



HAL
open science

Etude des désintégrations radiatives des mésons B dans le détecteur ATLAS

Sébastien Viret

► **To cite this version:**

Sébastien Viret. Etude des désintégrations radiatives des mésons B dans le détecteur ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2004. Français. NNT: . tel-00007066

HAL Id: tel-00007066

<https://theses.hal.science/tel-00007066v1>

Submitted on 8 Oct 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Joseph Fourier - Grenoble 1

THÈSE

présentée pour obtenir

le titre de Docteur En Sciences

Spécialité : Physique

par

Sébastien VIRET

Etude des désintégrations radiatives des mésons B dans le détecteur ATLAS

Soutenue le 27 septembre 2004 devant le jury d'Examen suivant :

Michael KLASSEN	- <i>LPSC Grenoble</i>	- Président
Ziad AJALTOUNI	- <i>LPC Clermont-Ferrand</i>	- Rapporteur
Jacques CHAUVEAU	- <i>LPNHE Paris</i>	- Rapporteur
Fairouz OHLSSON-MALEK	- <i>LPSC Grenoble</i>	- Directrice de thèse
Maria SMIZANSKA	- <i>RAL Lancaster</i>	
Laurent SERIN	- <i>LAL Orsay</i>	

Thèse préparée au Laboratoire de Physique Subatomique et de
Cosmologie de Grenoble

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude des désintégrations radiatives des mésons B dans le détecteur ATLAS du LHC. Les désintégrations radiatives sont une famille des désintégrations rares, transitions impliquant des changements de saveurs par courants neutres (processus $b \rightarrow s\gamma$ par exemple), interdits à l'ordre le plus bas dans le Modèle Standard. Ces processus interviennent par le biais de diagrammes du second ordre (diagrammes pingouin et boîte), et sont donc particulièrement sensibles aux contributions de nouvelles particules telles que les bosons de Higgs chargés ou les particules supersymétriques.

Le but de l'étude est de montrer qu'il sera possible de sélectionner en ligne dans ATLAS les désintégrations radiatives les plus courantes $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ et $B_s \rightarrow \phi\gamma$. Pour ce faire, le traitement des photons de basse énergie ($\approx 10 \text{ GeV}$) par le calorimètre électromagnétique d'ATLAS (ECal) est étudié précisément. Le travail présenté ici montre que le ECal d'ATLAS sera en mesure de traiter ce type de particules. Cette propriété est largement utilisée dans la partie suivante, au cours de laquelle est développée une stratégie de sélection des désintégrations radiatives. La méthode proposée s'appuie en effet sur la recherche d'une zone de basse énergie dans le ECal dès le niveau 1 du processus de sélection, et sur l'identification précise du photon dès le niveau 2. Une grande partie de la stratégie présentée concerne également le détecteur interne, en particulier au niveau 2 du déclenchement.

Les résultats obtenus montrent qu'il sera possible de sélectionner à court terme une quantité importante de signal, et ce en respectant les contraintes imposées par le trigger d'ATLAS. Une estimation préliminaire de la signification (S/\sqrt{B}) est également présentée. Elle fournit des indications encourageantes quant à l'observabilité des désintégrations $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ et $B_s \rightarrow \phi\gamma$ par le détecteur ATLAS.

Mots clés : Physique du B, désintégration rare, ATLAS, LHC, déclenchement, calorimétrie.

Abstract

This thesis is dedicated to the study radiative B decays with the ATLAS detector at the LHC. Radiative decays belong to the rare decays family. Rare decays transitions involve flavor changing neutral currents (for example $b \rightarrow s\gamma$), which are forbidden at the lowest order in the Standard Model. Therefore these processes occur only at the next order, thus involving penguin or box diagrams, which are very sensitive to New Physics contributions.

The main goal of our study is to show that it would be possible to develop an online selection strategy for radiative B decays with the ATLAS detector. To this end, we have studied the treatment of low energy photons by the ATLAS electromagnetic calorimeter (ECal). Our analysis shows that ATLAS ECal will be efficient with these particles. This property is extensively used in the next section, where a selection strategy for radiative B decays is proposed. Indeed, we look for a low energy region of interest in the ECal as soon as the level 1 of the trigger. Then, photon identification cuts are performed in this region at level 2. However, a large part of the proposed selection scheme is also based on the inner detector, particularly at level 2.

The final results show that large amounts of signal events could be collected in only one year by ATLAS. A preliminary significance (S/\sqrt{B}) estimation is also presented. Encouraging results concerning the observability of exclusive radiative B decays are obtained.

Key words : B physics, rare decay, ATLAS, LHC, trigger, calorimetry.

Avertissement

Since few years, in France, a soi disant avant garde has a funny idee fixe : to throw out anglicisms from french vocabulary. Everyone should have its own aide-memoire, where he could find such weird translation as *mercatique* or *coup de pied de coin*.

I soon realized that it would be a tour de force to apply this to my thesis without any faux-pas. In addition, if you look at English language, it contains lots of french words, not only for haute cuisine or Beaujolais nouveau. English are even proud of it, they says that French language has a je ne sais quoi they couldn't find elsewhere.

So as I still had some amour propre, and as hunting anglicism is not my raison d'etre, I decided to keep some of them. I just tried to find the mot juste, and if it's an English word, no problem. As we say in New-York, c'est la vie...



*T*out ce que l'homme expose ou exprime est une note en marge d'un texte totalement effacé. Nous pouvons plus ou moins, d'après le sens de la note, déduire ce qui devait être le sens du texte ; mais il reste toujours un doute, et les sens possibles sont multiples.

Fernando Pessoa, *Le livre de l'intranquilité*

Table des matières

Introduction	7
I Mise en condition	9
1 Première approche	11
1.1 Les atomes	11
1.2 Cohésion du noyau et interactions fondamentales	12
1.3 L'interaction faible et les symétries	13
1.3.1 Une interaction atypique	13
1.3.2 Les symétries : définitions	14
1.3.3 Les symétries : violations	14
1.4 L'interaction forte et les quarks	15
1.5 La physique des mésons B	16
1.6 Où l'on reparle des interactions fondamentales	18
1.7 Vers l'unification ?	19
2 Deuxième approche	21
2.1 Présentation du problème	22
2.1.1 Description	22
2.1.2 Les règles de Feynman	22
2.2 Prologue : électrodynamique quantique	23
2.3 Etape 1 : Modèle de Glashow, Weinberg, et Salam	24
2.3.1 Ingrédients de base	25
1. Les particules	25
2. Le groupe de jauge	25
3. Le lagrangien non brisé	26
4. Le champ de Higgs et la masse des bosons	27
5. Le lagrangien brisé	29
2.3.2 Masse des quarks et matrice de mélange	29
2.3.3 ★ Les changements de saveur par courants neutres : limites du modèle GWS	30
2.4 Etape 2 : Chromodynamique quantique	33
2.4.1 Définition du lagrangien et règles de Feynman	33
1. Les particules	33

TABLE DES MATIÈRES

	2. Le groupe de jauge	33
	3. Le lagrangien	33
	4. Les règles de Feynman	34
2.4.2	★ Divergences et renormalisation	34
	1. Présentation du problème	34
	2. Traitement des divergences	35
	3. Evolution de g_s	36
2.4.3	★ L'expansion en produit d'opérateurs (OPE)	38
3	Les moyens mis en œuvre	41
3.1	Large Hadron Collider	41
3.2	Présentation du détecteur ATLAS	43
3.3	Structure du calorimètre	46
3.3.1	Les tuiles	47
3.3.2	Le calorimètre à argon liquide (LARG)	47
	1. Partie hadronique	48
	2. Partie électromagnétique	48
II	Performances du calorimètre d'ATLAS pour les photons de basse énergie	51
4	Les tests en faisceau	53
4.1	Photons, calorimétrie, et physique du B	53
4.1.1	La calorimétrie dans le trigger d'ATLAS	53
4.1.2	Pourquoi étudier les photons ?	53
4.2	Les tests sous faisceau	54
4.2.1	Description générale	54
4.2.2	Le dispositif "classique"	55
4.2.3	Le dispositif "photon"	56
4.2.4	Acquisition et traitement des données	57
5	Etude des photons de basse énergie	61
5.1	Simulation du dispositif "photon"	61
5.1.1	GEANT 4 en quelques mots	61
5.1.2	Simulation du dispositif "classique"	62
5.1.3	Modifications apportées	63
5.1.4	Calibration en énergie	64
5.2	Comparaison MC/Données	69
5.2.1	Objectif	69
5.2.2	Principe de l'étude	71
5.2.3	Prise en compte du crosstalk	72
5.2.4	Prise en compte du bruit électronique	74
5.2.5	Sélection des candidats photons	75
5.2.6	Résultats et discussion	77

	1. Développement latéral et longitudinal de la gerbe	78
	2. Paramètres d'identification γ/π^0	80
	3. Largeur de gerbe	81
	4. Bilan	83
5.2.7	Perspectives	83
III	Etude des désintégrations radiatives des mésons B	85
6	Le processus $b \rightarrow s\gamma$: de la phénoménologie à l'expérience	87
6.1	Phénoménologie	87
6.1.1	Le beurre ou l'argent du beurre ?	87
6.1.2	Le mode inclusif $B \rightarrow X_s\gamma$	88
6.1.3	La désintégration $B \rightarrow V\gamma$: étude des modes exclusifs $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ et $B_s \rightarrow \phi\gamma$	91
6.2	Point de vue expérimental	92
6.2.1	Mesure des taux de branchements	92
6.2.2	Les mesures de précision	94
	1. Violation d'isospin	94
	2. Violation de CP	95
	3. Observation de $B \rightarrow \rho\gamma$	95
7	Données utilisées	97
7.1	Etape 1 : génération	97
7.1.1	Le signal	97
7.1.2	Le bruit de fond	101
7.1.3	Analyse des données générées	103
	1. Section efficace	103
	2. Cinématique et distributions angulaires	105
7.2	Simulation et reconstruction	108
7.2.1	Simulation	108
7.2.2	Reconstruction	110
8	Elaboration d'un schéma de sélection utilisant le trigger d'ATLAS	113
8.1	L'acquisition des données dans ATLAS	113
8.1.1	Enjeu	113
8.1.2	Description	114
8.1.3	Quelle stratégie pour les désintégrations radiatives ?	115
8.2	Un trigger pour les pingouins radiatifs	116
8.2.1	Niveau 1 : recherche d'une <i>ROI</i> dans le Ecal	116
	1. Description	116
	2. Le problème de la distribution angulaire entre V et γ	116
	3. Choix de la <i>super-ROI</i> et résultats préliminaires.	117
	4. Transition avec le niveau 2	118
8.2.2	Niveau 2 : ouverture de la chasse au pingouin	119

