éliminer une grande partie des associations de traces purement combinatoires et la principale source de réflexion. On utilise ensuite la méthode de reconstruction contrainte [32] dont les résultats nous servent à rejeter les événements pour lesquels :

- le rapport de la distance entre vertex primaire et vertex du B_s, ramenée à l'erreur sur cette quantité, est inférieur à 2 ;
- la probabilité du χ^2 de l'ajustement contraint est inférieure à 10^{-4}.

4.5 L'analyse des événements simulés, efficacités de reconstruction

Nous avons estimé l'efficacité de reconstruction et testé la validité de la méthode de reconstruction contrainte [32] en appliquant les critères de sélection à deux lots de 9600 événements simulés $B_s \rightarrow J/\psi\ \phi$; $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$; $\phi \rightarrow K^+K^-$, pour lesquels on a choisi une masse arbitraire de 5380 MeV/c^2 . Dans le premier lot, le détecteur a la configuration de 1993 alors que le second lot tient compte des améliorations survenues en 1994. Les résultats sont regroupés dans le tableau 4.5.

	configuration du détecteur	
	1993	1994
masse reconstruite	$5381,4 \pm 0,3$ MeV/c^2	$5381,0 \pm 0,3$ MeV/c^2
largeur de la distribution de masse	18 ± 5 MeV/c^2	18 ± 5 MeV/c^2
efficacité de reconstruction	$10,0 \pm 0,3\%$	$16,7 \pm 0,44\%$

Tableau 4.5: Efficacités de reconstruction globales après application de tous les critères de sélection, à partir de données simulées $B_s \rightarrow J/\psi\ \phi$; $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$; $\phi \rightarrow K^+K^-$. La masse moyenne reconstruite est à quatre déviations standard de la masse simulée pour les données de 1993, et à trois déviations standard pour les données de 1994. Il semble qu'il y ait un décalage systématique d'environ 1 MeV/c^2 , qui peut provenir de problèmes de reconstruction des trajectoires à partir des points mesurés dans les détecteurs. Par exemple, la correction de la quantité de mouvement des particules qui prend en compte la perte d'énergie dans le milieu du détecteur peut être légèrement sur-estimée, et conduire à l'effet systématique observé.

En appliquant la correction liée aux périodes fractionnées de fonctionnement du RICH entre 1991 et 1993 (voir page 86), on trouve une efficacité globale de sélection de $8,43 \pm 0,3\%$ entre 1991 et 1993, et de $16,7 \pm 0,4\%$ en 1994. On attend donc un nombre total de 0,6 événement reconstruit pour l'ensemble des données collectées. On se rappellera que l'erreur sur cette quantité est grande, de l'ordre de 100%.

Le nombre d'événements attendus pour les principales sources de fond, c'est-à-dire les événements $B_d \rightarrow J/\psi\ K^\pm\pi^\mp$ réfléchis et les traces faussement associées aux événements $B_u \rightarrow J/\psi\ K^+$, est respectivement inférieur à 0,02 et à 10^{-6} événement par million de Z.

4.6 L'analyse des données réelles

Avec les critères de sélection décrits au paragraphe 4.4, trois événements sont sélectionnés parmi les 3,2 millions de désintégrations du Z collectées entre 1991 et 1994. Leurs principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 4.6.

Un seul candidat a une masse invariante supérieure à celle des mésons B_u et B_d, et présente donc toutes les caractéristiques attendues pour un méson B_s. On a représenté

masse (MeV/c^2)	quantité de mouvement (GeV/c)	distance de vol (mm)	probabilité du χ^2 de l'ajustement
4982 ± 13	34,6	$1,38 \pm 0,13$	7,4 %
5390 ± 20	36,9	$1,60 \pm 0,26$	85 %
$4717 \pm\ 4$	34,9	$1,78 \pm 0,09$	14 %

Tableau 4.6: Caractéristiques physiques des évévements sélectionnés.

sur les figures 4.7, 4.8 et 4.9 différentes vues de l'événement candidat.

4.6.1 Discussion sur l'événement candidat

Nous allons maintenant analyser l'unique candidat $\mathrm{B_s} \to J/\psi\ \phi$.

Comme nous l'avons précédemment mentionné, la source principale de fond provient des événements $\mathrm{B_d} \to J/\psi\ (\mathrm{K}^{\pm}\pi^{\mp})_{\mathrm{NR}}$. On a calculé les masses invariantes $\mu^+\mu^-\mathrm{K}^+\pi^-$ et $\mu^+\mu^-\pi^+\mathrm{K}^-$ afin de les comparer à la masse du $\mathrm{B_d}$

hypothèse de masse	masse invariante de la **paire de hadrons** (MeV/c^2)	masse invariante totale (MeV/c^2)	probabilité du χ^2 de l'ajustement
$\mu^+\mu^-\mathbf{K}^+\boldsymbol{\pi}^-$	796 ± 6	5284 ± 23	84%
$\mu^+\mu^-\boldsymbol{\pi}^+\mathbf{K}^-$	723 ± 4	5256 ± 23	84%
$\mu^+\mu^-\mathbf{K}^+\mathbf{K}^-$	1018 ± 3	5390 ± 20	85%

On voit clairement qu'on ne peut pas rejeter l'hypothèse $\mathrm{B_d} \to J/\psi\ (\mathrm{K}^{\pm}\pi^{\mp})_{\mathrm{NR}}$.

Nous avons montré que la contrainte d'avoir la masse $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-$ égale à celle du ϕ permet de rejeter la majorité des événements $\mathrm{B_d} \to J/\psi\ (\mathrm{K}^{\pm}\pi^{\mp})_{\mathrm{NR}}$. Nous pouvons estimer pour cet événement ambigu les probabilités respectives des hypothèses $\mathrm{B_s}$ ou $\mathrm{B_d}$, en combinant les taux de production avec le facteur de rejet et la probabilité d'identification d'une paire de hadrons d'un type donné.

L'identification des particules

Chacune des particules considérées comme un μ a interagit dans au moins deux groupes de chambres à muons. La masse invariante $\mu^+\mu^-$ est égale à 3030 ± 67 MeV/c^2 , en parfait accord avec la distribution de masse du J/ψ obtenue au paragraphe 3.4.2.

Il en est de même pour la masse invariante $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-$, égale à 1018 ± 3 MeV/c^2 . Les données relatives à l'identification des deux K sont très restreintes. Le module RICH n'était pas en service quand l'événement a été enregistré. La seule information provient

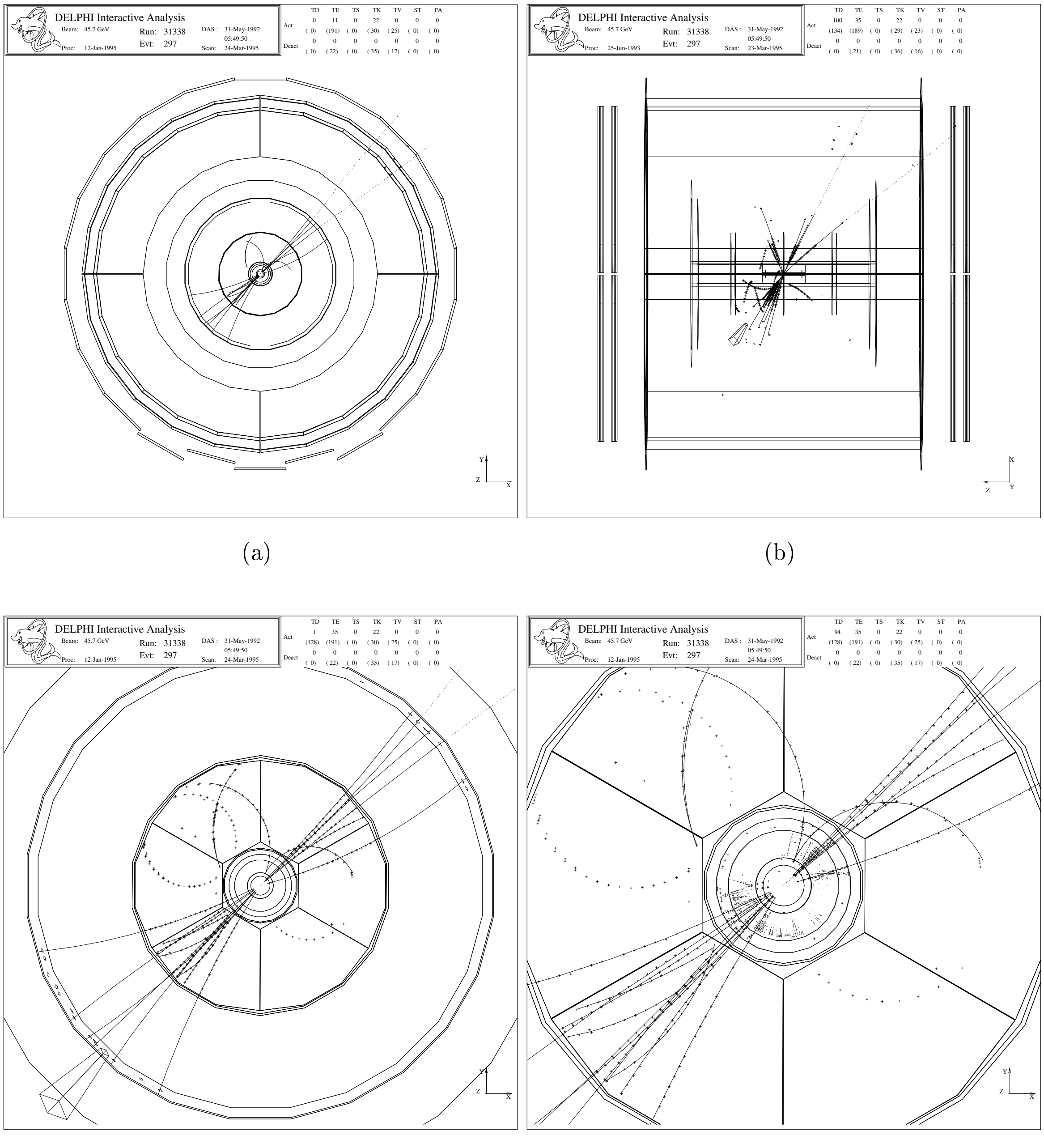


Figure 4.7: Visualisation des traces de l'événement reconstruit dans le détecteur. Les deux traces des μ ont été extrapolées du dernier module de mesure, le détecteur externe, vers la partie périphérique du détecteur. Chaque μ a un coup associé dans les chambres à muons situées à l'intérieur du calorimètre hadronique, plus un coup dans une des chambres à muons externes du cylindre pour l'un et de la partie avant pour l'autre. (a) Projection dans le plan xy. (b) Projection dans le plan xz. (c) Agrandissement de la partie centrale. (d) Agrandissement sur les coups mesurés dans la T.P.C. Un photon situé dans le même hémisphère que les traces du candidat $\mathrm{B_s}$ s'est converti en une paire e^+e^- au niveau de la troisième couche du détecteur de vertex.

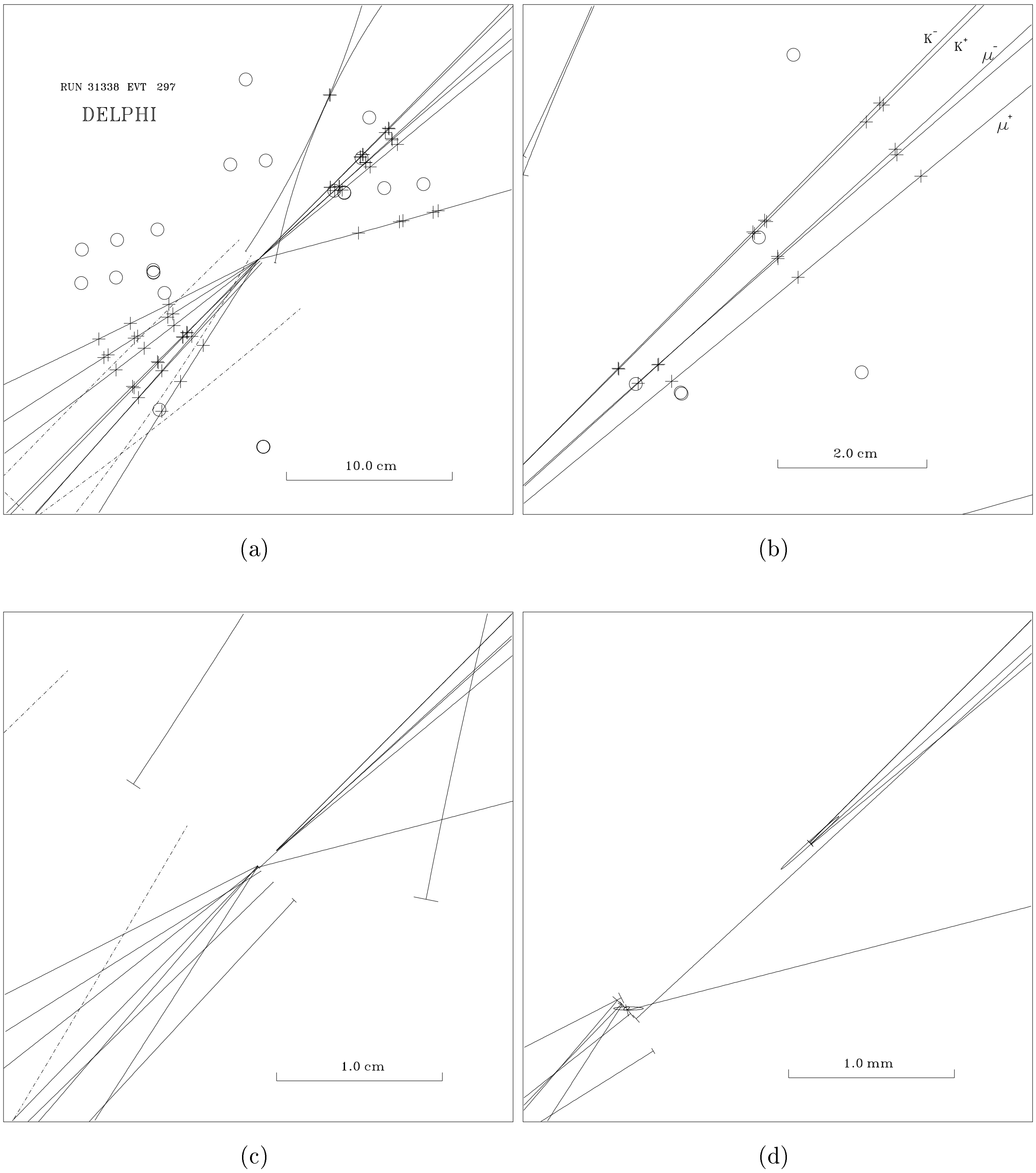


Figure 4.8: Projection dans le plan xy des traces de l'événement au niveau du détecteur de vertex. (a) Les croix représentent les coups associés aux traces et les ronds les coups non associés. (b) Les quatre traces de l'événement sont bien reconstruites. Noter la faible distance entre les traces des K. (c) Extrapolation des traces vers la zone d'interaction primaire. On distingue le vertex séparé de désintégration du candidat B_s. (d) Visualisation de la zone d'interaction primaire et du vertex de désintégration.

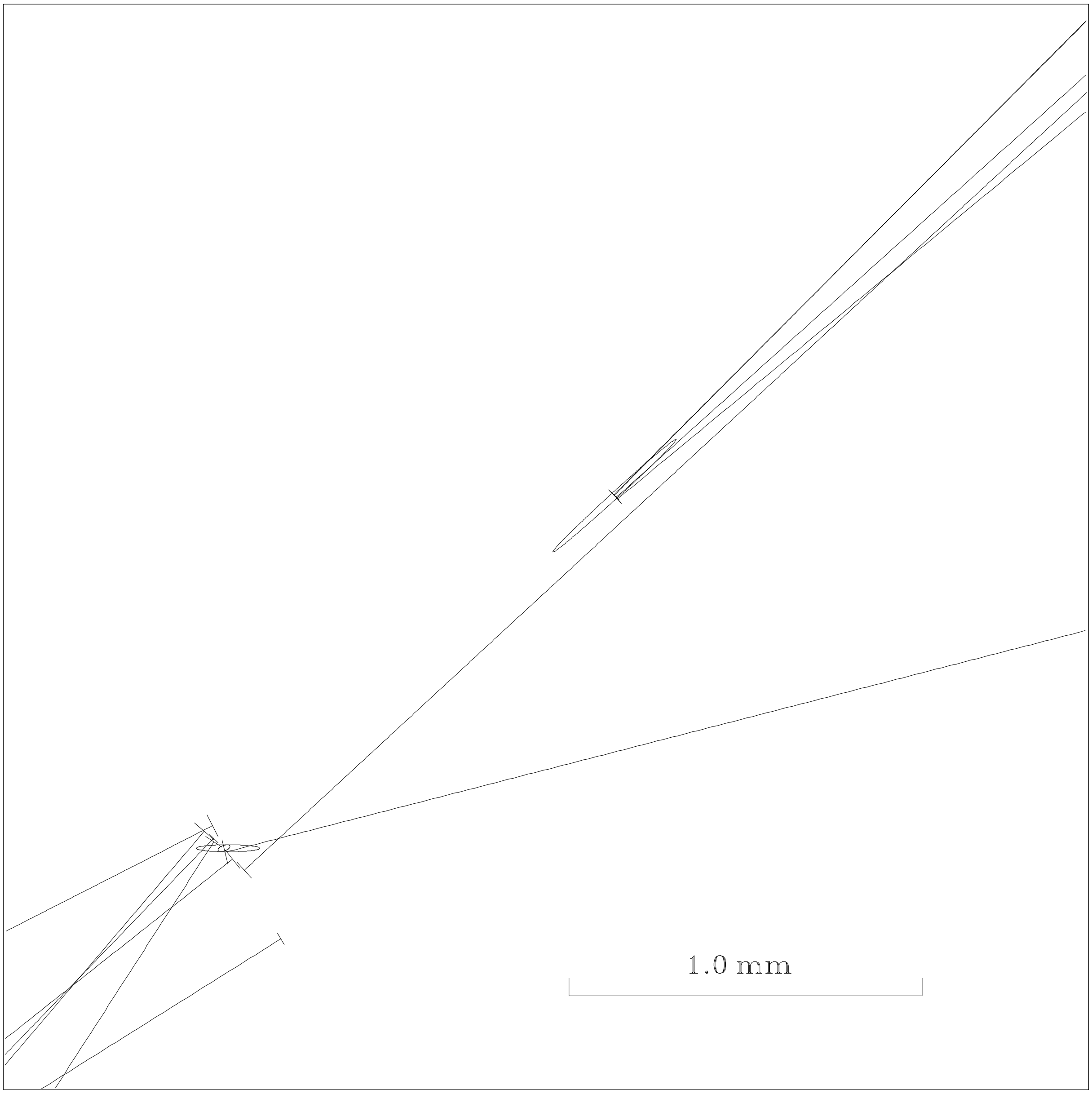


Figure 4.9: Projection dans le plan xy des traces de l'événement. Le contour des ellipses représente la dispersion à un écart standard sur la position des vertex et le segment perpendiculaire placé à chaque trace représente l'erreur à un écart-standard sur le paramètre d'impact. La zone de croisement des faisceaux e^+e^- est représentée pas une ellipse horizontale (en bas à gauche). La dispersion typique est de $\sigma_x \approx 100$ μm et $\sigma_y \approx 10$ μm. Le vertex de la réaction $Z \to b\bar{b}$ est pratiquement au centre de la zone de croisement des faisceaux. Comme sa position est bien contrainte, l'ellipse qui le représente a une petite taille. Le méson $\mathrm{B_s}$ produit dans la phase d'hadronisation parcourt 1,6 mm dans l'espace avant de se désintégrer. Le vertex de désintégration du $\mathrm{B_s}$ est représenté par une ellipse au milieu de la figure. Le demi grand-axe a une longueur de 250 μm alors que le demi petit-axe ne dépasse pas 10 μm. On voit émerger du vertex trois traces. En fait, les trajectoires des deux kaons sont encore très proches et on ne peut pas les résoudre à cette échelle. Les trajectoires des deux μ sont par contre bien séparées.

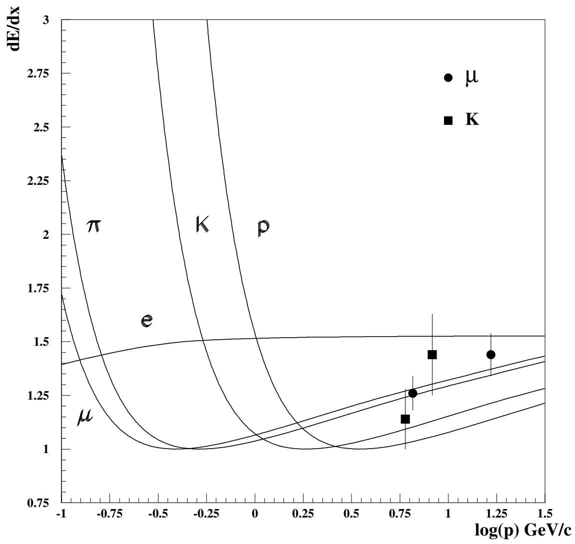


Figure 4.10: Valeur du dE/dx des quatre particules de l'événement candidat $B_s \to J/\psi\ \phi; J/\psi \to \mu^+\mu^-; \phi \to K^+K^-$ par rapport aux courbes théoriques. Le dE/dx des μ est représenté par des ronds et celui des K par des carrés.

de la mesure de la perte d'énergie dans le gaz de la T.P.C. Si l'information du dE/dx pour les deux μ est significative (respectivement 129 et 131 mesures indépendantes de la perte d'énergie sur les fils), l'information pour les deux K souffre de la proximité des deux traces (respectivement 29 et 39 mesures indépendantes de la perte d'énergie), comme on peut le voir sur la figure 4.11.d.

identificateur	particule	quantité de mouvement (GeV/c)
10	μ^+	16,6
11	K^+	7,66
12	μ^-	6,55
13	K^-	6,01

Tableau 4.7: Table d'équivalence entre les particules de l'événement et la numérotation utilisée dans les figures 4.11.c et 4.11.d.

On a représenté sur la figure 4.10 le dE/dx et l'erreur correspondante pour chacune des quatre traces.

A partir des mesures de dE/dx, nous pouvons calculer les probabilités des différentes configurations (K^+K^-, $K^+\pi^-$ ou π^+K^-).

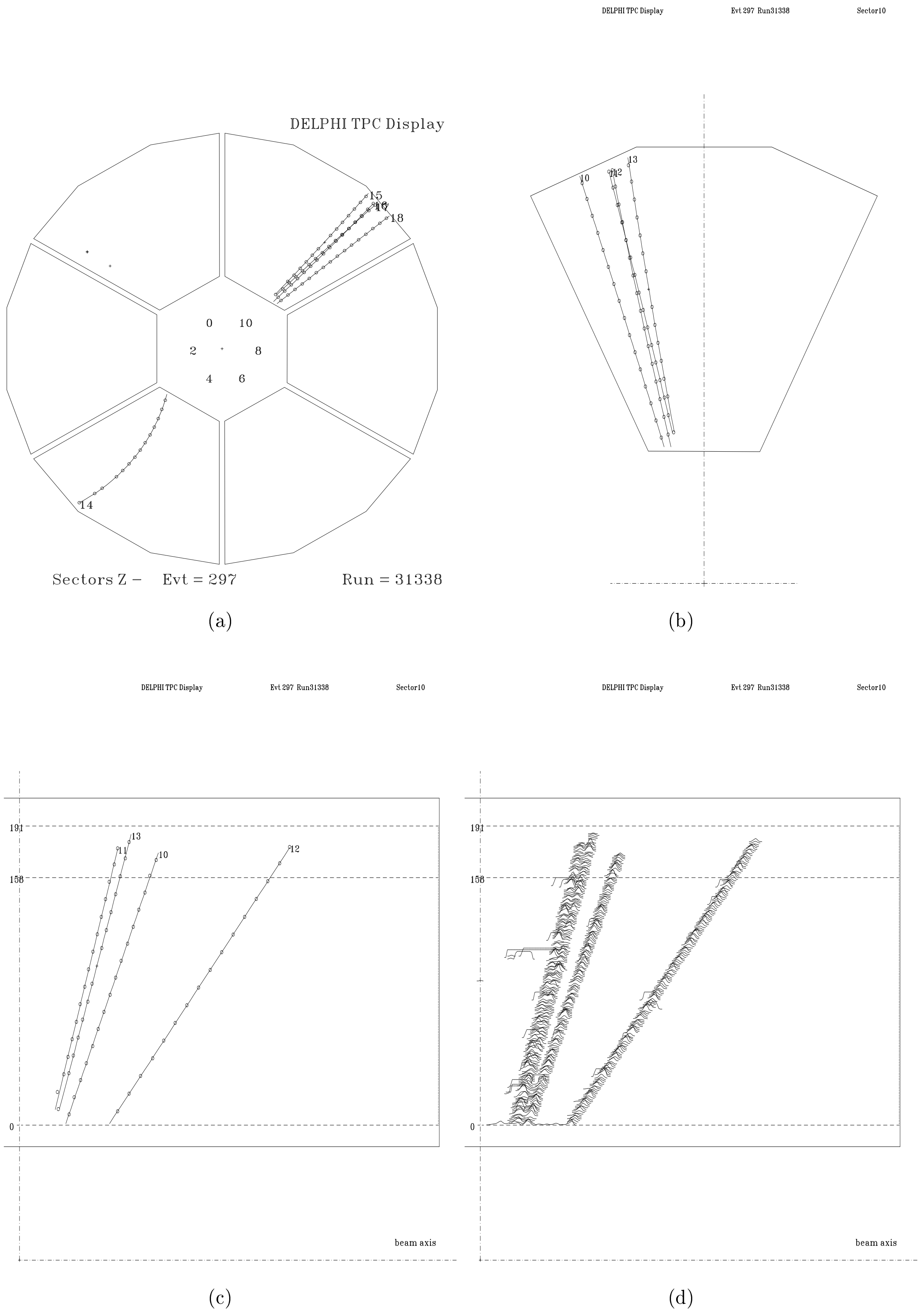


Figure 4.11: Visualisation des traces de l'événement candidat $J/\psi \quad \phi$ à l'intérieur de la T.P.C. (a) Les six secteurs de la T.P.C. du coté $z < 0$ (La numérotation des traces est indépendante de celle utilisée dans les figures b et c). (b) Vue dans le plan $r\varphi$ des traces dans le secteur 10. (c) Vue dans le plan rz des traces dans le secteur 10. (d) Vue dans le plan rz de l'amplitude mesurée sur les 192 fils du secteur 10.

Calcul des probabilités à partir des mesures de dE/dx

La probabilité d'avoir une particule i ($i = e, \mu, \pi$,K ou p) et de mesurer pour cette particule une perte d'énergie égale à ΔE sera notée $P(i, \Delta E)$.

On a les relations :

$$\begin{aligned} P(i, \Delta E) &= P(\Delta E/i) \times P(i) \\ &= P(i/\Delta E) \times P(\Delta E) \end{aligned}$$

avec :

$P(\Delta E/i)$: probabilité de mesurer une perte d'énergie égale à ΔE pour une particule i, la valeur attendue pour cette particule étant égale à ΔE_i. C'est la variable $\frac{(\Delta E - \Delta E_i)^2}{\sigma^2_{\Delta E}}$, qui a une distribution de χ^2 à un degré de liberté, qui sert à calculer cette probabilité ;

$P(i/\Delta E)$: probabilité d'avoir une particule i quand on a mesuré une perte d'énergie égale à ΔE ;

$P(i)$: probabilité de produire la particule i ;

$P(\Delta E)$: probabilité d'avoir une perte d'énergie égale à ΔE.

On peut écrire :

$$P(\Delta E) = \sum_j^{e,\mu,\pi,\mathrm{K,p}} P(\Delta E/j) \times P(j)$$

On a donc :

$$P(i/\Delta E) = \frac{P(\Delta E/i) \times P(i)}{\sum_j^{e,\mu,\pi,\mathrm{K,p}} P(\Delta E/j) \times P(j)}$$

Si on généralise à deux particules la relation précédente, on obtient :

$$\boxed{P(i, j/\Delta E_1, \Delta E_2) = \frac{P(\Delta E_1, \Delta E_2/i, j) \times P(i, j)}{\sum_k^{e,\mu,\pi,\mathrm{K,p}} \sum_l^{e,\mu,\pi,\mathrm{K,p}} P(\Delta E_1, \Delta E_2/k, l) \times P(k, l)}}$$

avec :

$P(i, j/\Delta E_1, \Delta E_2)$: probabilité d'avoir la paire de particules i, j quand on a mesuré les pertes d'énergies ΔE_1 et ΔE_2 ;

$P(\Delta E_1, \Delta E_2/i,j) = P(\Delta E_1, i) \times P(\Delta E_2, j)$: probabilité de mesurer les pertes d'énergie ΔE_1 et ΔE_2 pour les particules i et j ;

$P(i,j)$: probabilité de produire la paire de particules i, j.

Dans notre cas, nous considérons que le candidat étudié est soit un événement $\mathrm{B_s}$, soit un événement $\mathrm{B_d}$ et les couples de particules se réduisent à l'ensemble $\{\mathrm{K_1K_2}, \mathrm{K_1}\pi_2, \pi_1\mathrm{K_2}\}$[5]. L'équation précédente devient :

$$P(i,j/\Delta E_1, \Delta E_2) = \frac{P(\Delta E_1, \Delta E_2/i,j) \times P(i,j)}{\sum_k^{\pi,\mathrm{K}} \sum_l^{\pi,\mathrm{K}} P(\Delta E_1, \Delta E_2/k,l) \times P(k,l)} \quad \text{avec } i,j \in \{\mathrm{KK}, \mathrm{K}\pi, \pi\mathrm{K}\}.$$

La probabilité $P(i,j)$ est directement liée aux taux de production de ces particules, et au taux de rejet de la contrainte d'avoir la masse KK compatible avec la masse du ϕ, soit :

$$\frac{P(K\pi) + P(\pi K)}{P(\mathrm{KK})} = \frac{\mathrm{BR}(\mathrm{Z} \to \mathrm{B_d}) \times \mathrm{BR}(\mathrm{B_d} \to J/\psi\ (\mathrm{K}\pi)_{\mathrm{NR}}) \times \frac{1}{200}}{\mathrm{BR}(\mathrm{Z} \to \mathrm{B_s}) \times \mathrm{BR}(\mathrm{B_s} \to J/\psi\ \phi) \times \mathrm{BR}(\phi \to \mathrm{K^+K^-})} \approx \frac{1}{100}.$$

(4.2)

$$\frac{P(K\pi)}{P(\mathrm{KK})} = \frac{P(\pi K)}{P(\mathrm{KK})} = \frac{\mathrm{BR}(\mathrm{Z} \to \mathrm{B_d}) \times \frac{1}{2}\mathrm{BR}(\mathrm{B_d} \to J/\psi\ (\mathrm{K}\pi)_{\mathrm{NR}}) \times \frac{1}{200}}{\mathrm{BR}(\mathrm{Z} \to \mathrm{B_s}) \times \mathrm{BR}(\mathrm{B_s} \to J/\psi\ \phi) \times \mathrm{BR}(\phi \to \mathrm{K^+K^-})} \approx \frac{1}{50}.$$

Le tableau 4.9 contient les probabilités d'avoir une configuration de hadrons donnée avec les valeurs de dE/dx que l'on a mesurées.

Les probabilités des différentes configurations nous permettent finalement de calculer que l'hypothèse $\mathrm{B_s}$ est 11,5 fois plus probable que l'hypothèse $\mathrm{B_d}$.

Le photon et la reconstruction incomplète de la chaîne de désintégration

La visualisation de l'événement reconstruit dans le détecteur (figure 4.7.d) met en évidence un photon dans le même hémisphère que les traces du candidat $\mathrm{B_s}$, dont la conversion a eu lieu au voisinage de la troisième couche du détecteur de vertex. Ce photon peut provenir :

- du vertex primaire ;
- de la chaîne de désintégration $\mathrm{B_s} \to \chi_{\mathrm{c1}}(1\mathrm{P})\phi$, avec $\chi_{c1}(1P) \to J/\psi\ \boldsymbol{\gamma}$;
- de la chaîne de désintégration $\mathrm{B_s^*} \to \mathrm{B_s}\boldsymbol{\gamma}$.

[5] On n'a pas pris en compte le cas $\pi^+\pi^-$ qui ne rentre pas dans le cadre de la discussion présente

particule	quantité de mouvement du hadron (GeV/c)	$P(\Delta E/\pi)$	$P(\Delta E/K)$
1	6,01	46,4%	74,5%
2	7,66	37,6%	10,0%

Tableau 4.8: Probabilité qu'un $\pi^{\pm}$ ou un $\mathrm{K}^{\pm}$ ait perdu l'énergie que l'on a mesurée dans gaz de la T.P.C.

hypothèse de masse	probabilité combinée
$\mathrm{K}_1^+\mathrm{K}_2^-$	92,0%
$\mathrm{K}_1^+\pi_2^-$	6,9%
$\pi_1^+\mathrm{K}_2^-$	1,1%

Tableau 4.9: Probabilité combinée obtenue à partir de la relation 4.2 et des probabilités du tableau 4.8.

Si le photon provient de la chaîne de désintégration $\mathrm{B_s} \to \chi_{c1}(1\mathrm{P})\phi$, alors la masse invariante du J/ψ et du γ doit être compatible avec la masse du $\chi_{c1}(1P)$. La masse invariante calculée (4032 ± 11 MeV/c^2) est clairement incompatible avec cette hypothèse ($m_{\chi_{c1}(1P)} = 3510$ MeV/c^2).

Si le photon provient de la $\mathrm{B_s^*} \to \mathrm{B_s}\gamma$, alors nous pouvons mesurer précisement la masse du $\mathrm{B_s^*}$. La masse invariante totale du $\mathrm{B_s}$ et du γ est égale à 6175 ± 19 MeV/c^2, c'est à dire que la différence de masse $m_{\mathrm{B_s^*}} - m_{\mathrm{B_s}} \approx 787$ MeV/c^2 est nettement en désaccord avec la valeur expérimentale de CUSB (47 ± 2 MeV/c^2).

On peut donc considérer que ce photon est complètement décorrélé du $\mathrm{B_s}$, et qu'il n'intervient pas dans la mesure de la masse.

Conclusion sur l'événement candidat $\mathrm{B_s} \to J/\psi\ \phi;\ J/\psi\ \to \mu^+\mu^-;\ \phi \to \mathrm{K^+K^-}$.

Nous avons reconstruit un candidat qui présente toutes les caractéristiques attendues pour un événement $\mathrm{B_s} \to J/\psi\ \phi$, bien qu'il soit compatible avec un événement $\mathrm{B_d} \to J/\psi\ \mathrm{K}\pi$. L'hypothèse $\mathrm{B_s}$ est cependant 11,5 fois plus probable que l'hypothèse $\mathrm{B_d}$ et nous pouvons raisonnablement considérer cet événement comme un $\mathrm{B_s}$. On gardera pour la suite le résultat :

$$\boxed{M(\mathrm{B_s} \to \mathrm{J}/\psi\ \phi) = 5390 \pm 20\ \mathrm{MeV}/c^2}$$

4.7 Le canal $\psi(2S)\ \phi$

L'étude de ce canal est très voisine de celle du canal $J/\psi\ \phi$. Les différences proviennent du $\psi(2S)$ qu'on reconstruit dans les deux modes $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\ \pi^+\pi^-$; $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Le nombre d'événements que l'on est susceptible de produire est plus faible d'un facteur 5 environ.

La principale source de fond de notre nouvelle analyse provient du canal $\mathrm{B_d} \rightarrow \psi(\mathrm{2S})(\mathrm{K}^{\pm}\pi^{\mp})_{\mathrm{NR}}$. Comme précédemment, la contrainte d'avoir la masse invariante $\mathrm{K^+K^-}$ compatible avec la masse du ϕ nous protège des réflexions de cette voie de désintégration. Le facteur de réjection est par contre 2 fois plus petit à cause d'une modification de l'espace de phase accessible à la paire de hadrons, due à la masse plus élevée du $\psi(2S)$.

4.7.1 Les critères de sélection pour le canal $\psi(2S)\ \phi$; $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$; $\phi \rightarrow \mathrm{K^+\ K^-}$

L'ensemble de la procédure de sélection est analogue à celle utilisée dans le canal $\mathrm{B_s} \rightarrow J/\psi\ \phi$.

Sélection des traces

Nous sélectionnons une paire $\mu^+\mu^-$ d'après les critères définis au paragraphe 3.4.2. Comme la masse invariante $\mu^+\mu^-$ que nous avons reconstruit à partir des données réelles ne contient pas de signal significatif de $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$, nous avons utilisé des données simulées pour estimer la fenêtre de masse dans laquelle nous considérons une paire $\mu^+\mu^-$ comme candidat $\psi(2S)$. La dispersion à un écart-standard du signal de données simulées reconstruites $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ est de 52 MeV/c^2 , alors qu'elle est de 40 MeV/c^2 pour le signal de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Afin de reproduire la dipersion de 57 MeV/c^2 observée pour le J/ψ dans les données réelles, nous appliquerons un facteur d'échelle qui conduit à une dispersion à un écart-standard de 74 MeV/c^2 pour le $\psi(2S)$.

Nous rejetons dans un premier temps toutes les associations $\mu^+\mu^-$ dont la masse invariante est à plus de cinq écarts-standard de la masse du $\psi(2S)$.

Nous associons ensuite à chaque paire $\mu^+\mu^-$ sélectionnée toute combinaison de particules de charges opposées situées dans le même hémisphère[6] que la paire de μ, et auxquelles on a donné la masse du $\mathrm{K}^{\pm}$. On ne conserve que les associations qui

[6] défini par rapport à l'axe des jets

satisfont aux critères suivants :

- quantité de mouvement de chacune des particules supérieure à 1 GeV/c ;
- somme des quantités de mouvement supérieure à 25 GeV/c ;
- masse invariante K^+K^- compatible avec la masse du ϕ à 15 MeV/c^2 près ;
- au moins une des deux traces considérées comme un $K^\pm$ satisfait aux critères de sélection du paragraphe 4.2.2 ;
- aucun des hadrons ne doit être identifié comme un π par le RICH ;
- chacune des particules a au moins un coup associé dans le détecteur de vertex ;
- la probabilité que les quatre traces proviennent d'un vertex commun est supérieure à 10^{-4}.

Calcul des masses des états intermédiaires

Après ajustement des traces à un vertex commun, on recalcule les masses invariantes à partir des nouvelles quantités de mouvement, et on rejette toutes les associations à plus de trois écarts standard de la masse du $\psi(2S)$ et à plus de 12 MeV/c^2 de la masse du ϕ.

On utilise ensuite la méthode de reconstruction contrainte [32] dont les résultats nous servent à rejeter les événements pour lesquels :

- le rapport de la distance entre vertex primaire et vertex du B_s, ramenée à l'erreur sur cette quantité, est inférieur à 2 ;
- la probabilité de l'ajustement contraint est inférieure à 10^{-4}.

4.7.2 Analyse des données réelles

L'analyse de ce canal ne fournit aucun candidat, aucun événement n'étant sélectionné.

4.7.3 Les critères de sélection pour le canal $\psi(2S)\ \phi$; $\psi(2S) \to J/\psi\ \pi^+\pi^-$; $J/\psi \to \mu^+\mu^-$; $\phi \to \mathrm{K}^+\mathrm{K}^-$

Nous avons maintenant un état final à 6 traces. Comme les efficacités de reconstruction de vertex diminuent quand le nombre de traces augmente[7], on va relâcher certains critères de sélection pour conserver une bonne efficacité. Nous avons en effet mesuré au chapitre précédent des efficacités voisines de 20% pour la reconstruction du $\mathrm{B_u}$ en $J/\psi\ \mathrm{K}^+$ (état final à trois traces), qui descendent à 12% environ pour la reconstruction du $\mathrm{B_d}$ en $J/\psi\ \mathrm{K}^{*0}$ (état final à quatre traces), alors que les critères de sélection sont équivalents.