TABLE DES MATIÈRES

	1. Recherche de paires de traces dans le détecteur interne.	120
	2. Sélection du photon dans le calorimètre.	125
	3. Bilan du niveau 2.	128
8.2.3	Bilan et taux de trigger	129
8.3	Niveau 3 du trigger (<i>Event Filter</i>)	131
8.3.1	La problématique	131
8.3.2	Le principe	132
	1. Coupures en masse invariante	132
	2. Direction du méson B	133
8.3.3	Niveau 3 pour $B_s \rightarrow \phi\gamma$	134
	1. Efficacités de sélection	134
	2. Taux de trigger et nombre d'événements de signal stockés	135
8.3.4	Niveau 3 pour $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$	137
8.4	Conclusion sur le trigger	139
9	Estimations après un an à basse luminosité	141
9.1	Mesure du taux de branchement	141
9.2	Significance	143
9.3	Amélioration de $\frac{S}{B}$ et $\frac{S}{\sqrt{B}}$	143
9.3.1	Élimination du bruit de fond dans le détecteur interne	144
	1. Exploitation du vertex déplacé	146
	2. Critère d'isolation	148
9.3.2	Résultats préliminaires	149
9.4	Bilan	153
	Conclusion	155
	Annexes	161
A	Calcul de la déviation induite par le champ magnétique.	161
A.1	Mise en place des paramètres et approximations utilisées	161
A.2	Calcul de la déviation à la sortie de la bobine	161
A.3	Calcul de la déviation à l'entrée du module 0	163
B	Calcul du taux de désintégration du canal exclusif $B \rightarrow V\gamma$	165
B.1	Rappel du problème	165
B.2	Paramètres cinématiques et élément d'espace de phase	165
B.3	Élément de matrice	167
B.4	Résultat final	168
C	Calcul des distributions angulaires de la désintégration $B \rightarrow V(\rightarrow ab)\gamma$	169
C.1	Rappel du problème	169
C.2	Distributions angulaires de la désintégration $V \rightarrow ab$	169
C.2.1	Quelques nombres quantiques	169
C.2.2	Mise en forme du problème	170

TABLE DES MATIÈRES

C.2.3	Rotation	170
C.2.4	Projection	171
C.3	Calcul de \mathcal{M}^2	172
D	Outils d'analyse (offline).	173
D.1	Temps de vol du méson B	173
D.1.1	Définition	173
D.1.2	Détermination du vertex primaire	173
D.1.3	Résultats	175
D.2	Distance minimale d'approche.	175
D.3	Amélioration de la résolution	178
D.4	Étiquetage des B (<i>tagging</i>)	180
D.4.1	Les paramètres du <i>tagging</i>	180
D.4.2	Un muon bien utile	181
D.4.3	Les autres méthodes utilisées dans ATLAS	181
	Liste des figures	i
	Liste des tableaux	v
	Bibliographie	vii
	Merci	xiii

Introduction

Depuis maintenant une quarantaine d'années, le Modèle Standard s'est peu à peu affirmé comme étant l'une des clés de voûte de la physique des particules moderne. Il structure ce monde complexe jusqu'à des énergies importantes, difficiles à atteindre expérimentalement.

C'est en partie pour cette raison que l'on est loin, à l'heure actuelle, de connaître parfaitement toutes les subtilités du modèle. Il subsiste encore de nombreux points assez obscurs, le boson de Higgs est sans doute le plus célèbre d'entre eux.

La recherche actuelle en physique des particules est donc face à un paradoxe. Elle veut, à juste titre, aller plus loin et repousser les frontières tracées il y a plusieurs décennies par le Modèle Standard. Et dans le même temps, elle veut comprendre et mesurer avec précision les mécanismes qui gouvernent ce modèle mal connu, car rien de bon ne se construit sur des fondations fragiles...

Un tel objectif implique d'atteindre des énergies énormes, et représente un défi technique exceptionnel pour les expérimentateurs. La solution proposée par le **CERN**, le grand collisionneur de hadrons (**LHC**), est effectivement une machine qui sort de l'ordinaire. Les quatre expériences qu'il abrite auront bien besoin de cette puissance pour répondre aux questions qu'elles souhaitent élucider : qui est vraiment le Modèle Standard ? Quelle physique se cache derrière ?

ATLAS sera l'un de ces quatre détecteurs. Les secteurs qu'il compte explorer, voire découvrir, sont nombreux. La physique du B est un de ces domaines, déjà défriché certes, mais où beaucoup de travail reste à faire. Des expériences dédiées, les usines à B , ont en effet obtenus de très beaux résultats dans cette zone méconnue du Modèle Standard. Mais la sensibilité que permettra d'atteindre le **LHC** ouvre de nouvelles perspectives, comme celles des désintégrations rares, voire très rares, des particules belles.

L'objectif du travail présenté ici est d'évaluer le potentiel d'**ATLAS** pour certaines de ces désintégrations rares : les désintégrations radiatives, c'est à dire celles contenant un photon dans l'état final.

Il est donc assez logique qu'après une première partie à vocation introductive, couverte par les chapitres 1, 2, et 3, nous nous intéressions particulièrement aux grains de lumière.

La deuxième partie est ainsi totalement consacrée à ces-derniers, et tout particulièrement à ceux qui nous intéressent en premier lieu : les photons de basse énergie. De véritables données, obtenues au cours de tests en faisceaux décrits dans le chapitre 4, sont analysées puis comparées au chapitre 5 avec un modèle basé sur la simulation officielle d'**ATLAS**.

Introduction

Après cette comparaison, nous entrons dans le vif du sujet : l'étude des désintégrations radiatives dans le détecteur **ATLAS**. Cette troisième partie se découpe en plusieurs étapes. On commence par la phénoménologie et une description des observables expérimentales (chapitre 6). L'étude à proprement parler débute avec le chapitre 7, où la production des données utilisées est décrite en détail. Une démarche logique nous conduit alors à la sélection des événements au chapitre 8. Puis, une fois les événements stockés, il est possible de faire une analyse détaillée et d'obtenir quelques estimations préliminaires. C'est ce qui est décrit dans le chapitre 9.

Première partie
Mise en condition

Chapitre 1

Première approche : un peu d'histoire

La majeure partie du travail présenté dans cette thèse concerne la physique du B. Mais qu'est-ce que la physique du B ? Comment y est-on arrivé ? L'objectif de ce chapitre est de donner une réponse simple à ceux qui se posent ces questions. C'est une promenade introductive à travers le jargon complexe de la physique des particules. Le spécialiste, pour qui ces notions simples sont plus ou moins une évidence, pourra passer directement au chapitre suivant.

Quarks, leptons, bosons, chromodynamique quantique, supersymétrie,...

Autant de termes apparus en moins de cinquante ans sous l'impulsion d'une seule et même discipline : la physique des particules.

L'expérience **ATLAS**, dont il va être question ici, est un chapitre de plus de cette belle aventure. De nombreuses découvertes y sont attendues, mais comme rien de bon ne se construit sans de solides fondations, on cherchera également à y approfondir notre compréhension des domaines déjà plus ou moins connus.

C'est d'ailleurs sur un de ces domaines, la physique du B, que nous nous concentrerons bientôt. Mais comment est-on passé de l'atome à la physique du B ? C'est la question à laquelle tente de répondre ce chapitre¹.

1.1 Les atomes

A la fin du XIX^{ème} siècle, les scientifiques, et plus particulièrement les chimistes, sont convaincus que toute la matière qui nous entoure est un assemblage plus ou moins complexe d'atomes. On soupçonne également, vu le nombre d'éléments déjà connus, que ces atomes ont eux-même une sous-structure commune. La classification périodique des éléments (fig. 1.1), établie en 1865 par **D. Mendeleev**, illustre parfaitement cette conviction.

¹Ce dernier s'inspire principalement des ouvrages suivants[1, 2, 3]

1.2 Cohésion du noyau et interactions fondamentales

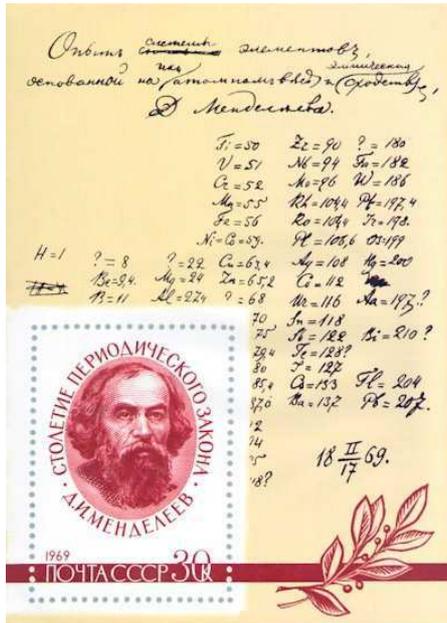


FIG. 1.1: La première version manuscrite de la classification périodique des éléments, établie par Mendeleev en 1865

E. Rutherford fut le premier à révéler expérimentalement cette sous-structure. Il montra que l'atome est constitué d'un minuscule **noyau**, de charge positive et concentrant la quasi-totalité de la masse de l'atome, et d'un nuage d'**électrons** négativement chargés gravitant autour de celui-ci (fig. fig1.2).

On comprit quelques années plus tard que le noyau est lui-même un assemblage de particules chargées : les **protons**², et de particules neutres : les **neutrons**. Ces particules sont appelées les **nucléons**.

A partir de là, plusieurs questions fondamentales se sont posées. Quelle peut être la nature de la force qui assure la cohésion de ce noyau ? Les nucléons constituent-ils le stade ultime de la matière ?

On peut considérer que la physique des particules est née avec ces questions.

1.2 Cohésion du noyau et interactions fondamentales

Avant la découverte du noyau, on connaissait déjà deux interactions fondamentales : l'interaction gravitationnelle, qui fait tomber les pommes, et l'interaction électromagnétique, dont l'électricité est la manifestation la plus courante.

Mais il faut se rendre à l'évidence : ces deux forces ne peuvent expliquer la cohésion du noyau.

D'une part, la gravitation est d'une intensité beaucoup trop faible, et d'autre part la répulsion électromagnétique (deux charges de même signe se repoussent) aurait plutôt tendance à s'opposer à l'existence de ce noyau, où peuvent cohabiter plusieurs protons.

Il y a donc une autre force, de portée très courte (la taille du noyau) et beaucoup plus

²Du grec *protos* qui signifie premier

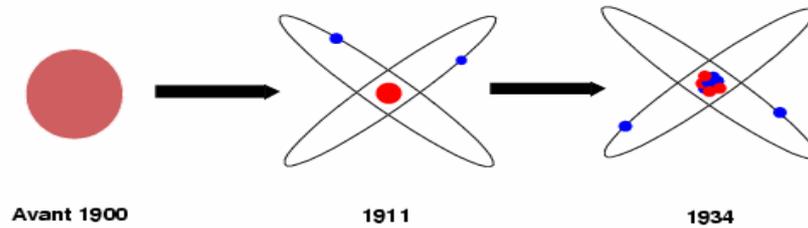


FIG. 1.2: De l'atome aux nucléons

intense que l'interaction électromagnétique. Cette force fut d'abord nommée interaction nucléaire. C'est en fait une manifestation résiduelle de l'**interaction forte**, qui assure la cohésion des nucléons³.

L'observation des désintégrations nucléaires mis rapidement en évidence une quatrième interaction. Il y a, en effet, 3 catégories de désintégrations :

- **Desintégration α** : Le noyau se désintègre en émettant un noyau d' He_4 . On touche uniquement au noyau, c'est donc une interaction purement nucléaire.
- **Desintégration β** : Le noyau se désintègre en émettant un électron ou un positon⁴. On touche aussi au noyau, mais on émet une particule qui a priori n'a rien à y faire.
- **Desintégration γ** : Un électron gravitant autour du noyau se désexcite en émettant un photon. C'est un processus purement électromagnétique.

La désintégration β , de par son caractère hybride, ne peut s'expliquer par aucune des 3 interactions introduites précédemment. C'est une interaction nucléaire (sa portée est la taille du noyau), mais d'intensité beaucoup plus faible que l'interaction forte. D'où le nom d'**interaction faible**.

1.3 L'interaction faible et les symétries

1.3.1 Une interaction atypique

L'étude des désintégrations β a permis de faire rapidement de grandes avancées. L'observation d'un spectre continu en énergie de l'électron émis, par exemple, fut interprétée dès 1924 par **W. Pauli** par la présence d'une nouvelle particule, de charge et de masse

³Mais à l'époque, on ne se doutait pas encore que les nucléons sont eux-mêmes un assemblage de particules

⁴Chaque particule possède un partenaire de charge opposée : son antiparticule. Les antiparticules constituent ce que l'on appelle l'antimatière. Le positon est l'antiparticule de l'électron.

1.3 L'interaction faible et les symétries

nulle : le neutron de Pauli, appelé plus tard **neutrino**⁵. Celui-ci fut effectivement mis en évidence par **Reines & Cowan** en 1953.

Mais la particularité la plus surprenante de l'interaction faible est qu'elle viole en partie les lois fondamentales de la physique. Il est donc nécessaire, lorsqu'on parle d'interaction faible, de parler de ces lois qu'on appelle **symétries**.

1.3.2 Les symétries : définitions

Une symétrie est, par définition, une transformation qui laisse inchangé le système auquel on l'applique. Physiquement, un processus physique respecte une loi de symétrie s'il se comporte de la même manière, qu'on lui applique ou non la symétrie.

Il en existe plusieurs types :

- **Les symétries discrètes** : on revient forcément au système initial après un nombre **fini** d'application d'une telle symétrie. Géométriquement, la symétrie centrale (qui laisse invariant un rectangle), est une symétrie discrète. En effet, on revient au système initial après 2 itérations. Changer la charge d'une particule (passer du + au - et inversement) est également une loi de symétrie discrète. En physique des particules, ces deux symétries sont appelées **conjugaison de charge \mathcal{C}** et **parité \mathcal{P}** .
- **Les symétries continues** : on **ne** revient **pas** forcément au système initial après un nombre **fini** d'application d'une telle symétrie. Toutes les translations ou les rotations de l'espace-temps sont des symétries continues. Les lois de la physique sont invariantes par action de ces symétries (une particule se comporte de la même manière à Paris et à New York). Cette remarque évidente a des conséquences fondamentales pour la physique des particules. En effet, on peut montrer que chaque symétrie respectée implique la conservation d'une grandeur physique⁶.

1.3.3 Les symétries : violations

Les lois de symétries ont été introduites au cours des années trente. L'électromagnétisme, qui était déjà bien maîtrisé à l'époque, respecte ces principes. Mais est-ce le cas pour les autres interactions ?

“*Pas forcément*”, répondirent en 1956 **T.D. Lee & C.S. Yang**. Ceux-ci montrèrent[4] en effet qu'il était possible, en supposant la violation de la parité dans l'interaction faible, de résoudre les problèmes posés par les résultats expérimentaux.

Cette hypothèse fut vérifiée immédiatement par **C.S. Wu** en étudiant la désintégration faible du ^{60}Co à basse température [5].

⁵Ce nom vient de l'italien *neutrone* qui signifie petit neutron. Il fut introduit dans les années trente par E. Fermi alors qu'il expliquait la différence entre le neutron de Pauli et celui de Chadwick (le neutron du noyau), qui venait tout juste d'être découvert par ce-dernier

⁶C'est le théorème de **Noether**

L'explication théorique ne fut trouvée que quelques années plus tard. Seules les particules d'hélicité⁷ gauche (et les anti-particules d'hélicité droite) sont sensibles à l'interaction faible. Le neutrino n'étant sensible qu'à l'interaction faible, cela implique que l'anti-neutrino gauche et le neutrino droit n'existent pas, d'où une violation totale de C . L'interaction faible est un miroir sans image (fig. 1.3) !



FIG. 1.3: D'une nature symétrique à la violation de CP

Par contre, il est facile de vérifier que la conjugaison des 2 symétries, CP , est respectée⁸, on a $-1 \times -1 = +1$. Il a fallu toutefois revoir cette hypothèse, car cette violation fut observée en 1964 [6]. Si la découverte de la violation de P eu un grand retentissement, celle de la violation de CP fut un véritable séisme (la figure 1.3 permet d'imaginer pourquoi).

L'étude de la violation de CP est devenue depuis l'un des domaines les plus importants de la physique des particules moderne. **A.D. Sakharov**⁹ a en effet montré en 1967 [7] que si la matière est aujourd'hui très largement majoritaire dans notre univers¹⁰, c'est en partie grâce à la violation de CP . Physique du B et violation de CP sont intimement liés, c'est en effet dans ce secteur que cette violation est la plus importante.

1.4 L'interaction forte et les quarks

Parallèlement à l'interaction faible, l'interaction forte commença elle aussi à livrer peu à peu ses secrets. L'étude des rayons cosmiques permit en effet, dès le début des années 40, d'ouvrir de nouveaux horizons dans ce domaine.

Elle donna lieu à un afflux de nouvelles particules aux propriétés souvent tout aussi nouvelles. Pour canaliser ce flux et tenter de mieux le comprendre, les particules furent

⁷L'hélicité d'une particule indique la relation entre son spin (axe de rotation de la particule sur elle-même) et son impulsion. Elle vaut $+1$ s'ils sont alignés (particule **droite**), et -1 si ils sont opposés (particule **gauche**)

⁸Dire que la symétrie CP est respectée revient à dire que l'on ne peut pas distinguer matière et anti-matière

⁹Plus connu pour avoir obtenu le prix Nobel de la paix en 1975

¹⁰La présence de fortes concentrations d'antimatière dans l'univers connu n'a jamais été observée. La Lune, par exemple, n'est pas faite d'antimatière, sinon nous n'aurions jamais posé le pied dessus.

1.5 La physique des mésons B

classées en 2 catégories. D'un côté, celles insensibles à l'interaction forte : les **leptons**¹¹, de l'autre, celles sensibles aux 3 interactions : les **hadrons**¹².

A la fin des années 50, on connaissait 4 leptons (l'électron, le muon, et leurs neutrinos respectifs), contre plusieurs dizaines de hadrons. L'idée d'une sous-structure pour les hadrons s'imposa logiquement devant cette multiplicité, et, en 1964, **M. Gell-Mann** montra [8] que tous les hadrons connus jusqu'alors pouvaient être fabriqués à partir de seulement trois briques élémentaires : les **quarks**¹³.

Ces trois quarks (**up**, **down**, et **strange**) ont des charges différentes : $+\frac{2}{3}$ pour u , et $-\frac{1}{3}$ pour d et s . On peut facilement former le proton (**uud**) et le neutron (**udd**) comme des combinaisons de trois quarks. D'une manière générale, tous les hadrons peuvent s'interpréter comme une combinaison de 3 quarks ou anti-quarks (les **baryons**¹⁴) ou d'une paire quark/anti-quark (les **mésons**¹⁵). Neutron et proton sont les deux baryons les plus stables.