Sélection des traces

On associe à chaque paire $\mu^+\mu^-$ sélectionnée comme précédemment toute combinaison de particules de charges opposées situées dans le même hémisphère que la paire de μ, et auxquelles on a donné la masse du $\pi^\pm$. On conserve les associations telles que :

- la masse $\mu^+\mu^-$ est compatible à cinq écarts-standard avec la masse nominale du J/ψ ;
- la masse $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ est compatible à cinq écarts-standard avec la masse nominale du $\psi(2S)$;
- la probabilité que les quatre particules proviennent d'un même vertex est supérieure à 10^{-6}.

Puis on associe aux quatre traces toute paire de particules de charges opposées considérées comme des $\mathrm{K}^\pm$, situées dans le même hémisphère que les deux μ et dont la masse invariante est compatible avec la masse du ϕ. Au moins une de ces deux traces doit satisfaire aux critères de sélection des $\mathrm{K}^\pm$ du paragraphe 4.2.2.

On ne conserve alors que les associations qui satisfont aux critères suivants :

- la quantité de mouvement d'au moins cinq des six traces est supérieure à 1 GeV/c ;
- la somme des quantités de mouvement est supérieure à 25 GeV/c ;

[7] L'efficacité de reconstruction est liée à la configuration du détecteur (zones mortes, etc...) et aux programmes de reconstruction des traces. En particulier, la probabilité du χ^2 de l'ajustement de n traces à un même vertex dépend crucialement de l'erreur sur les paramètres des traces. Il peut arriver que certaines erreurs soient sous-estimées, ce qui a pour conséquence l'augmentation de la valeur du χ^2 de façon d'autant plus marquée que le nombre de traces est important. Ceci à pour effet de diminuer les efficacités de reconstruction.

- aucune des particules auxquelles on a donné la masse du $K^{\pm}$ ne doit être identifiée comme un $\pi^{\pm}$ par le module RICH ;

- au moins cinq des six particules ont au minimum un coup associé dans le détecteur de vertex.

Calcul des masses des états intermédiaires

Après l'ajustement des traces à un vertex commun, on recalcule les masses invariantes à partir des nouvelles quantités de mouvement, et on ne conserve que les associations à moins de trois écarts standard de la masse du $\psi(2S)$ et à moins de 12 MeV/c^2 de la masse du ϕ.

On utilise ensuite la méthode de reconstruction contrainte dont les résultats nous servent à rejeter les événements pour lesquels :

- le rapport de la distance entre vertex primaire et vertex du B_s, ramenée à l'erreur sur cette quantité, est inférieur à 2 ;

- la probabilité de l'ajustement contraint est inférieure à 10^{-6}.

4.7.4 Analyse des données réelles

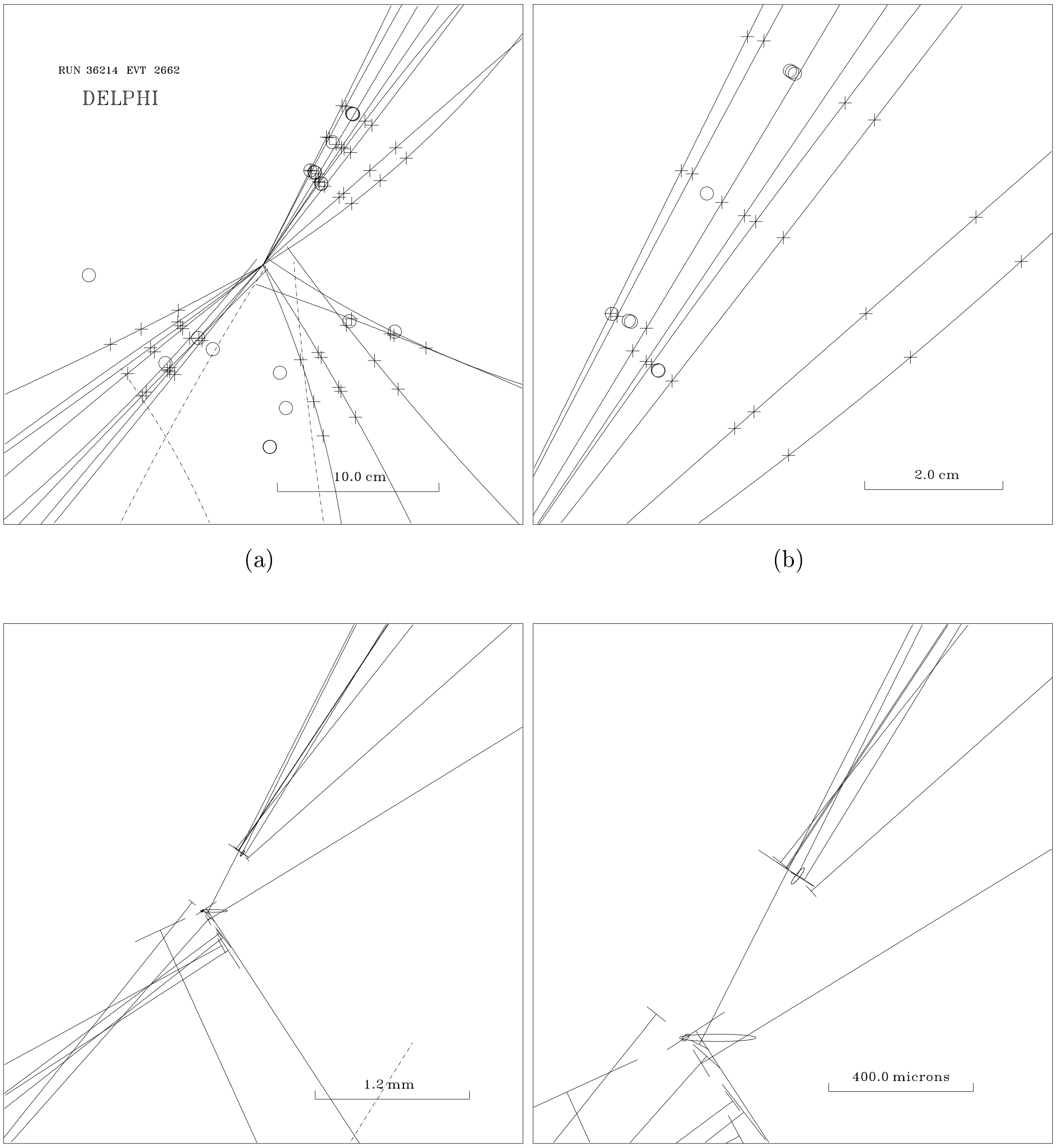
Un seul événement répond à tous les critères de sélection. Voici ses principales caractéristiques :

masse (MeV/c^2)	quantité de mouvement (GeV/c)	distance de vol (mm)	probabilité du χ^2 de l'ajustement
5361 ± 15	35,1	$0,77 \pm 0,12$	4 %

<table>
<tr><td>particule</td><td>K^+</td><td>K^-</td><td>μ^+</td><td>μ^-</td><td>π^+</td><td>π^-</td></tr>
<tr><td>q^{té} de mouvement (GeV/c)</td><td>5,25</td><td>4,36</td><td>6,73</td><td>12,55</td><td>0,78</td><td>5,00</td></tr>
<tr><td rowspan="2">masse invariante (MeV/c^2)</td><td colspan="2">1023 ± 3</td><td colspan="2">2928 ± 55</td><td colspan="2"></td></tr>
<tr><td colspan="2"></td><td colspan="4">3539 ± 57</td></tr>
</table>

Bien que cet événement sera rejeté *a posteriori*, les informations enregistrées dans les différents modules du détecteur nous permettent d'analyser en détail ses caractéristiques, en utilisant les outils statistiques appropriés.

A ce titre, et comme cas d'école, l'événement candidat présente un interêt certain.



(a) (b) (c) (d)

Figure 4.12: Projection dans le plan xy des traces de l'événement candidat $\psi(2S)\ \phi$, au niveau du détecteur de vertex. (a) Les croix représentent les coups associés aux traces et les ronds les coups non associés. (b) Les traces de l'événement sont bien associées aux coups dans le détecteur de vertex. (c) Extrapolation des traces vers la zone d'interaction primaire. On distingue le vertex séparé de désintégration du candidat $\mathrm{B_s}$. (d) Visualisation de la zone d'interaction primaire et du vertex de désintégration.

4.7.5 Discussion sur l'événement candidat dans le canal $\mathrm{B_s} \rightarrow \psi(2S)\ \phi$; $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\ \pi^+\pi^-$; $J/\psi\ \rightarrow \mu^+\mu^-$; $\phi \rightarrow \mathrm{K^+K^-}$

Nous avons dans un premier temps étudié la possibilité d'une réflexion de la désintégration $\mathrm{B_d} \rightarrow \psi(2\mathrm{S})(\mathrm{K}^{\pm}\pi^{\mp})_{\mathrm{NR}}$ dans le canal $\mathrm{B_s} \rightarrow \psi(2S)\ \phi$. Les résultats obtenus avec la méthode de reconstruction contrainte sont résumés dans le tableau suivant.

hypothèse de masse	masse invariante de la **paire de hadrons** (MeV/c^2)	masse invariante totale (MeV/c^2)	probabilité du χ^2 de l'ajustement
$\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\mathbf{K}^+\boldsymbol{\pi}^-$	797 ± 6	5223 ± 20	3%
$\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\boldsymbol{\pi}^+\mathbf{K}^-$	742 ± 4	5194 ± 18	3%
$\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\mathbf{K}^+\mathbf{K}^-$	1023 ± 3	5361 ± 15	4%

La masse de la combinaison $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\mathrm{K}^+\pi^-$ est à trois déviations standard de la masse du $\mathrm{B_d}$, et l'hypothèse de la réflexion peut être rejetée.

L'identification des hadrons

A cause d'un problème de disfonctionnement du RICH au moment de l'acquisition de cet événement, c'est la mesure de la perte d'énergie par ionisation dans le gaz de la T.P.C. qui a servi à identifier les particules. Le dE/dx des six traces est représenté sur la figure 4.13.

On remarque que deux des quatre hadrons ont une perte d'énergie significativement différente de la valeur attendue alors que le dE/dx des deux μ est en bon accord avec la courbe théorique.

identificateur	particule	quantité de mouvement (GeV/c)
5	μ^-	12,6
6	K^-	4,36
8	μ^+	6,73
12	π^-	5,00
13	K^+	5,25
14	π^+	0,778

Tableau 4.10: Table d'équivalence entre les particules de l'événement et la numérotation utilisée dans les figures 4.14.c et 4.14.d.

Nous devons nous montrer prudents quant à l'utilisation de l'information dE/dx des six traces. En effet, si le dE/dx est globalement bien calibré, il existe de nombreux effets systématiques par rapport à la valeur moyenne. Des études précises des dépendances

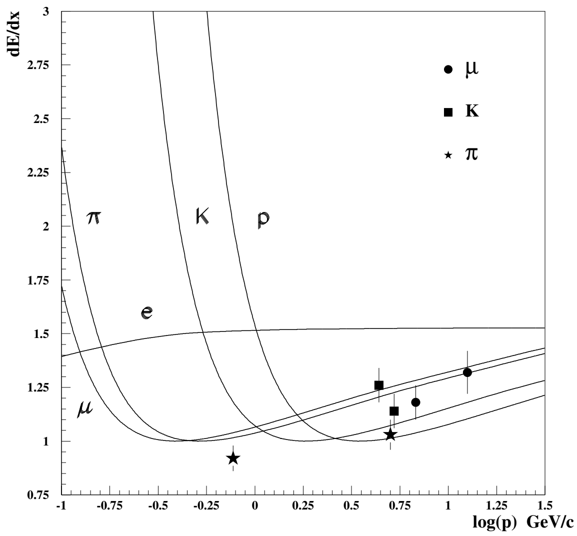


Figure 4.13: Valeur du dE/dx des six particules de l'événement candidat $B_s \to \psi(2S)\ \phi$; $\psi(2S) \to J/\psi\ \pi^+\pi^-; J/\psi\ \ \to \mu^+\mu^-; \phi \to K^+K^-$ par rapport aux courbes théoriques. Le dE/dx des traces considérées comme des μ est représenté par des ronds, celui des K par des carrés et celui des π par des étoiles.

du dE/dx sont actuellement en cours et devraient conduire à une amélioration de l'identification des particules par la mesure de la perte d'énergie.

Un de ces effets est dû aux temps de relaxation de l'électronique de lecture qui se cumulent lorsque le nombre de traces dans un même secteur est important (figure 4.14). Ces effets parasites peuvent conduire à des mesures de dE/dx sous-estimées.

Pour vérifier la stabilité de la mesure du dE/dx, on calcule la probabilité (qui ne dépend pas des populations relatives des différentes espèces de particules) qu'un π ou qu'un K ait perdu une quantité d'énergie égale à celle mesurée. Nous utilisons la variable $(\Delta E - \Delta E_i)^2/\sigma^2_{\Delta E}$, qui a une distribution de χ^2 à un degré de liberté, pour tester la compatibilité de la perte d'énergie mesurée avec les hypothèses de masse π et K. Les résultats sont donnés dans le tableau 4.11.

hypothèse de masse utilisée dans l'analyse	$P(\Delta E/\pi)$	$P(\Delta E/K)$
K^- (4,36 GeV/c)	53,7%	1,6%
K^+ (5,25 GeV/c)	26,6%	43,7%
π^+ (0,778 GeV/c)	14,0%	$< 10^{-2}$%
π^- (5,00 GeV/c)	**0,70%**	51,9%

Tableau 4.11: Probabilité qu'un K ou qu'un π ait perdu l'énergie que l'on a mesurée dans la TPC.

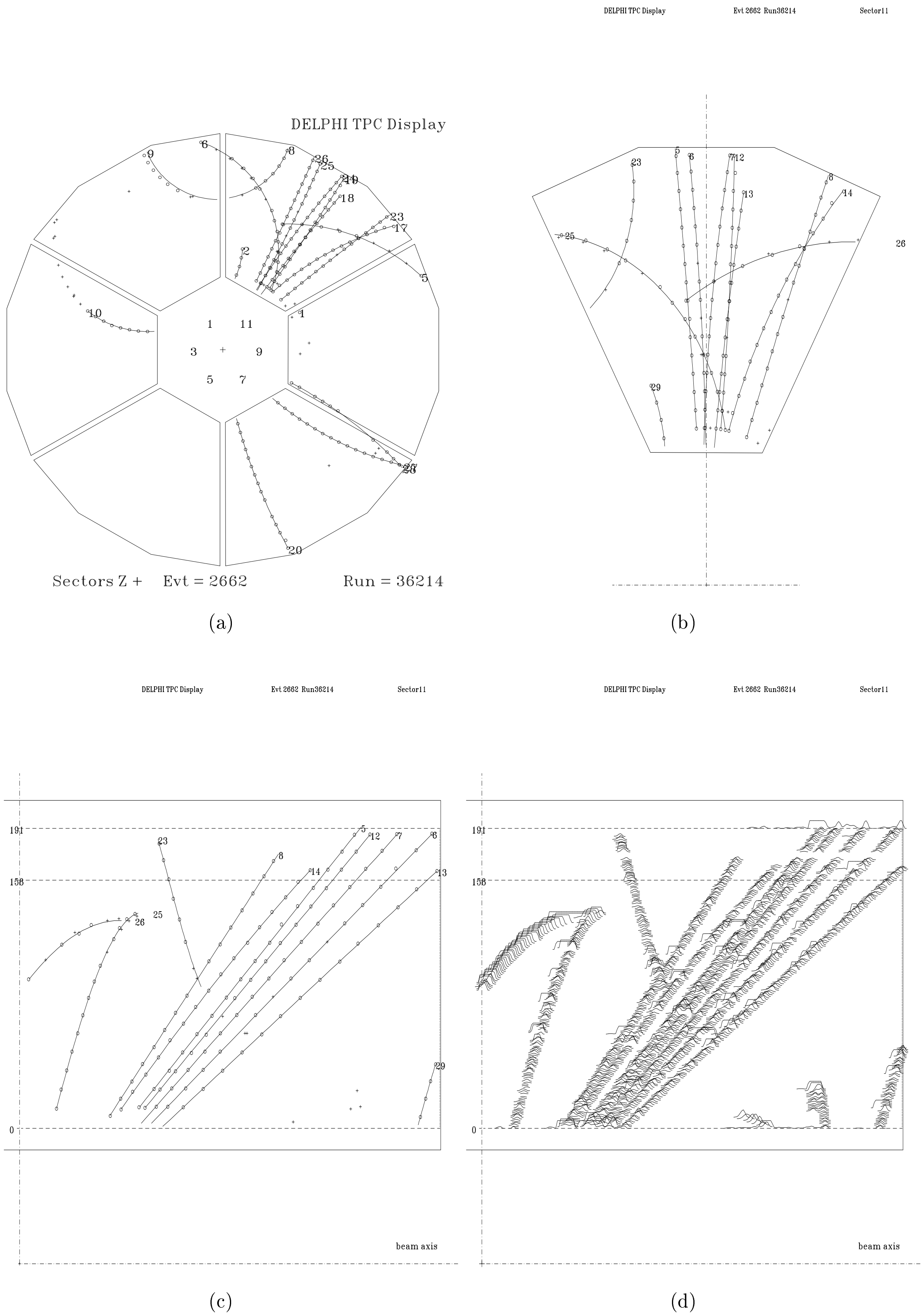


Figure 4.14: Visualisation des traces de l'événement candidat $\psi(2S)\ \phi$ à l'intérieur de la T.P.C. (a) Les six secteurs de la T.P.C. du coté $z > 0$ (la numérotation des traces est indépendante de celle des figures b et c.) (b) Vue dans le plan $r\varphi$ des traces dans le secteur 11. (c) Vue dans le plan rz des traces dans le secteur 11. (d) Vue dans le plan rz de l'amplitude mesurée sur les 192 fils du secteur 11.

Après les remarques précédentes, il n'est pas surprenant de mesurer pour une des six traces une valeur de dE/dx à trois écarts-standard de la valeur attendue.

On peut cependant rechercher s'il existe un biais systématique dans la mesure du dE/dx qui affecterait la période de prise de données à laquelle appartient le candidat. Nous avons vérifié la bonne valeur du dE/dx à partir d'un lot de $\pi^{\pm}$ provenant de désintégrations de K^0, sélectionnés uniquement par des critères cinématiques. Si la mesure du dE/dx est erronée, alors le rapport $R = \dfrac{(dE/dx)_{mes} - (dE/dx)_{\pi}}{err}$ a une valeur moyenne différente de 0, ou une variance différente de 1.

La distribution du rapport R est représentée sur la figure 4.15 et ne reflète pas d'anomalie globale de fonctionnement dans la mesure du dE/dx.

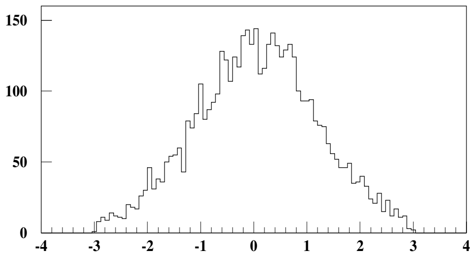


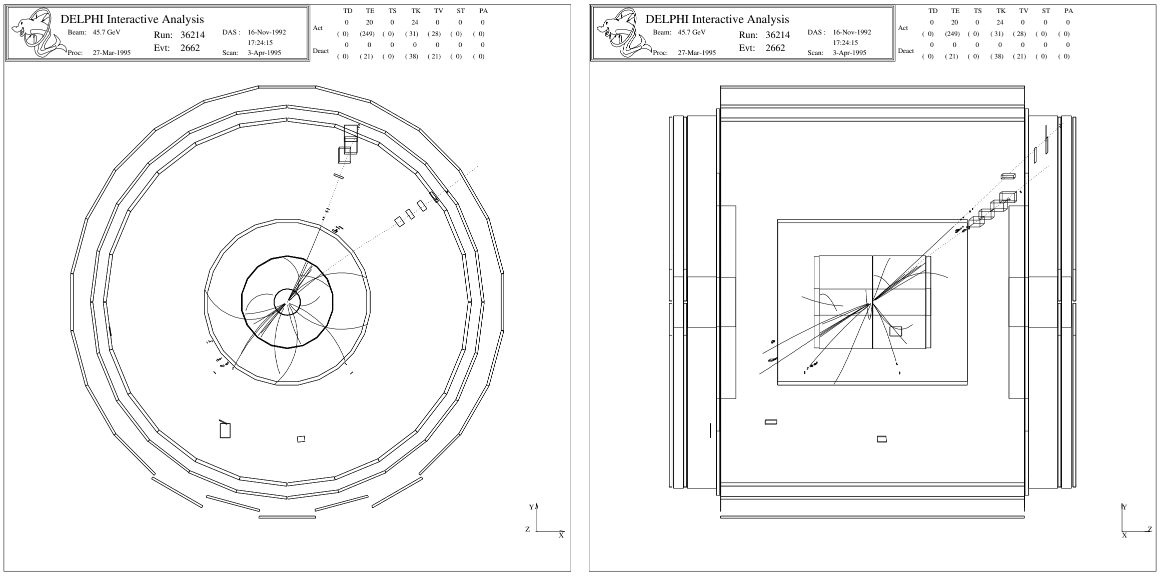
Figure 4.15: Différence entre dE/dx mesuré et dE/dx attendu, rapportée à l'erreur sur la mesure du dE/dx, pour un lot de $\pi^{\pm}$ provenant de désintégrations de K^0. La distribution est centrée en 0 et sa variance égale à $1,052 \pm 0,015$ est très voisine de l'unité.

En résumé, le seul argument d'avoir le dE/dx d'une des six traces à 3 σ de la valeur attendue ne paraît pas suffisant pour rejeter de façon définitive un candidat dans le canal $\mathrm{B_s} \to \psi(2\mathrm{S})\phi$, à cause des problèmes liés à la mesure du dE/dx d'un nombre de traces importants.

Nous avons donc examiné d'autres caractéristiques cinematiques de cet l'événement.

4.7.6 Les deux μ de l'événement candidat

La masse invariante de la paire de leptons, égale à 2928 ± 55 MeV/c^2 , est à trois écarts-standard de la valeur nominale obtenue pour le J/ψ (masse moyenne = 3096 ± 5 MeV/c^2 , largeur = 57 ± 5 MeV/c^2). La probabilité de mesurer une telle masse pour une paire de μ provenant de la désintégration d'un J/ψ est faible, de l'ordre de 0,15%. Le bon accord entre les points de passage mesurés dans le détecteur et



(a) (b)

Figure 4.16: Visualisation des traces de l'événement reconstruit dans le détecteur. Les deux traces des μ ont été extrapolées du dernier module de mesure, le détecteur externe, vers la partie périphérique du détecteur. Chaque μ a un coup associé dans les chambres à muons situées à l'intérieur du calorimètre hadronique, plus un coup dans une des chambres à muons externes du cylindre pour l'un et de la partie avant pour l'autre. (a) Projection dans le plan xy. (b) Projection dans le plan xz.

les trajectoires reconstruites ne permet pas d'expliquer la masse invariante trop faible par des quantités de mouvement mal mesurées.

Aussi, la probabilité de χ^2 obtenue avec la méthode de reconstruction de vertex est faible (4%), car la contrainte d'avoir la masse invariante des deux μ égale à la masse du J/ψ apporte une forte contribution au χ^2 global de l'ajustement.

Par contre, la différence de masse $m_{\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-} - m_{\mu^+\mu^-} = 612 \pm 11$ MeV/c^2 est compatible à 2 écarts-standard avec la valeur attendue $m_{\psi(2S)} - m_{J/\psi} = 589$ MeV/c^2 . Ceci peut laisser penser que les quatre traces proviennent effectivement de la chaîne de désintégration $\psi(2S) \to J/\psi\ \pi^+\pi^-$; $J/\psi\ \to \mu^+\mu^-$, mais qu'une partie des produits de désintégration du J/ψ n'a pas été prise en compte.

L'hypothèse du photon

On peut supposer que la masse manquante provient d'un photon, rayonné par l'un des deux μ (figure 4.17).

La méthode de reconstruction de vertex utilisé avec :

- la masse invariante $(\mu^+\mu^-\gamma)$ contrainte à la masse J/ψ ;

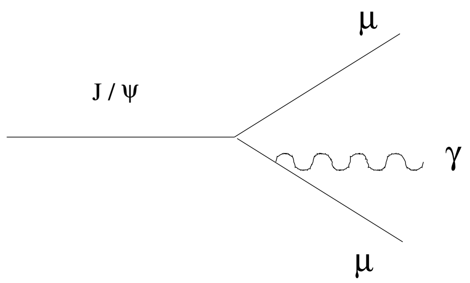


Figure 4.17: Emission d'un photon par l'un des deux μ dans l'état final.

- la masse invariante ($J/\psi\ \pi^+\pi^-$) contrainte à la masse $\psi(2S)$;
- la masse invariante ($\mathrm{K^+K^-}$) contrainte à la masse ϕ ;
- un vertex commun aux six traces ;
- la somme des quantités de mouvement des particules qui pointe vers la zone de croisement des faisceaux.

permet de déterminer l'énergie ($\approx$ 2 GeV) et la direction du photon ($\theta \approx 45,4^0, \varphi \approx 53,2^0$) la plus probable. Dans le centre de masse du J/ψ , le photon a une énergie de 170 MeV.

La masse du $\mathrm{B_s}$ correspondant à cette hypothèse est de 5357 ± 15 MeV/c^2 avec une probabilité de χ^2 de 32% (5361 ± 15 MeV/c^2 et 4% sans l'hypothèse du photon).

Afin de déterminer si l'hypothèse du photon est raisonnable, nous avons calculé la probabilité de la désintégration d'un J/ψ en deux μ avec émission d'un photon d'une énergie suffisante pour modifier sensiblement la masse $\mu\mu$ mesurée.

Probabilité d'émission du photon

La section efficace de désintégration du J/ψ en deux μ peut se mettre sous la forme :

$$\sigma_{tot} = \sigma_0 + \sigma_V + \sigma_R = \sigma_0\Big(1 + a \times \alpha_{em} + \mathcal{O}(\alpha_{em}^2)\Big)$$

où

σ_0 est la section efficace $J/\psi\ \to \mu^+\mu^-$ sans corrections radiatives ;

σ_V est la section efficace $J/\psi\ \to \mu^+\mu^-$ avec production de photons virtuels émis puis réaborbés par les μ ;

σ_R est la section efficace $J/\psi\ \to \mu^+\mu^-$ avec production de photons réels.

Le spectre des photons réels émis dans la désintégration du J/ψ en deux μ est donné par la formule dite du *radiateur équivalent* [8] [23] :

$$\frac{1}{\sigma_0}\frac{\partial\sigma_R}{\partial k} = \frac{\alpha}{\pi}\left\{(\ln(\frac{m^2_{J/\psi}}{m^2_\mu}) - 1)\frac{1+(1-k)^2}{2k}\right\} \quad .$$

où k est l'énergie du photon émis, rapportée à l'énergie maximale disponible, soit $k = \frac{2E_\gamma}{m_{J/\psi}}$.

Nous avons calculer la probabilité $P_\gamma(E_{min})$ d'avoir un photon d'énergie $E_\gamma > E_{min}$ tel que la masse invariante de la paire de μ soit inférieure à la masse nominale du J/ψ diminuée de 1, 2 ou 3 fois l'écart-standard du pic de masse du J/ψ .

$$P_\gamma(E_{min}) \quad = \quad \frac{1}{\sigma_{tot}}\int_{k(E_{min})}^{k=1}\frac{\partial\sigma_R}{\partial k}\,dk \quad \approx \quad \frac{1}{\sigma_0}\int_{k(E_{min})}^{k=1}\frac{\partial\sigma_R}{\partial k}\,dk + \mathcal{O}(\alpha^2_{em}).$$

n	masse $\mu^+\mu^-$	E_{min}	Probabilité
1 σ	3040 MeV/c^2	57 MeV	3,4 %
2 σ	2983 MeV/c^2	114 MeV	2,5 %
3 σ	2926 MeV/c^2	171 MeV	2,0 %

La probabilité d'émission n'est pas négligeable, et on va chercher si ce photon dont on connait les caractéristiques a interagi dans le détecteur.

L'information du détecteur

Le calorimètre électromagnétique contient deux paquets d'énergie voisins ($\theta_1 = 45,1^0$; $\varphi_1 = 55,9^0 \pm 0,1^0$; $E_1 = 0,979 \pm 0,242$ GeV) ($\theta_2 = 43,3^0$; $\varphi_2 = 54,9^0 \pm 0,3^0$; $E_2 = 0,628 \pm 0,194$ GeV) qui ne sont associés à aucune trace chargée (figures 4.18 et 4.19). On remarque aussi une activité importante au niveau des cinq couches du détecteur externe : en particulier, une particule non reconstruite, d'une quantité de mouvement voisine de 200 MeV/c , a traversé les couches du détecteur externe (figure 4.19.a).

Il est peu probable que la trace de faible quantité de mouvement et les dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique soient dus à l'interaction d'une seule trace et on a de bonnes raisons de penser qu'au moins une partie des informations recueillies dans l'O.D. et la H.P.C. ne sont pas dues à des particules chargées, ce qui renforce l'hypothèse du photon.

[8] Cette section efficace différentielle diverge quand $k \to 0$ mais les divergences infra-rouges des sections efficaces σ_V et σ_R ($\sigma_V \to -\infty$ et $\sigma_R \to +\infty$) se compensent quand on somme les deux termes.

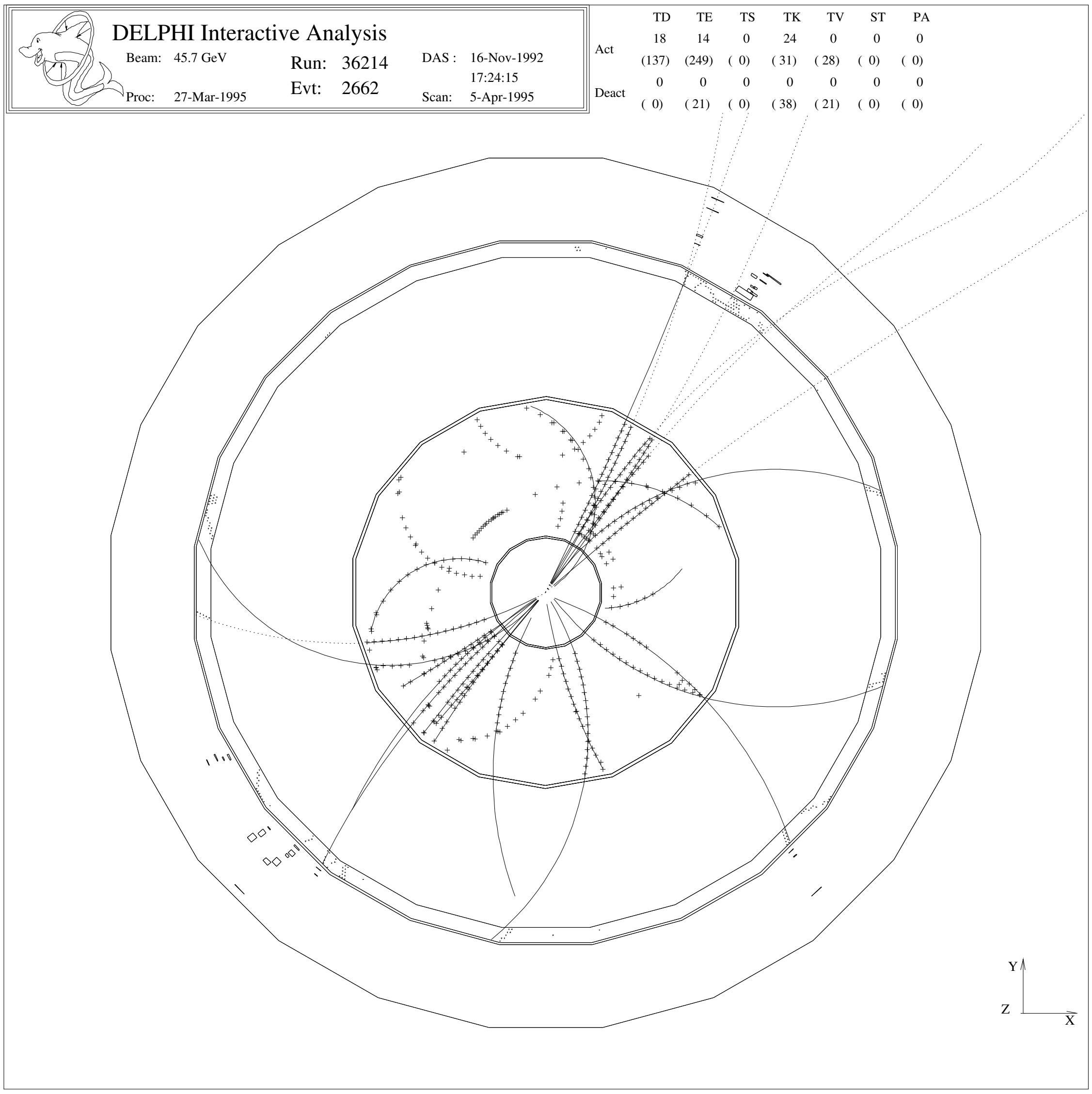
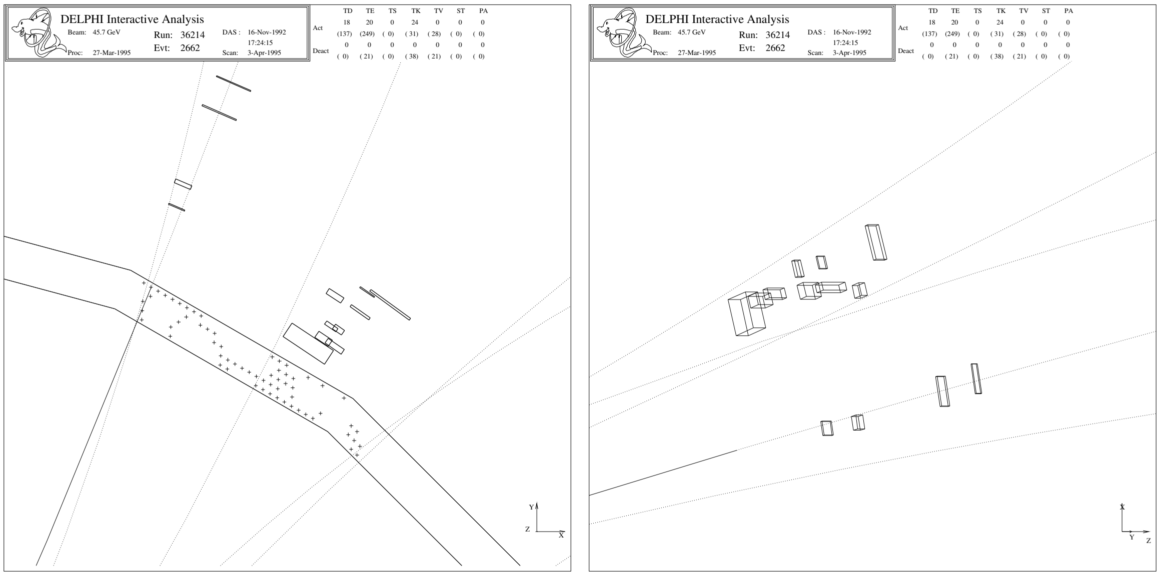


Figure 4.18: Agrandissement de la partie centrale du détecteur, projetée dans le plan $r\varphi$. Les traces de l'événement candidat sont dans la partie supérieure droite. On remarque une activité importante au niveau du détecteur externe et un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, qui n'est associé à aucune trace.



(a) (b)

Figure 4.19: (a) Projection dans le plan $r\varphi$ des coups reconstruits dans l'O.D. et de l'énergie mesurée dans la H.P.C. au voisinage de la position attendue pour le photon. (b) La gerbe électromagnétique est représentée en perspective, et ne semble associée à aucune trace.

Comme l'énergie et la direction du photon ne peuvent être reconstruits précisément à partir des mesures expérimentales, nous conserverons pour la masse invariante totale la valeur obtenue avec la méthode de reconstruction contrainte par les critères de la page 128.

4.7.7 Conclusion sur la recherche de candidats $\mathrm{B_s} \to J/\psi\ \phi$ et $\psi(2S)\ \phi$

L'analyse des canaux de désintégration du $\mathrm{B_s}$ avec un état J/ψ intermédiaire a l'avantage d'un bruit de fond très faible. Sur les quatre candidats sélectionnnés, deux présentent les caractéristiques attendues pour un événement entièrement reconstruit.

Le candidat $J/\psi\ \phi$ est compatible avec la réflexion du canal $J/\psi\ (\mathrm{K}\pi)_{\mathrm{NR}}$. Cependant, la résonance étroite du ϕ permet de diminuer efficacement la probabilité d'une telle réflexion. En tenant compte des critères d'identification et des taux de production, cet événement à 11,5 fois plus de chances d'être un $\mathrm{B_s}$ qu'un $\mathrm{B_d}$.

Le candidat $\psi(2S)\ \phi$ est reconstruit en six traces. L'une des particules, que nous considérons dans l'analyse comme un π, a moins de 0,7% de chance d'avoir une telle nature d'après la mesure du dE/dx. D'un autre côté, la masse invariante de la paire de μ est nettement inférieure à la valeur nominale. On peut expliquer ce déficit en émettant l'hypothèse qu'un photon a été émis en plus des deux μ dans la désintégration du J/ψ . On observe effectivement une certaine activité dans le détecteur, compatible avec cette hypothèse. Cependant, les deux problèmes cumulés diminuent fortement la validité de cet événement, qui ne sera donc pas conservé pour la mesure de la masse.

4.8 L'analyse des canaux $\mathrm{D_s^{\pm}}\pi^{\mp}$ et $\mathrm{D_s^{\pm}a_1(1260)^{\mp}}$

L'analyse des désintégrations du $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s^{\mp}}\pi^{\pm}$ ou $\mathrm{D_s^{\pm}a_1(1260)^{\mp}}$ diffère de celle des canaux avec un état J/ψ intermédiaire.

En particulier, la reconstruction de la désintégration du $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s^-}\pi^+$ avec $\mathrm{D_s^-} \to \phi\pi^-$; $\phi \to \mathrm{K^+K^-}$ ou $\mathrm{D_s^-} \to \overline{\mathrm{K}}^{*0}\mathrm{K^-}$; $\overline{\mathrm{K}}^{*0} \to \mathrm{K^+}\pi^-$ sera moins contrainte que celle du $\mathrm{B_s}$ en $J/\psi\ \phi$ précédemment étudiée, bien que les deux conduisent à un état final à quatre particules. En effet, il y a maintenant deux vertex séparés, celui du $\mathrm{B_s}$ et celui du $\mathrm{D_s}$. Pour un nombre de traces égal, on a donc un paramètre libre supplémentaire, la distance de vol du $\mathrm{D_s}$, qui diminue le nombre de contraintes.

Le bruit de fond combinatoire est aussi plus important : les désintégrations du $\mathrm{B_s}$ en $J/\psi\ \phi$ conduisent à un état final $\mathrm{K^+K^-}\mu^+\mu^-$ alors que les désintégrations du $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s}\pi$ conduisent à un état $\mathrm{K^+K^-}\pi^+\pi^-$. Comme il y beaucoup plus de π produits dans une désintégration hadronique que de μ, on observe énormément plus d'événements comportant au moins deux π que d'événements comportant au moins deux μ, ce qui conduit à un nombre d'associations combinatoires nettement plus important.

Qui plus est, l'énergie libérée dans la désintégration est plus importante ($M_{\mathrm{B_s}} - M_{\mathrm{D_s}} - M_\pi > M_{\mathrm{B_s}} - M_{J/\psi} - M_\phi$) et la résolution sur la masse invariante totale sera moins bonne. Cependant, l'accumulation d'événements candidats $\mathrm{D_s^{\pm}}\pi^{\mp}$ et $\mathrm{D_s^{\pm}a_1(1260)^{\mp}}$ à une masse voisine de celle obtenue pour le candidat $J/\psi\ \phi$ nous permettrait de valider la mise en évidence exclusive du méson $\mathrm{B_s}$.