On sait aujourd'hui que le nombre total de briques élémentaires est 12 : 6 quarks et 6 leptons. Toutes ces briques fonctionnent par deux (table 1.1), et sont de masses croissantes (fig. 1.4).

Type	Quarks		Leptons	
Charge	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	-1	0
Famille 1	d	u	e	ν_e
Famille 2	s	c	μ	ν_μ
Famille 3	b	t	τ	ν_τ

TAB. 1.1: *Les constituants élémentaires de la matière (en 2004)*

Il y a toutes les raisons de penser que nous avons avec les quarks la brique la plus élémentaire de la matière¹⁶, mais seul l'avenir pourra nous le confirmer...

1.5 La physique des mésons B

La physique du B est l'étude des propriétés des hadrons contenant au moins un quark b. Le quark b a été découvert à la fin des années 70, mais les propriétés des mésons B sont réellement étudiées depuis seulement une dizaine d'années. On étudie les mésons plutôt que les baryons car ceux-ci sont plus abordables d'un point de vue expérimental aussi bien que théorique. Mais le **LHC** permettra d'étudier toute la famille des hadrons B.

¹¹Du grec *leptos* : léger, fin

¹²Du grec *hadros* : lourd, épais

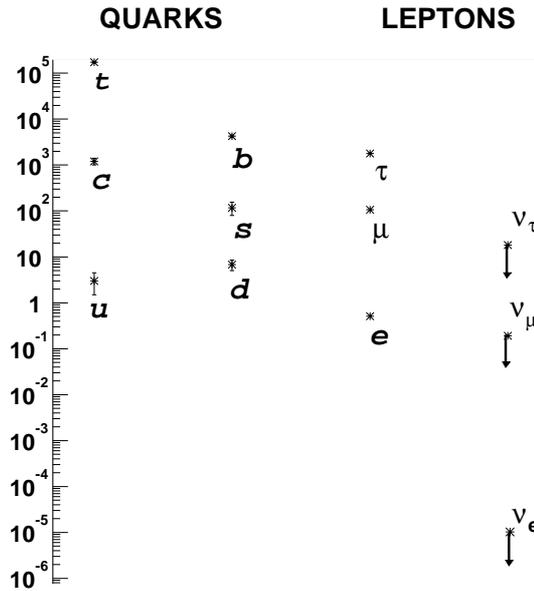
¹³Ce mot est issu de "Finnegans Wake", livre 'culte' de James Joyce.

¹⁴Du grec *barus* : lourd

¹⁵Du grec *mesos* : milieu. Les premiers mésons découverts avaient en effet une masse comprise entre celle du muon et celle du proton, au *milieu* donc.

¹⁶On a dit la même chose du proton à l'époque de sa découverte.

FIG. 1.4: Les constituants élémentaires et leurs masses (L'échelle est logarithmique et est graduée en GeV)



Des expériences telles que **BABAR** [9] ou **BELLE** [10] sont déjà en activité et sont exclusivement consacrées à la physique du B. Le LHC possédera lui aussi une expérience entièrement dédiée à cette discipline : **LHCb** [11]. Mais les 2 grands détecteurs du LHC que sont **ATLAS** et **CMS** [12] ont également prévu d'étudier la physique du B.

Cet intérêt marqué pour ce domaine est dû au fait que celui-ci constitue une passerelle entre nos connaissances actuelles (violation de CP , étude de l'interaction forte) et la recherche de nouveaux phénomènes (étude des désintégrations rares).

L'étude des désintégrations rares est révélatrice de cette polyvalence. On appelle désintégration rare un processus qui est fortement supprimé par les modèles théoriques.

Dans la dernière partie, 2 désintégrations de ce type seront étudiées :

$$B_d \rightarrow K^{*0} \gamma$$

$$B_s \rightarrow \phi \gamma$$

Elles font appel à des mécanismes complexes, qui sont trop faibles pour être observés dans les désintégrations courantes¹⁷. Or c'est seulement en comprenant en détails les modèles théoriques que l'on pourra trouver leurs failles. Les désintégrations rares permettent donc, en cherchant à prendre en défaut la théorie, de mieux la connaître.

Car des théories pour expliquer les interactions fondamentales, il y en a eu beaucoup, et de toutes les sortes. Les expériences, toujours plus puissantes, toujours plus précises, ont peu à peu séparé le bon grain de l'ivraie. Les parties qui suivent montrent que l'on commence à avoir une connaissance assez détaillée de la situation. Mais, nous le verrons dans la dernière partie, les problèmes ouverts restent nombreux.

¹⁷Observer ces mécanismes dans les réactions classiques reviendrait à chercher une aiguille dans une meule de foin.

1.6 Où l'on reparle des interactions fondamentales

Nous nous sommes jusqu'à présent intéressés uniquement aux briques élémentaires, sans mentionner le ciment qui en assurait la cohésion.

Ce ciment, c'est le messenger, celui qui assure la communication entre les 2 particules qui interagissent. Chaque interaction en a un certain nombre, défini par le nombre de degrés de liberté qu'elle possède ; on nomme ces messagers les **bosons**¹⁸. Les 12 briques élémentaires présentées précédemment sont appelées **fermions**¹⁹. La différence fondamentale entre fermions et bosons est la valeur du spin : entier pour les bosons (0, 1, 2), fractionnaire pour les fermions ($\frac{1}{2}$). Ce sont 2 mondes tout à fait distincts.

Voyons maintenant quels sont les bosons de chacune des quatre interactions fondamentales :

- **interaction gravitationnelle**, c'est de loin la plus faible de toutes. Tellement faible qu'il est très complexe de mettre en évidence expérimentalement l'interaction gravitationnelle entre deux particules. Qui plus est, le lien entre la gravitation et les autres interactions est un problème relativement ardu que nous n'aborderons pas ici. La découverte du boson messenger, le **graviton**, serait un grand pas dans la bonne direction. Mais même s'il existe, les difficultés expérimentales à surmonter sont colossales. Des expériences telles que **VIRGO [30]** espèrent néanmoins parvenir à relever ce défi technologique et scientifique.
- **interaction électromagnétique** : l'unification des forces électrique et magnétique est certainement la mieux connue des quatre. Elle concerne les fermions chargés (leptons chargés et quarks) et est à l'origine de processus physiques tels que l'**effet Compton** ou l'**effet photoélectrique**. C'est d'ailleurs l'explication de ce dernier par **A. Einstein** en 1905²⁰ qui donna pour la première fois une réalité physique au boson vecteur de cette interaction : le **photon**. Le photon est une particule sans masse et sans charge dont la seule fonction est le transport de paquets d'énergie (les fameux quantas).
- **interaction forte**, c'est la force qui lie les quarks entre eux, permettant ainsi de former, entre autres, les nucléons. Les observations expérimentales ont montré que les quarks devaient posséder un degré de liberté supplémentaire : la **couleur**. Chaque quark peut être rouge, vert, ou bleu, un hadron devant être incolore²¹. L'interaction forte peut alors s'interpréter comme un échange de couleur entre quarks. Les particules permettant cet échange sont incolores, de masse et de charge nulles : ce sont les **gluons**. 8 gluons sont nécessaires pour un système à six quarks. Il y a donc 8 messagers de l'interaction forte, contre 1 seulement pour l'interaction électromagnétique. On peut le comprendre car les gluons ont un rôle plus étendu que les photons : ils doivent transporter l'énergie, mais aussi la couleur. Et comme il y a

¹⁸En hommage au physicien indien **S.N Bose**

¹⁹En hommage au physicien italien **E. Fermi**

²⁰La même année Einstein publia également sa théorie de la relativité restreinte

²¹Cette analogie avec les couleurs primaires n'est évidemment qu'une métaphore...

plus d'une couleur, il y a plus d'un gluon.

- **interaction faible**, cette interaction est responsable de tous les changements de saveurs (passage d'un lepton chargé à son neutrino respectif, d'un quark à un autre). Elle assure également le lien entre quarks et leptons. Le changement de saveur implique l'existence de bosons chargés : ce sont les bosons W^+ et W^- . Il existe également un boson neutre : le Z^0 . Nous avons dit précédemment que cette interaction, bien que nucléaire, est beaucoup plus faible que l'interaction forte. Ceci est dû au fait que, contrairement aux bosons des autres interactions, ceux de l'interaction faible sont massifs. C'est une fois de plus une chose anormale, car tout modèle d'interaction conduit (nous le verrons dans le chapitre 5) à des bosons de masse nulle. Il faudra donc trouver un mécanisme qui donne une masse aux bosons sans modifier le fonctionnement du modèle. C'est le mécanisme de **Higgs** (et son célèbre boson) qui se charge de ce travail.

		Quarks	Leptons	
Interaction	Médiateurs	u,c,t,d,s,b	e, μ , τ	ν_e, ν_μ, ν_τ
<i>Electromagnétique</i>	γ	★	★	
<i>Forte</i>	gluons	★		
<i>Faible</i>	W^+, W^-, Z^0	★	★	★
<i>Gravitationnelle</i>	graviton ?	★	★	★

TAB. 1.2: Les particules élémentaires et les interactions auxquelles elles sont soumises. Il faut noter que le graviton n'est pour l'instant qu'une hypothèse.

Le tableau 1.2 résume tout ce que l'on vient de présenter. On y voit le rôle de l'interaction faible, passerelle entre toutes les briques élémentaires. Les interactions sont donc toutes plus ou moins reliées entre elles. Ce constat amène naturellement la question de l'unification, question fondamentale dont la réponse n'est pas encore parfaitement établie.

1.7 Vers l'unification ?

Pour modéliser une interaction, il faut un milieu dans lequel on puisse développer ce modèle (un peu comme un poisson a besoin d'eau pour vivre). Il faut également que lorsqu'une particule se crée, elle appartienne au milieu. Mathématiquement une telle structure est appelée **groupe**. En physique des particules, on la nomme **groupe de jauge**. Pour reprendre la comparaison précédente, l'eau est le groupe de jauge des poissons.

Unifier deux interactions, c'est trouver un groupe de jauge dans lequel les deux interactions peuvent fonctionner correctement. Ce n'est pas une chose évidente, imaginer des

1.7 Vers l'unification ?

poissons vivant dans l'eau douce (les leptons chargés par exemple), et des poissons vivant dans l'eau salée (les quarks), trouver un milieu dans lequel les deux puissent vivre sans problème est loin d'être simple.

Avant d'unifier les interactions, il faut donc les avoir bien comprises²². A l'heure actuelle, les forces faible et électromagnétique sont certainement les mieux maîtrisées. Il est logique que ce soit celles qui aient été unifiées en premier. Le **Modèle électrofaible**, dû à **Glashow, Weinberg, et Salam**, remonte aux années soixante [14],[15], et la découverte des bosons Z et W est une de ses plus éclatantes confirmations.

L'étape suivante consiste à inclure l'interaction forte à tout cela. Le résultat est ce que l'on appelle le **Modèle Standard**, mais il est important de préciser qu'il ne s'agit que d'un collage, et en aucun cas d'une unification, des forces fortes et électrofaibles.

Il est intéressant de remarquer que jusqu'à aujourd'hui, aucun signal de physique ne pouvant s'expliquer grâce au Modèle Standard n'a été observé. Et pourtant, il reste des points que ce modèle ne peut éclaircir. Il y a donc certainement "quelque chose derrière", et les théories, dite de "**Grande Unification**" ne manquent pas (supersymétrie,...).

Quand à la gravité, peu de choses ont été confirmées depuis la relativité générale d'**Einstein**. De part sa très faible intensité et sa très grande portée, la gravitation se prête très mal à une interprétation quantique. Les théories de dimensions supplémentaires proposent de séduisantes solutions, mais c'est une autre histoire...

²²C'est à dire bien connaître la composition de l'eau et la structure du poisson

Chapitre 2

Deuxième approche : un peu de théorie

Ce chapitre présente le contexte théorique de la physique des saveurs lourdes. Il s'agit pour la plupart de notions tout à fait classiques de la physique des particules moderne. Toutefois, ce chapitre, s'il commence par des points évidents, aborde progressivement des notions plus spécifiques à la physique des désintégrations rares, auxquelles est consacrée notre dernière partie. Les sections où ces points particuliers sont introduits sont marquées d'un ★.

Notre objectif est l'étude par simulation du potentiel d'observation des désintégrations rares des mésons B dans le détecteur **ATLAS**. Le principe d'une telle étude est simple et comporte 4 étapes : **génération, simulation, reconstruction et analyse**.

Il existe maintenant des programmes performants et relativement simples d'utilisation qui effectuent les premières étapes. Il semble ainsi tout à fait possible de produire un échantillon d'événements sans connaître grand chose de la physique des désintégrations rares¹. Dans la réalité, c'est un peu plus complexe, principalement au niveau de la génération, qui doit **toujours** être effectuée avec précaution, en particulier dans le cas de canaux peu courants, tels que ceux que nous allons étudier.

Cependant, vouloir interpréter ces données sans un minimum de connaissances théoriques revient à vouloir conduire de nuit tous phares éteints : pas simple... L'objectif que je me suis fixé ici est de présenter ces bases, mais avec le regard de l'expérimentateur, c'est à dire en tentant autant que possible de **faire passer le sens physique avant le formalisme**.

Puisqu'il faut bien choisir un point de départ (le but n'est pas de tout réexpliquer !), nous considérerons comme acquis l'équation de Dirac et son formalisme (matrices γ). Le lecteur peu familier de ces notions pourra se référer à [2].

Sauf si cela est explicitement précisé, tout ce qui est présenté dans ce chapitre se base sur les références [2, 16] jusqu'au début de la partie 2, puis sur [17, 18] dans les dernières parties.

¹De bonnes connaissances en informatique sont par contre fortement conseillées !!

2.1 Présentation du problème

2.1.1 Description

Le problème que nous avons à résoudre est le suivant : comprendre et formaliser la désintégration d'un méson B en un certain nombre de particules composant un état final F .

Expérimentalement, nous observons dans le détecteur le taux de désintégration qui est directement relié au nombre d'événements observés. Notons Γ ce taux, on a la relation [19] :

$$d\Gamma(B \rightarrow F) = \frac{(2\pi)^4}{2m_B} |\mathcal{M}|^2 d\mathcal{Q} \quad (2.1)$$

où $d\mathcal{Q}$ est l'élément d'espace de phase et \mathcal{M} l'amplitude de la désintégration.

L'amplitude est le paramètre qui contient toute l'information physique de la réaction. Elle se calcule à partir de \mathcal{H}_{eff} , hamiltonien **effectif**² du système, par la relation suivante :

$$-i\mathcal{M} = \langle F | \mathcal{H}_{eff} | B \rangle \quad (2.2)$$

\mathcal{M} est donc assimilable à un élément de matrice. Pour le déterminer, il faudra comprendre et expliciter \mathcal{H}_{eff} . Ce travail va nous mener, en plusieurs étapes de difficulté croissante, de l'électrodynamique quantique à l'expansion en produit d'opérateurs.

Une approche mathématique du problème est possible, mais le sens physique est rapidement noyé par le formalisme. C'est en partant de ce constat que **R.P. Feynman** a établi un système simple et clair ; car ce que veut l'expérimentateur³, ce sont des outils faciles à utiliser qui lui permettent de comprendre et de construire \mathcal{H}_{eff} .

2.1.2 Les règles de Feynman

Toute interaction est un assemblage plus ou moins complexe de **vertex** (point de contact entre 2 champs) et de **propagateurs** (particule entre 2 vertex).

Ces notions permettent de représenter les processus de désintégration et de production sous forme de diagrammes (figure 2.1) simples à comprendre. Chaque particule est reconnaissable par son propagateur (ligne droite pour les fermions, tordue pour les photons,...), et le temps s'écoule de la gauche vers la droite.

Pour obtenir l'hamiltonien effectif, il suffit, pour chaque diagramme possible (la figure 2.1 donne ceux qui dominent dans le cas de l'effet Compton), de calculer l'hamiltonien du diagramme, qui n'est autre que le produit des propagateurs et des vertex (en allant de droite à gauche). L'hamiltonien global est la somme de tous ces sous-hamiltoniens.

Il y a donc 2 problèmes :

²Le terme effectif a son importance. En règle générale, dès que l'on parle de théorie effective, cela implique que les effets perturbatifs à haute énergie sont introduits sous la forme de facteurs correctifs aux phénomènes *effectivement* observés, qui sont à basse énergie.

³Nous partirons du principe qu'un expérimentateur n'est pas un théoricien et réciproquement...

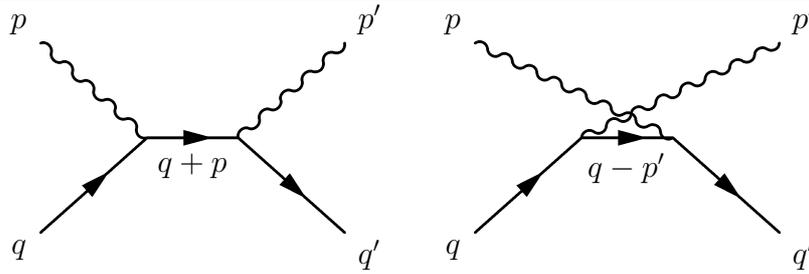


FIG. 2.1: Exemple de diagrammes de Feynman : l'effet Compton

- 1. Expliciter les propagateurs et les vertex dont nous avons besoin. Cela nécessite une compréhension approfondie des interactions mises en jeu. Nous devons donc déterminer et interpréter le **lagrangien** de chacune de ces interactions.
- 2. Déterminer et calculer **tous** les sous-diagrammes qui vont influencer le calcul final. Il faudra alors trouver des “recettes” permettant de simplifier ces calculs.

2.2 Prologue : électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique (**QED**) est la formulation quantique de l'électromagnétisme. Son nombre réduit de paramètres en fait la partie de la théorie des champs la plus abordable.

Considérons un lepton de masse m décrit par la fonction d'onde $\psi = u(\mathbf{p})e^{-ipx}$. p est la quadri-impulsion du lepton ($p^\mu = (E, \mathbf{p})$), x est la position dans l'espace-temps, et u est un spineur de Dirac (quadri-vecteur dont les composantes dépendent uniquement de l'impulsion⁴ de la particule et **pas de sa position**).

En l'absence de champ, son mouvement est défini par le lagrangien⁵ de **Dirac**,

$$\mathcal{L}_{Dirac} = i\bar{\psi}(\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (2.3)$$

Ce lagrangien est visiblement invariant si on lui applique la transformation $\psi \rightarrow \psi e^{i\alpha}$, avec α constant. C'est ce que l'on appelle une invariance de jauge **globale**. On peut montrer que cette invariance de \mathcal{L}_{Dirac} , implique la conservation de la charge. D'une manière générale, toute invariance de jauge implique une quantité conservée⁶.

On est alors tenté de savoir si \mathcal{L}_{Dirac} est invariant sous une transformation plus arbitraire : $\psi \rightarrow \psi e^{i\alpha(x)}$. La jauge n'a en effet aucune raison d'être indépendante de la position et du temps à laquelle on la considère.

Malheureusement (ou heureusement...), cela ne fonctionne pas pour \mathcal{L}_{Dirac} seul. Un calcul rapide montre qu'il reste un terme $i\partial_\mu \alpha e^{i\alpha(x)} \psi$. Ce qu'il faudrait, c'est une dérivée D telle que sous la transformation locale on ait :

$$D_\mu \psi \rightarrow e^{i\alpha(x)} D_\mu \psi \quad (2.4)$$

⁴A partir de maintenant, les vecteurs à 3 composantes seront notés en **gras**.

⁵Nous utiliserons le formalisme lagrangien ($\mathcal{L} = T - V$) pour décrire les interactions. Celui-ci permet une présentation plus simple, basée sur les propriétés de symétrie, que le formalisme hamiltonien. Les deux formalismes donnent bien évidemment les mêmes résultats, tout bon ouvrage de mécanique du point décrit cela très bien (Voir par exemple [20]).