Nous avons précédemment validé la méthode de reconstruction des $\mathrm{B_s} \to J/\psi\ \mathrm{X}$ à partir d'événements $\mathrm{B_u} \to J/\psi\ \mathrm{K^+}$ et $\mathrm{B_d} \to J/\psi\ \mathrm{K^{*0}}$ provenant de données simulées et de données réelles. La cohérence des résultats obtenus pour les deux types de données nous permet de tester la méthode de reconstruction des $\mathrm{B_s}$ dans les canaux $\mathrm{D_s^-}\pi^+$ et $\mathrm{D_s^-a_1^+}$ uniquement à partir de données simulées, sans chercher à reconstruire à partir des données réelles les mésons $\mathrm{B_u}$ dans les canaux $\mathrm{\bar{D}^0}\pi^+$ et $\mathrm{\bar{D}^0a_1^+}$, et les $\mathrm{B_d}$ dans les canaux $\mathrm{D^-}\pi^+$ et $\mathrm{D^-a_1^+}$, ce qui alourdirait inutilement cette analyse.

Comme le méson $\mathrm{D_s}$ est commun aux deux canaux, l'étude de ses caractéristiques est nécessaire pour déterminer les critères de sélection qui seront utilisés dans la reconstruction des $\mathrm{B_s}$.

La reconstruction exclusive des $\mathrm{D_s}$ est reportée dans l'annexe C. Nous rappelerons simplement ici les processus qui conduisent à sa production.

4.8.1 Les modes de production du méson $\mathrm{D_s^\pm}$

Le méson $\mathrm{D_s^\pm}$ peut être produit par plusieurs processus, dont les principaux sont :

- l'hadronisation du charme produit dans la désintégration $Z \to c\bar{c}$, avec création d'une paire $s\bar{s}$ (production directe) : $\mathrm{BR}(Z \to c\bar{c}) \times f(c(\bar{c}) \to \mathrm{D_s}(\bar{\mathrm{D}}_\mathrm{s})) \approx 0,029$;
- la désintégration de mésons B non étranges : $\mathrm{BR}(Z \to b\bar{b}) \times f(b(\bar{b}) \to \bar{\mathrm{B}}(\mathrm{B})) \times \mathrm{BR}(\mathrm{B} \to \mathrm{D_s^\pm} + \mathrm{X}) \approx 0,022$ [18] ;
- la désintégration de mésons $\mathrm{B_s}$: $\mathrm{BR}(Z \to b\bar{b}) \times f(b\bar{b} \to \bar{\mathrm{B}}_\mathrm{s}(\mathrm{B_s})) \times \mathrm{BR}(\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^\pm} + \mathrm{X}) \approx 0,02$ [9].

4.9 Le canal $\mathrm{D_s^\pm}\pi^\mp$

Topologie des désintégrations

On a représenté sur la figure 4.20 un exemple de la topologie de la désintégration $\mathrm{B_s^\pm} \to \mathrm{D_s^\pm}\pi^\mp$. Le $\mathrm{B_s}$ parcourt en moyenne 2,7 mm avant de se désintégrer. Avec une distance de vol propre de $c\tau \approx 140\mu$m, un méson $\mathrm{D_s}$ d'une énergie moyenne de 15 GeV/c parcourt une distance typique de 1,1 mm avant de se désintégrer.

Cette topologie à deux vertex séparés nous permet de définir des critères pour diminuer la contamination due à la production directe de $\mathrm{D_s}$. En effet, un méson $\mathrm{D_s}$ direct, s'il est associé à un π chargé provenant de la zone d'interaction primaire, peut imiter la désintégration du $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s^\pm}\pi^\mp$. Nous demanderons donc que le vertex du $\mathrm{B_s}$

[9] Le taux d'embranchement $\mathrm{BR}(\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s} + \mathrm{X})$ est extrait de la référence [25] qui donne $f(\bar{b} \to \mathrm{B_s}) \times \mathrm{BR}(\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s} + \mathrm{X}) \times \mathrm{BR}(\mathrm{D_s} \to \phi\pi) = (5,9 \pm 1,9 \pm 1,1) \times 10^{-3}$, soit $\mathrm{BR}(\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s} + \mathrm{X}) \approx 70\%$.

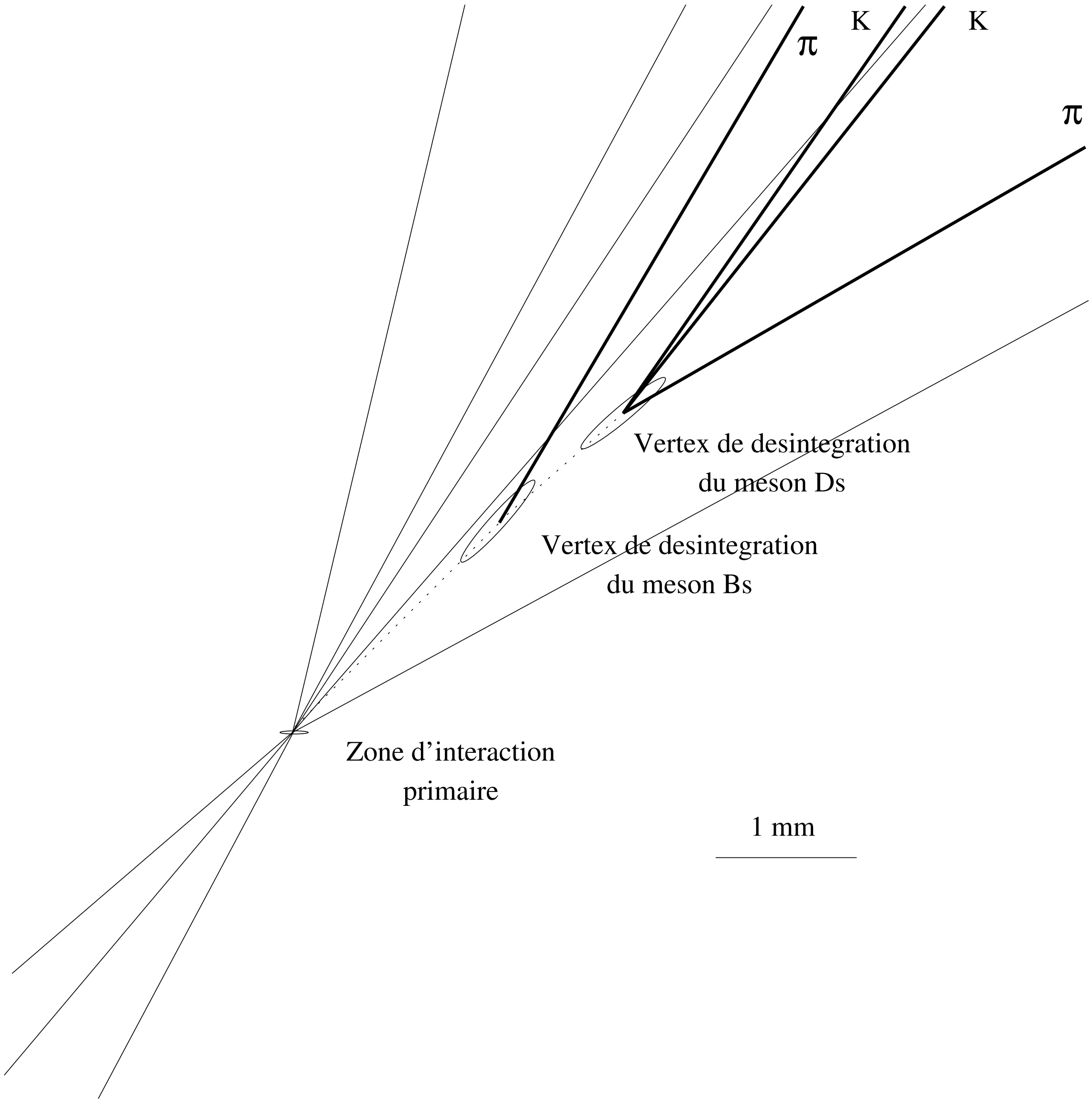


Figure 4.20: Topologie de la chaîne de désintégration $B_s \to D_s^- \pi^+;\ D_s^- \to K^+K^-\pi^-$.

reconstruit soit nettement séparé de la zone de croisememt des faisceaux, et que le vertex du $D_s^\pm$ soit séparé du vertex du B_s.

4.9.1 Les critères de sélection

Nous commencerons par sélectionner un premier lot d'événements en appliquant des critères peu contraignants. Puis un second jeu de critères plus stricts nous permettra de mettre en évidence un signal de B_s, avec un faible bruit de fond.

Nous utiliserons alors le premier lot pour estimer le taux de contamination du signal de B_s obtenu.

Le premier jeu de critères de sélection

Pour former un candidat D_s, on sélectionne trois traces situées dans le même hémisphère[10], auxquelles on donne arbitrairement les masses m_K, m_K et m_π, et qui doivent vérifier les conditions suivantes :

- les deux traces considérées commes des K ont des charges opposées ;
- chacune des traces a une quantité de mouvement supérieure à 1 GeV/c ;
- au moins une des particules considérée comme un K répond aux critères d'identification suivants :
  - si l'information du RICH est disponible, on considère que la particule est un $K^\pm$ si elle est associée à un critère d'identification *faible, normal* ou *fort* par le programme d'identification standard des hadrons HADSIGN, indépendamment de la valeur de la perte d'énergie ;
  - si la mesure de la perte d'énergie est seule disponible, on considère que la particule est un $K^\pm$ si :

$$\frac{|(dE/dx)_{mes} - (dE/dx)_K|}{err} \leqslant 2,5\sigma$$

$$(dE/dx)_{mes} \leqslant (dE/dx)_\pi$$

avec un nombre de fils touchés $\geqslant 30$

- la masse $m_{KK\pi}$ est comprise entre 1918 et 2018 MeV/c^2 ;

[10]défini par rapport à l'axe des jets

- la probabilité que les trois traces proviennent d'un même vertex est supérieure à 10^{-4}.

Pour former un candidat $\mathrm{B_s}$, on extrapole la trajectoire de chaque candidat $\mathrm{D_s}$ vers la zone d'interaction primaire et on l'associe à chaque trace de quantité de mouvement supérieure à 1 GeV/c, arbitrairement considérée comme un π. On conserve les associations qui vérifient les conditions suivantes :

- les quatre particules sont situées dans le même hémisphère ;
- la somme des charges des quatre particules est nulle ;
- la somme des quantités de mouvement est supérieure à 25 GeV/c ;
- la probabilité que le candidat $\mathrm{D_s}$ forme un vertex commun avec le π est supérieure à 10^{-7} ;
- au moins trois des quatre traces ont au minimum un coup associé dans le détecteur de vertex.

Finalement, on applique à chaque événement sélectionné la méthode de reconstruction contrainte par la masse du $\mathrm{D_s}$ et la direction de vol du candidat $\mathrm{B_s}$. On conserve les associations pour lesquelles la probabilité du χ^2 de l'ajustement contraint est supérieure à 0,1%.

L'ensemble de ces critères de sélection sera repris sous l'appellation *critères de la sélection 1.*

Le spectre de masse invariante obtenu pour les données collectées entre 1991 et 1993 est représenté sur la figure 4.21 : la combinatoire est considérable et aucun signal de $\mathrm{B_s}$ n'apparaît.

4.9.2 Les critères de sélection supplémentaires

Des critères de sélection supplémentaires vont nous permettre de diminuer considérablement les associations parasites. On va dans un premier temps reconstruire le méson $\mathrm{D_s^{\pm}}$ de façon exclusive dans les canaux $\phi\pi^{\pm}$ et $\mathrm{K^{*0}K^{\pm}}$. Puis on imposera une distance minimale entre le vertex du $\mathrm{B_s}$ et la zone d'interaction primaire d'une part, et entre le vertex du $\mathrm{D_s}$ et le vertex du $\mathrm{B_s}$ d'autre part.

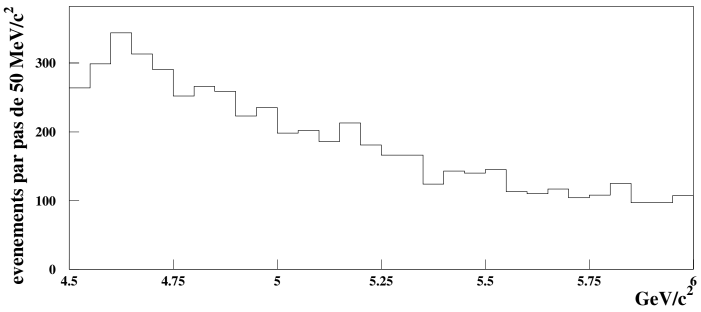


Figure 4.21: Spectre de masse invariante des candidats Bs $\rightarrow$ $D_s\pi$ après application du premier jeu de coupures. Aucun signal de B_s n'apparaît.

La reconstruction du $D_s^\pm$ en $\phi\pi^\pm$ et $K^{*0}K^\pm$

Nous allons reconstruire le $D_s^\pm$ exclusivement dans les modes $\phi\pi^\pm$ et $K^{*0}K^\pm$.

Le mode $D_s \rightarrow \phi\pi$ est particulièrement bien protégé contre la réflexion du $D^\pm$ grâce à la résonance étroite du ϕ et nous demandons l'identification d'un seul des deux K, selon les critères utilisés dans la *sélection 1.* Ainsi, toute association comportant un K identifié avec une masse K^+K^- comprise entre 1008 et 1032 MeV/c^2 et une masse $K^+K^-\pi^\pm$ comprise entre 1918 et 2020 MeV/c^2 est considérée[11] comme candidat D_s.

Le canal $K^{*0}K^\pm$ est beaucoup plus sensible à la réflexion du $D^\pm \rightarrow K^{*0}\pi^\pm$, et nous utilisons des critères de sélection plus stricts : toute paire comportant une particule identifiée comme un K par le RICH, associée à une particule de charge opposée, considérée comme un π, et dont la masse invariante totale est comprise entre 842 et 942 MeV/c^2 est considérée comme candidat K^{*0}.

On a représenté sur la figure 4.22 la masse invariante $K^\pm\pi^\mp$ obtenue avec les données de 1993, en demandant un K associé à un critère d'identification *normal* ou *fort* dans le RICH, une quantité de mouvement $K^\pm\pi^\mp$ supérieure à 8 GeV/c , une probabilité de vertex commun pour la paire $K^\pm\pi^\mp$ supérieure à 1% et une distance entre zone de croisement des faisceaux et vertex de la paire, supérieure à 700 μm. Le signal de K^{*0} a été ajusté par une courbe de Breit et Wigner : il est centré à 902 ± 5 MeV/c^2 pour une largeur totale de 33 ± 14 MeV/c^2 . La largeur mesurée, qui est la convolution de la largeur naturelle de la particule et de la résolution de l'appareillage, est complètement dominée par l'importante largeur naturelle du K^{*0} : $\Gamma \approx 50$ MeV/c^2.

Chaque candidat K^{*0} est alors associé à une particule dont la charge est opposée à celle du K provenant du K^{*0}, et compatible avec l'hypothèse K, c'est-à-dire :

[11]on a choisi une coupure à trois écarts-standard, avec $\sigma_{D_s} = 17$ MeV/c^2 , d'après la largeur du signal exclusif de D_s reconstruit dans l'annexe C

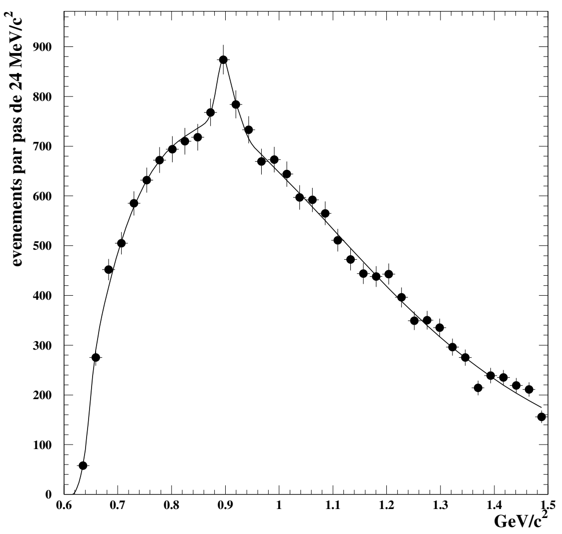


Figure 4.22: Pic de masse du K^{*0} reconstruit dans le mode $K^+\pi^-$ à partir des données enregistrées en 1993.

- si aucune information n'est disponible, la particule est rejetée ;
- si l'information du RICH est disponible, on considère que la particule est un $K^\pm$ si elle est associée à un critère d'identification *faible, normal* ou *fort*, indépendamment de la valeur de la perte d'énergie ;
- si la mesure de la perte d'énergie est seule disponible, on considère que la particule est un $K^\pm$ si :

$$\frac{|(dE/dx)_{mes} - (dE/dx)_K|}{err} \leqslant 2,5\sigma$$
$$\text{avec un nombre de fils touchés} \geqslant 30$$

Cependant, dans le cas où l'association $K^{*0}K^\pm$ a une masse réfléchie $K^{*0}\pi^\pm$ compatible avec celle du méson $D^\pm$, nous modifions les critères d'identification du compagnon du K^{*0} par le dE/dx pour augmenter le rejet des $\pi^\pm$:

$$\frac{|(dE/dx)_{mes} - (dE/dx)_K|}{err} \leqslant 2,5\sigma$$
$$\frac{(dE/dx)_{mes} - (dE/dx)_\pi}{err} \leqslant -1\sigma$$
$$\text{avec un nombre de fils touchés} \geqslant 30$$

Les distances de vol

Afin de diminuer la contribution des associations purement combinatoires et de la production directe de D_s, nous demandons que :

- la distance entre le vertex du B_s et la zone d'interaction primaire, ramenée à l'erreur sur cette quantité, soit supérieure à 2 ;
- la distance entre le vertex du D_s et le vertex du B_s, ramenée à l'erreur sur cette quantité, soit supérieure à 1.

La coupure relative à la distance de vol du D_s est moins contraignante que celle du B_s car la durée de vie propre du D_s ($c\tau \approx 140\mu$m) est plus petite que celle du B_s ($c\tau \approx 400\mu$m).

Comme le produit $\beta\gamma = p/m$ des deux types de mésons est comparable, le rapport distance de vol / erreur du méson D_s est en moyenne inférieur à celui du B_s, ce qui justifie les critères précédents.

Les distributions angulaires

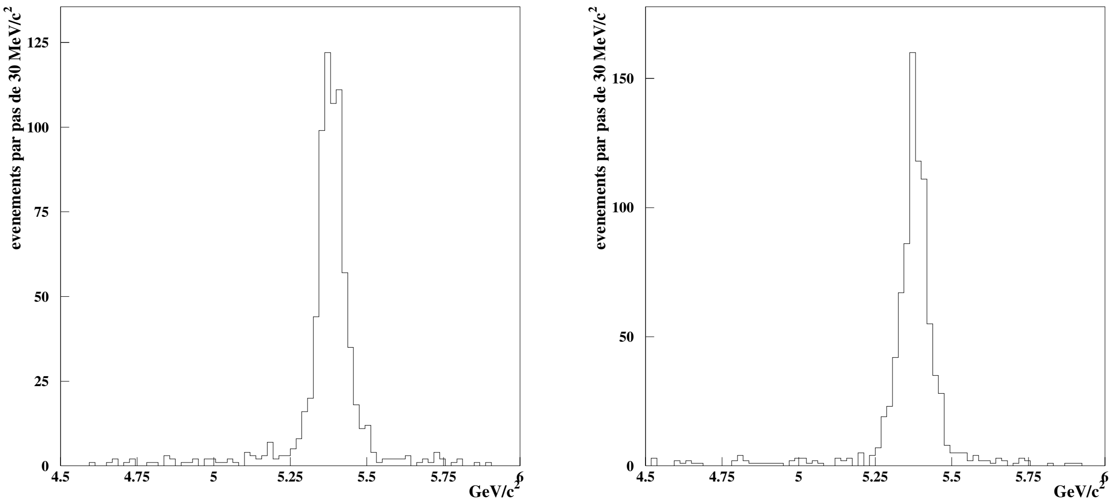
Nous utilisons les propriétés des distributions angulaires des produits de désintégration du D_s, qui sont décrites dans l'annexe C, pour améliorer la pureté des événements sélectionnés. En particulier, la valeur absolue de l'angle θ_p entre la direction du méson pseudo-scalaire célibataire ($\pi^{\pm}$ ou $K^{\pm}$) dans le centre de masse du D_s, et la direction du D_s dans le laboratoire doit être inférieure à 0,8. De même, dans le centre de masse du méson vecteur (ϕ ou K^{*0}), nous demandons que la valeur absoulue de θ_v, qui est l'angle entre la direction des produits de désintégration du méson vecteur et la direction du méson pseudo-scalaire célibataire, soit supérieure à 0,4.

4.9.3 Vérification du comportement de la méthode de reconstruction de vertex contraint à partir de données simulées

Nous avons vérifié l'efficacité des critères de sélection, ainsi que le bon comportement de la méthode de reconstruction contrainte, à partir de données simulées.

Pour cela, nous avons engendré 9600 événements avec la configuration du détecteur en 1993 et 9600 avec la configuration du détecteur en 1994.

On a représenté sur la figure 4.23 les distributions des masses reconstruites à partir des événements simulés avec la configuration du détecteur en 1993 et en 1994. Les



(a) (b)

Figure 4.23: distribution des masses reconstruites à partir d'événements simulés $B_s \to D_s^{\mp}\pi^{\pm}$; $D_s^{\mp} \to \phi\pi^{\mp}$; $\phi \to K^+K^-$ (a) avec la configuration du détecteur en 1993 (b) avec la configuration du détecteur en 1994.

paramètres des distributions de masse et les efficacités de reconstruction sont donnés dans les tableaux 4.13 et 4.12

En tenant compte des périodes de fonctionnement effectives du RICH par rapport à la simulation, qui conduisent à diminuer de 17% l'efficacité de reconstruction obtenue avec les données simulées entre 1991 et 1993, on attend de reconstruire au total 1,7 événement pour l'ensemble des données réelles.

4.9.4 Analyse des données réelles

La distribution de masse des événements sélectionnés entre 1991 et 1994 est présentée sur la figure 4.24. Un seul événement a une masse compatible avec celle attendue pour un méson B_s. Ses principales caractéristiques sont données dans le tableau 4.14.

On a représenté sur les figures 4.25 et 4.26 différentes vues des traces reconstruites dans le détecteur. La topologie de l'événement et les informations du détecteur ne semblent pas indiquer de problème particulier au niveau de la reconstruction des traces.

Pour terminer l'étude de ce canal, nous allons étudier les sources de fond qui sont susceptibles de contaminer le canal $B_s \to D_s^{\mp}\pi^{\pm}$, à la suite de quoi nous pourrons conclure sur la nature de l'événement candidat.

	configuration du détecteur	
	1993	1994
masse reconstruite	5381 ± 2 MeV/c^2	5378 ± 2 MeV/c^2
largeur de la distribution	32 MeV/c^2	33 MeV/c^2
efficacité de reconstruction	$6,6 \pm 0,4\%$	$9,8 \pm 0,4\%$

Tableau 4.12: Efficacités de reconstruction globale après application de tous les critères de sélection, à partir de données simulées $\mathrm{B_s} \rightarrow \mathrm{D_s^{\mp}}\pi^{\pm}$; $\mathrm{D_s^{\mp}} \rightarrow \phi\pi^{\mp}$; $\phi \rightarrow \mathrm{K^+K^-}$. La masse moyenne reconstruite est en accord avec la masse simulée de 5380 MeV/c^2 .

	configuration du détecteur	
	1993	1994
masse reconstruite	5380 ± 3 MeV/c^2	5380 ± 3 MeV/c^2
largeur de la distribution	32 MeV/c^2	32 MeV/c^2
efficacité de reconstruction	$4,8 \pm 0,4\%$	$6,5 \pm 0,4\%$

Tableau 4.13: Efficacités de reconstruction globale après application de tous les critères de sélection, à partir de données simulées $\mathrm{B_s} \rightarrow \mathrm{D_s^{\mp}}\pi^{\pm}$; $\mathrm{D_s^{\mp}} \rightarrow \mathrm{K^{*0}K^{\mp}}$; $\mathrm{K^{*0}} \rightarrow \mathrm{K^+}\pi^-$. La masse moyenne reconstruite est en accord avec la masse simulée de 5380 MeV/c^2 .

4.9.5 Les sources de fond

Contrairement aux modes précédents qui comportaient un état J/ψ intermédiaire, la désintégration d'un méson $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s}$+X est plus sensible au bruit. Les trois composantes les plus importantes du bruit de fond sont :

- la réflexion du mode $\mathrm{B_d} \rightarrow \mathrm{D^{\mp}}\pi^{\pm}$;
- la désintégration du $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s^{*\mp}}\pi^{\pm}$ avec $\mathrm{D_s^*} \rightarrow \mathrm{D_s}\gamma$;

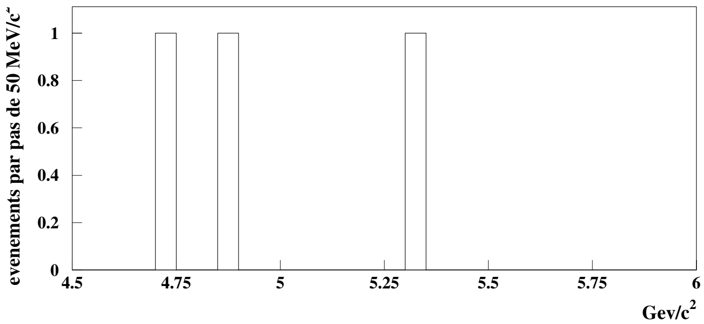
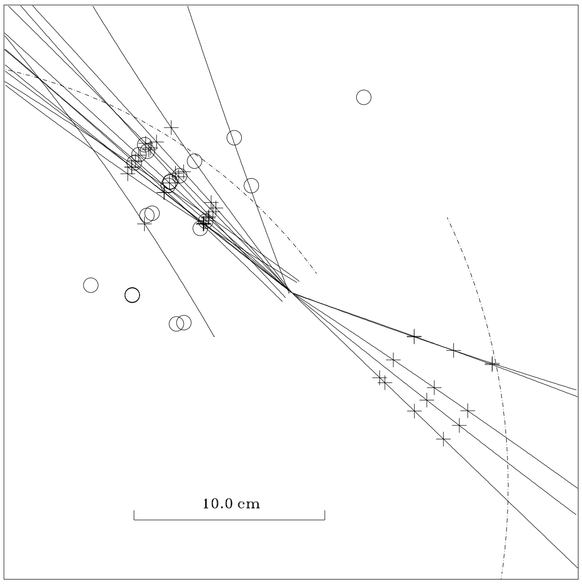


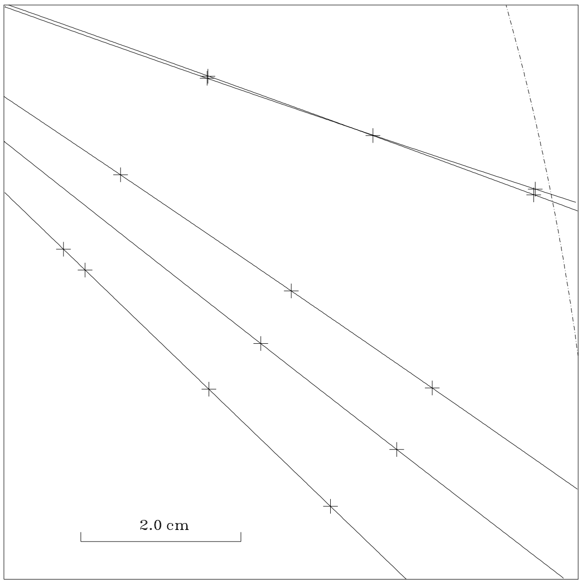
Figure 4.24: Spectre de masse invariante des candidats $\mathrm{B_s} \rightarrow \mathrm{D_s}\pi$ après application de tous les critères de sélection.

masse du candidat $\mathrm{B_s}$	5354 ± 82 MeV/c^2
quantité de mouvement	31,5 GeV/c
distance de vol	$0,75 \pm 0,30$ mm
probabilité du χ^2 de l'ajustement contraint par les masses du $\mathrm{K}^{*0}, \mathrm{D_s^\pm}$ et par la direction de vol du $\mathrm{B_s}$	39%
masse du candidat $\mathrm{D_s}$	1974 ± 11 MeV/c^2
mode de désintégration	$\mathrm{K}^{*0}\mathrm{K}$
quantité de mouvement	5,9 GeV/c
distance de vol (entre les vertex du $\mathrm{B_s}$ et du $\mathrm{D_s}$)	$0,98 \pm 0,44$ mm
masse de la paire $\mathrm{K}^\pm\pi^\mp$	910 ± 6 MeV/c^2
information du RICH :	
critère d'identification du K du K^{*0}	fort
critère d'identification du K célibataire	pas d'information
information du dE/dx :	
probabilité de l'hypothèse K(π) pour le K du K^{*0}	41% (0,5%)
probabilité de l'hypothèse K(π) pour le π du K^{*0}	8% (53%)
probabilité de l'hypothèse K(π) pour le K célibataire	13% (72%)
masse réfléchie $\mathrm{K}^{*0}\pi$	1766 ± 13 MeV/c^2
masse réfléchie contrainte $\mathrm{D}^\pm(\mathrm{K}\pi\pi)\pi$	5137 ± 78 MeV/c^2
probabilité du χ^2 de l'ajustement contraint par les masses du $\mathrm{K}^{*0}, \mathrm{D}^\pm$ et par la direction de vol du $\mathrm{B_d}$	10^{-11} %

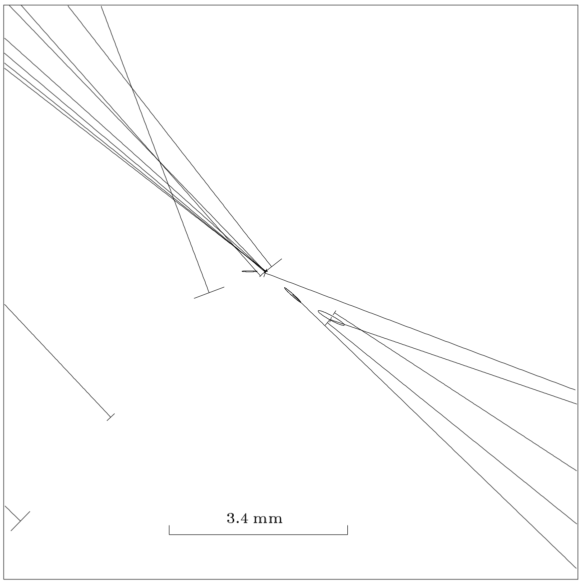
Tableau 4.14: Caractéristiques du candidat $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}\pi$ sélectionné dans les données enregistrées entre 1991 et 1994.



(a)

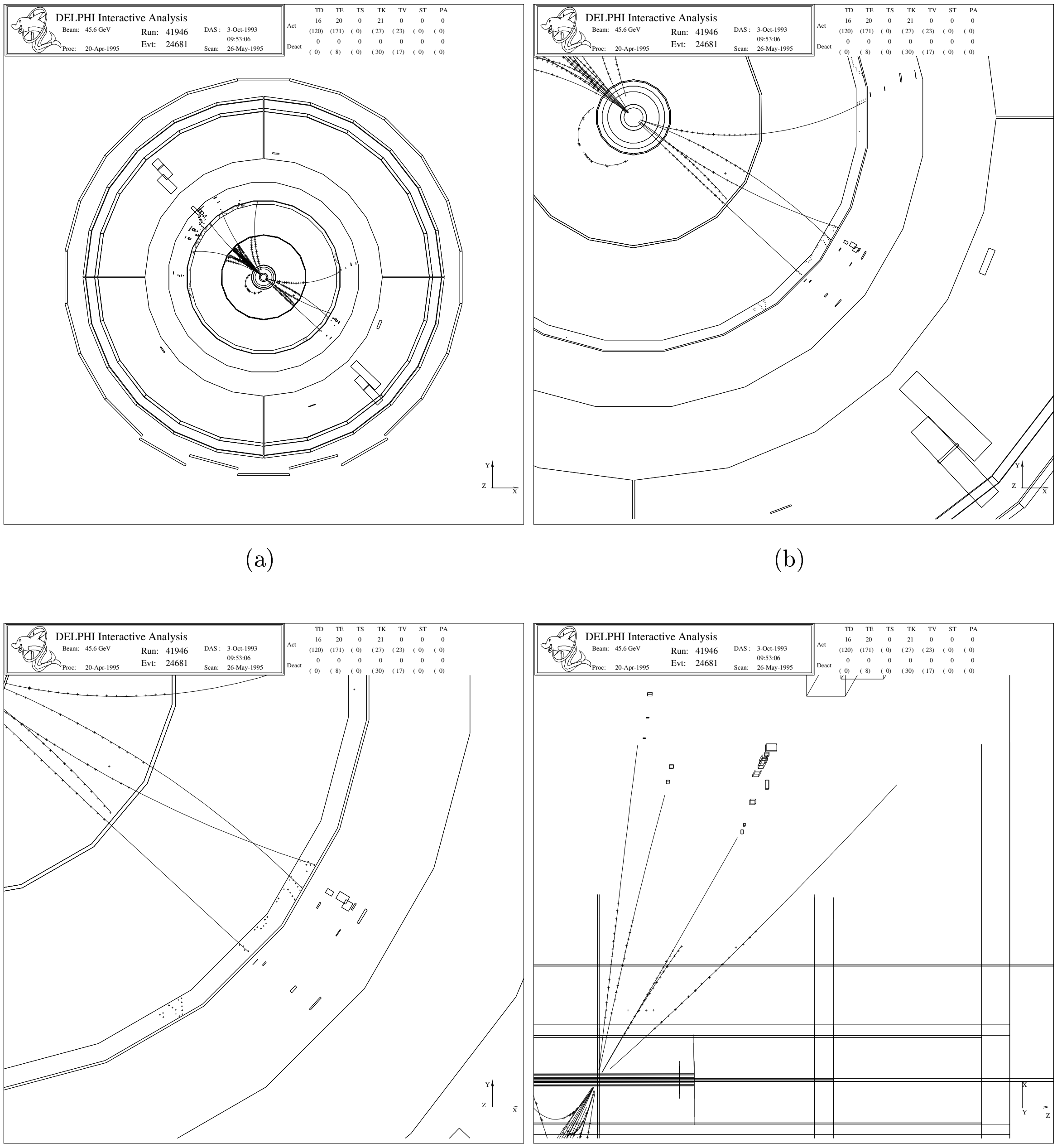


(b)



(c)

Figure 4.25: Visualisation des traces de l'événement reconstruit dans le détecteur de vertex et extrapolation vers la zone d'interaction primaire.



(a) (b)

(c) (d)

Figure 4.26: Visualisation des traces de l'événement reconstruit dans le détecteur DELPHI. (a) Vue générale. (b) Agrandissement des traces reconstruites dans la T.P.C. (c) Agrandissement des dépôts d'énergie mesurés dans la H.P.C. Il semble qu'un photon ait été produit avec une direction voisine de celle des traces du candidat B_s. Ce photon est repéré par une ligne pointillée, associée a un dépôt d'énergie de 1,3 GeV dans la H.P.C. (d) Vue dans le plan xz des dépôts d'énergie dans la H.P.C. et des traces reconstruites dans la T.P.C.

- les associations purement combinatoires qui imitent la chaîne de désintégration $B_s \to D_s^{\mp}\pi^{\pm}$.

Nous allons analyser l'événement candidat à la lumière des trois points précédents.

La réflexion du mode $B_d \to D^{\mp}\pi^{\pm}$

Pour tester la compatibilité de cet événement avec la réflexion du canal $B_d \to D^{\mp}\pi^{\pm}$; $D^{\mp} \to K^{*0}\pi^{\mp}$, qui est susceptible d'imiter la désintégration du B_s en $D_s^{\mp}\pi^{\pm}$; $D_s^{\mp} \to K^{*0}K^{\mp}$, nous avons calculé la masse réfléchie $K^{*0}\pi^{\mp}$. La valeur obtenue (1766 ± 10 MeV/c^2) diffère de 10 écarts-standard de la masse nominale du $D^{\pm}$.

Si on utilise la méthode de reconstruction contrainte par les masses du K^{*0}, du $D^{\pm}$ et par la direction de vol du méson B, on obtient une masse certes compatible avec celle du B_d (5137 ± 78 MeV/c^2), mais avec une probabilité de χ^2 égale à 10^{-11}%, ce qui nous permet de rejeter l'hypothèse de la réflexion.

La désintégration du B_s en $D_s^{*\mp}\pi^{\pm}$ avec $D_s^* \to D_s\gamma$

Comme indiqué dans le tableau 4.2, le rapport d'embranchement théorique du B_s en $D_s\pi$ ($5,5 \times 10^{-3}$) est pratiquement égal à celui du B_s en $D_s^*\pi$ ($4,1 \times 10^{-3}$).

Dans le cas où l'on ne prend pas en compte le γ du D_s^*, la reconstruction incomplète de la désintégration $B_s \to D_s^{*\mp}\pi^{\pm}$ conduit à sous-estimer systématiquement la masse du B_s.

Comme illustration, on a représenté sur la figure 4.27 la masse invariante reconstruite à partir de deux lots d'événements simulés, l'un comportant des $B_s \to D_s^{\mp}\pi^{\pm}$ et l'autre des $B_s \to D_s^{*\mp}\pi^{\pm}$, engendrés avec une masse $m_{B_s} = 5380$ MeV/c^2 . Le spectre de la masse reconstruite à partir de ce dernier type d'événements est centré à environ 5200 MeV/c^2 pour une largeur voisine de 70 MeV/c^2 .

Notre événement candidat est-il compatible avec la désintégration du B_s en $D_s^*\pi$? L'observation des dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique nous permet d'identifier un photon, au voisinage des traces de l'événement candidat (figures 4.26.c et 4.26.d). En effet, on mesure un dépôt de $1,3 \pm 0,3$ GeV ($\theta = 65,9^0 \pm 0,1^0, \varphi = 330,1^0 \pm 0,4^0$) qui n'est associé à aucune trace et qui n'est précédé d'aucune interaction dans les couches du détecteur externe, sensible aux particules chargées. Il ne peut donc s'agir d'une trace provenant d'une interaction secondaire entre la fin de la T.P.C. et le début de l'O.D. Cependant, rien ne nous renseigne sur l'origine de ce photon. En particulier, la résolution sur la position de la gerbe électromagnétique ne nous permet pas *a priori* de distinguer si ce photon provient de la zone d'interaction primaire ou du vertex du candidat B_s.

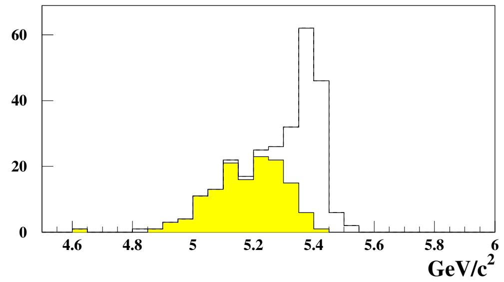


Figure 4.27: Masse invariante K K π π obtenue à partir de deux lots d'événements simulés $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^{\mp}}\pi^{\pm}$ (histogramme en blanc) et $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^{*\mp}}\pi^{\pm}$ (histogramme grisé), avec une masse $m_{\mathrm{B_s}} = 5,38$ GeV/c^2. Un nombre égal d'événements a été engendré dans chaque canal.

La masse invariante du $\mathrm{D_s}$ et du photon est de 2212 ± 54 MeV/c^2 , à 1,9 écart-standard de la masse du $\mathrm{D_s^*}$, et on ne peut pas rejeter l'hypothèse $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*}\pi$. On retiendra que le candidat est compatible avec un événement $\mathrm{D_s^{*\mp}}\pi^{\pm}$, avec une probabilité que nous prendrons égale à celle des rapports d'embranchement théoriques, soit $\dfrac{\mathrm{BR}(\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*}\pi)}{\mathrm{BR}(\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}\pi)} \approx 1$.

Les associations purement combinatoires qui imitent la chaîne de désintégration $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^{\mp}}\pi^{\pm}$

Nous allons maintenant estimer la probabilité que les traces de l'événement candidat proviennent d'une association purement combinatoire. Pour cela, nous allons calculer le nombre d'événements de fond attendus pour une tranche de masse de 50 MeV/c^2, qui représente le pas de nos histogrammes, et qui est dictée par la résolution expérimentale.

Nous ne pouvons pas utiliser les trois événements obtenus pour calculer ce taux de contamination par comparaison du nombre d'événements avant et après application de l'ensemble des critères de sélection, car nous ne connaissons pas la vraie nature (signal ou bruit) des événements finalement sélectionnés.

Par contre, nous sommes certains que le premier lot d'événements sélectionnés après application des *critères de la sélection 1* (figure 4.21) contient majoritairement des associations combinatoires. Si l'on est capable de mesurer le comportement de ce fond lorsqu'on applique les critères de sélection, alors on peut calculer le taux de rejet des associations combinatoires. La procédure de calcul est schématisée sur la figure 4.28.

Dans un premier temps, nous allons séparer en deux parties non corrélées (nous

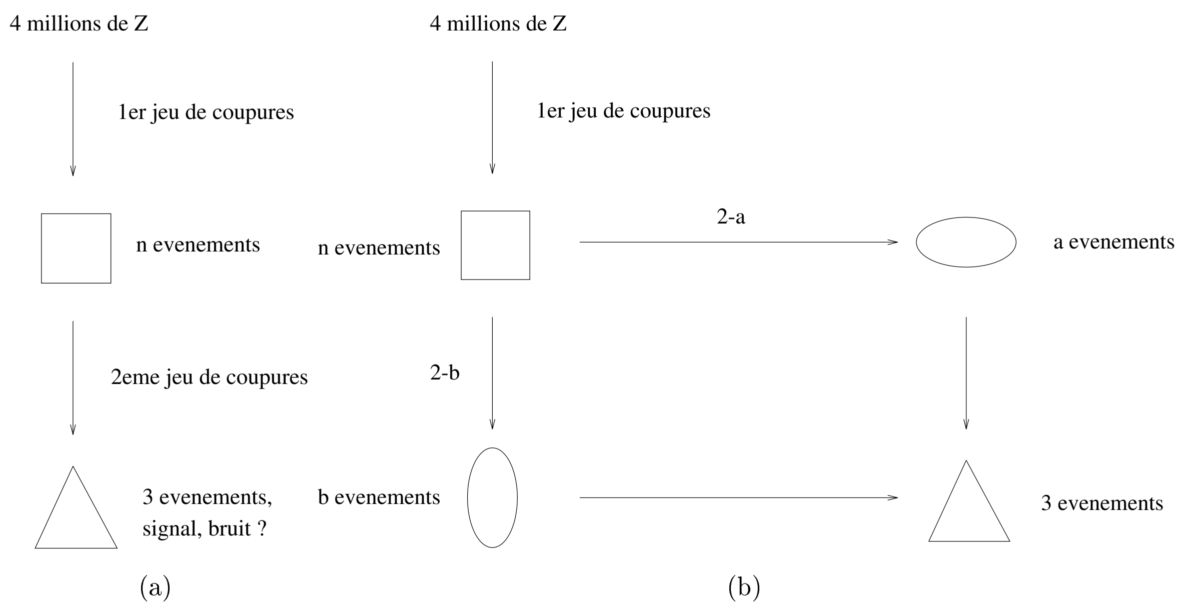


Figure 4.28: (a) On ne peut pas mesurer directement le taux de rejet du deuxième jeu de coupures car on ne connait pas la part du bruit dans les trois événements finalement sélectionnés entre 4,5 et 6 MeV/c^2 . (b) On sépare le deuxième jeu de coupures en deux lots non corrélés 2-a et 2-b (voir texte), ce qui nous permet de calculer la contamination uniquement à partir des deux lots d'événements sélectionnés (représentés par des ellipses) qui contiennent majoritairement des événements combinatoires. Les critères 2-a (resp. 2-b) conduisent à sélectionner a (resp. b) associations, soit un taux de fond de a/n (resp. b/n). Le taux de fond global après application du deuxième jeu de critères de sélection (2-a et 2-b) est donc égal à $\frac{ab}{n^2}$. En d'autres termes, à partir d'un lot initial de n événements, on conserve finalement $n \times a/n \times b/n$ associations combinatoires dans un domaine de masse de 1,5 GeV/c^2 .

définirons plus loin ce terme) les *critères de sélection supplémentaires.* La première partie, que nous appelerons 2-a, sera composée des critères suivants :

- les coupures sur les états de masse intermédiaires (ϕ, K^{*0}) ;
- les coupures sur les distributions angulaires $\cos\theta_p$ et $\cos\theta_v$;
- l'identification des particules.

et la seconde, que nous appelerons 2-b :

- la distance entre le vertex du $\mathrm{B_s}$ et la zone d'interaction primaire, ramenée à l'erreur sur cette quantité, supérieure à 2 ;
- la distance entre le vertex du $\mathrm{D_s}$ et le vertex du $\mathrm{B_s}$, ramenée à l'erreur sur cette quantité, supérieure à 1.

Toute la procédure est basée sur le fait que les trois lots d'événements sélectionnés après les critères 1, 2-a ou 2-b sont essentiellement composés d'associations combinatoires. On peut donc directement calculer le taux de rejet du fond en appliquant les critères 2-a ou 2-b.

Pratiquement, a partir des n événements sélectionnés après l'application des *critères de la sélection 1*, on obtient 2 lots comportant a (resp. b) événements en appliquant les critères 2-a (resp. 2-b).

On peut donc calculer les taux du fond séparement :

$$\text{taux de fond après application des critères 2-a : t(2-a)} = \frac{a}{n},$$
$$\text{taux de fond après application des critères 2-b : t(2-b)} = \frac{b}{n}.$$

Deux hypothèses simplificatrices interviennent dans le calcul du taux global de fond combinatoire.

La première approximation consiste à supposer que ces critères sont non corrélés, c'est-à-dire que les distances de vol et la somme des quantités de mouvement ne dépendent ni des états de masse intermédiaires, ni des coupures angulaires, ni de l'identification des particules, ni de la probabilité du χ^2 de l'ajustement. Dans ce cas, le taux de fond après le deuxième jeu de critères de sélection est égal à $\frac{ab}{n^2}$.

Nous avons calculé séparément les taux de fond des canaux $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\phi\pi)\pi$ et $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\mathrm{K^{*0}K})\pi$.

Dans le canal $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\phi\pi)\pi$, le nombre d'événements de fond restant après l'ensemble des coupures de sélection est de 0,54 pour une fenêtre de masse allant de 4,5 à 6 GeV/c^2 , alors qu'il reste 0,38 événements de fond dans le canal $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\mathrm{K^{*0}K})\pi$ (tableaux 4.15 et 4.16).

La deuxième approximation consiste à supposer que les associations combinatoires ont une distribution de masse uniforme. Bien que cela ne soit visiblement pas le cas (la distribution de masse peut être décrite par une fonction affine décroissante), cette approximation est justifiée car les événements $\mathrm{B_s}$ candidats ont une masse voisine du milieu du domaine de masse étudié (4,5 à 6 GeV/c^2), ce qui permet de s'affranchir des effets de pente du fond. Dans ce cas, on attend 0,018 événement (resp. 0,013 événement) dans une fenêtre de masse de 50 MeV/c^2 pour le canal $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\phi\pi)\pi$ (resp. $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\mathrm{K^{*0}K})\pi$).

critères de sélection	nombre d'événements sélectionnés
1	$n = 5588$
2-a	$a = 17$
2-b	$b = 179$

Tableau 4.15: Nombre d'associations sélectionnées dans le canal $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\phi\pi)\pi$ après application des différents critères.

critères de sélection	nombre d'événements sélectionnés
1	$n = 5588$
2-a	$a = 19$
2-b	$b = 179$

Tableau 4.16: Nombre d'associations sélectionnées dans le canal $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\mathrm{K^{*0}K})\pi$ après application des différents critères.

Conclusion sur l'événement candidat $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}\pi$

On considérera cet événement comme candidat $\mathrm{B_s}$, avec la masse :

$$\boxed{M(\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}\pi) = 5354 \pm 82 \ \mathrm{MeV}/c^2}$$

Quant aux sources de fond, on retiendra que cet événement est compatible à 50% avec la désintégration du $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*}\pi$, suivie de $\mathrm{D_s^*} \to \mathrm{D_s}\gamma$. Par contre, le nombre d'événements purement combinatoires attendus est très faible : 0,013 et la probabilité d'une réflexion du $\mathrm{B_d}$ en $\mathrm{D}^{\mp}\pi^{\pm}$ est nulle.

4.10 Le canal $\mathrm{D_s^{\pm}a_1(1260)^{\mp}}$

La désintégration du $\mathrm{B_s}$ fait intervenir le $\mathrm{D_s}$, déjà décrit au paragraphe 4.9, et le méson vecteur $\mathrm{a_1(1260)^-}$, que l'on reconstruit dans le mode $\rho^0\pi^-$, suivit de $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$.

Topologie des désintégrations

La figure 4.29 montre un exemple de la topologie de la chaîne de désintégration du méson $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s a_1}$, suivie de $\mathrm{a_1} \to \pi\pi\pi$ et $\mathrm{D_s} \to \mathrm{KK}\pi$. On observe deux vertex séparés

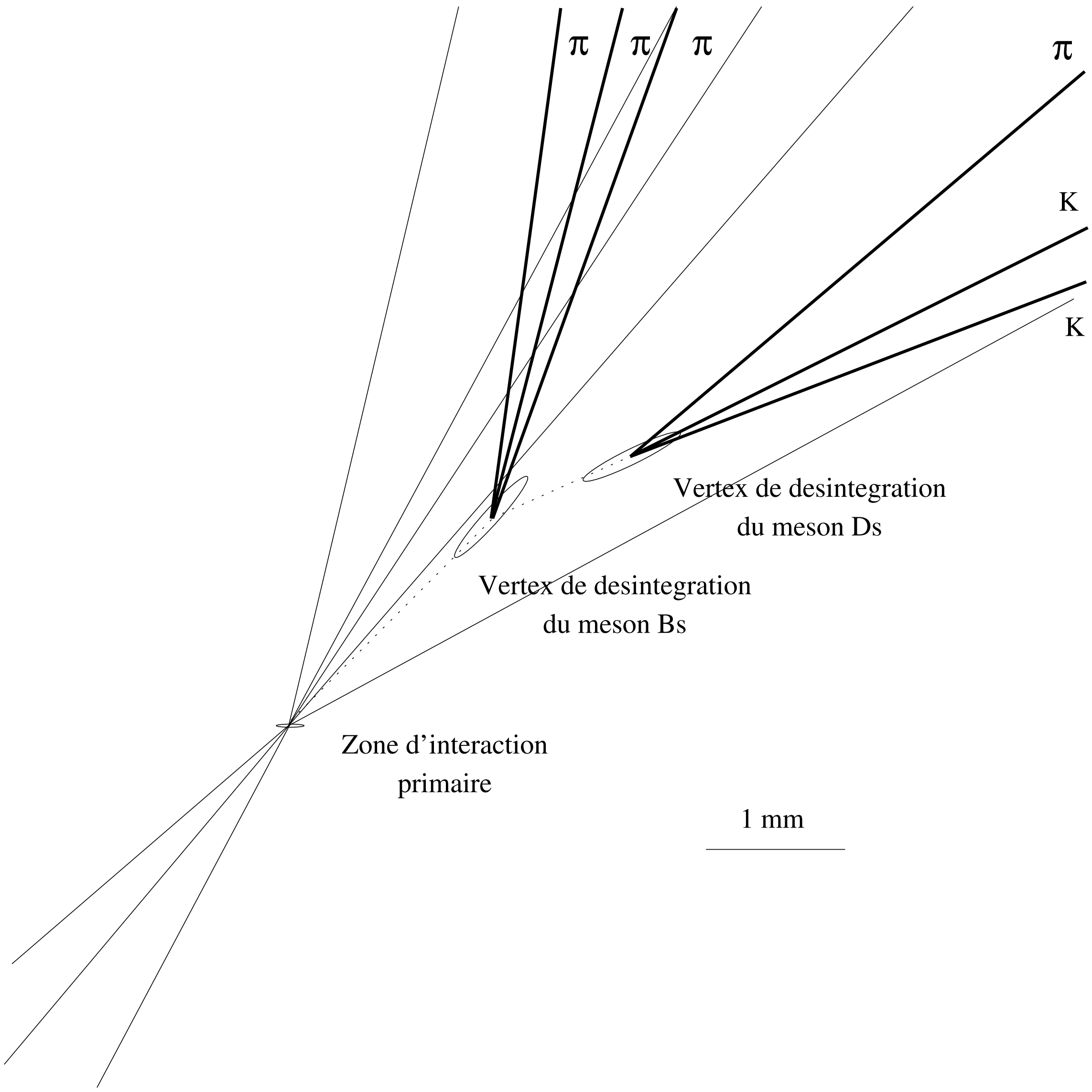


Figure 4.29: Topologie de la chaîne de désintégration $B_s \to D_s^- a_1^+$; $D_s^- \to K^+K^-\pi^-$; $a_1^+ \to \pi^+\pi^-\pi^+$.

de la zone d'interaction primaire. Le premier vertex correspond à la désintégration du B_s, après un vol moyen de 2,7 mm. La résonance a_1 se désintègre aussitot en trois π, alors que le D_s parcourt une distance d'environ 1 mm avant de se désintégrer à son tour.

Nous utiliserons cette topologie à deux vertex séparés pour nous protéger de la production directe de D_s qui, s'ils sont associés à trois π provenant de la zone d'interaction primaire, sont susceptibles d'imiter la désintégration du B_s en $D_s a_1$.

4.10.1 Les critères de sélection

Comme précédemment, nous appliquerons successivement deux jeux de critères de sélection, qui nous permettront de mettre en évidence un signal de B_s, et de calculer le taux de contamination du signal obtenu.

Le premier jeu de critères de sélection

La sélection des candidats D_s est strictement identique à celle du paragraphe 4.9.1.

Pour former un candidat a_1, nous sélectionnons trois traces situées dans le même hémisphère que le D_s, de quantité de mouvement supérieure à 0,5 GeV/c, et que l'on considère arbitrairement comme des π. Nous appliquons alors les critères suivants :

- la somme des charges des trois traces est opposée à la charge du D_s ;
- au moins deux des trois traces ont une quantité de mouvement supérieure à 1 GeV/c ;
- au moins deux des trois traces ont au minimum un coup associé dans le détecteur de vertex ;
- la masse $m_{\pi\pi}$ est comprise entre 520 et 1020 MeV/c^2 ;
- la masse $m_{\pi\pi\pi}$ est comprise entre 960 et 1560 MeV/c^2 ;
- la probabilité que les trois traces proviennent d'un même vertex est supérieure à 10^{-4}.

Pour former un candidat B_s, on extrapole la trajectoire de chaque D_s vers la zone d'interaction primaire, et on l'associe à chaque candidat a_1 précédemment sélectionné. On obtient ainsi six traces qui doivent vérifier les critères suivants :

- la somme des quantité de mouvement des six traces est supérieure à 25 GeV/c ;

- la probabilité que la candidat D_s forme un vertex commun avec les trois traces du a_1 est supérieure à 10^{-7} ;
- au moins cinq des six traces ont au minimum un coup associé dans le détecteur de vertex.

Finalement, on applique à chaque événement sélectionné la méthode de reconstruction contrainte par les masses des D_s et a_1, et par la direction de vol du candidat B_s . On conserve les associations pour lesquelles la probabilité du χ^2 de l'ajustement contraint est supérieure à 0,1%.

L'ensemble de ces critères de sélection sera repris sous l'appelation *critères de la sélection 1.*

Le spectre de masse invariante obtenu pour les données collectées entre 1991 et 1994 est représenté sur la figure 4.30 : la combinatoire est considérable et aucun signal de B_s n'apparaît.

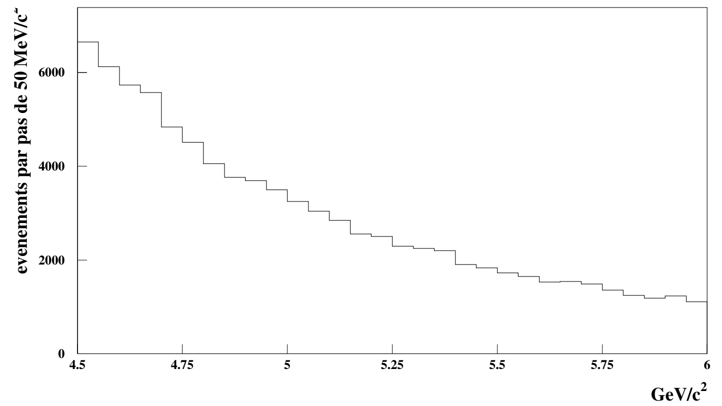
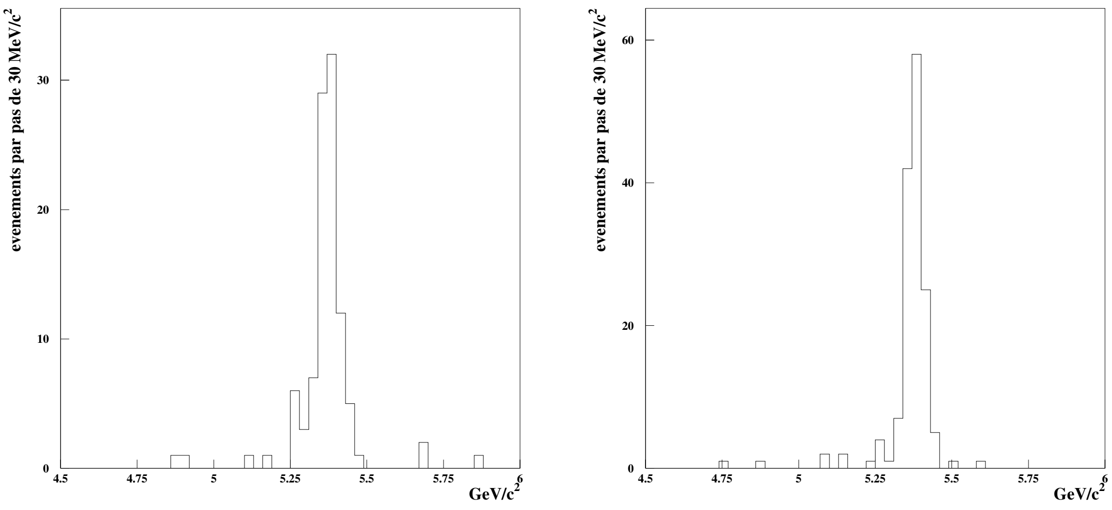


Figure 4.30: Spectre de masse invariante des candidats $Bs \to D_s a_1$ après application du premier jeu de coupures. Aucun signal de B_s n'apparaît.

4.10.2 Les critères de sélection supplémentaires

Comme pour le canal $D_s\pi$, nous allons reconstruire exclusivement les D_s dans les canaux $\phi\pi^\pm$ et $K^{*0}K^\pm$. Puis on imposera une distance minimale entre le vertex du B_s et la zone d'interaction primaire d'une part, et entre le vertex du D_s et le vertex du B_s d'autre part. La procédure est strictement identique à celle précédemment décrite dans le paragraphe 4.9.2. Finalement, nous demandons que les distributions angulaires $\cos\theta_p$ et $\cos\theta_v$ des candidats D_s vérifient les relations $|\cos\theta_p| < 0,8$ et $|\cos\theta_v| > 0,4$;

4.10.3 Vérification du comportement de la méthode de reconstruction contrainte à partir de données simulées



(a) (b)

Figure 4.31: distribution des masses reconstruites à partir d'événements simulés $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^{\mp}a_1(1260)^{\pm}}$; $\mathrm{D_s^{\mp}} \to \phi\pi^{\mp}$; $\phi \to \mathrm{K^+K^-}$; $\mathrm{a_1(1260)^{\pm}} \to \rho^0\pi^{\pm}$; $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$ (a) avec la configuration du détecteur en 1993 (b) avec la configuration du détecteur en 1994.

	configuration du détecteur	
	1993	1994
masse reconstruite	5381 ± 2 MeV/c^2	5380 ± 2 MeV/c^2
largeur de la distribution	29 MeV/c^2	28 MeV/c^2
efficacité de reconstruction	$2,0 \pm 0,2\%$	$3,0 \pm 0,3\%$

Tableau 4.17: Efficacités de reconstruction globale après application de tous les critères de sélection, à partir de données simulées $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^{\mp}a_1(1260)^{\pm}}$; $\mathrm{D_s^{\mp}} \to \phi\pi^{\mp}$; $\phi \to \mathrm{K^+K^-}$; $\mathrm{a_1(1260)^{\pm}} \to \rho^0\pi^{\pm}$; $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$. La masse moyenne reconstruite est en accord avec la masse simulée de 5380 MeV/c^2 .

	configuration du détecteur	
	1993	1994
masse reconstruite	5382 ± 2 MeV/c^2	5381 ± 3 MeV/c^2
largeur de la distribution	31 MeV/c^2	29 MeV/c^2
efficacité de reconstruction	$1,7 \pm 0,2\%$	$1,7 \pm 0,2\%$

Tableau 4.18: Efficacités de reconstruction globale après application de tous les critères de sélection, à partir de données simulées $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^{\mp}a_1(1260)^{\pm}}$; $\mathrm{D_s^{\mp}} \to \mathrm{K^{*0}K^{\mp}}$; $\mathrm{K^{*0}} \to \mathrm{K^{\pm}}\pi^{\mp}$; $\mathrm{a_1(1260)^{\pm}} \to \rho^0\pi^{\pm}$; $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$. La masse moyenne reconstruite est en accord avec la masse simulée de 5380 MeV/c^2 .

Après avoir passé en revue les critères de sélection, nous allons vérifier le bon comportement de la méthode de reconstruction contrainte à partir de données simulées.

On a représenté sur la figure 4.31 les distributions des masses reconstruites à partir des événements simulés avec la configuration du détecteur en 1993 et en 1994. Les paramètres des distributions de masse et les efficacités de reconstruction sont donnés dans les tableaux 4.18 et 4.17

En tenant compte des périodes de fonctionnement du RICH qui diminue de 17% l'efficacité de reconstruction entre 1991 et 1993, on attend de reconstruire 0,7 événement pour l'ensemble des données réelles.

4.10.4 Analyse des données réelles

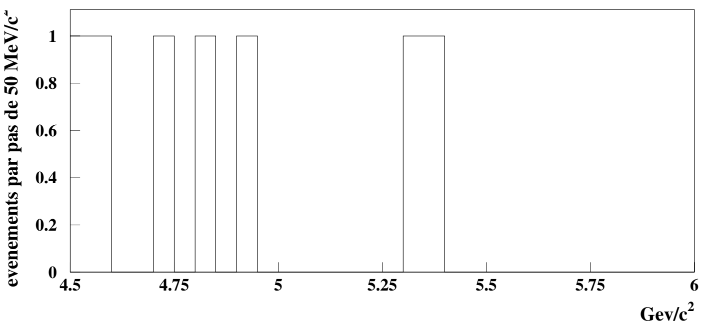


Figure 4.32: Spectre de masse invariante des candidats $B_s \to D_s a_1$ après application de tous les critères de sélection.

La distribution de masse des événements sélectionnés entre 1991 et 1994 est présentée sur la figure 4.32. Deux événements ont une masse compatible avec celle attendue pour un méson B_s. Leurs principales caractéristiques sont données dans le tableau 4.19.

On a représenté sur les figures 4.33, 4.34, 4.35 et 4.36 différentes vues des événements candidats. La topologie des événements et les informations du détecteur ne semblent pas indiquer de problème particulier au niveau de la reconstruction des traces.

Pour terminer l'étude de ce canal, nous allons étudier les sources de fond qui sont susceptibles de contaminer le canal $B_s \to D_s^{\mp} a_1^{\pm}$, à la suite de quoi nous pourrons conclure sur la nature des événements candidats.

masse du candidat B_s	5346 ± 41 MeV/c^2	5375 ± 63 MeV/c^2
quantité de mouvement	26,7 GeV/c	33,6 GeV/c
distance de vol	$1,3 \pm 0,23$ mm	$1,2 \pm 0,16$ mm
probabilité du χ^2 de l'ajustement contraint par les masses du $\phi(K^{*0}), D_s^{\pm}, a_1^{\mp}$ et par la direction de vol du B_s	94%	31%
masse du candidat D_s	1964 ± 12 MeV/c^2	1919 ± 15 MeV/c^2
mode de désintégration	$\phi\pi$	$K^{*0}K$
distance de vol (entre les vertex du B_s et du D_s)	$0,50 \pm 0,23$ mm	$0,54 \pm 0,39$ mm
masse de la paire K^+K^-	1012 ± 2 MeV/c^2	
information du RICH :		
critère d'identification du premier K	pas d'information	
critère d'identification du deuxième K	pas d'information	
information du dE/dx :		
$p(\Delta E/K)$; $(p(\Delta E/\pi)$ pour le premier K	5%; 86%	
$p(\Delta E/K)$; $(p(\Delta E/\pi))$ pour le deuxième K	20%; 82%	
masse réfléchie $K^-\pi^+\pi^+$	1847 ± 13 MeV/c^2	
masse réfléchie contrainte $D^{\pm}(K\pi\pi)\pi$	5142 ± 39	
probabilité du χ^2 de l'ajustement contraint par les masses du $\phi, D^{\pm}a_1^{\mp}$ et par la direction de vol du B_d	98%	
masse de la paire $K^{\pm}\pi^{\mp}$		864 ± 7 MeV/c^2
information du RICH :		
critère d'identification du K du K^{*0}		fort
critère d'identification du K célibataire		pas d'information
information du dE/dx :		
probabilité de l'hypothèse $K(\pi)$ pour le K du K^{*0}		57%; 0%
probabilité de l'hypothèse $K(\pi)$ pour le K célibataire		23%; 14%
masse réfléchie $K^{*0}\pi$		1318 ± 13 MeV/c^2
masse réfléchie contrainte $D^{\pm}(K\pi\pi)\pi$		6154 ± 77 MeV/c^2
probabilité du χ^2 de l'ajustement contraint par les masses du $K^{*0}, D^{\pm}$ et par la direction de vol du B_d		$< 10^{-78}$ %

Tableau 4.19: Caractéristiques des deux candidats $B_s \to D_s a_1$ sélectionnés dans les données enregistrées entre 1991 et 1994.

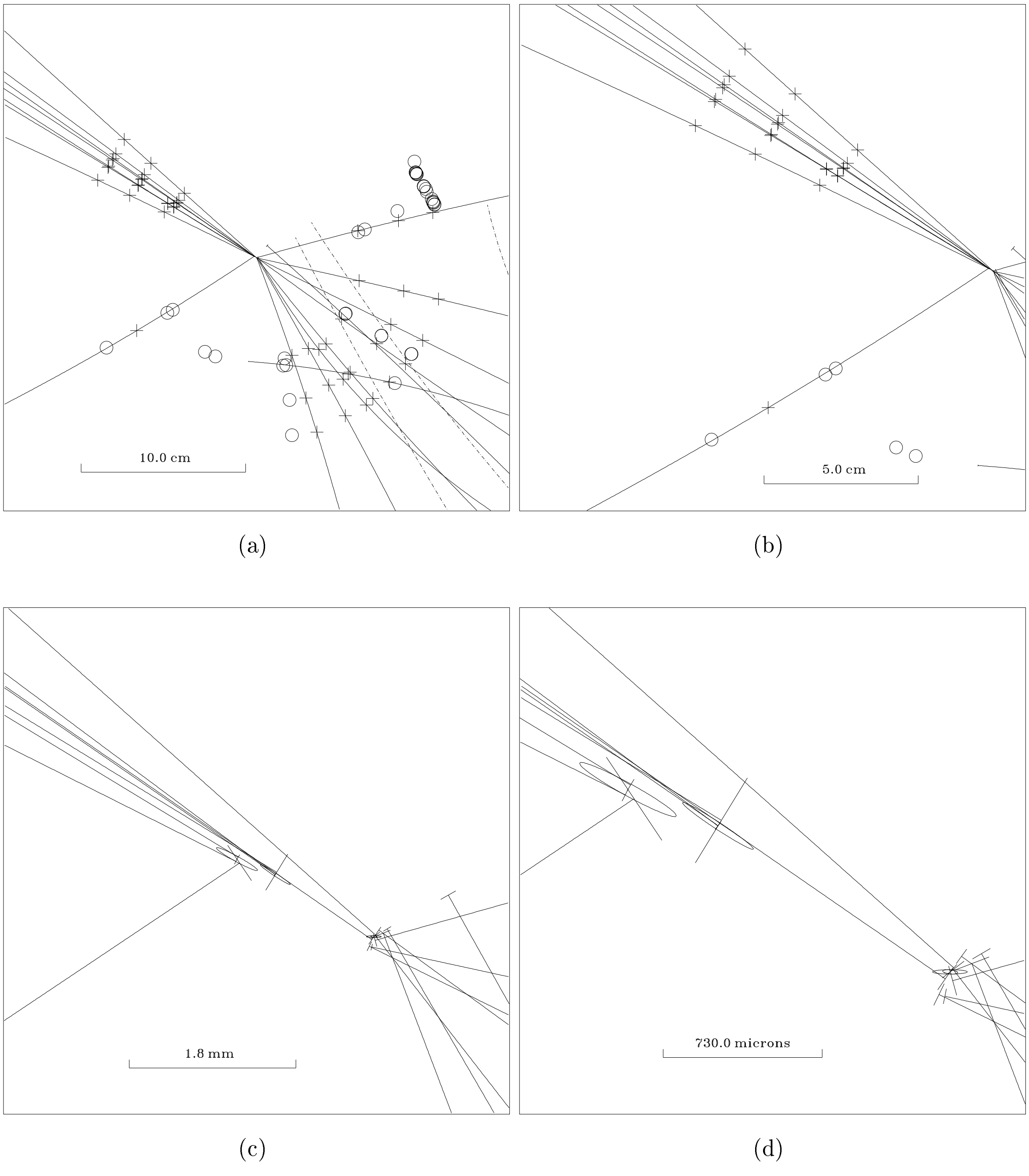


Figure 4.33: Projection dans le plan xy des traces du candidat $\mathrm{D_s}(\phi\pi)\mathrm{a_1}$ au niveau du détecteur de vertex . (a) Les croix représentent les coups associés aux traces et les ronds les coups non associés. (b) Les six traces de l'événement avec les coups associés dans le détecteur de vertex. (c) Extrapolation des traces vers la zone d'interaction primaire. On remarque les deux vertex séparés de la zone d'interaction primaire. Les trois π émergent du vertex de désintégration du $\mathrm{B_s}$. Le deuxième vertex est celui du $\mathrm{D_s}$ qui se désintègre en $\phi\pi$, et duquel émergent les deux K du ϕ et le π célibataire. (d) Visualisation de la zone d'interaction primaire et du vertex de désintégration.

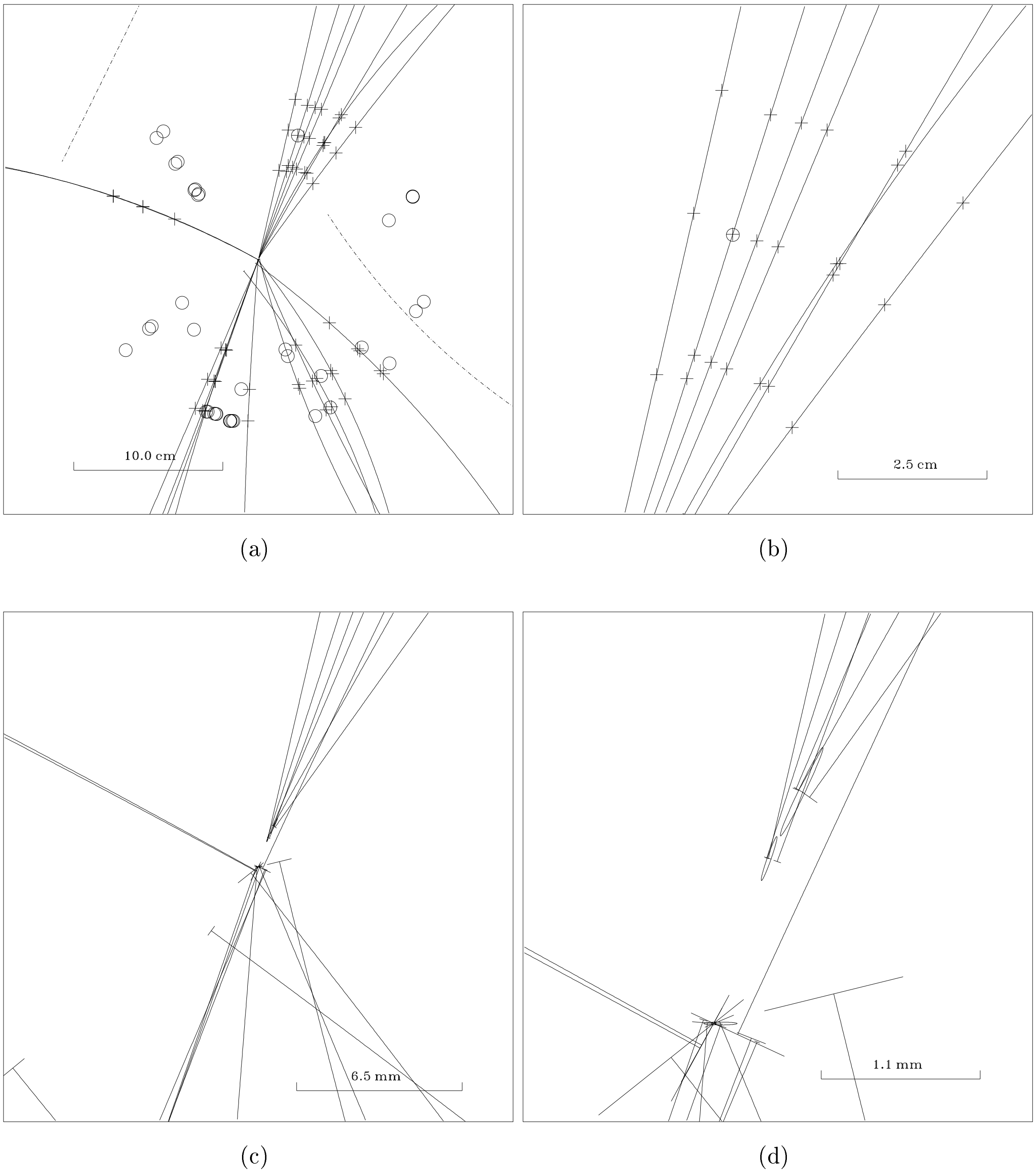


Figure 4.34: Projection dans le plan xy des traces du candidat $D_s(K^{*0}K)a_1$ au niveau du détecteur de vertex . (a) Les croix représentent les coups associés aux traces et les ronds les coups non associés. (b) Les six traces de l'événement avec les coups associés dans le détecteur de vertex. (c) Extrapolation des traces vers la zone d'interaction primaire. (d) Visualisation de la zone d'interaction primaire et du vertex de désintégration. On remarque les deux vertex séparés de la zone d'interaction primaire. Les trois π émergent du vertex de désintégration du B_s. Le deuxième vertex est celui du D_s qui se désintègre en $K^{*0}K$.

4.10.5 Les sources de fond

Les trois composantes les plus importantes du bruit de fond sont :

- la réflexion du mode $\mathrm{B_d} \to \mathrm{D^{\mp}a_1^{\pm}}$;
- la désintégration du $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s^{*\mp}a_1^{\pm}}$ avec $\mathrm{D_s^*} \to \mathrm{D_s}\gamma$;
- les associations purement combinatoires qui imitent la chaîne de désintégration $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^{\mp}a_1^{\pm}}$.

La réflexion du mode $\mathrm{B_d} \to \mathrm{D^{\mp}a_1(1260)^{\pm}}$

Pour tester la compatibilité de l'événement $\mathrm{D_s}(\phi\pi)\mathrm{a_1}$ avec la réflexion du canal $\mathrm{B_d} \to \mathrm{D^{\mp}a_1^{\pm}}$; $\mathrm{D^{\mp}} \to \mathrm{K^{\pm}}\pi^{\mp}\pi^{\mp}$, qui est susceptible d'imiter la désintégration du $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s^{\mp}a_1^{\pm}}$; $\mathrm{D_s^{\mp}} \to \phi\pi^{\mp}$, nous avons calculé la masse réfléchie $\mathrm{K^{\pm}}\pi^{\mp}\pi^{\mp}$. La valeur obtenue ($1847 \pm 10$ MeV/c^2) est compatible avec la masse nominale du $\mathrm{D^{\pm}}$ (1869 MeV/c^2).

Par contre, la masse totale $\mathrm{D^{\pm}}(\mathrm{K^{\pm}}\pi^{\mp}\pi^{\mp})\pi^{\mp}$, calculée avec la méthode de reconstruction contrainte par la masse du $\mathrm{D^{\pm}}$ et par la direction de vol du méson B, est égale à 5139 ± 39 MeV/c^2 , à plus de 3,5 σ de la masse nominale du méson $\mathrm{B_d}$. On peut donc rejeter l'hypothèse de la réflexion pour ce premier événement.

Pour tester la compatibilité de l'événement $\mathrm{D_s}(\mathrm{K^{*0}K})\mathrm{a_1}$ avec la réflexion du canal $\mathrm{B_d} \to \mathrm{D^{\mp}a_1^{\pm}}$; $\mathrm{D^{\mp}} \to \mathrm{K^{*0}}\pi^{\mp}$, qui est susceptible d'imiter la désintégration du $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s^{\mp}a_1^{\pm}}$; $\mathrm{D_s^{\mp}} \to \mathrm{K^{*0}K^{\mp}}$, nous avons calculé la masse réfléchie $\mathrm{K^{*0}}\pi^{\mp}$. La valeur obtenue (1317 ± 10 MeV/c^2) est totalement incompatible avec la masse nominale du $\mathrm{D^{\pm}}$.

De plus, si on utilise la méthode de reconstruction contrainte par les masses du $\mathrm{K^{*0}}$, du $\mathrm{D^{\pm}}$ et par la direction de vol du méson B, la masse obtenue est elle aussi totalement incompatible celle du $\mathrm{B_d}$, ce qui nous permet de rejeter l'hypothèse de la réflexion.

Aucun des deux candidats n'est donc compatible avec la réflexion du $\mathrm{B_d}$.

La désintégration du $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s^{*\mp}a_1^{\pm}}$ avec $\mathrm{D_s^*} \to \mathrm{D_s}\gamma$

Comme indiqué dans le tableau 4.2, le rapport d'embranchement théorique du $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s a_1}$ ($1,3 \times 10^{-2}$) est pratiquement égal à celui du $\mathrm{B_s}$ en $\mathrm{D_s^* a_1}$ ($1,6 \times 10^{-2}$).

Dans le cas où l'on ne prend pas en compte le γ du $\mathrm{D_s^*}$, la reconstruction incomplète de la désintégration $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^{*\mp}a_1^{\pm}}$ conduit à sous-estimer systématiquement la masse du $\mathrm{B_s}$.

Nos événements candidats sont-il compatibles avec la désintégration du B_s en $D_s^* a_1$?

Il n'y a aucune évidence pour un photon isolé dans la H.P.C. (figures 4.35 et 4.36). Cependant, l'hypothèse $B_s \to D_s^* a_1$ ne peut pas être rejetée car il est possible que le photon n'ait pas été détecté, pour une des raisons suivantes :

- l'efficacité de détection sur l'ensemble de l'angle solide est inférieure à 100% ;
- il existe un seuil de détection en énergie des photons dans la H.P.C. ;
- un photon et une trace peuvent se superposer dans la H.P.C., ce qui ne permet pas de mettre en évidence un photon isolé.