⁶cf. note 6 du chapitre 1

2.3 Etape 1 : Modèle de Glashow, Weinberg, et Salam

Pour une transformation globale, la dérivée classique convient, mais pour la transformation locale, il est nécessaire de rajouter un **champ de jauge**⁷ $A^\mu = (V, \mathbf{A})$ défini par :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA^\mu \quad (2.5)$$

où e est la charge du lepton. Ce champ est choisi de manière à se transformer, sous la variation locale de jauge, de la manière suivante :

$$A^\mu \rightarrow A^\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha \quad (2.6)$$

On vérifie alors aisément que l'invariance locale est alors obtenue. Mais il faut bien comprendre que ce que l'on vient de rajouter, c'est tout simplement un terme d'interaction champ de jauge/particule. D'un point de vue physique, il est donc nécessaire d'ajouter au lagrangien un terme prenant en compte la propagation du champ⁸. Ce terme doit évidemment être invariant de jauge local⁹. L'objet le plus simple¹⁰ permettant d'obtenir cela est le tenseur $F_{\mu\nu}$ défini par :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (2.7)$$

Le lagrangien final décrit le mouvement d'un fermion dans un champ électromagnétique A^μ :

$$\mathcal{L}_{QED} = i\bar{\psi}(\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (2.8)$$

Le fait d'imposer la symétrie de jauge locale au lagrangien de **Dirac** nous a conduit à retrouver le lagrangien fondamental de la **QED** ! Il en découle également la masse nulle du photon, puisqu'un terme du type $-m_\gamma^2 A^\mu A_\mu$ n'est pas invariant de jauge.

Les règles de Feynman, décrites par la figure 2.2, sont assez simples, puisqu'il n'y a que 2 propagateurs et un vertex possibles.

Ce petit exemple permet d'introduire le formalisme lagrangien, mais également de démontrer la puissance des théories de jauge. Le simple fait d'imposer l'invariance locale a en effet eu des conséquences tout à fait remarquables.

Avant de pouvoir parler de mésons B , nous devons ajouter à la **QED** l'interaction faible. L'idéal serait de disposer d'un lagrangien permettant de décrire simultanément les 2 interactions. C'est ce que nous allons présenter maintenant.

2.3 Etape 1 : Modèle de Glashow, Weinberg, et Salam

Le modèle **GWS** réunit en un formalisme commun les interactions électromagnétique et faible. Il permet d'explicitier les interactions entre leptons et quarks, ainsi que leurs changements de saveurs respectifs.

⁷On le nomme ainsi car il est introduit pour assurer l'invariance de jauge locale

⁸Mathématiquement, ce que l'on vient de faire suffirait.

⁹Car l'autre partie l'est déjà donc on ne peut pas y récupérer des termes.

¹⁰On vérifie aisément que $\partial_\mu A_\nu$ ne convient pas, car les dérivées de α ne sont pas éliminées

2.3 Etape 1 : Modèle de Glashow, Weinberg, et Salam

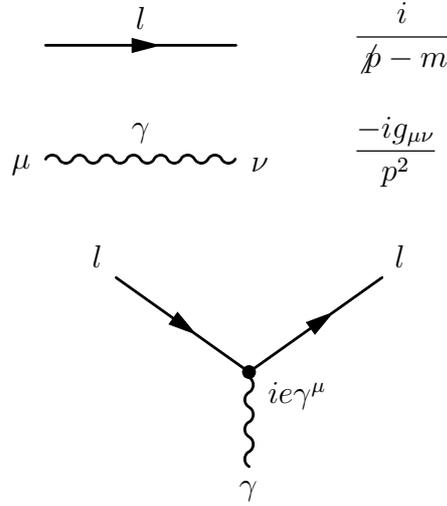


FIG. 2.2: Règles de Feynman pour la QED (propagateurs & vertex)

2.3.1 Ingrédients de base

1. Les particules

Contrairement à la **QED**, l'interaction électrofaible concerne toutes les briques élémentaires. Par contre, on sait que seules les composantes gauches des briques sont sensibles à l'interaction faible.

Les composantes gauches (notées L) et droites (notées R) s'obtiennent à partir des relations $L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi$ et $R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi$ où ψ a été introduite dans la partie précédente.

Il y a donc 6 doublets (le fonctionnement par paires est dû au changement de saveur) de particules gauches

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

auxquels s'ajoutent 9 singlets (On peut négliger les neutrinos droits, en première approximation) de particules droites $R = e_R, \mu_R, \tau_R, u_R, \dots$

Nous n'utilisons pas ici les états propres de l'interaction faible (u^f, d^f, \dots), mais plutôt les états propres de masses (u, d, \dots). Nous justifierons ce changement dans les prochaines parties, nous verrons également pourquoi, dans ce cas, nous utilisons $d', s',$ et b' au lieu de $d, s,$ et b .

2. Le groupe de jauge

Il y a 2 structures différentes : doublets pour les particules gauches, singlets pour les particules droites. Si le groupe $U(1)$ est suffisant pour les singlets, $SU(2)$ est nécessaire

2.3 Etape 1 : Modèle de Glashow, Weinberg, et Salam

pour les doublets¹¹. On se retrouve donc avec un groupe de jauge composite :

$$G = SU(2) \otimes U(1) \quad (2.10)$$

Mathématiquement, les groupes que nous utilisons sont isomorphes à ceux qui décrivent l'ensemble des rotations ($U(1)$ par exemple, est isomorphe à $SO(2)$, qui décrit les rotations à 2 dimensions). Ces groupes possèdent des générateurs (3 pour $SU(2)$ et 1 pour $U(1)$), qui sont les éléments à partir desquels on va définir les rotations. Physiquement, une rotation dans le groupe est une interaction. Il y a donc logiquement autant de bosons vecteurs que de générateurs.

Pour l'interaction électrofaible¹² il y a ainsi 4 bosons : un champ vectoriel pour $U(1)$: B^μ , un triplet de champs vectoriel pour $SU(2)$: \mathbf{W}^μ .

3. Le lagrangien non brisé

Ces champs ne sont pas encore les champs de jauge physiquement observables. B^μ , par exemple, ne correspond pas au photon A^μ , le groupe $U(1)$ ne concernant ici que les particules droites.

On peut toutefois commencer par écrire le lagrangien du modèle **GWS** avec ces champs, en s'inspirant du résultat obtenu pour la **QED**. On obtient le résultat suivant :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{GWS}^{non\ brise} &= \bar{L}i\gamma^\mu\partial_\mu L + \bar{R}i\gamma^\mu\partial_\mu R && \Rightarrow \text{Energie cinétique des fermions} \\ \bar{L}\gamma^\mu(\frac{1}{2}g'B_\mu - \frac{1}{2}g\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)L + \bar{R}\gamma^\mu(g'B_\mu)R && \Rightarrow \text{interaction des fermions avec les champs de jauge} \\ -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} && \Rightarrow \text{Termes de propagation et d'interaction des champs de jauge} \end{aligned}$$

Les matrices τ^i sont des générateurs¹³ de $SU(2)$, g et g' sont les constantes du modèle **GWS** (équivalents de e pour la **QED**). On peut définir l'angle de **Weinberg** θ_W par :

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \quad (2.11)$$

Quant aux tenseurs $B_{\mu\nu}$ et $\mathbf{W}_{\mu\nu}$, ils sont définis comme $F^{\mu\nu}$ par la condition d'invariance de jauge locale. On a ainsi :

$$\begin{cases} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ \mathbf{W}_{\mu\nu} &= \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu - g\mathbf{W}_\nu \wedge \mathbf{W}_\mu \end{cases} \quad (2.12)$$

¹¹On vérifiera facilement que le groupe de jauge de la **QED**, que nous n'avons pas mentionné jusqu'à présent, est $U(1)$.

¹²Dans le cas de la **QED**, où l'on a $U(1)$, le boson vecteur est le champ A^μ , c'est à dire le photon.

¹³Elles sont équivalentes aux matrices de Pauli.

2.3 Etape 1 : Modèle de Glashow, Weinberg, et Salam

L'expression de $W_{\mu\nu}$ montre une des différences fondamentales entre **GWS** et **QED** : la possibilité d'avoir des vertex boson-boson¹⁴.

4. Le champ de Higgs et la masse des bosons

Il y a une autre différence fondamentale entre les 2 lagrangiens. On a en effet¹⁵ :

$$-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) \quad (2.13)$$

Le terme de masse habituel des fermions n'est plus, dans le modèle **GWS**, invariant de jauge (car contrairement à **QED**, l'interaction faible ne traite pas de la même manière ψ_R et ψ_L). On a donc, pour l'instant, assigné une masse nulle à tous les fermions pour respecter l'invariance¹⁶ ! Les bosons ont également tous une masse nulle, mais cela nous paraît plus naturel car c'était déjà le cas pour la **QED**.

Et pourtant, la plupart des fermions ont une masse, sinon nous ne serions pas là ! Les bosons de l'interaction faible ont eux-aussi forcément une masse, sinon elle n'aurait pas une si courte portée ! Il est donc primordial, pour valider le modèle **GWS**, de trouver un mécanisme qui permet d'introduire des termes de masses dans le lagrangien tout en conservant l'invariance de jauge. C'est le mécanisme de **Higgs**.

L'idée est simple, mais astucieuse. On habille $\mathcal{L}_{GWS}^{non\ brise}$ avec un doublet de champs scalaires complexes ϕ défini par :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 - i\phi_2 \\ \phi_3 - i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

La lagrangien libre de ce champ à la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{Higgs}^{libre} = (\partial_\mu\phi)^\dagger(\partial_\mu\phi) - V(\phi) \quad (2.15)$$

avec $V(\phi) = -\mu^2\phi^\dagger\phi + \frac{\lambda}{4}(\phi^\dagger\phi)^2$. L'absence de termes impairs en ϕ est une conséquence de la condition d'invariance de jauge. Quant au fait qu'il n'y ait pas de terme en ϕ^6 et au-delà, c'est pour assurer la renormalisabilité du lagrangien¹⁷. Un dernier point doit être signalé : le terme de masse $-\mu^2\phi^\dagger\phi$ n'apparaît pas avec le bon signe, ce qui n'est pas normal.