Bien que nous n'ayons vu aucun photon dans la H.P.C., on retiendra que chacun des candidats est compatible avec un événement $D_s^{*\mp} a_1^{\pm}$, avec une probabilité que nous prendrons égale à celle des rapports d'embranchement théoriques, soit $\dfrac{BR(B_s \to D_s^* a_1)}{BR(B_s \to D_s a_1)} \approx 1$. Les masses obtenues avec la méthode de reconstruction contrainte sont indiquées dans le tableau 4.20.

canal	masse $B_s \to D_s^* a_1$ reconstruite (MeV/c^2)	probabilité du χ^2
$D_s(\phi\pi)a_1$	5424 ± 316	75%
$D_s(K^{*0}K)a_1$	5667 ± 121	22%

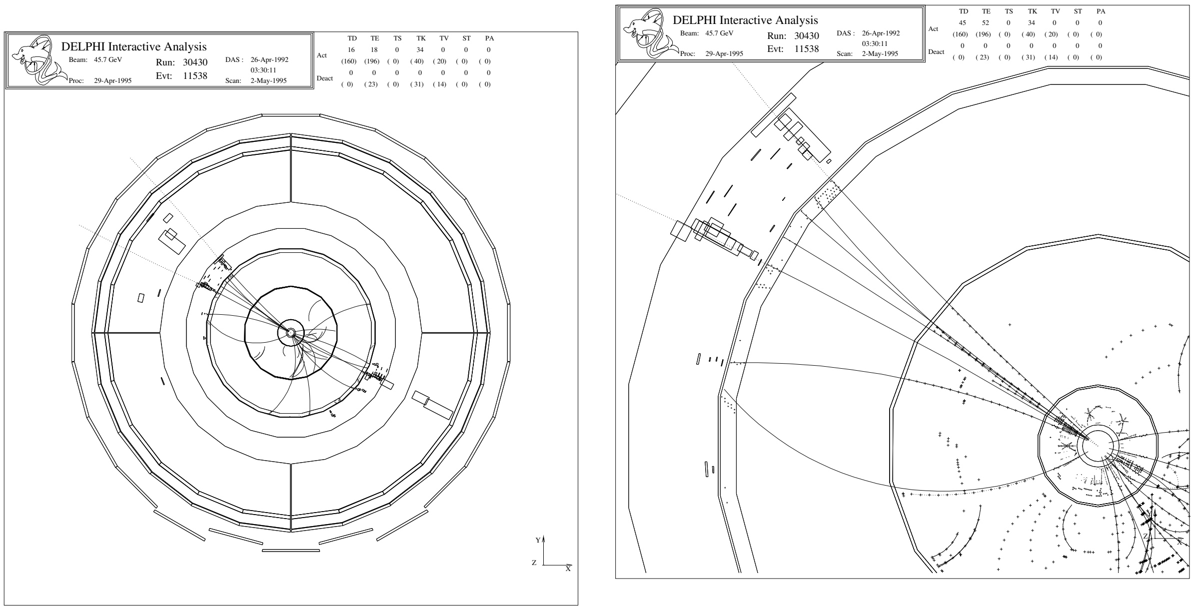
Tableau 4.20: Masses des candidats $B_s \to D_s^* a_1$ obtenues avec la méthode de reconstruction contrainte en imposant un photon supplémentaire tel que $m(D_s + \gamma) = m_{D_s^*}$. On a indiqué la probabilité du χ^2 pour chaque candidat.

Les associations purement combinatoires qui imitent la chaîne de désintégration $B_s \to D_s^{\mp} a_1^{\pm}$

Nous avons estimé la probabilité que chacun des deux événements candidats soit en fait une association purement combinatoire. Pour cela, nous avons calculé le nombre d'événements de fond attendus pour une tranche de masse de 50 MeV/c^2, qui représente le pas de nos histogrammes, et qui est dictée par la résolution expérimentale.

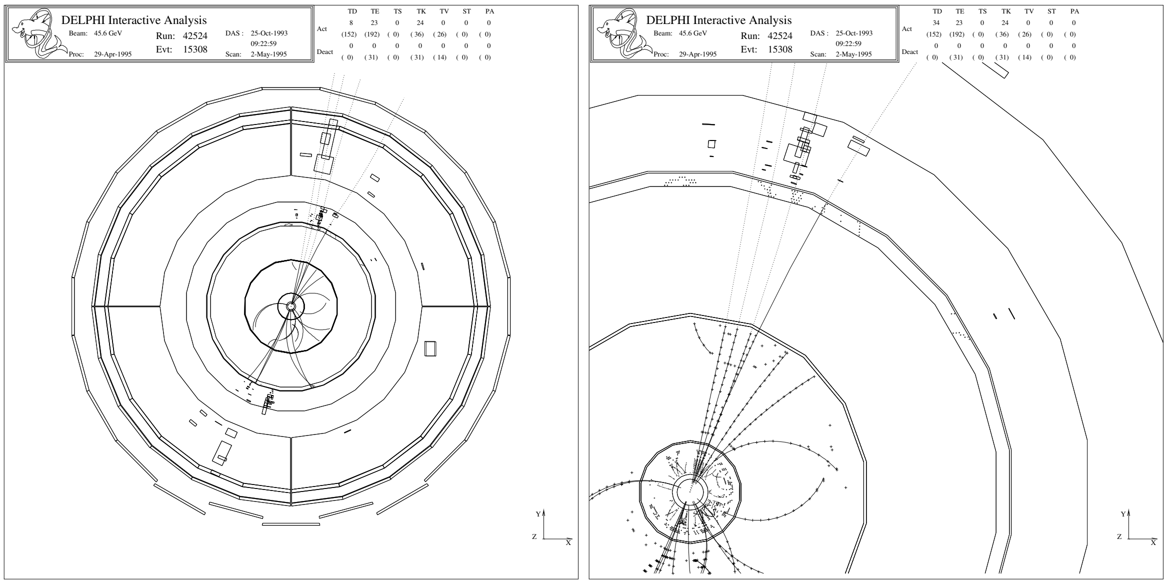
La procédure est en tous points semblable à celle décrite au paragraphe 4.9.5.

Dans un premier temps, nous avons séparé en deux parties non corrélées les *critères de sélection supplémentaires*. La première partie, que nous appellons 2-a, est composée des critères suivants :



(a) (b)

Figure 4.35: Evénement candidat $B_s \to D_s a_1$ enregistré en 1992. Aucun dépôt d'énergie dans la H.P.C. ne permet de mettre un évidence un photon.



(a) (b)

Figure 4.36: Evénement candidat $B_s \to D_s a_1$ enregistré en 1993. Aucun dépôt d'énergie dans la H.P.C. ne permet de mettre un évidence un photon.

- les coupures sur les états de masse intermédiaires (ϕ, K^{*0}) ;

- les coupures sur les distributions angulaires $\cos\theta_p$ et $\cos\theta_v$;

- l'identification des particules.

et la seconde, que nous appellons 2-b :

- la distance entre le vertex du $\mathrm{B_s}$ et la zone d'interaction primaire, ramenée à l'erreur sur cette quantité, supérieure à deux ;

- la distance entre le vertex du $\mathrm{D_s}$ et le vertex du $\mathrm{B_s}$, ramenée à l'erreur sur cette quantité, supérieure à un.

D'après le nombre d'événements sélectionnés dans le canal $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\phi\pi)\mathrm{a_1}$ (resp. $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\mathrm{K}^{*0}\mathrm{K})\mathrm{a_1}$), on attend 2,99 (resp. 1,65) événements de fond uniformément répartis dans un domaine de masse de 1500 MeV/c^2 (tableaux 4.21 et 4.22).

critères de sélection	nombre d'événements sélectionnés
1	$n = 33031$
2-a	$a = 118$
2-b	$b = 836$

Tableau 4.21: Nombre d'associations sélectionnées dans le canal $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\phi\pi)\mathrm{a_1}$ après application des différents critères.

critères de sélection	nombre d'événements sélectionnés
1	$n = 33031$
2-a	$a = 65$
2-b	$b = 836$

Tableau 4.22: Nombre d'associations sélectionnées dans le canal (resp. $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\mathrm{K}^{*0}\mathrm{K})\mathrm{a_1}$) après application des différents critères.

Sous réserve de la deuxième hypothèse qui suppose une distribution de masse du fond uniforme, on attend 0,10 événement dans le canal $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\phi\pi)\mathrm{a_1}$ et 0,055 événement dans le canal $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}(\mathrm{K}^{*0}\mathrm{K})\mathrm{a_1}$ pour une fenêtre de masse de 50 MeV/c^2 .

4.11 Le calcul de la masse du $\mathrm{B_s}$

Nous avons sélectionné quatre candidats $\mathrm{B_s}$, dans trois canaux différents. Chacun de ces candidats a une certaine probabilité d'être un événement $\mathrm{B_s}$, mais peut aussi provenir de la réflexion d'un $\mathrm{B_d}$, de la reconstruction incomplète d'une désintégration ou encore d'une association combinatoire.

Une simple moyenne des masses pondérée des erreurs de mesure ne permet pas de prendre en considération les sources de fond, et supposerait que les trois candidats sont des événements $\mathrm{B_s}$.

Nous avons donc utilisé une méthode de maximum de vraisemblance qui permet de prendre en compte l'influence des sources de fond pour calculer la masse du $\mathrm{B_s}$.

Si on prend en compte les différentes contributions du fond et du signal avec les proportions décrites dans les paragraphes précédents, alors la masse la plus probable sera celle qui maximisera la probabilité

	que l'événement candidat $J/\psi\ \phi$	soit un $\mathrm{B_s} \to J/\psi\ \phi$
		ou une réflexion
		ou un événement de fond
et	que l'événement candidat $\mathrm{D_s}\pi$	soit un $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}\pi$
		ou un $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*}\pi$
		ou un événement de fond
et	que l'événement candidat $\mathrm{D_s}(\phi\pi)\mathrm{a_1}$	soit un $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s a_1}$
		ou un $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^* a_1}$
		ou un événement de fond
et	que l'événement candidat $\mathrm{D_s(K^{*0}K)a_1}$	soit un $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s a_1}$
		ou un $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^* a_1}$
		ou un événement de fond

4.11.1 Description de la méthode de maximum de vraisemblance

Nous utiliserons dans la suite les notations suivantes :

M : masse du méson $\mathrm{B_s}$;

x_i : nombre d'événements attendus dans le canal i ;

$S_i(m, M)$: distribution de masse du signal dans le canal i, qui dépend de M et de la résolution sur la mesure de la masse ;

μ_i : nombre d'événements de fond attendus dans le canal i ;

$B_i(m)$: distribution de masse des événements de fond.

Nous avons précédemment mesuré pour chaque candidat une masse $m_i \pm \sigma_{m_i}$ et déterminé le nombre d'événements de fond (combinatoire et/ou réflexion) attendus. Les inconnues de notre problème seront la masse M et le nombre d'événements de signal attendus dans chaque canal x_i.

Nous allons maintenant expliciter l'expression de la fonction de vraisemblance.

Cas d'un événement compatible avec une source de fond combinatoire

La probabilité de voir un événement avec une masse m dans le canal i est égale à :

$$P_i(m) = P_b(1)P_s(0)B_i(m) + P_b(0)P_s(1)S_i(m, M)$$

où $P_s(n)$ est la probabilité de voir n événements de signal et $P_b(n)$ est la probabilité de voir n événements de fond. En prenant pour ces probabilités une distribution de poisson, on a :

$$P_i(m) = (\mu_i B_i(m) + x_i S_i(m, M))e^{-(\mu_i + x_i)} \tag{4.3}$$

Cas d'un événement compatible avec deux canaux

Un événement donné peut provenir de deux canaux distincts, sans qu'il soit possible de déterminer lequel (cas des événements candidats $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s X}$ qui peuvent aussi provenir de la désintégration $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^* X}$).

Si on suppose connu le rapport $\alpha = x_i^*/x_i$ des événements x_i et x_i^* attendus dans chaque canal, alors on peut écrire :

$$\begin{aligned} P_i(m) = & P_b(1)P_s(0)P_{s^*}(0)B_i(m) + \\ & P_b(0)P_s(1)P_{s^*}(0)S_i(m, M) + \\ & P_b(0)P_s(0)P_{s^*}(1){S^*}_i(m, M) \end{aligned}$$

qui donne :

$$P_i(m) = \mu_i B_i(m) + x_i(S_i(m, M) + \alpha {S^*}_i(m, M))e^{-(\mu_i + x_i(1+\alpha))}$$

Si on pose :

$$\mathcal{X}_i \equiv x_i(1 + \alpha) \quad \text{ et } \mathcal{S}_i(m, M) \equiv \frac{S_i(m, M) + \alpha {S^*}_i(m, M)}{1 + \alpha}$$

on se ramène à l'équation 4.3 :

$$P_i(m) = (\mu_i B_i(m) + \mathcal{X}_i \mathcal{S}_i(m, M))e^{-(\mu_i+\mathcal{X}_i)}$$

Cas d'un événement compatible avec une réflexion

Si on appelle r_i le nombre d'événements réfléchis attendus dans le canal i, et $R_i(m)$ leur distribution de masse, qui ne dépend naturellement pas de M, la probabilité de voir un événement avec une masse m est donnée par :

$$\begin{aligned} P_i(m) =& P_b(1)P_s(0)P_r(0)B_i(m) + \\ & P_b(0)P_s(1)P_r(0)S_i(m, M) + \\ & P_b(0)P_s(0)P_r(1)R_i(m) \end{aligned}$$

Si on connaît le rapport β du nombre d'événements attendus pour le signal par rapport au nombre d'événements attendus pour la réflexion, alors la relation :

$$P_i(m) = \mu_i B_i(m) + x_i(S_i(m, M) + \beta R_i(m))e^{-(\mu_i+x_i(1+\beta))}$$

se ramène à l'équation 4.3 en posant :

$$\mathcal{X}_i \equiv x_i(1+\beta) \quad \text{ et } \mathcal{S}_i(m, M) \equiv \frac{S_i(m, M) + \beta R_i(m, M)}{1+\beta}$$

Influence d'un canal de désintégration où aucun candidat n'a été reconstruit

La probabilité de n'observer aucun candidat dans un canal j est donnée par :

$$P_s(0)P_b(0) = e^{-(\mu_j+x_j)}$$

Si la variable x_j est commune à un autre canal (exemple : on a reconstruit 1 événement dans le canal $\mathrm{D_s}(\mathrm{K}^{*0}\mathrm{K})\pi$ et 0 événement dans le canal $\mathrm{D_s}(\phi\pi)\pi$), alors on conserve cette contribution pour le calcul de la fonction de vraisemblance totale.

Si on a observé aucun événement dans un canal isolé, alors la contribution à la fonction de vraisemblance, $-(\mu_j + x_j)$, est indépendante de M et des autres x_i. Ce cas particulier n'aura donc aucun effet sur la détermination de la masse du $\mathrm{B_s}$ et ne sera pas retenu.

Cas de plusieurs canaux

Dans le cas de plusieurs canaux, la fonction de vraisemblance est définie par :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(x_1, x_2, \ldots, x_n, M) &= \sum_{i=1,n} \ln(P_i(m)) \\ &= -\sum_{i=1,n} (\mu_i + x_i) + \sum_{i=1,n} \ln(\mu_i B_i(m) + x_i S_i(m, M)) \end{aligned} \tag{4.4}$$

Le maximum de la fonction de vraisemblance est atteint pour :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x_i} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial M} = 0$$

Les dérivées par rapport aux x_i se calculent explicitement :

$$x_i = 1 - \frac{\mu_i B_i(m)}{S_i(m, M)} \tag{4.5}$$

et celle par rapport à M donne :

$$\sum_{i=1,n} \frac{x_i (dS_i(m, M)/dM)}{\mu_i B_i(m) + x_i S_i(m, M)} = 0$$

que l'on peut réécrire :

$$\sum_{i=1,n} x_i \frac{d \ln S_i(m, M)}{dM} = 0 \tag{4.6}$$

Les relations 4.5 et 4.6 permettent d'obtenir la valeur la plus probable de M. L'équation 4.4 nous permet de calculer l'erreur sur M avec le programme de minimisation MINUIT [27], en incluant les erreurs et les corrélations entre les paramètres x_i.

4.11.2 Calcul de la masse la plus probable

La fonction de vraisemblance des quatre événements candidats s'écrit :

$$\begin{aligned} P(M) = & P_{J/\psi\phi}(m_{J/\psi\phi}, M) \times \\ & P_{\mathrm{D_s}(\phi\pi)\pi}(m_{\mathrm{D_s}(\phi\pi)\pi}, M) \times P_{\mathrm{D_s}(\mathrm{K^{*0}K})\pi}(m_{\mathrm{D_s}(\mathrm{K^{*0}K})\pi}, M) \times \\ & P_{\mathrm{D_s}(\phi\pi)\mathrm{a_1}}(m_{\mathrm{D_s}(\phi\pi)\mathrm{a_1}}, M) \times P_{\mathrm{D_s}(\mathrm{K^{*0}K})\mathrm{a_1}}(m_{\mathrm{D_s}(\mathrm{K^{*0}K})\mathrm{a_1}}, M) \end{aligned}$$

La distribution de masse du signal $S_i(m, M)$ est une gaussienne centrée en M dont la variance est égale au carré de l'erreur sur la masse mesurée dans le canal i :

$$S_i(m, M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{m_i}} e^{-\dfrac{(m_i - M)^2}{2\sigma^2_{m_i}}}$$

La distribution de masse $S^*{}_{\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*X}}(m, M)$ a été obtenue à partir d'événements simulés $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*X}$, en ne prenant pas en compte le photon pour la calcul de la masse du

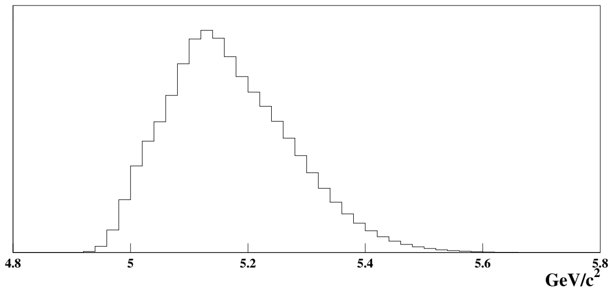


Figure 4.37: Masse $\mathrm{D_s}\pi$ obtenue à partir d'événements simulés $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*}\pi$, avec $m_{\mathrm{B_s}} = 5,38$ GeV/c^2 .

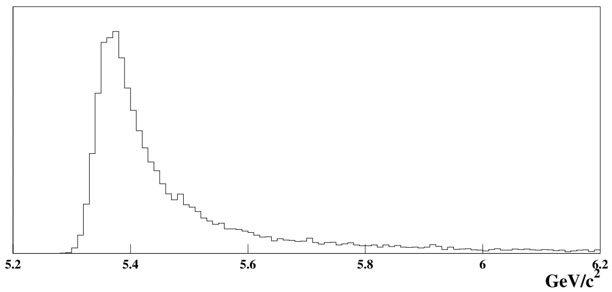


Figure 4.38: Masse réfléchie $m_{\mathrm{J}/\psi\mathrm{K}\mathbb{K}}$ obtenue à partir d'événements simulés $\mathrm{B_d} \to J/\psi$ Kπ.

$\mathrm{B_s}$. La distribution $S^*{}_{\mathrm{B_s}\to\mathrm{D_s^*X}}(m, M)$ pour une masse de $\mathrm{B_s}$ $M = 5,38$ GeV/c^2 est représentée sur la figure 4.37. On suppose que la distribution de masse $S^*{}_{\mathrm{B_s}\to\mathrm{D_s^*X}}(m, M')$ est simplement décalée quand on fait varier la masse du $\mathrm{B_s}$ de M à M' , soit $S^*{}_{\mathrm{B_s}\to\mathrm{D_s^*X}}(m, M') = S^*{}_{\mathrm{B_s}\to\mathrm{D_s^*X}}(m - (M' - M), M)$, avec $M = 5,38$ GeV/c^2 .

La distribution de masse réfléchie $R_{J/\psi\phi}(m)$ (figure 4.38) a été obtenue à partir d'événements simulés $\mathrm{B_d} \to J/\psi$ Kπ dont les caractéristiques correspondent aux critères de sélection utilisés dans la recherche de candidats $\mathrm{B_s} \to J/\psi\ \phi$. En particulier, la somme des quantités de mouvement des traces est supérieure à 25 GeV/c et la masse réfléchie $m_{\mathrm{K}\mathbb{K}}$ est compatible avec la masse du ϕ.

La distribution de masse du fond combinatoire $B_i(m)$ est choisie uniforme sur l'ensemble du domaine de masse étudié.

Les paramètres utilisés dans la fonction de vraisemblance sont rappellés dans le tableau 4.23.

La fonction de vraisemblance globale est représentée sur la figure 4.39. Elle atteint son

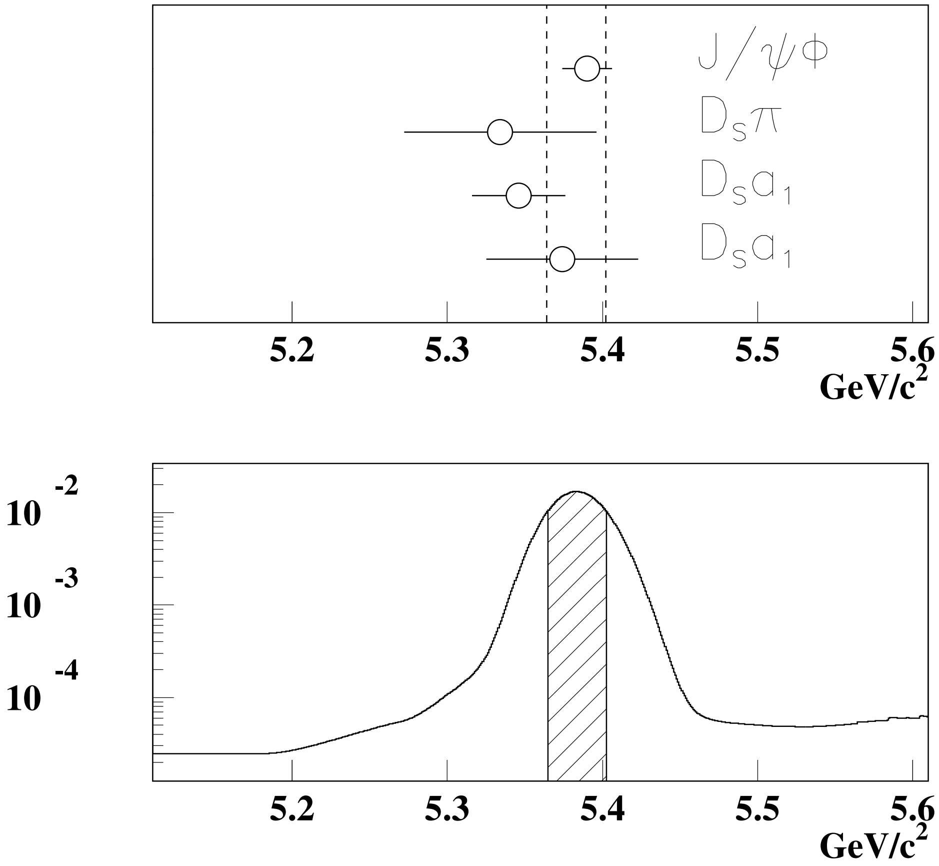


Figure 4.39: Densité de probabilité de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$, exprimée en fonction de la masse M. La zone hachurée correspond à l'erreur sur la masse ajustée ($\Delta\mathcal{L} = 1/2$). On a aussi représenté la masse obtenue pour chacun des candidats avec les barres d'erreur associées.

candidat $J/\psi\phi$	
$m_{J/\psi\phi}$	5390 ± 20 MeV/c^2
$\beta = \dfrac{\text{probabilité de la réflexion } \mathrm{B_d} \to J/\psi\ \mathrm{K}\pi}{\text{probabilité du signal } \mathrm{B_s} \to J/\psi\ \phi}$	0,087
$\mu =$ nombre d'événement de fond global attendu	0,003
candidat $\mathbf{D_s(K^{*0}K)}\boldsymbol{\pi}$	
$m_{\mathrm{D_s(K^{*0}K)}\pi}$	5354 ± 82 MeV/c^2
$\alpha = \dfrac{\text{probabilité } \mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*}\pi}{\text{probabilité } \mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}\pi}$	1
$\mu =$ nombre d'événement de fond global attendu	0,013
candidat $\mathbf{D_s}(\boldsymbol{\phi\pi})\mathbf{a_1}$	
$m_{\mathrm{D_s}(\phi\pi)\mathrm{a_1}}$	5346 ± 41 MeV/c^2
$\alpha = \dfrac{\text{probabilité } \mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*a_1}}{\text{probabilité } \mathrm{B_s} \to \mathrm{D_sa_1}}$	1
$\mu =$ nombre d'événement de fond global attendu	0,10
candidat $\mathbf{D_s(K^{*0}K)a_1}$	
$m_{\mathrm{D_s(K^{*0}K)a_1}}$	5375 ± 63 MeV/c^2
$\alpha = \dfrac{\text{probabilité } \mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*a_1}}{\text{probabilité } \mathrm{B_s} \to \mathrm{D_sa_1}}$	1
$\mu =$ nombre d'événement de fond attendu	0,055

Tableau 4.23: Masses des événements candidats calculées avec la méthode reconstruction contrainte et poids des différentes sources de fond utilisés dans la fonction de vraisemblance.

maximum pour la valeur $M = 5383\ \mathrm{MeV}/c^2$, qui correspond à la valeur la plus probable pour la masse du $\mathrm{B_s}$. L'erreur sur cette quantité, qui inclut les erreurs statistiques de mesure des traces et les erreurs systématiques dues aux différentes sources de fond, s'obtient pour la valeur de $\mathcal{L}(M \pm \sigma_M)$ telle que $\mathcal{L}(M) - \mathcal{L}(M \pm \sigma_M) = 1/2$. Finalement :

$$\boxed{m_{\mathrm{B_s}} = 5383 \pm 19\ (\text{stat.} + \text{syst.})\ \mathrm{MeV}/c^2}$$

La valeur la plus probable calculée n'est pas modifiée lorsqu'on fait varier le rapport $\dfrac{\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*} + \mathrm{X}}{\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s} + \mathrm{X}}$, ou la probabilité de la réflexion pour le candidat $J/\psi\ \phi$ de 50%.

Une dernière source d'erreur concerne les biais introduits dans la masse calculée pour chacun des candidats, dûs à la reconstruction des traces. Nous avons mis en évidence un biais systématique de 1 MeV/c^2 dans la reconstruction des événements simulés $J/\psi\ \phi$, qui peut provenir d'une mauvaise correction de la perte d'énergie des traces dans le détecteur. Ces biais systématiques conduisent à un décalage de l'échelle de masse.

Nous utilisons des particules de masse connues, reconstruites à partir des données réelles, pour calibrer l'échelle de masse absolue. Les masses reconstruites des états J/ψ et $\mathrm{D_s}$ sont en bon accord avec la moyenne mondiale [18]. On a calculé l'erreur sur l'échelle de masse à partir de mésons $\mathrm{D^0} \to \mathrm{K^-}\pi^+\pi^+\pi^-$ et $\mathrm{D^+} \to \mathrm{K^-}\pi^+\pi^+$ de grande quantité de mouvement. Les masses reconstruites (respec. $1866 \pm 3\ \mathrm{MeV}/c^2$ et $1868 \pm 2\ \mathrm{MeV}/c^2$) conduisent à une erreur relative de 0,11%, qui peut provenir d'une mauvaise correction de la perte d'énergie des traces ou d'une erreur de mesure du champ magnétique, dont dépend le calcul de la quantité de mouvement des particules. La méthode de reconstruction contrainte permet de limiter l'erreur absolue à 2 MeV/c^2 , pour la masse calculée pour le $\mathrm{B_s}$ [33].

$$\boxed{\boxed{m_{\mathrm{B_s}} = 5383 \pm 19\ (\text{stat.} + \text{syst.}) \pm 2\ (\text{échelle de masse})\ \mathrm{MeV}/c^2}}$$

4.12 Comparaison avec les autres expériences

Trois autres collaborations ont observé directement le méson $\mathrm{B_s}$: OPAL et ALEPH sur l'accélérateur LEP, et CDF au Tevatron.

4.12.1 OPAL

Historiquement, OPAL est la première collaboration à avoir observé en 1991 la désintégration d'un $\mathrm{B_s} \to J/\psi\ \phi$, avec $J/\psi\ \to e^+e^-$ et $\phi \to \mathrm{K^+K^-}$.

La première publication [25] cite pour cet événement, non compatible avec la réflexion du $\mathrm{B_d} \to J/\psi\ \mathrm{K}\pi$, une masse de 5360 ± 70 MeV/c^2 . Une publication plus récente [26] prend en compte les événements enregistrés en 1992. Aucun autre événement n'a été reconstruit dans le canal $J/\psi\ \phi$. Par contre, l'analyse de l'événement candidat observé en 1991 a été améliorée et bénéficie d'une méthode de reconstruction contrainte par les masses des états intermédiaires, qui permet de diminuer l'erreur statistique de mesure à 19 MeV/c^2 . Avec les erreurs systématiques, la masse reconstruite est de $5359 \pm 19 \pm 7$ MeV/c^2 . L'événement est représenté sur la figure 4.40.

Par ailleurs, six candidats $\mathrm{B_s}$ ont été reconstruits dans le canal $\mathrm{D_s}\pi$, avec une masse comprise entre 5,1 et 5,5 MeV/c^2 . Un ajustement effectué sur l'histogramme de masse des événements candidats (figure 4.41), et qui prend en compte le signal, les événements $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*}\pi$ et le fond combinatoire conduit à une masse moyenne de 5370 ± 40 MeV/c^2 , compatible avec la masse du candidat $J/\psi\ \phi$.

4.12.2 ALEPH

A partir des 1,1 million de désintégrations du Z enregistrées entre 1990 et 1992, la collaboration ALEPH a observé [19] deux événements $\mathrm{B_s}$ incompatibles avec la réflexion d'un $\mathrm{B_d}$.

Un très bel événement a été reconstruit dans le canal $\psi'\phi$, avec $\psi' \to \mu^+\mu^-$ et $\phi \to \mathrm{K^+K^-}$ (figure 4.42). Grâce à la masse élevée des produits de désintégration et à la précision de la mesure, cet événement bénéficie d'une très faible erreur statistique. La masse de l'événement est de $5368,4 \pm 4,3$ MeV/c^2 . L'application d'un facteur d'échelle pour corriger les erreurs des traces conduit à augmenter de 30% l'erreur sur la masse du candidat, soit $m_{\psi'\phi} = 5368,4 \pm 5,6$ MeV/c^2 .

Un deuxième candidat a été reconstruit dans le canal $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s}\pi$, avec une masse de 5401 ± 77 MeV/c^2 . Bien qu'aucun photon d'énergie supérieure à 500 MeV n'ait été observé, la possibilité d'une désintégration $\mathrm{B_s} \to \mathrm{D_s^*}\pi$ ne peut être écartée.

Chacun des événements est accompagné d'un kaon, neutre pour le $\psi'\phi$ et chargé pour le $\mathrm{D_s}\pi$, dont on attend la production associée avec les mésons $\mathrm{B_s}$. En effet, l'habillage du quark b en $\mathrm{B_s}$ par l'intermédiaire d'une paire $s\bar{s}$ laisse un quark étrange libre et il est fortement probable que ce quark s'hadronise en un K, neutre ou chargé.

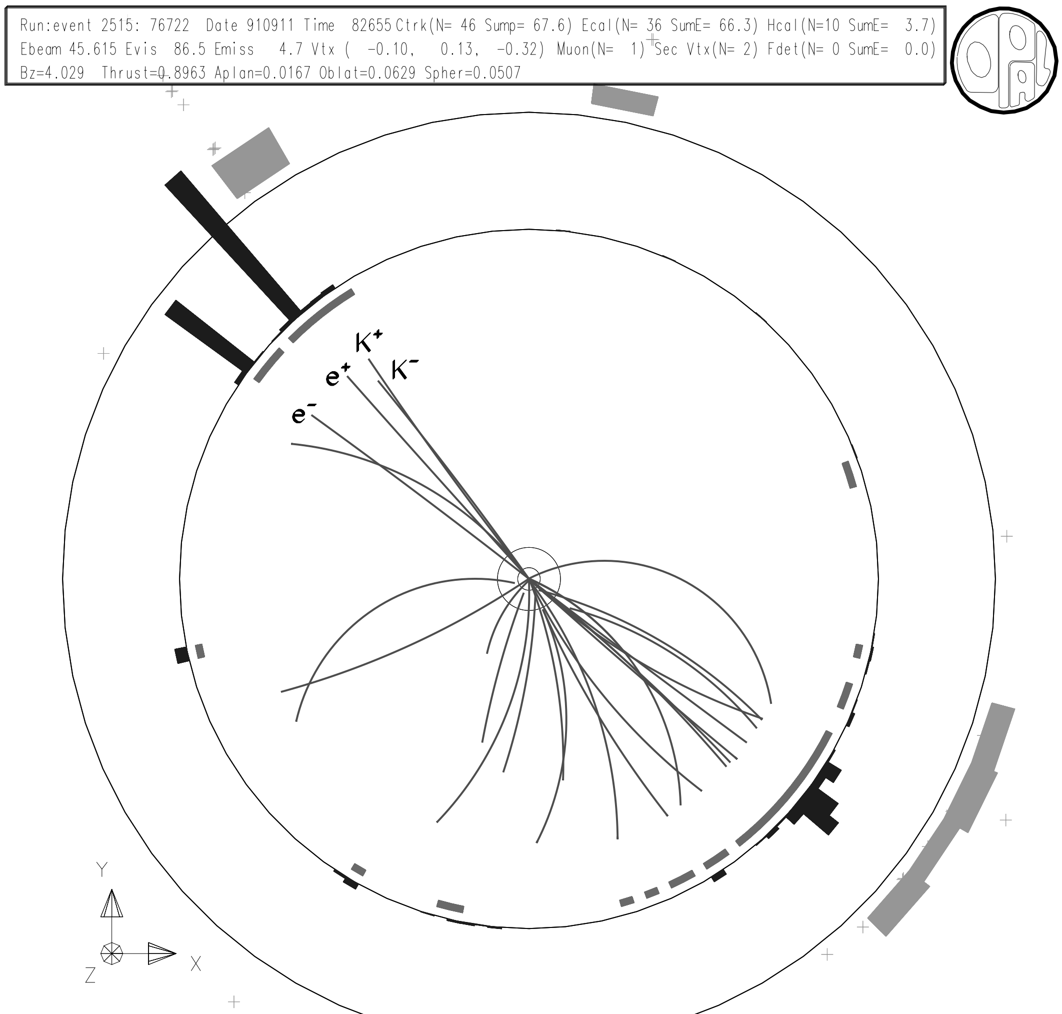


Fig. 3

Figure 4.40: Visualisation de l'événement $B_s \to J/\psi\ \phi;\ J/\psi\ \to e^+e^-; \phi \to K^+K^-$ observé en 1991 dans le détecteur OPAL.

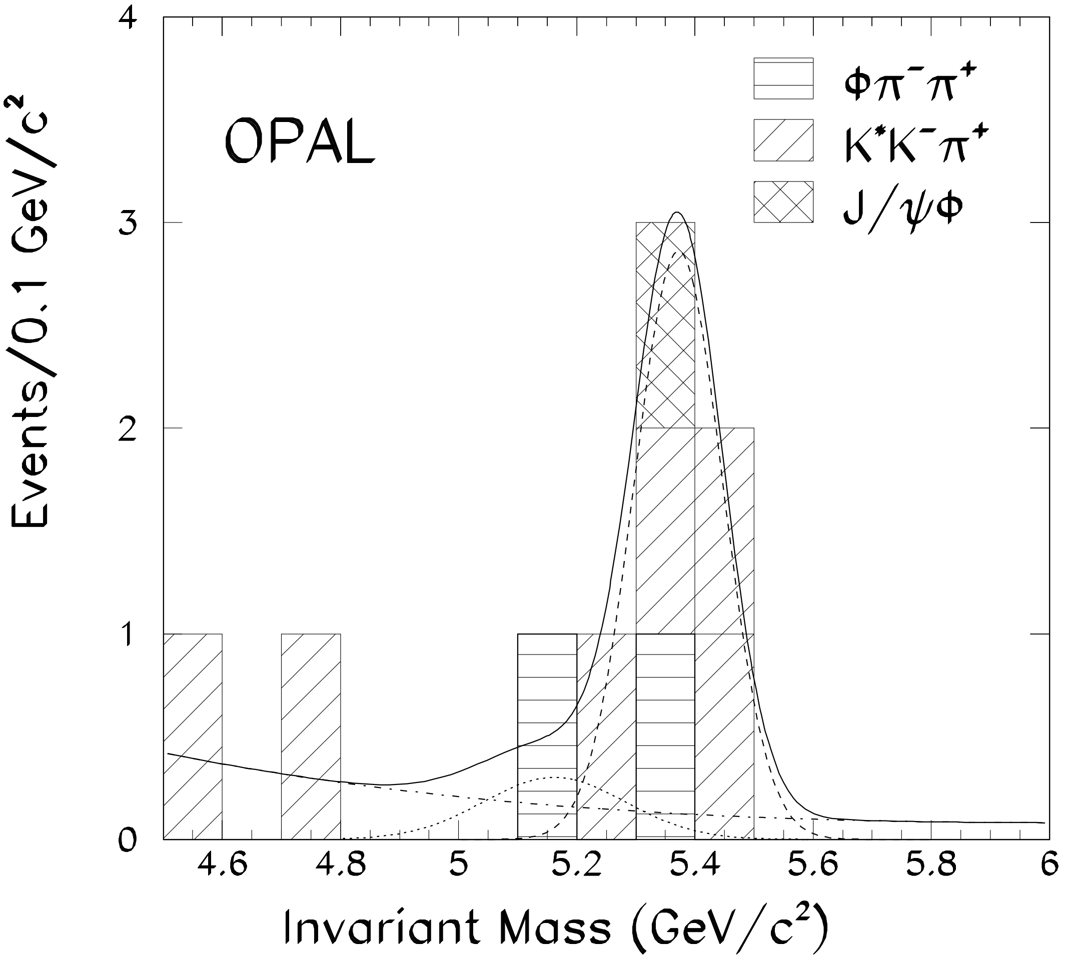


Fig. 5

Figure 4.41: Histogramme de masse des candidats B_s reconstruits par OPAL avec les données collectées entre 1990 et 1992. L'ajustement effectué sur l'histogramme de masse prend en compte le signal (courbe gausienne en tirets), les événements $B_s \to D_s^* \pi$ (courbe gausienne en pointillés) et le fond combinatoire (courbe en tirets-pointillés).

La masse moyenne des deux candidats est de $5368,8 \pm 5,6 \pm 1,5$ MeV/c^2 .

A ce jour, aucun candidat $J/\psi\ \phi$ ou $\psi'\phi$ supplémentaire n'a été observé.

4.12.3 CDF

L'expérience CDF, située au collisionneur $p\bar{p}$ Tevatron, a plusieurs atouts pour ce type d'analyse :

- la section efficace de production $b\bar{b}$ est élévée ;

- la désintégration très propre du B_s en $J/\psi\ \phi$ est reconstruite avec un rapport signal sur bruit relativement bon, grâce à la signature des deux μ et à la résonance étroite du ϕ ;

- les modules de reconstruction de trace incluent un détecteur de vertex à quatre couches, placées à des rayons variant de 2,9 à 7,9 cm de la zone d'interaction primaire, une chambre à échantillonage temporel et une chambre centrale qui permettent de reconstruire précisement les traces.

Par contre, aucun module d'identification ne permet de signer les K.

L'expérience CDF a observé en 1993 un signal de $14,0 \pm 4,7$ événements candidats $B_s \to J/\psi\ \phi$ à partir de collisions $p\bar{p}$ pour une luminosité intégrée de 12,5 pb^{-1} [20]. La masse moyenne de ces candidats est de $5383,3 \pm 4,5 \pm 5,0$ MeV/c^2 .

Plus récemment, une nouvelle analyse avec une statistique accrue (19,3 pb^{-1}) a conduit à la valeur $5367,7 \pm 2,4 \pm 4,8$ MeV/c^2 , à environ trois écarts-standard de la précédente valeur [21]. L'écart important entre les deux valeurs s'explique par le changement de la méthode d'analyse pour les deux lots de données, suite à la découverte d'un problème.

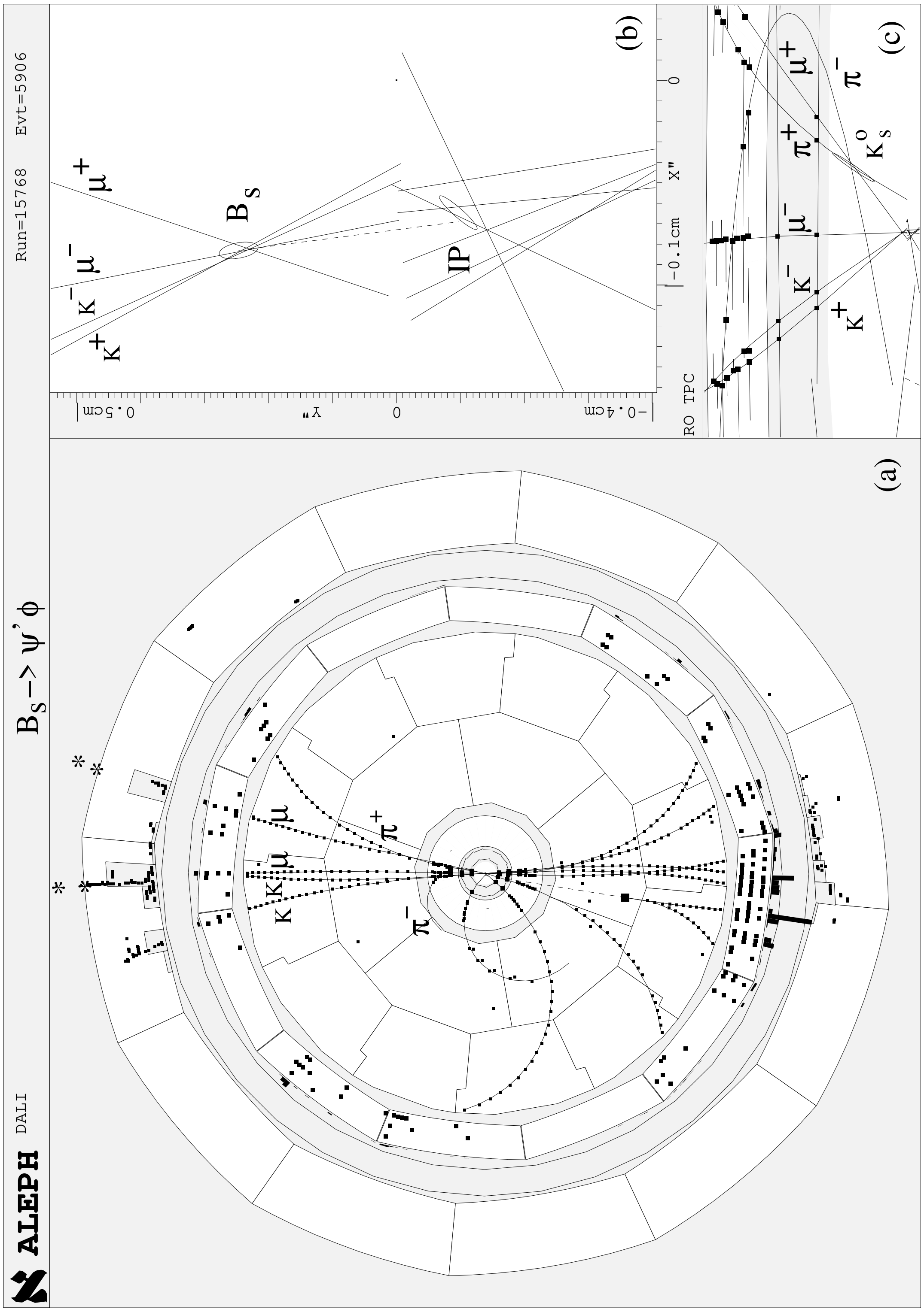


Figure 4.42: Visualisation de l'événement $\mathrm{B_s} \to \psi(2S)\ \phi;\ \psi(2S) \to \mu^+\mu^-; \phi \to K^+K^-$ observé en 1992 dans le détecteur ALEPH.

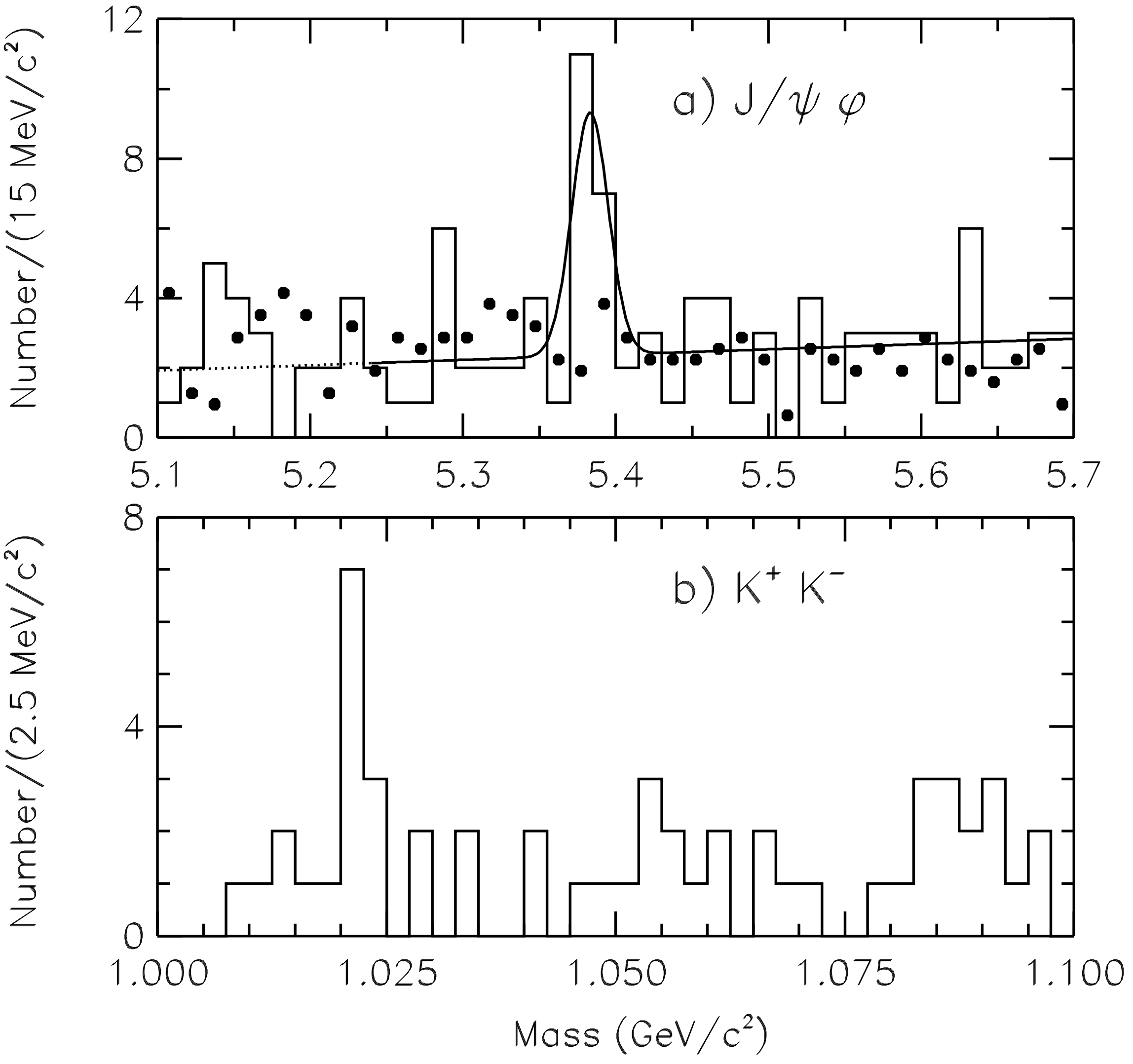


Figure 4.43: (a) histogramme de masse $K^+K^-\mu^+\mu^-$ des premiers événements candidats $B_s \to J/\psi\ \phi$ de CDF. (b) histogramme de masse K^+K^- des événements à ± 20 MeV/c^2 du pic de masse précédent. On remarque une accumulation à la masse du ϕ.

4.13 Conclusion

A partir des 3,2 millions de désintégrations hadroniques du Z enregistrées entre 1991 et 1994, nous avons reconstruit quatre candidats[12].

L'événement dans le canal $J/\psi\ \phi$ est très bien protégé des sources de fond, et l'erreur sur la mesure expérimentale de la masse est faible, grâce à la cinématique de la désintégration. Bien que cet événement soit compatible avec la réflexion de la désintégration du méson $\mathrm{B_d}$ en J/ψ $\mathrm{K}\pi$, l'hypothèse $\mathrm{B_s}$ est 11 fois plus probable que l'hypothèse $\mathrm{B_d}$.

La mesure de la masse des trois candidats supplémentaires dans les canaux comportant un état $\mathrm{D_s}$ est moins précise que celle du $J/\psi\ \phi$, et la contamination due aux sources de fond plus importante. Néanmoins, l'accumulation des quatre événements à des masses voisines permet de valider l'observation exclusive du méson $\mathrm{B_s}$.

Une méthode de maximum de vraisemblance qui inclue la contribution du signal et des différentes sources de fond conduit à la valeur :

$$\boxed{m_{\mathrm{B_s}} = 5383 \pm 19 \text{ (stat. + syst.)} \pm 2 \text{ (échelle de masse) MeV}/c^2}$$

L'étude précise des dépendances du dE/dx devrait nous permettre dans un proche avenir de mieux maitriser l'identification par la mesure de la perte d'énergie. Dans le cas où le nouvel étalonage du dE/dx permettrait de lever les problèmes des traces du candidat $\mathrm{B_s} \rightarrow \psi'\phi$, la masse la plus probable avec cet événement supplémentaire deviendrait :

$$m_{\mathrm{B_s}} = 5370 \pm 12 \text{ (stat. + syst.)} \pm 2 \text{ (échelle de masse) MeV}/c^2$$

La valeur moyenne mondiale

Les masses mesurées par les trois expériences ALEPH, DELPHI, OPAL au LEP et par CDF au Tevatron sont regroupées sur la figure 4.45. La valeur moyenne mondiale est égale à :

$$m_{\mathrm{B_s}} = 5368,7 \pm 3,7 \text{ (stat. + syst.) MeV}/c^2$$

[12] A la suite d'un problème récemment découvert concernant la mesure de la géométrie des plaquettes du nouveau détecteur de vertex, les erreurs sur la coordonnée z des traces sont erronées. En conséquence, la reconstruction de vertex à n traces, associée à une probabilité de χ^2 minimale, est d'autant plus pénalisée par ces erreurs mal estimées que le nombre de traces augmente. Ceci explique que nous avons pu reconstruire environ 50% des événements à deux traces $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^+$ attendus en 1994, mais qu'aucun candidat $\mathrm{B_s}$ à quatre ou six traces n'a été observé.

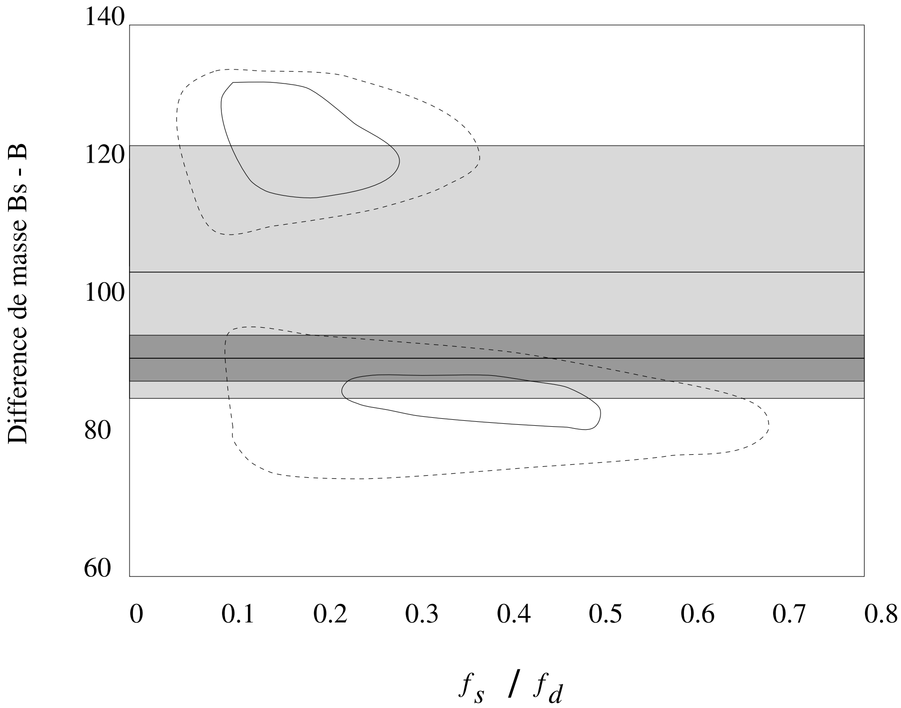


Figure 4.44: Domaines de solutions trouvés par l'expérience CUSB dans le plan $(m_{\mathrm{B_s}} - m_{\mathrm{B}}, f_s/f_d)$. Le domaine de masse obtenu avec les quatre candidats $\mathrm{B_s}$ (grisé léger) est au milieu des deux domaines et l'erreur associée est trop importante pour rejeter un des deux domaines. Par contre, l'une des deux valeurs possibles de CUSB est en bon accord avec la valeur moyenne mondiale.

La valeur obtenue est comparée aux deux domaines de solutions précédemment trouvés par l'expérience CUSB. Notre mesure se trouve au milieu des deux domaines et la résolution ne permet pas de confirmer ou de rejeter une des deux solutions. Par contre, la valeur moyenne mondiale est en accord avec l'une des solutions trouvées par CUSB : $m_{\mathrm{B_s}} - m_{\mathrm{B}} = 82,5 \pm 2,5$ MeV/c^2 (figure 4.44).

4.13.1 La mesure de la masse du $\mathrm{B_s}$

La mesure de la masse du $\mathrm{B_s}$ permet de tester le caractère prédictif des modèles de quarks et des modèles effectifs, comme le montre le bon accord entre la masse prédite par la théorie au chapitre 2 et la masse effectivement mesurée au chapitre 4.

Trois expériences situées sur l'accélérateur LEP (ALEPH, DELPHI et OPAL), et qui sont équipées de modules de reconstruction de traces et d'identification, ont observé directement des mésons $\mathrm{B_s}$, avec un très faible bruit de fond.

Si l'expérience CDF au Tevatron bénéficie d'une plus importante section efficace $b\bar{b}$

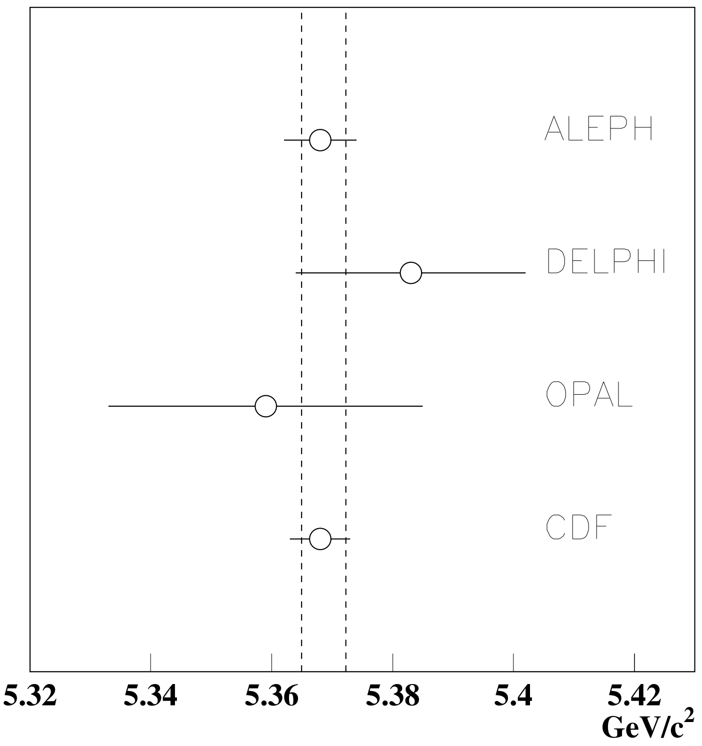


Figure 4.45: Valeurs de la masse du méson B_s mesurées par les expériences ALEPH, DELPHI, OPAL et CDF. La valeur moyenne mondiale est comprise entre les deux traits pointilles.

qu'au LEP, le rapport signal sur bruit du signal est cependant moins favorable. De plus, la reconstruction des B_s qui souffre de l'absence totale d'identification est plus sensible au bruit de fond.

Les deux types de mesures, à partir de collisions e^+e^- et $p\bar{p}$, sont complémentaires : l'une par la pureté du signal obtenu, l'autre par le nombre d'événements enregistrés. Cette importante statistique devrait permettre dans un proche avenir la mesure de la durée de vie du B_s à partir d'événements exclusifs J/ψ ϕ et $D_s\pi$.

4.13.2 Contraintes sur les paramètres de la matrice CKM

L'étude des mésons B_s présente un grand intérêt, comme en témoignent les nombreuses études actuelles et à venir sur la mesure du paramètre x_s du mélange des B_s. Le rapport

x_d/x_s, proportionnel à V_{td}/V_{ts} permettra de mieux contraindre la matrice de CKM. A ce jour, seules des limites inférieures sur la valeur de x_s ont pu être déduites des résultats expérimentaux.

Plus tard, le collisionneur hadronique LHC [29, 30] devrait permettre de nombreuses études des mésons beaux, dans une phase à basse luminosité. En particulier, la reconstruction exclusive des $\mathrm{B_s}$ dans le canal $\mathrm{D_s^-}(\phi\pi^-)\pi^+$, à partir des données enregistrées en un an, permettrait de mesurer x_s jusqu'à une valeur de 40. Rappelons que la limite supérieure actuelle sur x_s est de 8,5 [28], alors que ce paramètre peut avoir une valeur comprise entre 5 et 60 dans le cadre du modèle standard.

Bibliographie

[1] J. Lee-Franzini et al., Hyperfine splitting of B mesons and B_s production at the $\Upsilon(5S)$, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2947-2950.

[2] H. Albrecht et al., Observation of $B^0 - \bar{B}^0$ mixing, Phys. Lett. **192 B** (1987) 245.

[3] M. Jimack, B-physics at LEP, Présentation a Moriond electro-weak, mars 1995.

[4] P. Abreu et al., Evidence for B_s meson production in Z decays, Phys. Lett. **B289** (1992) 199-210.

[5] A. Stocchi, Mesures de la durée de vie du méson B_s avec le détecteur DELPHI à LEP, thèse soutenue le 10 mai 1993 à ORSAY.

[6] M. Zito, Etude de la production de mésons B_s dans l'expérience DELPHI, thèse soutenue le 14 juin 1993 à ORSAY.

[7] J.Bijnens and F.Hoogeveen, Two Body decays of B_s mesons, CERN-TH.6449/92.

[8] P. Abreu et al., Production rate and decay lifetime measurements of B_s mesons at LEP using D_s and ϕ mesons, Zeit. Phys. C.

[9] R.Akers et al, Observations of π-B charge flavor correlations and resonant $B\pi$ and BK production, Zeit. Phys. C.

[10] J.Ellis, M.K. Gaillard et D.V. Nanopoulos, On the weak decay of high-mass hadrons, Nucl. Phys. **B100** (1975) 313-328.

[11] M.K. Gaillard et B.W. Lee, $\Delta I = \frac{1}{2}$ rule for nonleptonic decays in asymptotically free field theories, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 108-111.

[12] D. Kakirov et B. Stech, F and D decays, Nucl. Phys. **B133** (1978) 315-326.

[13] M. Bauer et B. Stech, Exclusive D decays, Nucl. Phys. **B152** (1985) 380-384.

[14] G. Altarelli, R. Kleiss et C. Verzegnassi, Z physics at LEP 1, Volume 1 : Standard physics, CERN 89-08, rapport jaune du CERN.

[15] J.G. Smith, B physics at threshold, recent results from Argus and Cleo, Les rencontres de physique de la vallée d'Aoste, comptes rendus de la conférence de La Thuile, 6-14 mars 1994.

[16] M.Wirbel, B.Stech et M.Bauer, Z. Phys. **C29** (1985) 637.

[17] M.Bauer, B.Stech et M.Wirbel, Z. Phys. **C34** (1987) 103.

[18] Particles and Fields, Phys.Rev **D50** (1994) 1173-1826.

[19] First measurement of the B_s meson mass, Phys. Lett. **B311** (1993) 425-436.

[20] Observation of the decay $B_s \to J/\psi\ \phi$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.

[21] Mass and lifetime measurement with exclusive B reconstruction at CDF. Jonathan D. Lewis, Collaboration CDF, FERMILAB-CONF-94-128-E, Jul 1994. 14pp. Présentation aux huitièmes Rencontres de Physique de la Vallee d'Aoste: Results and Perspectives in Particle Physics, La Thuile, Italy, 6-12 Mar 1994.

[22] G. Altarelli, R. Kleiss et C. Verzegnassi, Z physics at LEP 1, Volume 3: event generators and software, CERN 89-08, rapport jaune du CERN, 19.

[23] G. Bonneau et F. Martin, Hard photon emission in e^+e^- reactions, Nucl. Phys. **B27** (1971) 381-397.

[24] Jean-Luc Fousset, Mesure des durées de vie des mésons beaux chargés et neutres en reconstruisant les canaux exclusifs de désintégration contenant un J/ψ avec le détecteur DELPHI au LEP. Thèse soutenue le 24 avril 1994.

[25] P.D. Acton et al, Evidence for the existence of the strange B flavored meson B_s in Z decays, Phys. Lett. bf B295 (1992) 357.

[26] P.D. Acton et al, Observation of exclusive decays of B mesons at LEP, Phys. Lett. **B337** (1994) 196-206.

[27] F. James, MINUIT, function minimisation and error analysis, version 92.1, CERN program library long writeup D506.

[28] R. Forty, CERN-PPE/94-154 (1994)

[29] Atlas, Technical proposal for a general purpose *pp* experiment at the large hadron collider, CERN/LHCC/94-43, LHCC/P2, 1994.

[30] CMS, the compact muon solenoid technical, CERN/LHCC/94-38, LHCC/P1, 1994.

[31] A precise empirical calibration of dE/dx in one prong tau decays, M.Dam, University of Oslo, note DELPHI 95-41 PHYS 484.

[32] FITVER, a multi-purpose fitting program for exclusive states, A.Ouraou, Saclay.

[33] P. Abreu et al, a measurement of the B_s meson mass, CERN-PPE-94-022, Feb 1994. 10pp., Phys. Lett. B324 (1994) 500-508.

Annexe A

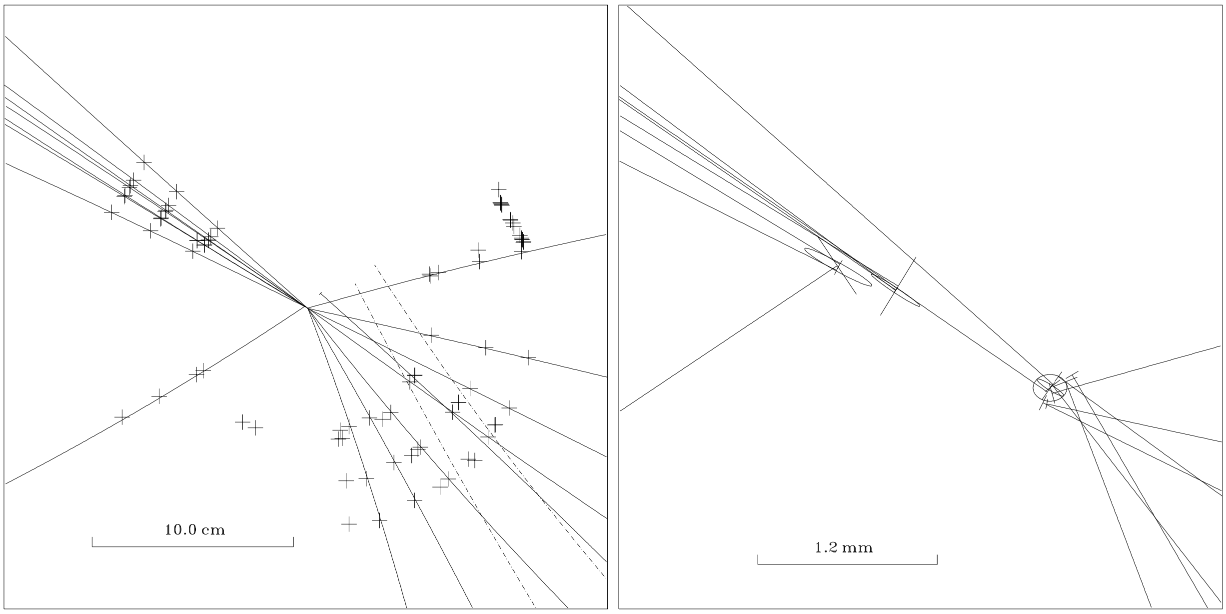
Compléments sur le détecteur DELPHI

Le détecteur de vertex — Principe de fonctionnement — Alignement — La chambre à échantillonage temporel — Principe de fonctionnement — Etalonnage — Alignement — L'identification des particules par mesure de l'ionisation — Interêt d'un détecteur complémentaire pour l'identification des particules — Le détecteur à imagerie annulaire à effet Tchérenkov — Description — L'identification des particules.

Le détecteur DELPHI est particulièrement adapté à l'étude de la beauté. Le détecteur de vertex permet de reconstruire précisement le point de désintégration des baryons beaux et d'améliorer la résolution sur la mesure de la quantité de mouvement. L'identification des particules secondaires chargées est assurée par la mesure de la perte d'énergie dans la chambre à échantillonage temporel et par la mesure de la vitesse dans le détecteur à imagerie Tchérenkov pour les particules suffisamment énergiques, associée à la mesure de la quantité de mouvement. Connaissant la nature des produits de désintégration, on peut déterminer la nature des particules belles.

A.1 Le détecteur de vertex

Les particules lourdes comme le lepton τ ou les particules belles et charmées produites dans les désintégrations du boson Z ont un durée de vie courte, de l'ordre de 10^{-12} seconde. Cependant, la distance qu'elles parcourent avant de se désintégrer peut



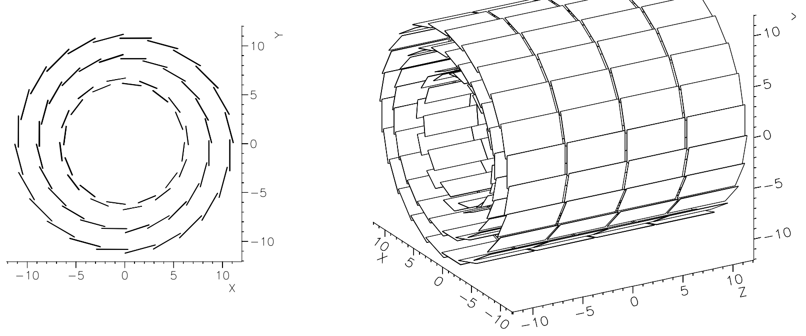
(a) (b)

Figure A.1: (a) Projection dans le plan xy d'un evénement hadronique réel reconstruit dans le détecteur de vertex de DELPHI. Les signaux électriques induits (croix) par le passage des particules chargées sont utilisés pour reconstruire les trajectoires. (b) Après extrapolation vers le point d'interaction, on trouve de droite à gauche le vertex primaire reconstruit où le boson Z s'est désintégré, le vertex d'une particule belle et enfin le vertex d'une particule charmée. La représentation adoptée associe à chaque vertex une ellipse correspondant à l'erreur à un écart standard sur la position du vertex. Chaque trace est représentée par une droite terminée par un segment perpendiculaire correspondant à l'erreur à un écart standard sur la détermination du paramètre d'impact par rapport au vertex dont elle est issue.

atteindre quelques millimètres grâce à leur grande énergie : un méson beau produit au LEP comme le B^+ ($c\tau = 387$ μm) parcourt en moyenne 2,5 mm. Le détecteur de vertex placé au voisinage du tube à vide permet de reconstruire précisement le point de passage des produits de désintégration chargés et par extrapolation de déterminer le vertex de la particule mère (figure A.1).

DELPHI est équipé d'un détecteur de vertex au silicium à micro-bandes. Il est composé de trois couches (figure A.2) qui permettent de mesurer les coordonnées $(r, r\varphi)$ de passage des traces dans le plan transverse à l'axe des faisceaux. Depuis 1994, la première et la troisième couche sont équipées de bandes croisées qui permettent de mesurer en plus la coordonnée z. La figure A.3 représente une vue en coupe d'une couche équipée de bandes de lectures parallèles à l'axe z et d'une autre couche équipée de bandes de lectures parallèles et perpendiculaires à l'axe z.

Les particules traversant le semi-conducteur créent des paires électron-trou contenues dans un cylindre de 1 μm de diamètre environ autour de la trace. Les charges dérivent



(a) (b)

Figure A.2: Vue de face (a) et en perspective (b) du détecteur de vertex de DELPHI. Chacune des trois couches est segmentée en 24 secteurs, composés de quatre plaquettes. Les bords des plaquettes se chevauchent, assurant une couverture maximale de la zone d'interaction.

sous l'influence du champ électrique : les électrons vers la couche n^+, aussi appelée couche ohmique et les trous vers les bandes de lecture p^+. Pour un champ électrique de déplétion de 100 V, on a les valeurs suivantes :

	vitesse de dérive	durée max. de dérive
électrons	44,5 μm ns^{-1}	6,7 ns
trous	16 μm ns^{-1}	19 ns

Pendant la dérive, les charges diffusent à travers le silicium selon une loi gaussienne. La largeur de la distribution est donnée par $\sigma = \sqrt{2Dt}$, ou D est le coefficient de diffusion et t la durée de diffusion. Les trous créés au voisinage du plan ohmique diffusent plus longtemps que ceux créés près de la jonction p^+. Le signal est en conséquence la superposition de gaussiennes de largeurs différentes. L'écart standard de la distribution correspondante est d'environ 6 μm . On utilise pour localiser le passage d'une particule le centre de gravité des charges collectées qui donne une précision meilleure que la lecture simple des bandes d'aluminium. L'idéal serait de mesurer le signal sur le plus grand nombre possible de bandes de lecture pour reconstruire précisément la forme de la distribution de charge. On est cependant limité par le bruit de l'électronique : si le nombre de bandes touchées est grand, le signal recueilli est faible et on est rapidement noyé dans le bruit. En pratique, on mesure la distribution de charge sur trois bandes de lecture au plus.

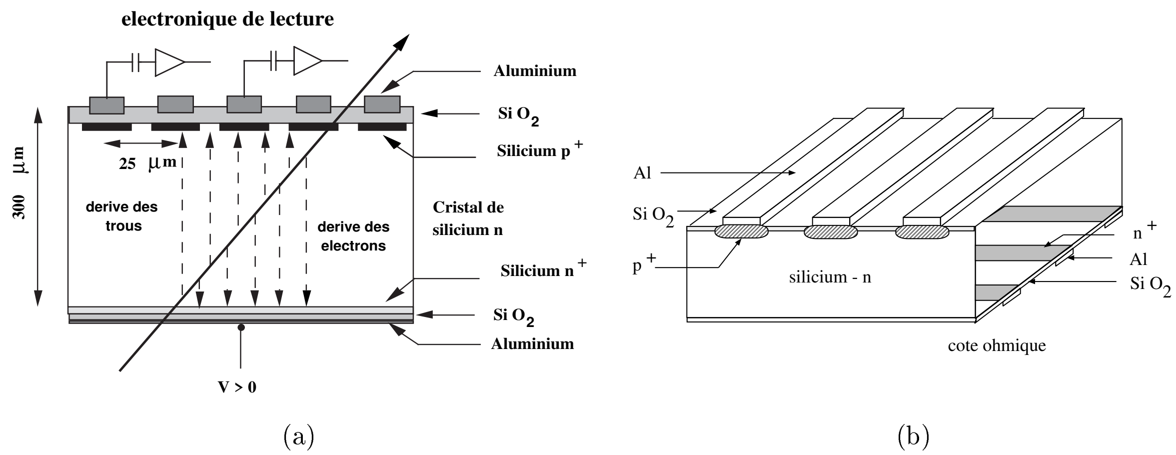


Figure A.3: Vue en coupe des deux types de plaquettes équipant le détecteur de vertex. (a) Les bandes de lecture parallèles à l'axe z ont une largeur de 7 μm et sont espacées de 25 μm avec une épaisseur de substrat de 300 μm (les dimensions ne sont pas respectées sur la figure). Une bande sur deux est équipée d'une électronique de lecture. (b) Plaquette équipée de bandes de lectures parallèles et perpendiculaires à l'axe z qui permet une reconstruction tri-dimensionnelle du point de passage des traces.

A.1.1 La mesure de la coordonnée z

Elle s'obtient par la segmentation du côté ohmique du détecteur en insérant des électrodes métalliques reliées à une zone dopée n^+. Cette simple opération n'est pas suffisante pour lire la position de la trace. En effet, la présence d'oxyde positif à l'interface Si-SiO$_2$ attire les électrons de dérive qui forment alors une couche court-circuitant les bandes métalliques de lecture. Il faut donc isoler les bandes les unes des autres [1, 2].

On utilise des couches déposées sur les bandes de lecture pour créer un champ électrique sur la surface ohmique, qui repousse les électrons par application d'une tension adéquate.

Chacun des 24 secteurs est équipé de quatre plaquettes, séparées en deux parties, soit deux plaquettes pour la partie de cote z positive et deux plaquettes pour la partie de cote z négative (figure A.2). La première plaquette est traversée par des traces plus ou moins perpendiculaires à l'axe des faisceaux alors que la seconde est traversée par des traces plus inclinées. On repèrera par la suite une plaquette par sa couche (1, 2 et 3 repectivement à 6,3 8,8 et 10,9 cm du point d'interaction) et par l'incidence des traces qui la traversent (a pour la plaquette adjacente au plan $z = 0$, b pour l'autre plaquette). Le tableau A.1 donne l'écartement entre bandes équipées d'une électronique de lecture du côté z positif. La résolution sur la mesure du point de passage d'une particule chargée dans une plaquette est de 8 μm en $r\varphi$ et de 20 μm / $\sin\theta$ en z.

plaquette	couverture angulaire approximative en degrés	écartement entre les bandes de lecture parallèles à l'axe z (coordonnée $r\varphi$)	écartement entre les bandes de lecture perpendiculaires à l'axe z (coordonnée z)
1a	$25 < \theta < 43$	50 μm	50 μm
1b	$43 < \theta < 90$	50 μm	150 μm
2a	$36 < \theta < 55$	50 μm	pas équipé
2b	$55 < \theta < 90$	50 μm	pas équipé
3a	$43 < \theta < 62$	50 μm	42 μm
3b	$62 < \theta < 90$	50 μm	84 μm

Tableau A.1: Couverture angulaire et écartement entre bandes de lecture équipée d'une électronique de lecture des plaquettes du détecteur de vertex. L'accroissement de l'écartement entre bandes de lecture pour les plaquettes périphériques permet de conserver un signal convenable pour les particules très inclinées. Si l'écartement était gardé constant, la charge serait distribuée sur un nombre important de bandes et on perdrait en rapport signal sur bruit.

A.1.2 L'alignement du détecteur de vertex

La précision intrinsèque liée à la diffusion des trous sur la mesure du point de passage d'une trace dans une plaquette du détecteur de vertex est de 6 μm. Il importe de localiser précisement le détecteur de vertex dans l'espace pour pouvoir utiliser pleinement ses capacités [3].

L'alignement mécanique Chacun des 24 secteurs d'une couche contient deux sphères de référence situées au bord des bandes de lecture. La position des bandes est déterminée par mesure optique par rapport à ces deux sphères avec une précision de 2 μm. Les secteurs sont alors assemblés sur leurs supports, formant deux demi-cylindres. Une nouvelle mesure optique permet de déterminer la position radiale des secteurs à 23 μm près. La précision globale sur la position des bandes de lecture est de 25 μm . Les deux demi-cylindres du détecteur de vertex sont alors assemblés autour du tube à vide.

L'alignement par analyse des données La première étape consiste à l'alignement interne. Pour ajuster les positions relatives des secteurs entre eux, on utilise :

- les traces chargées des désintégrations hadroniques du Z qui traversent la zone de recouvrement de chaque paire de secteurs adjacents (figure A.4);
- les événements à deux muons traversant deux secteurs opposés pour aligner les deux demi-cylindres du détecteur de vertex;
- les événements à deux muons mesurés dans les trois couches.

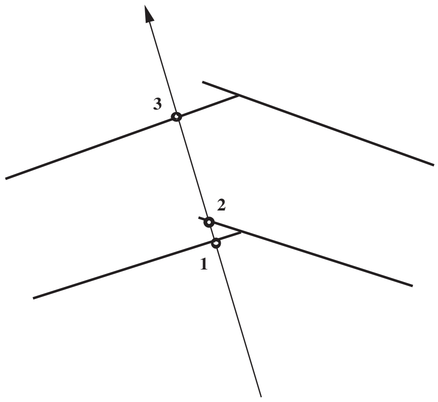


Figure A.4: Exemple de trace traversant la zone de recouvrement en φ des plaquettes. Une partie de l'alignement du micro-vertex par analyse des données se fait en déplacant les plaquettes les unes par rapport aux autres pour minimiser la distance entre l'arc joignant le point 1 au point 3 et le point 2.

Une autre étude basée sur la mesure des paramètres d'impact des traces par rapport à la zone d'interaction primaire en fonction de leur angle polaire θ permet de corriger les effets de torsion ($\approx 30\mu$m à $z = 100\mu$m) des secteurs liés à la légèreté de leur support.

Après l'alignement relatif des secteurs, le détecteur de vertex est considéré comme un corps rigide. Il reste encore à déterminer sa position absolue dans le référentiel de DELPHI. Les 6 nouvelles constantes d'alignement (trois translations, trois rotations) sont calculées à partir d'événements $\mathrm{Z} \rightarrow \mu^+\mu^-$ en minimisant le carré des résidus par rapport au détecteur externe.

A.2 La chambre à échantillonage temporel

C'est le module principal de reconstruction des traces. Il se présente extérieurement comme un cylindre de 1,216 m de rayon et de 3,34 m de longueur séparé en deux parties par un plan conducteur situé à la cote $z = 0$ et porté à une haute tension négative de -25 kV(figure A.5). Le volume interne de la T.P.C. dont le rayon varie de 32,5 cm à 116,1 cm a une longueur utile de 2×1,33 m. Il est rempli d'un mélange de 20% de méthane et de 80% d'argon dont la pression est maintenue à une valeur fixe légèrement supérieure à la pression atmosphérique. Ceci permet de stabiliser la vitesse de dérive qui est sensible au champ électrique de dérive et à la pression.

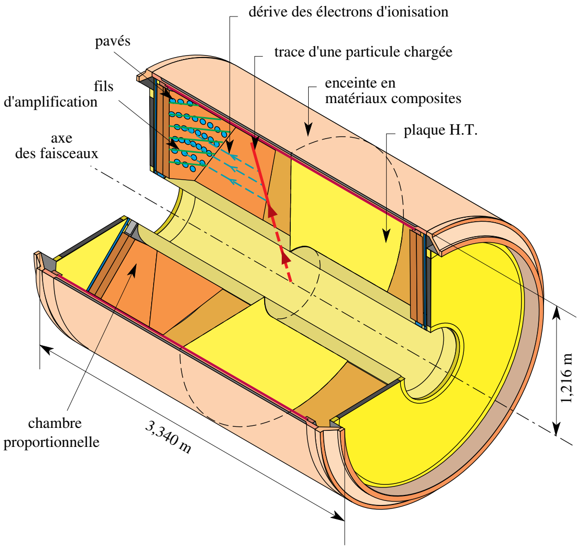


Figure A.5: Vue en perspective de la chambre à échantillonage temporel de DELPHI.

A.2.1 Principe de fonctionnement de la T.P.C.

Lorsqu'une particule chargée traverse la T.P.C., elle ionise le gaz sur son passage à raison d'environ 70 paires électrons-ions primaires par cm. Les électrons d'ionisation dérivent à une vitesse voisine de 7 cm/μs dans le volume gazeux sous l'action du champ électrique parallèle à l'axe du cylindre avant d'atteindre les chambres à fils de détection, situées aux extrémités de la T.P.C. : les électrons d'ionisation produits dans la partie $z > 0$, resp. $z < 0$, dérivent vers les chambres à fils situées à $z = 133,3$ cm, resp. $z = -133,3$ cm.