En fait, l'erreur que nous commettons est que nous interprétons le lagrangien précédent autour de la position $\phi = 0$. Or il ne s'agit pas d'une position stable, qui est le seul endroit autour duquel notre lagrangien a un sens. La figure 2.3 montre cette position : c'est le cercle défini par $\phi^\dagger\phi = \frac{4\mu^2}{\lambda} = \frac{v^2}{2}$.

On commence donc par réexprimer ϕ autour d'un point de ce cercle (par exemple $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$) :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \chi(x) \end{pmatrix} e^{(-iv\frac{\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\theta}(x)}{2})} \quad (2.16)$$

¹⁴Le dernier terme de $W_{\mu\nu}$ vient du fait que contrairement à $U(1)$, $SU(2)$ n'est pas abélien. Nous aurons le même problème quand nous aborderons la **QCD**

¹⁵Car $(1 + \gamma_5)(1 - \gamma_5) = 0 \Rightarrow \bar{\psi}_R\psi_R = \bar{\psi}_L\psi_L = 0$

¹⁶C'est pour cela que ce lagrangien est appelé $\mathcal{L}_{GWS}^{non\ brise}$

¹⁷Voir la partie consacrée à la **QCD** pour plus de précisions

2.3 Etape 1 : Modèle de Glashow, Weinberg, et Salam

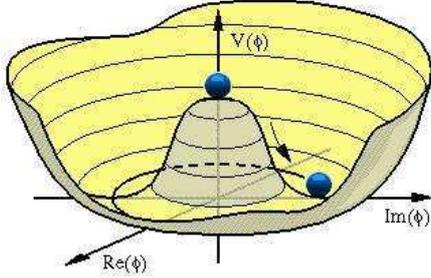


FIG. 2.3: Le mécanisme de Higgs. Le potentiel choisi brise la symétrie. La bille passe en effet du point haut, où il y a un seul état fondamental, à une zone où il y a une infinité d'états fondamentaux

Si on réécrit $\mathcal{L}_{Higgs}^{libre}$ avec ϕ ainsi défini, on obtient une situation physiquement acceptable, à savoir un champ scalaire massif χ et un triplet de champs scalaires sans masses θ .

Considérons maintenant l'interaction de ϕ avec les champs de jauge \mathbf{W} et B . Le lagrangien, invariant local de jauge, la décrivant est le suivant :

$$\mathcal{L}_{Higgs}^{bosons} = \left| \left(i\partial_\mu + \frac{1}{2}g'B_\mu - g\frac{1}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi) \quad (2.17)$$

Quel est le nombre de degrés de liberté? Chaque champ de jauge en possède 2 (ils ont une masse nulle), et le champ de Higgs 4. Cela fait donc 12 degrés de liberté.

L'astuce est de fixer la jauge du lagrangien en choisissant une valeur de ϕ particulière¹⁸ :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \chi(x) \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

On a choisi la jauge qui absorbe le triplet de champs θ . ϕ n'a donc plus qu'un seul degré de liberté (le champ χ). Il en cède 3 aux champs de jauge. Nous avons donc, après choix de la jauge, 3 champs de jauge possédant 3 degrés de liberté (donc une masse) et un champ de jauge sans masse.

L'introduction du champ de Higgs et l'invariance locale ont donc résolu notre problème (du moins pour les bosons), puisque nous avons les champs de jauges physiques : 3 bosons massifs (W^+ , W^- , et Z^0), et un boson sans masse (le photon A^μ).

Ce qui fait la beauté de ce mécanisme pour les bosons, c'est que leurs masses se déduisent des paramètres existants :

$$M_W = \frac{1}{2}vg \quad \text{et} \quad M_Z = \frac{ve}{\sin 2\theta_W} \quad (2.19)$$

Cette solution a tout de même un coût, le champ de Higgs a en effet conservé un champ scalaire massif : c'est le fameux **boson de Higgs**. C'est le seul élément du modèle **GWS** qui n'ai pas encore été observé à ce jour.

Les masses des fermions sont également générées avec le champ de Higgs, mais le couplage est différent. Nous y reviendrons dans la prochaine partie.

¹⁸L'invariance locale nous autorise à utiliser n'importe quelle jauge

5. Le lagrangien brisé

Nous avons maintenant toutes les pièces pour construire \mathcal{L}_{GWS} :

$$\mathcal{L}_{GWS} = \mathcal{L}_{GWS}^{non\ brisé} + \mathcal{L}_{Higgs} = \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_{CC} + \mathcal{L}_{CN} + \mathcal{L}_{Higgs} \quad (2.20)$$

avec

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} (J_\mu^+ W^{+\mu} + J_\mu^- W^{-\mu}) \quad (2.21)$$

et

$$\mathcal{L}_{CN} = -e J_\mu^{em} A^\mu + \frac{g}{\cos \theta_W} J_\mu^0 Z^\mu \quad (2.22)$$

Les J_μ sont les courants échangés¹⁹ lors des interactions, ils sont définis par :

$$\begin{aligned} J_\mu^+ &= \bar{u}_L \gamma^\mu d'_L + \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L + \dots \\ J_\mu^- &= \bar{d}'_L \gamma^\mu u_L + \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L + \dots \\ J_\mu^0 &= \bar{u}_L \gamma^\mu u_L - \bar{d}'_L \gamma^\mu d_L + \dots \\ J_\mu^{em} &= \frac{2}{3} \bar{u} \gamma^\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma^\mu d - \bar{e}^+ \gamma^\mu e^- + \dots \end{aligned} \quad (2.23)$$

Nous avons presque terminé. Reste à comprendre pourquoi ce ne sont pas les états d , s , et b que l'on a introduit dans nos doublets de quarks, mais des états d' , s' , et b' ?

2.3.2 Masse des quarks et matrice de mélange

Le couplage du champ de Higgs avec les quarks est de type Yukawa²⁰ : $(\bar{L}\phi R + \bar{R}\phi^\dagger L)$. On obtient, après choix de la jauge, le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_{Higgs}^{quarks} = - \left(1 + \frac{\chi}{v} \right) \left[\bar{u}_{i,L}^f m_{ij}^{f,up} u_{j,R}^f + \bar{d}_{i,L}^f m_{ij}^{f,down} d_{j,R}^f + \dots \right] \quad (2.24)$$

où $m^{f,up}$ et $m^{f,down}$ sont les matrices contenant les différents couplages.

Ce que l'on veut obtenir, ce sont des termes de masse du type $m_u \bar{u}u$, $m_d \bar{d}d$. On voit que les termes précédents en sont assez proches (cf eq.2.13). Il suffirait, en fait, de diagonaliser les matrices de couplages, c'est à dire de passer des états propres de l'interaction faible aux états propres de masse. Ce sont en effet forcément deux types d'états différents, sinon les changements de saveur entre générations de quarks seraient interdits.

Les relations entre les 2 bases sont les suivantes :

$$\begin{pmatrix} t^f \\ c^f \\ u^f \end{pmatrix}_L = V_L^{up} \begin{pmatrix} t \\ c \\ u \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t^f \\ c^f \\ u^f \end{pmatrix}_R = V_R^{up} \begin{pmatrix} t \\ c \\ u \end{pmatrix}_R, \dots$$

Dans la base des états propres de masse, les matrices de couplage sont diagonales. On a par exemple :

$$V_L^{up\dagger} m^{f,up} V_R^{up\dagger} = m^{up} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

¹⁹CN pour courant neutre et CC pour courant chargé.

²⁰Le premier à avoir introduit ce type de couplage fermion/scalaire

2.3 Etape 1 : Modèle de Glashow, Weinberg, et Salam

Le lagrangien, dans la nouvelle base, contient²¹ donc les bons termes de masse et le couplage au champ de Higgs :

$$\mathcal{L}_{Higgs}^{quarks} = - \left(1 + \frac{\chi}{v}\right) [m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d] \quad (2.27)$$

Cette non-équivalence entre les états propres de l'interaction faible avec les états propres de masse a des conséquences sur les courants chargés. On a en effet :

$$\begin{aligned} J_\mu^+ &= \bar{u}_L^f \gamma^\mu d_L^f \\ &= \bar{u}_L V_L^{up\dagger} \gamma^\mu V_L^{down} d_L \\ &= \bar{u}_L \gamma^\mu V_L^{up\dagger} V_L^{down} d_L \\ &= \bar{u}_L \gamma^\mu d_L' \end{aligned} \quad (2.28)$$

On voit apparaître ici la matrice de mélange V_{CKM} :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_{V_L^{up\dagger} V_L^{down} = V_{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

Cette matrice tient une place centrale dans la physique du B . Les courants chargés sont proportionnels à ces coefficients. Elle permet d'expliquer, entre autre, la désintégration d'un méson B . Nous y reviendrons ultérieurement.

Les courants neutres, par contre, ne sont pas modifiés par ce mélange, et il est assez simple de montrer que :

$$\begin{aligned} J_\mu^0 &= \bar{u}_L^f \gamma^\mu u_L^f \\ &= \bar{u}_L \gamma^\mu u_L \end{aligned} \quad (2.30)$$

Il n'y a donc pas de matrice de mélange pour J_μ^0 , autrement dit pas de changement de saveur par l'intermédiaire d'un Z^0 . C'est ce qu'on appelle le **mécanisme de GIM**[21]. Expérimentalement, cette suppression est effectivement observée²².

Nous avons désormais toutes les informations nécessaires pour décrire les règles de Feynman pour le modèle **GWS** : 3 nouveaux propagateurs et 3 nouveaux vertex (figure 2.4). Pour être tout à fait complet, il faut également tenir compte des vertex entre bosons. On trouvera leur définitions dans les références citées en introduction.