La dérive des électrons d'ionisation

L'homogénéïté du champ de dérive est assurée par des bandes conductrices formant des anneaux collés à l'intérieur du volume de dérive, sur la face externe du cylindre de plus petit rayon et sur la face interne du cylindre de plus grand rayon, l'ensemble formant une cage électrostatique. Ces bandes conductrices sont reliées entre elles par des résistances et permettent d'obtenir un dégradé de potentiel de -25 kV, au niveau de la plaque H.T médiane, à 0 V à la grille cathodique, à l'entrée des chambres à fils. Le champ de dérive correspondant est de 180 V/cm.

Pendant la dérive, la diffusion perpendiculaire des électrons est fortement atténuée grâce à la présence du champ magnétique parallèle au champ électrique : les électrons s'enroulent autour des lignes de champ magnétique. Pour un champ nul, la diffusion perpendiculaire typique d'un électron est de $\sigma_\perp^0 = 500\ \mu\text{m} / \sqrt{l}$, où l est la longueur de dérive exprimée en cm. En présence d'un champ, la diffusion transverse est donnée par :

$$\sigma_\perp = \frac{\sigma_\perp^0}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \tag{A.1}$$

où ω est la fréquence cyclotron de l'électron ($\omega = eB/m_e$), τ est la valeur moyenne de la durée entre deux collisions ($\approx$ 20 ps), soit $\omega\tau \approx V_d\ B/E$, ce qui conduit à une réduction d'un facteur 5 environ de la diffusion perpendiculaire [8].

C'est grâce à la cage électrostatique qui permet d'obtenir un champ électrique de dérive très homogène et au champ magnétique parallèle au champ électrique que la mesure de la position des électrons primaires ayant dérivé sur des distances allant jusqu'à 1,33 m reste significative.

La détection des électrons

Après dérive dans le volume gazeux, les électrons d'ionisation pénètrent dans les chambres à fils. Ils sont alors violemment accélérés par le champ électrique intense qui règne au voisinage des fils anodiques et acquièrent assez d'énergie pour créér des paires électron-ion secondaires. Les électrons secondaires sont à leur tour accélérés, et le cycle continue. Le résultat est une avalanche qui se développe autour des fils anodiques. Les électrons, très mobiles, sont absorbés par les fils en quelques nanosecondes. Les ions Ar^+ perdent rapidement leur charge en arrachant un électron aux molécules de CH_4. Les ions CH_4^+, environ 2000 fois moins rapides que les électrons, dérivent plus lentement vers la plaque H.T. centrale. C'est le déplacement des charges positives qui induit un signal mesurable sur les fils anodiques et sur les damiers du plan cathodique.

Les chambres à fils

Chacune des extrémités de la T.P.C. comporte 6 secteurs (figure A.7) couvrant un angle de $\varphi = 60^0$ chacun. Chaque secteur comporte trois plan de fils, communément appelés grilles (figure A.6).

La grille-porte Elle est située à 14 mm du plan cathodique. Les fils de cette grille sont alternativement soumis à un potentiel fixe, +30 V pour les uns et −30 V pour les autres. Cette polarisation permet de neutraliser 80% des ions CH_4 produits lors de l'avalanche qui remontent lentement vers le volume de dérive pour une perte d'environ 20% des électrons d'ionisation qui arrivent du volume de dérive. On diminue ainsi les distorsions du champ dues à l'accumulation de charges positives dans le volume de dérive.

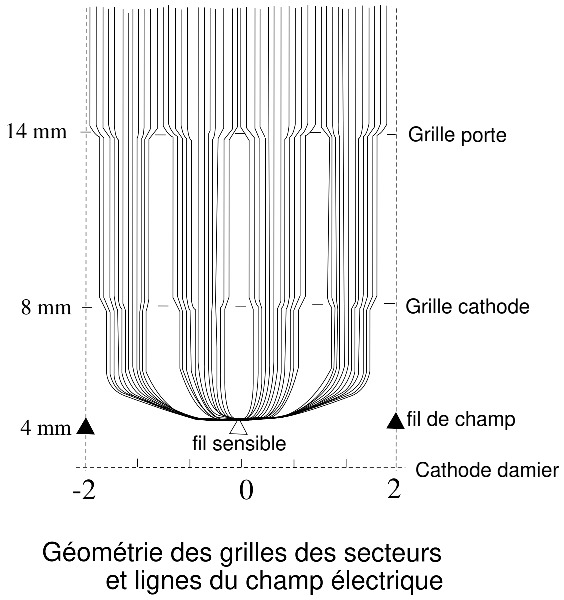


Figure A.6: Disposition des fils et lignes de champ électrique dans chambres proportionnelles. La grille-porte permet d'absorber une grande partie des ions secondaires créés dans l'avalanche. La grille cathodique, portée à un potentiel nul, délimite la zone entre espace de dérive et chambre d'amplification. Les fils sensibles sont portés à un potentiel de 1435 V et engendrent dans leur voisinage un champ électrique intense. Les fils de champ permettent d'isoler les fils de champ les uns des autres pour éviter la diaphonie.

La grille cathodique Elle est située à 8 mm du plan cathodique. Ses fils sont reliés à la terre et définissent la séparation entre volume de dérive et amplification.

Les fils sensibles et fils de champ Les 192 fils sensibles de 20 μm de diamètre sont espacés de 4 mm et soumis à un potentiel de 1435 V. Ils sont situés à 4 mm du plan cathodique. La tension appliquée correspond à une multiplication des électrons primaires de l'ordre de 20000 et se situe dans le domaine d'amplification proportionnelle, ce qui permet de mesurer la perte d'énergie linéïque des particules chargées. En fonction de leur position sur le secteur, les fils sensibles ont une longueur variable, allant de 365,5 mm à 1095,5 mm. Pour limiter la diaphonie entre fils sensibles voisins, on a intercalé des fils de champ soumis à un potentiel fixe de 60 V. Tout se passe alors comme si les fils sensibles étaient indépendants. Le signal électrique est mesuré par lecture capacitive sur les fils[1]. L'espace mort entre secteurs adjacents est de 29 mm.

Le plan cathodique La partie active est constituée d'une feuille de cuivre sur laquelle on a découpé 16 rangées de pavés (figure A.7). Chacun de ces pavés est relié à une électronique de lecture. L'ensemble du plan est relié à la masse. C'est le déplacement

[1]Les fils sont reliés à des préamplificateurs montés directement sur les secteurs à l'extérieur de la T.P.C.

des ions positifs créés dans les avalanches sur les fils anodiques qui induit des signaux par couplage capacitif sur les deux ou trois pavés de chaque rangée située au regard des fils touchés. Le numéro de la rangée permet de déterminer la coordonnée r. Le barycentre des charges collectées sur les pavés d'une rangée permet de déterminer la coordonnée φ. On peut ainsi mesurer jusqu'à 16 points (r, φ) par trace ayant traversé la T.P.C. La mesure conjointe du temps de dérive, corrigée du temps de propagation des signaux dans les câbles, permet de déterminer la coordonnée z.

Chaque secteur comprend 192 fils sensibles, 16 rangées comportant de 64 à 144 pavés, soit un total de 22464 canaux électroniques à lire pour les 12 secteurs de la T.P.C.

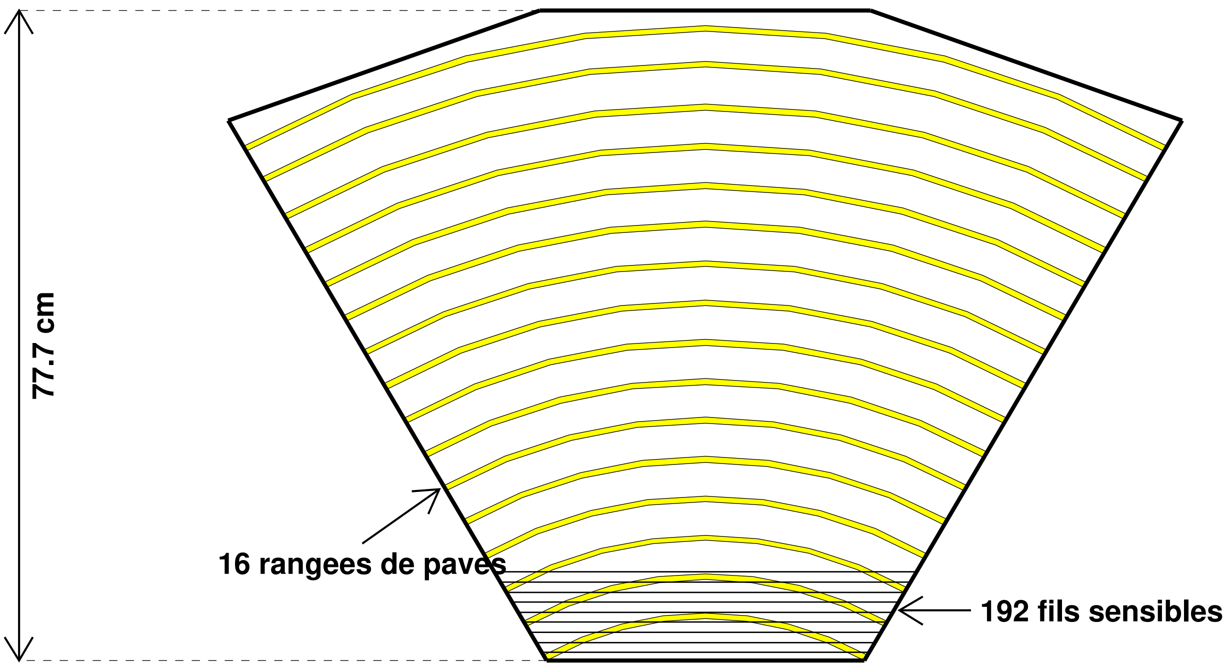
Les signaux électriques recueillis sur les fils permettent de mesurer jusqu'à 192 échantillons de la perte d'énergie par ionisation de la particule. Les signaux induits sur les pavés permettent de localiser dans le plan $r\varphi$ jusqu'à 16 points d'impact des électrons d'ionisation et donc de reconstruire en projection la trajectoire des particules chargées. La troisième coordonnée z s'obtient par mesure du temps de dérive t_d des électrons. La connaissance de la vitesse de dérive V_d des électrons et de la durée de dérive t_d des électrons entre l'instant de leur production au croisement des faisceaux[2] et l'instant de leur détection dans les chambres à fils permet de déterminer la distance de dérive : $z = V_d \times t_d$.

A.2.2 Etalonnage de la T.P.C.

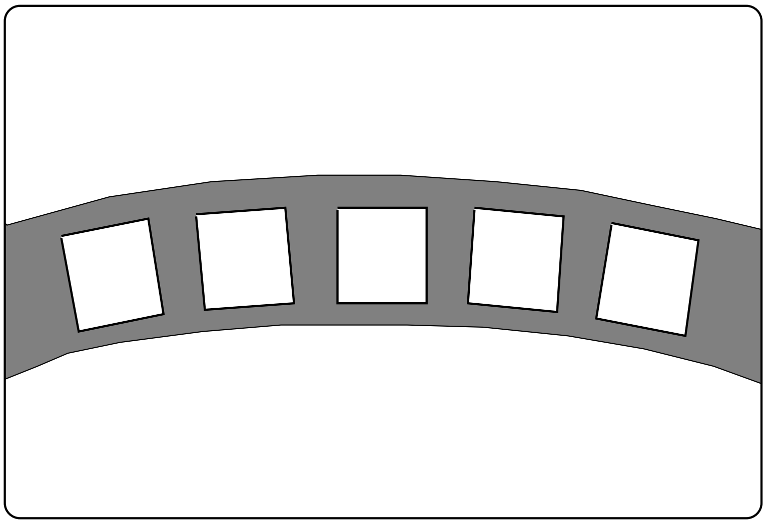
La reconstruction des trajectoires des traces chargées à partir des données brutes enregistrées par la T.P.C. nécessite l'étalonnage soigneux de plusieurs paramètres : vitesse de dérive, temps de réponse et réglage des seuils de l'électronique de lecture, courbe de conversion analogique-numérique des digitiseurs, ... De plus, l'analyse des données réelles en différé permet de corriger les distorsions du champ qui affectent la reconstruction des traces.

Etalonnage avec les lasers Chacun des 12 secteurs est équipé d'un faisceau laser utilisé pour étalonner la vitesse de dérive [4] . Depuis la fin de l'année 1993, les lasers de deux secteurs sont utilisés pendant la prise de données, avec un taux de déclenchement d'environ un par seconde. Le faisceau est séparé et refléchi à l'intérieur de l'enceinte gazeuse par un jeu de miroirs (figure A.8). Le faisceau ionise le gaz sur son passage et on obtient des électrons répartis selon trois traces rectilignes dans le volume de dérive et deux point d'impact sur le plan médian. La mesure de la position des points d'impact permet de déterminer précisement le parcours des faisceaux dans le gaz. La vitesse de

[2] On négligera le temps de propagation des particules : il faut environ 20 ns à un proton de 300 MeV/c pour parcourir 2 m. On tient cependant compte de ce temps de propagation lors de la reconstruction des traces.



(a)



(b)

Figure A.7: (a) Vue de face schématique d'un des 6 secteurs d'un côté de la T.P.C. On a représenté une partie des rangées circulaires de pavés cathodiques et une partie des fils sensibles. Chaque secteur comporte en réalité 1680 pavés répartis sur 16 rangées et 192 fils sensibles. Les 16 rangées de pavés permettent de reconstruire jusqu'à 16 points de passage par trace. (b) Détail de gravure du plan cathodique. Chacun des pavés est isolé des autres. L'ensemble des pavés et le reste du plan cathodique est relié à la masse.

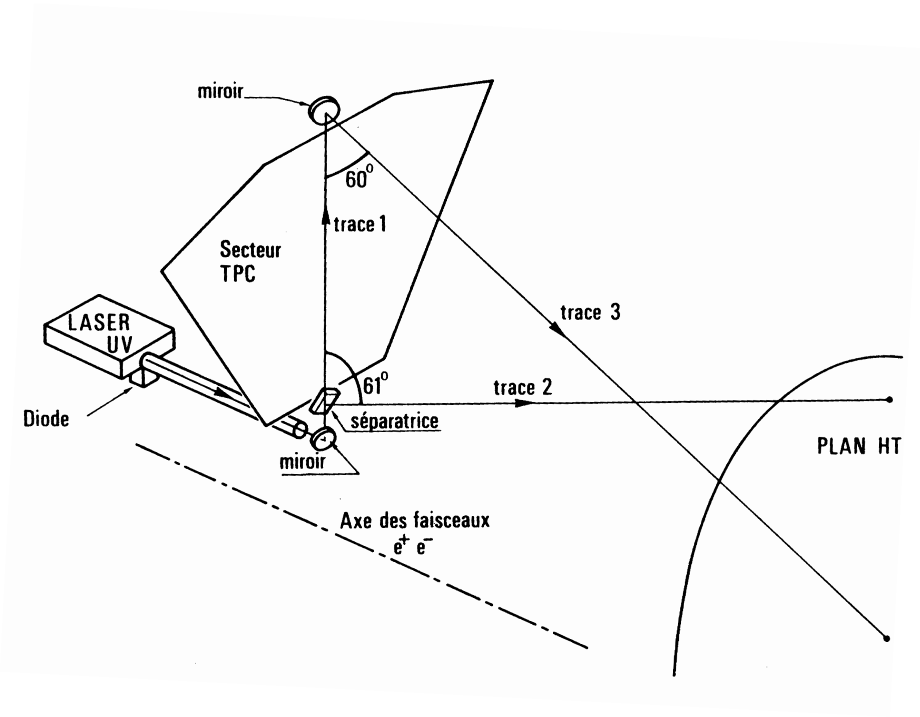


Figure A.8: Dispositif expérimental d'étalonnage de la T.P.C. avec les lasers. Un secteur est représenté.

dérive est alors déduite du temps de dérive des électrons arrachés au gaz le long des trois traces laser, avec une précision d'environ 0,2 pour mille.

Etalonnage avec les générateurs d'impulsion Pendant cette phase d'étalonnage, qui a lieu lors des arrêts du LEP, 2 à 3 fois par an, tous les fils de champ sont reliés à un même générateur d'impulsions. Le signal recueilli sur les fils anodiques et par couplage capacitif sur les pavés permet :

- d'étalonner la réponse des convertisseurs numérique-analogique lorsqu'on fait varier la hauteur des impulsions. On obtient ainsi la courbe de réponse analogique-numérique pour des tensions allant de 0 à 3 V;
- d'étalonner les temps de réponse relatifs des fils d'un secteur : la longueur des câbles reliant les différents fils à l'électronique d'acquisition n'est pas constante et on doit corriger le temps mesuré sur chaque fil du temps de propagation du signal électrique.

Etalonnage des piedestaux Pour régler le seuil de l'électronique d'acquisition, on enregistre le signal mesuré sur les fils et les pavés en l'absence de toute perturbation extérieure, lorsqu'aucune interaction n'a lieu dans l'accélérateur. La très haute tension de -25 kV est présente mais les fils anodiques ne sont pas soumis au potentiel de 1435 V. On n'enregistre donc que le bruit. Après un nombre suffisant d'événements, on analyse la distribution des signaux de chaque voie. Les seuils, ou piedestaux, sont alors calculés selon la formule suivante :

$$\begin{aligned}\text{seuil du pavé p} &= m_p + 5 \times \sigma_p \\ \text{seuil du fil f} &= m_f + 6,5 \times \sigma_f\end{aligned}$$

où m_i et σ_i sont respectivement la valeur moyenne et la racine carrée du moment d'ordre 2 de la distribution des signaux enregistrés sur la voie i. Cette procédure est effectuée une fois par mois environ.

Etalonnage avec les événements réels La phase précédente à permis d'étalonner les temps de réponse des fils d'un même secteur. L'étalonnage relatif en temps des différents secteurs s'obtient en analysant les données réelles. On utilise pour cela les traces assez inclinées qui touchent directement les fils : le temps d'arrivée du premier signal associé à une telle trace donne le temps minimal de propagation du signal. En répetant la mesure sur un grand nombre de traces, on obtient une distribution dont la valeur moyenne donne le temps de propagation des signaux dans les câbles. On peut ainsi étalonner le temps de réponse des secteurs les uns par rapport aux autres.

L'analyse des événements à deux muons permet de corriger les effets de distorsion liés à l'inhomogénéïté du champ de dérive. Si aucune corection n'est faite, les trajectoires reconstruites ne correspondent pas exactement au parcours des traces réelles. Les caractéristiques des trajectoires des événements à deux muons sont bien connues et sont utilisées pour paramétriser les distorsions, par comparaison des trajectoires reconstruites aux trajectoires attendues. On utilise les points reconstruits dans le détecteur de vertex pour extrapoler la trace attendue dans la T.P.C., avec une précision de 250 μm. Les distorsions sont paramétrisées par une fonction quadratique en r et z.

A.2.3 Mesure de la perte d'énergie linéïque

La perte d'énergie linéïque d'une particule de charge $z = q\ e$ par collisions inélastiques est une fonction des paramètres $\beta = p/E$ et $\gamma = E/m$ de la particule :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi \mathcal{N}_a r_e^2 m_e c^2\ \rho\ \frac{Z}{A}\ \frac{z^2}{\beta^2}\ \left[\ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2\ E_{\max}}{I^2}\ - \beta^2 - \ \frac{\delta^2}{2}\right] \tag{A.2}$$

où $2\pi \mathcal{N}_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535$ MeV cm^2 g^{-1}, Z et A sont le numéro atomique et le nombre de masse des noyaux du milieu traversé, ρ sa densité, I le potentiel d'excitation, m_e la masse de l'électron, r_e le rayon classique de l'électron, et E_{max} la quantité maximale d'énergie échangée pendant une collision. Le terme δ tient compte des effets d'écran

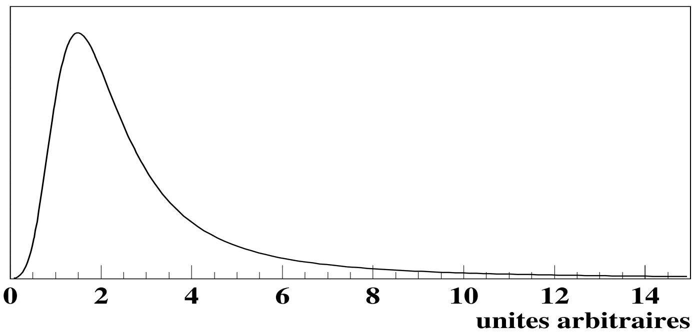


Figure A.9: L'énergie perdue par collision inélastique dans le gaz de la T.P.C. est distribuée selon une courbe de Landau, qui présente une très longue queue.

du milieu traversé [5, 7]. Losrque la quantité de mouvement croît, la perte d'énergie linéïque d'une particule diminue rapidement jusqu'à atteindre un minimum. Il y a alors une remontée jusqu'à une valeur maximale, appelée plateau (figure A.10).

Le nombre d'électrons arrachés par une particule chargée traversant tout le volume de la T.P.C. est mesurée par les 192 fils anodiques. Chaque fil étant indépendant des autres, on obtient ainsi au plus 192 mesures indépendantes[3] de la perte d'énergie le long de la trajectoire de la particule, tous les 4 mm. Cette perte d'énergie est particulièrement sujette à des fluctuations statistiques.

Il arrive qu'un électron du milieu acquière suffisament d'énergie pendant l'interaction avec la particule pour être éjecté avec une grande vitesse. Il peut à son tour ioniser le gaz sur son passage. C'est ce type d'interaction qui est responsable de la longue queue de la distribution de la perte d'énergie (figure A.9).

Pour une bonne identification, on doit :

- optimiser la résolution sur la mesure de dE/dx, qui varie comme $\frac{1}{\sqrt{N}}$ où N est le nombre de mesures d'échantillons de la perte d'énergie ;
- diminuer les fluctuations statistiques de Landau.

Pour diminuer les fluctuations statistiques, on ne prend pas en compte les plus grandes

[3]Les particules dont l'angle polaire θ est inférieur à 40^0 ou supérieur à 140^0 ne traversent pas entièrement la T.P.C. Le nombre de fils touchés est alors nécessairement inférieur à 192. De même, si la différence entre les temps d'arrivée sur les fils anodiques des électrons d'ionisation de deux particules voisines est trop petite, les fils mesurent la somme de la perte d'énergie des deux particules. Il faut que les trajectoires soient suffisamment séparées pour que la mesure de la perte d'énergie d'une particule soit significative.

amplitudes mesurées. Cependant, plus cette troncation est importante, plus l'écart entre le minimum d'ionisation et la plateau diminue, et plus la résolution sur la mesure de dE/dx se dégrade.

Le meilleur compromis consiste à conserver 80% des mesures présentant les plus petites amplitudes. L'estimateur utilisé pour la détermination de la perte d'énergie la plus probable est la moyenne de ces mesures sélectionnées. La comparaison de la perte d'énergie obtenue par cette procédure à la perte d'énergie attendue pour des muons de 45 GeV/c provenant d'événements Z $\rightarrow \mu^+\mu^-$ donne une résolution de 5,5%.

A.3 Le détecteur cylindrique à imagerie Tchérenkov

Le détecteur cylindrique à imagerie Tchérenkov ou RICH est le module le plus complexe et le plus ambitieux de DELPHI.

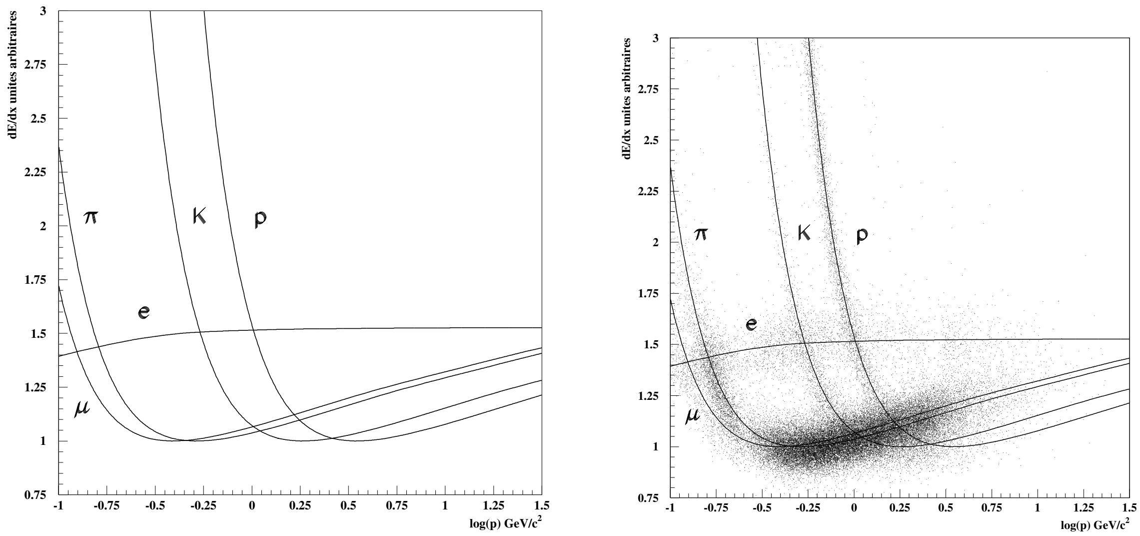
A.3.1 Intérêt physique du RICH pour l'identification des hadrons

La chambre à échantillonage temporel permet de séparer les pions des kaons pour des faibles quantités de mouvement jusqu'a environ 1 GeV/c . A cette valeur, les bandes de dE/dx des pions et des kaons se croisent et restent voisines quand la quantité de mouvement croît (figure A.10). Afin de bien mettre en évidence l'utilité d'un RICH, il est utile de rappeler certaines caractéristiques physiques des événements qui nous intéressent :

1. les trajectoires des particules créées dans la désintégration d'un Z en $b\bar{b}$ sont voisines les unes des autres et groupées en deux ou trois jets;

2. on ne sélectionne que les traces de quantité de mouvement supérieure à 1 GeV/c pour limiter le nombre d'associations non physiques[4];

[4]La distribution en quantité de mouvement des hadrons beaux produits pendant la phase d'hadronisation des quarks b et $\bar{b}$ est piquée à environ 30 GeV/c . Les particules issues de désintégrations des hadrons beaux sont énergiques : leur quantité de mouvement est en moyenne supérieure à 1 GeV/c , à l'opposé des particules produites dans d'autres types de désintégrations : Z $\rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ ou $c\bar{c}$



(a) (b)

Figure A.10: (a) Dépendance théorique de la perte d'énergie linéïque (dE/dx) mesurée dans la T.P.C. en fonction de la quantité de mouvement. Pour des quantités de mouvement supérieures à environ 2 GeV/c , les courbes attendues pour les $\pi^{\pm}$ et les $\mathrm{K}^{\pm}$ sont séparées de 0,12 unité (voir le texte pour la définition de l'unité de mesure). (b) Points expérimentaux superposés aux courbes théoriques. Ces points correspondent à la moyenne tronquée de la perte d'énergie mesurée sur au moins 130 fils. Les points sont groupés selon des bandes correspondant aux différents types de particules. Les bandes des $\pi^{\pm}$ et des $\mathrm{K}^{\pm}$ se croisent à 1 GeV/c environ. Expérimentalement, la valeur la plus probable de l'erreur à un écart standard sur la mesure du dE/dx est de 0,06 unité, ce qui correspond à une séparation $\pi^{\pm}/\mathrm{K}^{\pm}$ à 2 σ pour des quantités de mouvement supérieures à 2 GeV/c.

3. la nature des mésons beaux ne peut être déterminée qu'en estimant la masse de leurs produits de désintégration. En particulier la séparation $\pi^{\pm}/\mathrm{K}^{\pm}$ est déterminante.

Reprenons les trois points précédents en utilisant l'identification des particules par mesure combinée de la quantité de mouvement et du dE/dx.

1. Pour estimer correctement la nature de la particule, il faut mesurer suffisament d'échantillons de dE/dx: la trace à identifier doit être bien isolée des traces voisines dans l'espace pour mesurer correctement son ionisation propre. Moins de 50% des particules ont plus de 30 mesures d'ionisation.

2. Les bandes de dE/dx des $\pi^{\pm}$ et des $\mathrm{K}^{\pm}$ se croisent à 1 GeV/c et restent voisines aux quantités de mouvement supérieures (figure A.10). La séparation $\pi^{\pm}/\mathrm{K}^{\pm}$ est

alors au plus égale à 0,12 unité [5] soit 2 σ pour une erreur de mesure de 0,06 unité.

3. Un jet comporte en moyenne 10 fois plus de $\pi^{\pm}$ que de $K^{\pm}$. Si on demande comme critère de selection pour un $K^{\pm}$ d'avoir un dE/dx mesuré compatible avec celui attendu pour un $K^{\pm}$ à 2,5 σ et inférieur à celui attendu pour un $\pi^{\pm}$, on garde 97% des vrais kaons. Par contre, 50% des vrais $\pi^{\pm}$ satisfont aussi ce critère. Si on pondère ces facteurs d'efficacité et de pureté par les populations de $\pi^{\pm}$ et de $K^{\pm}$, on sélectionne 5 fois plus de $\pi^{\pm}$ que de $K^{\pm}$ avec ces critères. Ce nombre est toutefois sujet à variations si on demande à ce que les particules aient une quantité de mouvement minimale. Dans ce cas, on élimine une part importante des particules *molles* (*i.e.* de faible quantité de mouvement) qui sont principalement des π provenant de l'hadronisation primaire.

L'utilisation d'une chambre à échantillonage temporel d'une taille plus importante comme celle d'ALEPH permet d'augmenter le nombre de mesures de l'ionisation, et donc de réduire les fluctuations statistiques. On peut aussi utiliser une T.P.C. pressurisée à quelques atmosphères. Dans ce cas, la séparation entre les courbes attendues pour les $\pi^{\pm}$ et les $K^{\pm}$ diminue, mais la résolution sur la mesure du dE/dx augmente, grâce au nombre plus élevé d'interactions des particules chargées avec le gaz plus dense. En pratique, le gain sur la séparation $\pi^{\pm}/K^{\pm}$ n'est pas si important.

Dans l'expérience DELPHI, le principal module dédié à l'identification des particules chargées est le RICH, dont le pouvoir de séparation est supérieur à celui obtenu par mesure de la perte d'énergie linéïque dans une T.P.C. Afin de conserver un détecteur de taille raisonnable, on a utilisé une T.P.C. de dimensions réduites.

A.3.2 Rappels sur l'effet Tchérenkov

Lorsqu'une particule chargée de vitesse v_p traverse un milieu d'indice n, appelé radiateur, avec une vitesse $v_p = \beta\ c$ supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu $v_l = c/n$, il y a émission cohérente de photons selon un cône d'angle au centre θ_c tel que $\cos\theta_c = 1/(\beta n)$ (figure A.11). Si la vitesse de la particule augmente, l'angle du cône croît jusqu'à atteindre un maximum : $\cos\theta_c^{max} = 1/n$.

Le nombre de photons émis par unité d'énergie et de longueur de radiateur pour une particule de charge z (en unité de la charge e de l'électron) est donné par [6, 7]:

$$\frac{d^2N}{d\omega dx} = \frac{z^2\alpha}{c}\sin^2\theta_c = \frac{z^2\alpha}{c}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) \qquad \text{(A.3)}$$

[5]L'unité de mesure utilisée pour le dE/dx est telle qu'une particule au minimium d'ionisation a un dE/dx égal à 1.

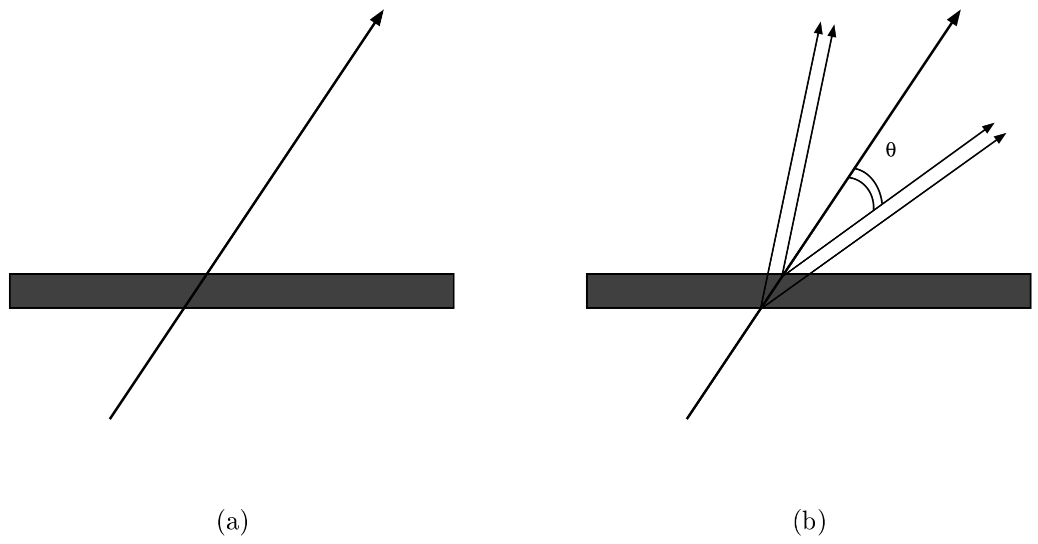


Figure A.11: Passage d'une particule chargée dans un radiateur d'indice n. (a) La vitesse de la particule est inférieure à $c\ /\ n$: il n'y a pas d'émission de lumière. (b) La particule a une vitesse βc supérieure à c/n : il y a émission cohérente de lumière Tchérenkov selon un cône d'angle au centre θ_c tel que $\cos\theta_c = 1/(\beta\ n)$.

ou en termes de longeur d'onde :

$$\frac{d^2N}{d\lambda\ dx} = \frac{2\pi z^2\ \alpha}{\lambda^2}\Big(1 - \frac{1}{\beta^2\ n^2(\lambda)}\Big) \tag{A.4}$$

Le détecteur de photons a une réponse spectrale limitée entre λ_1 et λ_2, comme il sera indiqué dans la section A.3.5. On peut réexprimer la formule A.4 en :

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi z^2\ \alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Big(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\Big)\ \frac{d\lambda}{\lambda^2} \tag{A.5}$$

Le nombre de photons émis est plus important dans les courtes longueurs d'onde et il est directement proprotionnel à la longueur de radiateur traversée. La couleur bleutée qui règne dans les piscines nucléaires est un exemple de cette distribution en énergie des photons.

Pour clore cette rapide description, on peut rajouter quelques lignes sur la comparaison des effets physiques mis en jeu dans l'identification des π et des K de quantité de mouvement inférieures ou supérieures à 1 GeV/c, par mesure de la perte linéïque d'énergie et par la mesure de l'angle Tchérenkov.

La première hypothèse concerne les particules de faible quantité de mouvement : dans ce cas, la différence entre la perte d'énergie linéïque d'un π et d'un K est très supérieure à la résolution sur cette mesure et la séparation $\pi^{\pm}/\mathrm{K}^{\pm}$ est excellente (figure A.10). La situation change si les quantités de mouvement deviennent supérieures à 1 GeV/c. La mesure de la perte d'énergie linéïque dans la T.P.C. est particulièrement sensible aux fluctuations statistiques de l'énergie cédée par la particule aux molécules de gaz. L'estimateur utilisé pour identifier les particules n'est plus très précis car la différence entre les pertes d'énergie linéïque des π et des K devient comparable à l'erreur sur cette mesure. La valeur mesurée de la perte d'énergie d'un K de plus d'un GeV/c traversant la T.P.C. est compatible dans plus de 50% des cas avec celle attendue pour un π. L'identification par mesure du dE/dx est souvent ambiguë.

Dans le cas de l'émission Tchérenkov, les effets sont différents. Lorsqu'ils sont assez rapides, un π et un K émettent des photons selon des cônes d'angle θ_c^π et θ_c^{K} bien déterminés, uniquement fonction de l'indice du milieu et de la vitesse de la particule. Seul le nombre de photons émis est sujet à fluctuation statistique. Si la résolution du système de mesure de l'angle est supérieure à la différence $\theta_c^\pi - \theta_c^{\mathrm{K}}$, on sépare de façon non ambiguë le π du K.

Dans un cas, la mesure de l'énergie perdue par une particule est distribuée selon une courbe de Landau alors que la mesure de l'angle Tchérenkov suit une distribution gausienne, de variance finie.

Le choix de radiateurs d'indices adéquats pour le RICH permet de séparer de façon complémentaire les π des K : la perte d'énergie linéïque mesurée dans la T.P.C. permet de caractériser les particules de faible quantité de mouvement alors que les particules plus énergiques peuvent être identifiées en mesurant la valeur de l'angle du cône de lumière Tchérenkov dans le RICH.

A.3.3 Description du RICH cylindrique

Deux modules RICH de géométrie différente sont utilisés ; le premier est placé dans la partie cylindrique du détecteur et le second dans chacun des deux bouchons. Nous ne décrirons par la suite que le RICH cylindrique, qui se trouve dans l'acceptance du détecteur de vertex.

Ce module à été optimisé pour l'identification des hadrons chargés (π, K, p) de quantité de mouvement allant de 0,7 GeV/c à plus de 40 GeV/c . La couverture angulaire s'étend de 40^0 à 140^0. Une vue en coupe du RICH est présentée sur la figure A.12. Il comporte deux radiateurs, l'un liquide et l'autre gazeux.

Le radiateur liquide contenu dans un tube est situé à l'entrée du module. Si la vitesse de la particule qui traverse le liquide est supérieure au seuil, elle émet des photons

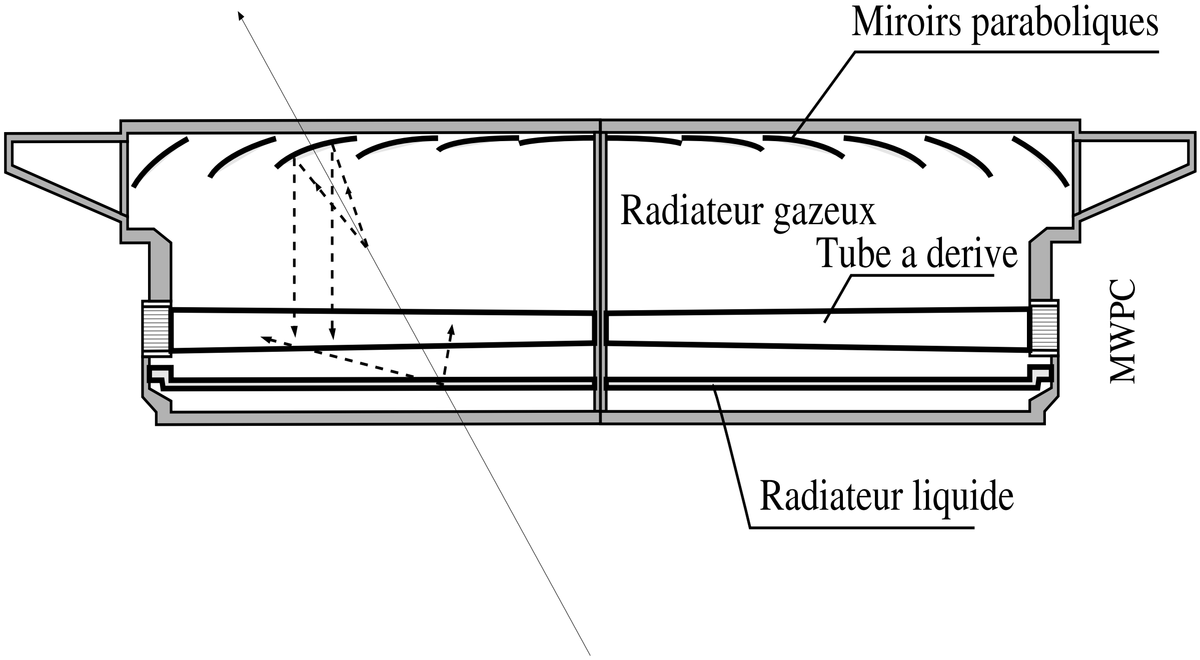


Figure A.12: Vue longitudinale du détecteur à imagerie Tchérenkov cylindrique. Les photons U.V du cône de lumière Tchérenkov émis dans le radiateur liquide sont convertis en électrons dans la partie inférieure du tube à dérive central en quartz. Les photons du cône de lumière émis dans le radiateur gazeux sont focalisés par un jeu de miroirs paraboliques sur la partie supérieure du tube à dérive où ils sont convertis en électrons. Les photo-électrons dérivent sous l'action d'un champ électrique avant d'être mesurés par une chambre proportionnelle multi-fils.

Tchérenkov qui sont convertis en électrons[6] dans un tube à dérive, situé à 12 cm du radiateur liquide. Le principe est similaire à celui de la T.P.C. : les photo-électrons dérivent sous l'action d'un champ électrique parallèle au champ magnétique et sont détectés par une chambre proportionnelle multi-fils (MWPC). On peut ainsi reconstruire en trois dimensions le point de conversion des photons en électrons.

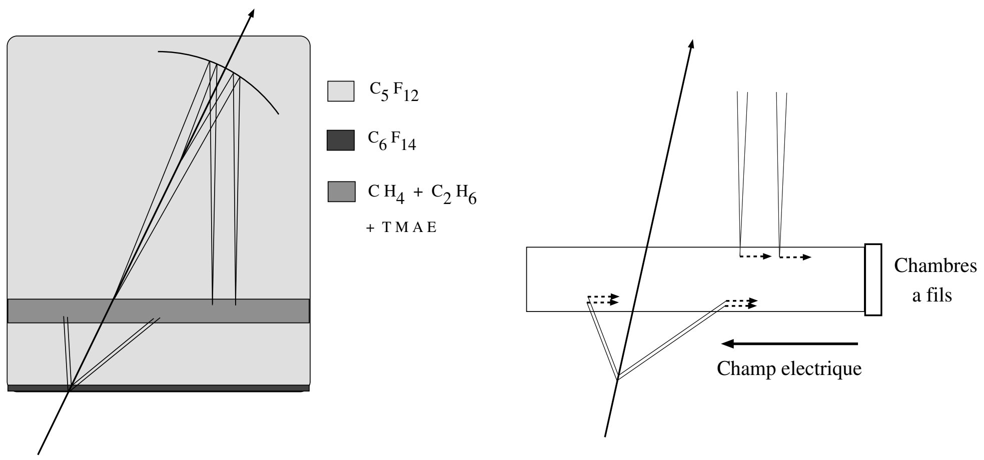
Le radiateur gazeux qui emplit tout le reste du volume du RICH permet de caractériser les particules très rapides. Les photons Tchérenkov émis dans le gaz sont focalisés sur le tube à dérive par un jeu de miroirs paraboliques. Seul le gaz situé après le tube à dérive contribue significativement à l'émission de photons : la faible épaisseur de gaz entre le tube contenant le radiateur liquide et le tube à dérive ne permet pas l'émission de photons Tchérenkov.

Cependant, les quantités mesurées dans le RICH ne permettent pas à elles seules de caractériser la nature des particules chargées. Le RICH doit être entouré de modules de reconstruction des traces qui permettent d'estimer précisement la trajectoire des particules chargées, ceci afin d'associer correctement les photo-électrons convertis dans le tube à dérive aux traces. Le RICH est placé entre la chambre à échantillonage

[6]On appelera par la suite photo-électrons ces électrons de conversion.

temporel et le détecteur externe.

A.3.4 La production des photons Tchérenkov



(a) (b)

Figure A.13: Principe de fonctionnement du RICH : (a) Une particule chargée émet des photons Tchérenkov distribués selon un cône quand elle traverse le radiateur liquide (C_6F_{14}). Les photons sont collectés et convertis en électrons dans la partie inférieure du tube à dérive central. Les photons émis dans le radiateur gazeux (C_5F_{12}) sont focalisés par des miroirs paraboliques sur le tube à dérive où ils sont convertis. (b) Les photo-électrons dérivent sous l'action d'un champ électrique et sont détectés dans une chambre proportionnelle multi-fils située à l'extremité du tube à dérive.

Les deux radiateurs utilisés dans le RICH répondent aux critères suivants :

- bonne transparence aux photons U.V pour ne pas absorber les photons qui viennent d'être produits;
- faible dispersion chromatique pour que l'angle du cône de lumière soit indépendant de l'énergie des photons;
- indices de réfraction des deux radiateurs complémentaires pour couvrir une gamme importante de quantité de mouvement.

Le choix s'est porté sur deux fréons, le C_6F_{14} d'indice 1,283 utilisé comme radiateur liquide et le C_5F_{12} d'indice 1,00172 utilisé comme radiateur gazeux, qui permettent de couvrir la gamme de quantité de mouvement allant de 0,7 GeV/c à 40 GeV/c (tableau A.2).

particule	radiateur liquide		radiateur gazeux	
	seuil d'émission	saturation	seuil d'émission	saturation
π	0,2 GeV/c	0,9 GeV/c	2,4 GeV/c	6,6 GeV/c
K	0,6 GeV/c	3,3 GeV/c	8,4 GeV/c	23,2 GeV/c
p	1,2 GeV/c	6,3 GeV/c	16,0 GeV/c	44,0 GeV/c

Tableau A.2: Seuils d'émission et de saturation en GeV/c dans les deux radiateurs utilisés dans le RICH. L'angle de saturation est calculé pour une résolution de 14 mrad dans le radiateur liquide et de 4 mrad dans le radiateur gazeux.

La paroi supérieure du tube contenant le C_6F_{14} est en quartz, afin de laisser passer les photons U.V. L'épaisseur active du radiateur liquide est d'1 cm. Le C_5F_{12} remplit tout le reste du volume du RICH. Comme son point d'ébullition est de 28^0, le RICH est constamment chauffé à 40^0 pour éviter la condensation du fréon gazeux. Une particule parcourt en moyenne 40 cm dans le radiateur gazeux. Le cône de photons du radiateur gazeux est focalisé par un jeu de miroirs paraboliques sur le tube à dérive central (figure A.13).

A.3.5 La détection des photons Tchérenkov

A ce stade de la description, il est utile de faire une comparaison avec la T.P.C. Une particule chargée produit par collision inélastique environ 70 électrons primaires par cm de gaz dans la T.P.C., soit environ 6000 électrons pour une particule traversant tout le volume gazeux. Dans le RICH, une particule suffisament énergique crée un cône de lumière Tchérenkov en traversant le radiateur liquide, respectivement gazeux, qui est converti en une quinzaine, respectivement une dizaine, d'électrons seulement. Ces photo-électrons dérivent sur 75 cm en moyenne avant d'être détectés. La reconstruction précise du point de conversion des photons U.V en électrons, avec une précision inférieure ou égale à un millimètre, indispensable à l'algorithme d'identification des particules implique :

1. d'avoir un champ électrique de dérive très uniforme;
2. de connaître avec précision la vitesse de dérive;
3. d'avoir un gaz de dérive exempt de molécules électro-négatives pour ne pas absorber les photo-électrons;
4. de pouvoir détecter un électron isolé.

Pour cela,

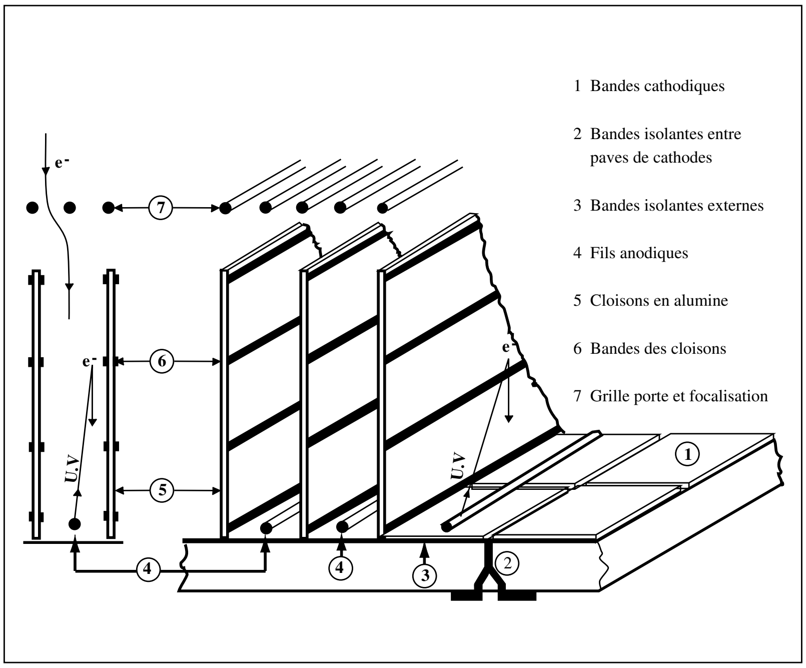


Figure A.14: Vue en perspective des chambres proportionnelles multi-fils du RICH. Un photon secondaire U.V est émis lors de la réorganisation du cortège électronique des ions créés dans l'avalanche. Il est converti en électron par une molécule de TMAE.

1. chaque tube à dérive est recouvert de bandes conductrices pour uniformiser le champ électrique de dérive;
2. la vitesse de dérive est connue à un pour mille grâce à un dispositif d'étalonnage utilisé pendant la prise de données;
3. le gaz de dérive utilisé est transparent aux U.V et il est constament filtré pour retirer les traces d'éléments électronégatifs;
4. les chambres proportionnelles multi-fils ont un gain élevé.

Les photons issus du radiateur liquide sont recueillis et convertis dans la partie inférieure du tube à dérive. Celui-ci à une épaisseur totale de 5 cm et ses parois sont en quartz amorphe[7] pour ne pas absorber les photons U.V. Il contient un mélange de 25 % de CH_4 et 75 % de C_2H_6, saturé en vapeur de TMAE (Tetrakis-diMethyl-Amino-Ethylene), gaz photo-ionisant présentant une bonne efficacité quantique pour les photons U.V. La longueur de conversion des photons dans le tube à dérive est typiquement de 1,8 cm, à comparer aux 4 cm d'épaisseur active du tube à dérive. Cette faible longueur de conversion permet de convertir les photons Tchérenkov du radiateur gazeux dans la partie supérieure du tube à dérive. On peut ainsi utiliser le même volume sensible pour recueillir sans les mélanger les deux types de photons.

[7]Le quartz amorphe, sans structure cristalline, permet d'éviter les phénomènes de diffraction des

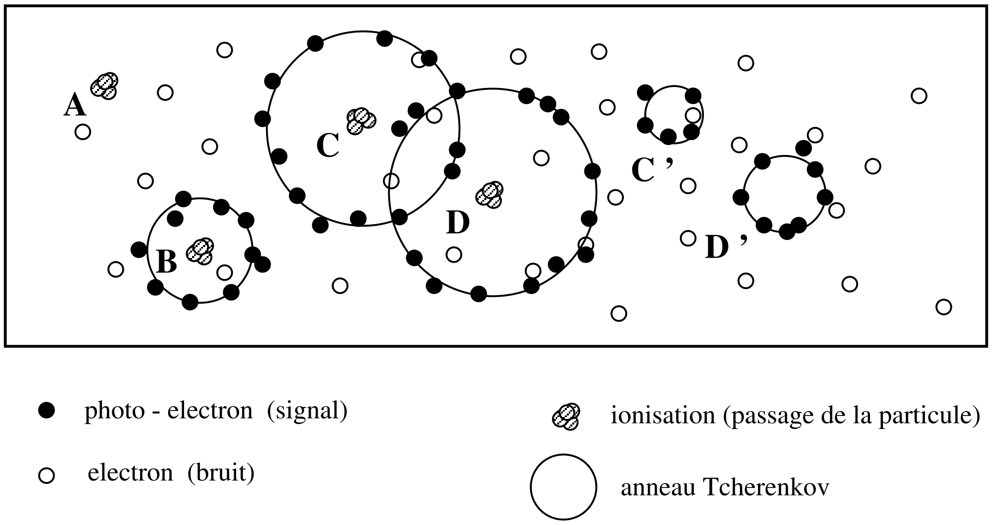


Figure A.15: Exemple de signal recueilli dans un tube à dérive après le passage de quatre particules chargées. La taille des anneaux et le nombre de photo-électrons ne sont pas significatifs : le rayon maximal d'un anneau provenant du liquide, resp. du gaz, est de 10 cm, resp. 2,5 cm alors que le tube à dérive a une longueur de 150 cm pour une largeur de 18 cm. Chaque particule ionise le contenu du tube à dérive sur son passage (points grisés). La première particule A (en haut à gauche) n'avait pas une vitesse suffisante pour émettre des photons dans le radiateur liquide, *a fortiori* dans le radiateur gazeux. La particule a seulement laissé des électrons d'ionisation sur son passage. La vitesse de la deuxième particule B était supérieure au seuil d'émission dans le liquide, mais pas dans le gaz. Il y a donc un seul anneau, centré sur les électrons d'ionisation. Les troisième et quatrième particules C et D ont provoqué l'émission de photons Tchérenkov dans le liquide et les anneaux correspondants sont pratiquement saturés. Les anneaux dans le gaz C' et D' (à droite) ont par contre des rayons différents. Ils ne sont pas centrés sur la trajectoire des particules à cause de la focalisation du cône de lumière sur le tube à dérive par les miroirs paraboliques, comme indiqué sur la figure A.13.

Le nombre de photons convertis en électrons est limité par l'efficacité quantique du TMAE qui est nulle pour des photons d'énergie inférieure à 6 eV et par le quartz du tube à dérive qui est opaque aux photons d'énergie supérieure à 8 eV.

A la fin du tube à dérive est placée une chambre proportionnelle multi-fils de gain important (2×10^5) pour détecter les électrons isolés. La valeur élevée du gain apporte deux inconvénients :

1. Un nombre important de photons secondaires U.V est émis lors de la réorganisation du cortège électronique des nombreux ions créés pendant l'avalanche sur les fils anodiques. Ces photons parasites peuvent être convertis en électrons par les molécules de TMAE, et provoqueront à leur tour une avalanche sur les fils anodiques.

photons sur l'arrangement régulier des atomes de silicium et d'oxygène.

2. Les électrons d'ionisation produisent un signal très important qui sature l'électronique de lecture. Suit alors un temps mort de 250 ns. Pour une vitesse de dérive nominale de 6,7 cm/μs , ceci correspond à la perte de tous les photo-électrons situés jusqu'à 1,7 cm après les électrons d'ionisation.

Pour diminuer le nombre de photons U.V secondaires, on ajoute au gaz de dérive du C_2H_6 qui absorbe les photons et se désexcite par modes vibrationnels et rotationnels. Chaque fil anodique est de plus isolé des autres par une cloison en alumine pour limiter la diaphonie (figure A.14). Pour limiter la charge d'espace due aux ions positifs qui vont lentement dériver des chambres à fils vers l'autre extrémité du tube, à contre-courant des photo-électrons, on utilise une grille dynamique[8] validée par le système de déclenchement qui ne laisse rentrer dans la chambre proportionnelle multi-fils que les photo-électrons des événements sélectionnés par le système de déclenchement.

Les chambres à fils permettent de reconstruire en trois dimensions le point de conversion de chaque photon en électron. Le contenu d'un tube à dérive est représenté sur la figure A.15.

Pour clore le paragraphe, on peut rajouter quelques mots sur les choix adoptés pour la fabrication du RICH : lors de sa conception, le RICH a fait l'objet de compromis entre performances et coût de fabrication. L'utilisation de plus grands radiateurs aurait permis de produire plus de photons mais la quantité supplémentaire de matière traversée aurait perturbé d'autant la mesure de la position par le détecteur externe et de l'énergie par les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Quant à l'électronique de lecture, le choix de préamplificateurs à bas bruit aurait permis de limiter l'amplification des chambres à fils et les problèmes de saturation, mais au prix d'un accroissement important du prix de revient.

A.3.6 L'identification des particules

L'identification des particules est basée sur la comparaison des signaux recueillis dans les tubes à dérive aux signaux attendus pour les différentes hypothèses de masse : chaque particule chargée est extrapolée dans le RICH et ses effets (angle des cônes de lumière émis dans les radiateurs liquide et gazeux et nombre de photons attendus) sont calculés en fonction des cinq hypothèses de masse (e, μ, π,K,p). Une méthode de maximum de vraisemblance appliquée aux signaux mesurés permet d'estimer la nature de la particule.

A titre d'exemple, considérons une particule chargée dont la quantité de mouvement a été déterminée par les modules de reconstruction de traces. On assigne tour à tour

[8] Chacun des fils de la grille est soumis à un potentiel que l'on fait varier pour repousser ou pour laisser passer les électrons du volume de dérive vers la chambre proportionnelle multi-fils.

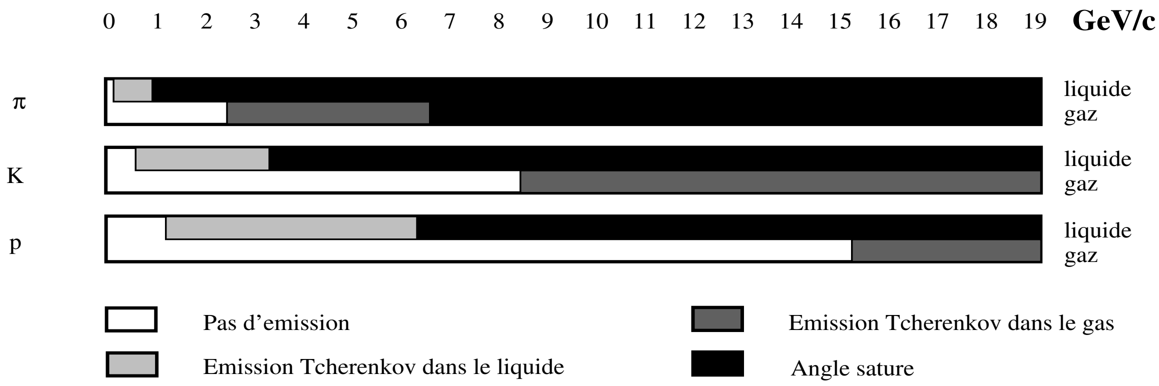


Figure A.16: Seuils d'émission Tchérenkov en fonction de la quantité de mouvement, du type de particule et du radiateur utilisé.

à la particule chacune des cinq hypothèses de masse, ce qui conduit à cinq vitesses différentes. On peut alors calculer les effets correspondants dans le RICH :

Premier cas : Si la vitesse est inférieure au seuil d'émission dans le liquide et dans la gaz, on n'observe aucun photon. Le tube à dérive ne doit contenir que les électrons d'ionisation au voisinage de la trajectoire.

Deuxième cas : Si la vitesse est supérieure au seuil d'émission dans le liquide et inférieure au seuil d'émission dans le gaz, on doit observer un cône de lumiẽre Tchérenkov émis dans le liquide et centré sur la trajectoire. Le tube à vide doit contenir des photo-électrons répartis sur une ellipse, intersection du cône de lumière par le plan du tube à dérive. Une partie de l'ellipse peut être tronquée si l'angle d'incidence des photons du cône de lumière est supérieur à l'angle de réflection totale dans le quartz. Si on projette le contenu du tube à dérive dans un plan perpendiculaire à la trajectoire de la particule, on obtient un anneau. Le nombre de photons émis est directement proportionnel à $\sin^2\theta_c$ (formule A.3).

Troisième cas : Si la vitesse est supérieure au seuil d'émission dans le liquide et dans le gaz, on doit observer deux cônes de lumière Tchérenkov, soit deux anneaux dans le tube à dérive. L'anneau correspondant aux photons émis dans le liquide doit être centré sur les électrons d'ionisation.

L'identification par le véto : Il permet de séparer les particules légères e, μ, π des K (resp. p) entre 3 et 8 GeV/c environ (resp. 3 et 16 GeV/c). Dans ces domaines de quantité de mouvement, la vitesse des K et les p est inférieure à la vitesse seuil d'émission dans le gaz, alors que les particules légères y émettent déjà des photons Tchérenkov, qui sont enregistrés dans le tube à dérive.

Si on observe une particule chargée de 5 GeV/c par exemple, ayant traversé le RICH (photo-électrons d'ionisation autour de la trace mesurés dans le tube à dérive), sans voir d'anneau correspondant à l'émission de photons Tchérenkov dans le gaz, alors cette particule ne peut être ni un e, ni un μ ni un π.

On identifie ainsi les K entre 3 et 8 GeV/c et les p entre 3 et 16 GeV/c , sans qu'il soit soit possible de trancher sur la nature K ou p d'une particule qui n'émet pas de photons Tchérenkov dans le gaz entre 3 et 8 GeV/c .

Récapitulatif

A chaque vitesse correspondent des phénomènes physiques bien distincts. On peut ainsi définir des domaines de quantité de mouvement où la séparation des trois types de hadrons est possible (tableau A.3).

	radiateur liquide	radiateur gazeux	
	mesure des anneaux	veto	mesure des anneaux
K / π	$\approx$ 0,7 - 3,3 GeV/c	$\approx$ 2,4 - 8,4 GeV/c	$\approx$ 8,4 - 23 GeV/c
p / π	$\approx$ 1,2 - 6,3 GeV/c	$\approx$ 2,4 - 16 GeV/c	$\approx$ 16 - 44 GeV/c
K / p	$\approx$ 0,7 - 6,3 GeV/c	$\approx$ 8,4 - 16 GeV/c	$\approx$ 16 - 44 GeV/c

Tableau A.3: Domaines de quantité de mouvement où la séparation des trois types de hadrons est possible.

En pratique, on utilise une méthode de maximum de vraisemblance, qui permet de calculer la probabilité qu'une particule de masse donnée, parmi les cinq possibles, ait généré la configuration observée dans le tube à dérive. Cette méthode tient compte de l'angle Tchérenkov, du nombre de photo-électrons mesurés dans une couronne centrée sur la position attendue pour l'hypothèse de masse considérée et d'une largeur de trois écarts standards d'une part, et d'une estimation du bruit de fond d'autre part. Les cinq probabilités sont alors normalisées à un pour pouvoir comparer la validité des différentes hypothèses de masse.

A.3.7 Le programme d'identification standard des hadrons

Le programme HADSIGN fournit un critère d'identification des hadrons en fonction des informations recueillies dans les tubes à dérive du module RICH (nombre de photons, rayon des anneaux Tchérenkov, nombre de photons d'ionisation autour de la trace,

...), de la probabilité du maximum de vraisemblance du paragraphe précédent et de la quantité de mouvement de la particule à analyser. On obtient une des informations suivantes :

- l'information RICH n'est pas disponible;
- la particule est compatible avec un $\pi^{\pm}$;
- la particule est compatible avec un $K^{\pm}$ (critère *faible, normal* ou *fort*);
- la particule est compatible avec un p (critère *faible, normal* ou *fort*).

Identification cohérente entre données réelles et données simulées

Une analyse récente [9] basée sur les données enregistrés entre 1992 et 1993 a permis de montrer le comportement cohérent du RICH et des programmes d'analyse associés (description dans la référence [10]) entre données réelles et données simulées.

Les données réelles utilisées dans l'analyse proviennent d'un lot de particules de nature connue, sélectionnées sans recourir à des critères d'identification : les $K^{\pm}$ proviennent de la chaîne de désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ suivie de $D^0 \rightarrow \mathbf{K}^+\pi^-$ et les $\pi^{\pm}$ de la désintégration $K^0 \rightarrow \boldsymbol{\pi}^+\boldsymbol{\pi}^-$. Les mésons D^0, D^{*+} [5] et K^0 sont signés uniquement par des critères cinématiques.

A partir de ces lots, on peut facilement calculer les efficacités de sélection des $K^{\pm}$ et le taux de contamination en $\pi^{\pm}$ après application des coupures d'identification. La comparaison de ces valeurs aux résultats obtenus à partir de simulations dans lesquelles la nature des particules est connue est satisfaisante. Dans la suite, nous utiliserons donc directement le résulat des simulations pour estimer les efficacités.

Bibliographie

[1] Anna Peisert, Silicon microstrip detectors.

[2] P.Abreu et al., The DELPHI silicon strip microvertex detector with double sided readout, DELPHI note 94-87 PHYS 404.

[3] R. Mc Nulty, The alignment of the DELPHI microvertex detector, DELPHI note 92-40 TRACK 69.

[4] M.H Gros, Calibration par lasers de la chambre à Projection temporelle de DELPHI et mesure des paramètres du Z par l'étude de ses désintégrations hadroniques. Thèse soutenue le 17 mai 1990.

[5] Bethe, H.A. 1930 Ann. Phys. **5** 325-400.

[6] L.I. Schiff, Quantum mechanics Mc Graw-Hill, 1955, p.267.

[7] W.R. Leo, Techniques for nuclear and particle physiscs experiments, Second revised edition, Springer-Verlag, p.35.

[8] Gautier Hamel de Montchenault, Etude de la résolution de la T.P.C. de DELPHI. Recherche du boson de Higgs du modèle standard minimal dans l'expérience DELPHI. Thèse soutenue le 4 mars 1992.

[9] W. Adam et al., Analysis techniques for the DELPHI ring imaging cherenkov detector, DELPHI note 94-112, et Glasgow HEP 94.

[10] P. Abreu et al., Charged kaon production in τ decays at LEP, CERN-PPE/94-88.

Annexe B

Les programmes d'analyse et de simulation

B.1 Le programme de calcul du vertex commun à un ensemble de N traces

La paramétrisation des traces

Dasn DELPHI, les traces décrivent des trajectoires hélicoïdales sous l'influence du champ magnétique. Une hélice est normalement définie par 7 paramètres, qui se reduisent à 5 grâce au champ magnétique que l'on sait être aligné sur l'axe z.

Chaque trace est paramétrée par un vecteur de 5 variables $(\varepsilon_{r\varphi}, \varepsilon_z, \theta, \Phi, 1/R)$, et par la matrice de poids[1] (5×5) associée, chacun étant défini par rapport au point origine comme indiqué sur la figure B.1.

$\varepsilon_{r\varphi}$ est le paramètre d'impact dans le plan $r\varphi$ perpendiculaire à l'axe des faisceaux, par convention négatif si le point de référence est à l'extérieur de l'hélice, positif sinon;

ε_z est paramètre d'impact sur l'axe z ;

θ est l'angle polaire de la tangente à la trajectoire au niveau du périgée ;

Φ est l'angle azimutal de la tangente à la trajectoire au niveau du périgée ;

R est le rayon de courbure de la trajectoire, par convention multiplié par l'opposé de la charge de la particule.

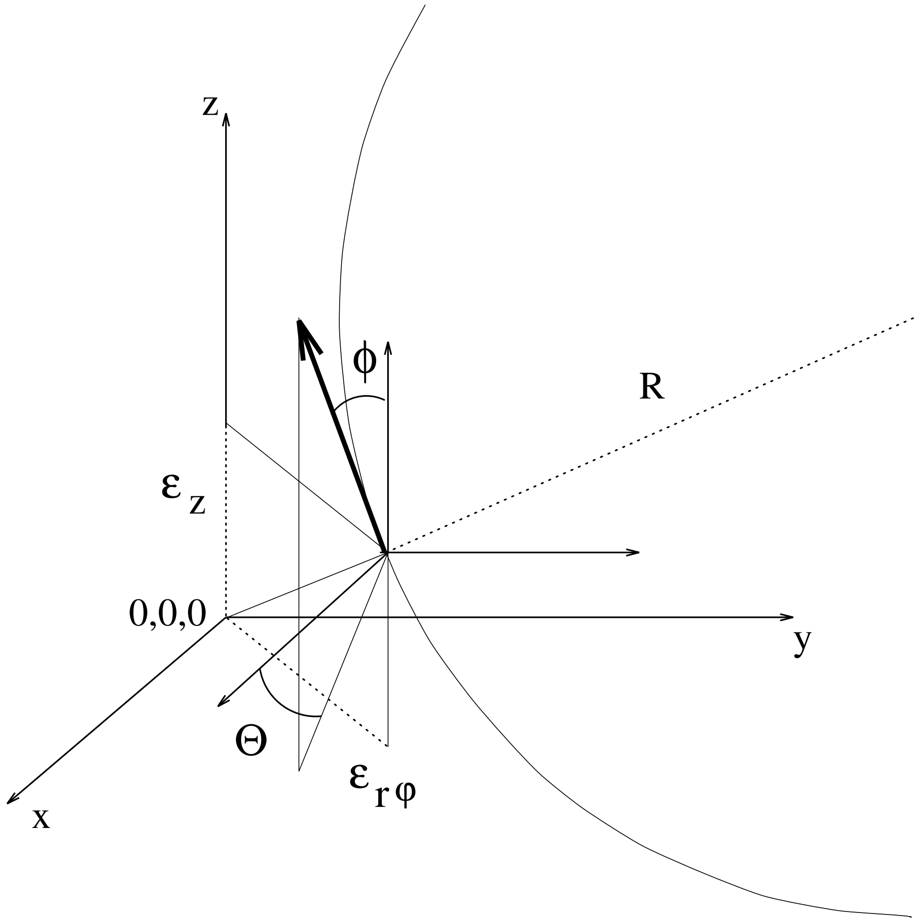


Figure B.1: Les paramètres $(\varepsilon_{r\varphi}, \varepsilon_z, \theta, \Phi, 1/R)$ de chaque trace sont déterminés par rapport au point origine de DELPHI.

La quantité de mouvement d'une particule est définie par les trois derniers paramètres, et par la valeur du champ magnétique :

$$\begin{aligned} p_x =& 0,3 \times |R| \times B \times \cos\Phi, \\ p_y =& 0,3 \times |R| \times B \times \sin\Phi, \\ p_z =& \frac{0,3 \times |R| \times B}{\tan\theta}. \end{aligned}$$

où p est exprimé en en GeV$/c$, R en cm et B en testa.

La méthode de calcul de vertex

La procédure de calcul du vertex d'un ensemble de N traces permet :

[1]la matrice de poids est l'inverse de la matrice de covariance.

- de tester la vraisemblance d'un vertex commun pour un ensemble de N traces ;

- de calculer la position de ce vertex ;

- d'obtenir pour chacune des N traces contraintes à un même vertex un nouveau jeu de paramètres $\theta, \Phi, 1/R$.

Les paramètres $\varepsilon_{r\varphi}, \varepsilon_z, \theta, \Phi, 1/R|_{(0,0,0)}$, initialement définis par rapport au point origine peuvent être exprimés par rapport à un point arbitraire de coordonnées x, y, z : $\varepsilon_{r\varphi} + \Delta\varepsilon_{r\varphi}, \varepsilon_z + \Delta\varepsilon_z, \theta + \Delta\theta, \Phi + \Delta\Phi, 1/R + \Delta/R|_{(x,y,z)}$.

Si on impose que les N traces proviennent d'un même vertex dont les coordonnées sont $\boldsymbol{x, y, z}$, alors on a pour chacune des traces les égalités $\varepsilon_{r\varphi} + \Delta\varepsilon_{r\varphi}|_{\boldsymbol{x,y,z}} = 0$ et $\varepsilon_z + \Delta\varepsilon_z|_{\boldsymbol{x,y,z}} = 0$.

On définit le χ^2 de l'ajustement par le produit bilinéaire de la variation des paramètres avec la matrice de poids associée, sommé sur les N traces :

$$\chi^2 = \sum_{i=1,N} \Big(\Delta\varepsilon_{r\varphi}, \Delta\varepsilon_z, \Delta\theta, \Delta\Phi, \Delta 1/R\Big)_i \Big(\text{matrice de poids}\Big)_i \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon_{r\varphi} \\ \Delta\varepsilon_z \\ \Delta\theta \\ \Delta\Phi \\ \Delta 1/R \end{pmatrix}_i$$

en imposant :

$$\Delta\varepsilon_{r\varphi} \equiv -\varepsilon_{r\varphi} \text{ et } \Delta\varepsilon_z \equiv -\Delta\varepsilon_z \text{ pour chacune des traces}$$

La position du vertex commun $\boldsymbol{x, y, z}$ et les nouveaux paramètres $\boldsymbol{\theta_i} = \theta_i + \Delta\theta_i$, $\boldsymbol{\Phi_i} = \Phi_i + \Delta\Phi_i$, $\boldsymbol{\Delta 1/R_i} = 1/R_i + \Delta 1/R_i$. sont obtenus en minimisant le χ^2 par rapport à la position du vertex commun et aux paramètres $\theta, \Phi, 1/R$ de chaque trace :

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial x} = 0 \qquad \frac{\partial\chi^2}{\partial y} = 0 \qquad \frac{\partial\chi^2}{\partial z} = 0 \qquad \text{3 relations}$$

$$\forall i \in \{1, 2, ..., N\} \qquad \frac{\partial\chi^2}{\partial\theta_i} = 0 \qquad \frac{\partial\chi^2}{\partial\Phi_i} = 0 \qquad \frac{\partial\chi^2}{\partial 1/R_i} = 0 \qquad 3N \text{ relations}$$

Le χ^2 de l'ajustement à $5N - 3N - 3 = 2N - 3$ degrés de liberté permet de tester la vraisemblance de l'ajustement.

B.2 Le programme de simulation du détecteur

Le programme de simulation DELSIM [1] adopté dans DELPHI est basé sur l'utilisation conjointe du programme de génération de particules JETSET [2], et d'un programme de calcul des interactions de ces particules avec les matériaux du détecteur. Dans un premier temps, le programme JETSET permet *d'engendrer* les particules créées dans la phase d'hadronisation qui suit la désintégration du Z. Puis, le programme DELSIM calcule les interactions de ces particules avec les matériaux et les modules du détecteur DELPHI, ainsi que la réponse des systèmes électroniques d'acquisition : c'est la phase de *simulation* du détecteur. De la même façon que pour les données réelles, les signaux électriques recueillis à la sortie des modules sont stockés sous forme de données brutes, qui seront analysées par le programme de reconstruction standard DELANA (voir page 17).

Bibliographie

[1] DELSIM : DELPHI event generation and detector simulation, DELPHI 89-67 PROG 142.

[2] PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3, physics and manual, Torbjörn Sjöstarnd, CERN-TH.6488/92, Mai 1992.

Annexe C

La reconstruction des $D_S^{\pm}$

La sélection des mésons D_s sera déterminée par l'obtention d'un bon rapport signal sur bruit, même au prix d'une faible efficacité. Avant d'aborder la procédure de sélection, nous allons rapidement décrire le comportement des distributions angulaires des produits de désintégration des D_s et des associations combinatoires.

C.1 Les distributions angulaires

Le méson D_s^+ a un spin 0, et les canaux de désintégration que nous étudierons conduisent à un méson vecteur (ϕ ou K^{*0}) et à un méson pseudo-scalaire célibataire (π^+ ou K^+).

Le signal de D_s a une distribution angulaire $dN/d\cos\theta_p$ uniforme, où θ_p est l'angle entre la direction du méson pseudo-scalaire dans le centre de masse du D_s et la direction du D_s dans le laboratoire. La distribution angulaire des associations combinatoires $K^+K^-\pi^+$ est piquée vers l'avant et l'arrière.

De plus, si on se place dans le centre de masse du méson vecteur, le signal de D_s a une distribution angulaire $dN/d\cos\theta_v$ proportionnelle à $\cos^2\theta_v$, où θ_v est l'angle entre la direction des produits de désintégration du méson vecteur et la direction du méson pseudo-scalaire célibataire. Les associations combinatoires ont une distribution angulaire uniforme.

On utilise les différences entre les distributions angulaires des produits de désintégration des D_s et celles des associations combinatoires pour augmenter la pureté du signal.

C.2 Le signal de $D_s^{\pm}$

On a représenté sur la figure C.1 la distribution de masse $K^+K^-\pi^{\pm}$ obtenue à partir des événements enregistrés entre 1991 et 1993, en appliquant les critères de sélection suivants (à partir du travail de recherche de I. Ripp [1]) :

- les K (respec. π) ont une quantité de mouvement minimale de 1,5 GeV/c (respec. 1 GeV/c) ;
- la somme des quantités de mouvement des deux K est supérieure à 3,5 GeV/c ;
- la somme des quantités de mouvement des deux K et du π est supérieure à 7 GeV/c ;
- la masse invariante K^+K^- est comprise entre 1012,4 et 1026,4 MeV/c^2 ;
- les deux K sont identifiés selon les critères suivants :
  - si l'information du RICH est disponible, on considère que la particule est un $K^{\pm}$ si elle est associée à un critère d'identification *faible, normal* ou *fort*, indépendamment de la valeur de la perte d'énergie ;
  - si la mesure de la perte d'énergie est seule disponible, on considère que la particule est un $K^{\pm}$ si :

    $$\frac{|(dE/dx)_{mes} - (dE/dx)_K|}{err} \leqslant 2,5\sigma$$
    $$(dE/dx)_{mes} \leqslant (dE/dx)_\pi$$
    avec un nombre de fils touchés $\geqslant 30$
  - si aucune information n'est disponible (pas de RICH et moins de 30 fils touchés dans la T.P.C.), on suppose que la particule est un K ;
- la probabilité du χ^2 de l'ajustement des trois traces à un même vertex est supérieure à 10^{-6} ;
- le vertex des trois traces est situé à au moins 500 μm de la zone d'interaction primaire ;
- coupures sur les distributions angulaires :
  - $|\cos\theta_p| < 0.8$;
  - $|\cos\theta_v| > 0.4$.
- au moins deux des trois particules ont au minimum deux coups associés dans le détecteur de vertex.

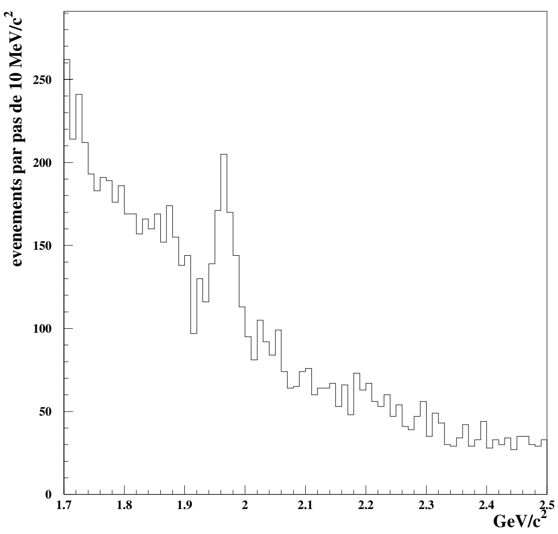


Figure C.1: Pic de masse du D_s reconstruit dans le mode $\phi\pi$ à partir des données enregistrées entre 1991 et 1993.

On voit clairement un signal de D_s, centré à 1967 ± 2 MeV/c^2 et d'une largeur de 13 ± 2 MeV/c^2 . Les critères de sélection utilisés conditionnent la quantité de mouvement des produits de désintégration, dont dépend la largeur du signal de D_s reconstruit. Si on remplace par exemple la coupure sur la distance de vol par l'utilisation d'un algorithme qui enrichit notre échantillon en désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$, le nombre d'événements du pic de D_s reste pratiquement invariant, alors que la largeur du signal augmente à 15 ± 2 MeV/c^2 .

Bibliographie

[1] Isabelle Ripp, Etude des oscillations des mésons B_s à l'aide du détecteur DELPHI, thèse de l'université Paris XI, en cours.

Remerciements

Je remercie Jacques Haissinski et Michel Spiro pour m'avoir accueilli au service de physique des particules du Centre d'études de Saclay.

Je remercie vivement Marie-Lisa Turluer pour m'avoir encadré pendant cette thèse, en respectant ma liberté, ainsi que pour son soutient constant.

J'adresse mes remerciements à Ahmimed Ouraou qui a toujours su répondre à mes nombreuses questions sur l'utilisation des outils statistiques pour l'exploitation des résultats expérimentaux.

Je tiens à saluer Olivier Pène pour m'avoir expliqué avec une grande clarté les aspects théoriques de cette thèse.

Je tiens à remercier Wilbur Venus pour ses remarques très pertinentes et Elie Aslanides pour avoir accepté de juger mon travail.

Je tiens à remercier l'ensemble du groupe DELPHI de Saclay, pour sa bonne humeur et l'agréable ambiance de travail qui y règne : Roy Aleksan, Jérome Baudot, Marc Besancon, Teresa Bolognese, Dominique Brou, Patrick Jarry, Jean-Philippe Laugier, Pierre Lutz, Isabelle Ripp, Vanina Ruhlmann-Kleider, Yves Sacquin, Cyrille de Saint Jean, Jeanne Saint-Saens, Simona Simonetti, Remi Sylvestre, Marco Zito, et plus particulièrement François Pierre pour sa confiance, Marie Lisa Turluer, Ahmimed Ouraou et Didier Vilanova pour avoir patiemment relu et corrigé les différentes versions du manuscrit avec un esprit critique.

Enfin, merci à vous tous, qui de près où de loin, m'avez aidé à réaliser ce travail.