2.3.3 ★ Les changements de saveur par courants neutres : limites du modèle GWS

Les changements de saveur par courants neutres (**FCNC**²³) sont les processus que nous voulons étudier. Ils sont interdits à l'ordre le plus bas (figure 2.5), car les courants neutres ne violent pas la saveur.

²¹On utilise l'eq.2.13

²²Le mécanisme de GIM est d'ailleurs la conséquence de ces observations.

²³pour **Flavour Changing Neutral Current**.

2.3 Etape 1 : Modèle de Glashow, Weinberg, et Salam

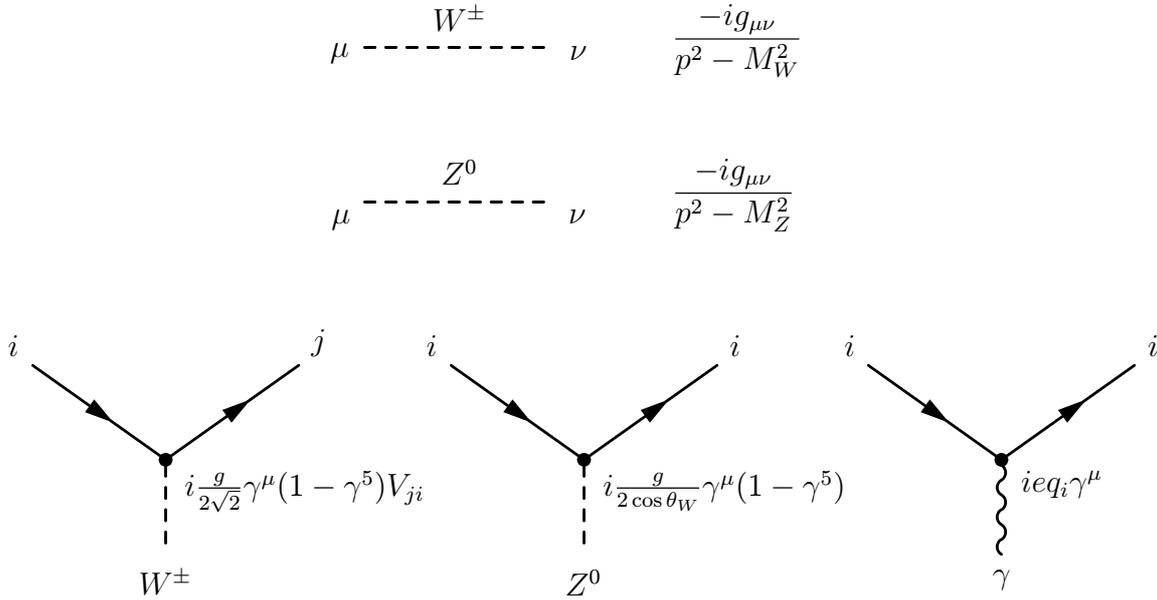


FIG. 2.4: Règles de Feynman pour le modèle GWS (propagateurs & vertex)

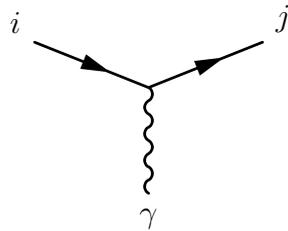


FIG. 2.5: Le processus interdit par le mécanisme de GIM si $i \neq j$. Dans notre cas, $i = b$ et $j = s$

Pour les expliquer, on doit aller à l'ordre supérieur, c'est à dire faire appel à des processus contenant au moins une boucle. Il y a alors plusieurs solutions possibles (boucle contenant un quark et un W , boucle simple et émission du photon par le quark s ,...). Dans la plupart des cas (les diagrammes de la figure 2.6 par exemple), le photon est émis au niveau de la boucle, donnant lieu à ce que l'on appelle un diagramme **pingouin**²⁴ :

Les pingouins forment, avec les boîtes²⁵, la famille des diagrammes du second ordre. Le P de la figure 2.6 symbolise la sous-famille des pingouins radiatifs (émission d'un photon).

A chaque sous-famille correspond un vertex **effectif**²⁶ à partir duquel on peut calculer un courant **effectif** (la règle de **Feynman** de la sous-famille). Cela donne, dans le cas de

²⁴Les raisons de cette dénomination sont obscures, ressemblance effective ou plus simplement pari issu d'une soirée arrosée : le débat reste ouvert...

²⁵Responsables, entre autres, de l'oscillation des mésons neutres

²⁶Nommé ainsi pour les mêmes raisons que le hamiltonien effectif

2.3 Etape 1 : Modèle de Glashow, Weinberg, et Salam

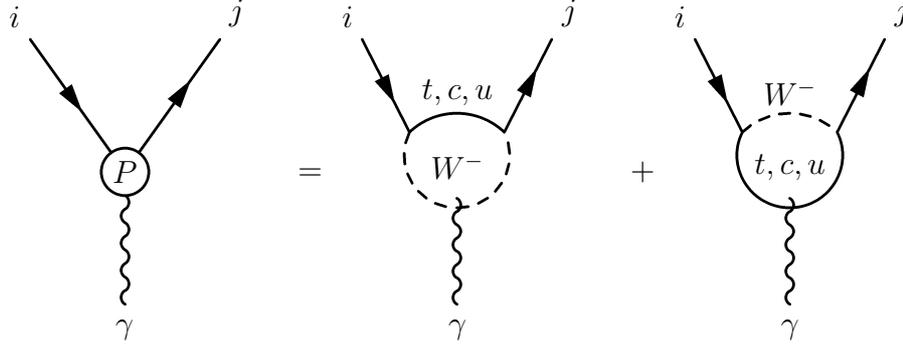


FIG. 2.6: Diagrammes de la désintégration faible $b \rightarrow s\gamma$

la transition $b \rightarrow s\gamma$ [17] :

$$\mathcal{H}_{eff}(b \rightarrow s\gamma) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{e}{8\pi^2} \sum_{i=t,c,u} V_{is}^* V_{ib} D'_0(x_i) \bar{s} \sigma_{\mu\nu} q^\nu [m_b(1 + \gamma_5) + m_s(1 - \gamma_5)] b \quad (2.31)$$

avec q^ν le moment du photon, $\sigma_{\mu\nu}$ un tenseur antisymétrique²⁷, et

$$D'_0(x_i) = -\frac{8x_i^3 + 5x_i^2 - 7x_i}{12(1 - x_i)^3} + \frac{x_i^2(2 - 3x_i)}{2(1 - x_i)^4} \ln x_i \quad (2.32)$$

une fonction d'**Inami-Lim** [23], décrivant la dépendance en masse du vertex effectif ($x_i = \frac{m_i^2}{m_W^2}$). L'expression de $D'_0(x_i)$ montre que l'on peut négliger, en première approximation, les quarks c et u . Qui plus est, si l'on fait l'approximation $m_s \ll m_b$, on obtient finalement la relation²⁸ :

$$\mathcal{H}_{eff}(b \rightarrow s\gamma) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{e}{8\pi^2} V_{ts}^* V_{tb} D'_0(x_t) \bar{s} \sigma_{\mu\nu} q^\nu m_b(1 + \gamma_5) b \quad (2.33)$$

A partir de là, il devient difficile de continuer sans parler d'interaction forte, et ce pour plusieurs raisons :

- Les émissions de gluons à haute énergie perturbent fortement les courants effectifs. Au premier ordre, ces effets sont peu visibles car les courants sont beaucoup plus importants, mais à l'ordre 2, ils sont tout à fait observables. Or nous travaillons exclusivement avec des diagrammes d'ordre 2.
- La différence entre quark et hadron. Un hadron est en effet un état lié (donc à basse énergie) de plusieurs quarks, et jusqu'à présent nous nous sommes contentés d'étudier des quarks seuls. Or ce que nous voulons étudier, c'est la désintégration d'un hadron, pas d'un quark.

C'est donc un problème complexe qui nous reste à traiter, puisque les stratégies pour le résoudre vont dépendre fortement du niveau d'énergie, ce qui n'était pas le cas jusqu'à présent.

²⁷ $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$

²⁸On a introduit ici la constante de Fermi G_F . On a en effet la relation $\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$

2.4 Etape 2 : Chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique est le dernier élément à introduire pour former le Modèle Standard. C'est la théorie qui décrit l'interaction forte, c'est à dire la cohésion des hadrons.

2.4.1 Définition du lagrangien et règles de Feynman

1. Les particules

L'interaction forte ne concerne que les quarks. D'autre part, chaque quark peut avoir 3 couleurs différentes²⁹. On a donc 6 triplets de champs de couleurs $\psi_q = (q_R, q_V, q_B)$.

2. Le groupe de jauge

Le groupe permettant de contenir de tels triplets est $SU(3)$. Il possède 8 générateurs. Il y a donc 8 champs de jauge G^i pour la **QCD**. Ces champs sont appelés **gluons**. Ils ont une masse nulle et leur charge est la couleur (chaque gluon en transporte 2).

3. Le lagrangien

De par sa construction, ce lagrangien est relativement similaire à \mathcal{L}_{QED} . On a :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{QCD} &= \bar{\psi}_q(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_q)\psi_q &\Rightarrow & \text{Energie cinétique et} \\
 & & & \text{masse des quarks} \\
 &+ \bar{\psi}_q\gamma^\mu\left(\frac{1}{2}g_s\lambda^i G_\mu^i\right)\psi_q &\Rightarrow & \text{interaction des quarks avec} \\
 & & & \text{les champs de jauge} \\
 &- \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^i \cdot G^{i\mu\nu} &\Rightarrow & \text{Terme de propagation} \\
 & & & \text{et d'interaction} \\
 & & & \text{des champs de jauge}
 \end{aligned} \tag{2.34}$$

avec g_s constante de l'interaction forte. Les 8 tenseurs $G_{\mu\nu}^i$ se construisent comme les 3 $W_{\mu\nu}^i$, les constantes de couplage et de structure étant bien évidemment différentes. Quant aux matrices λ^i , elles sont l'équivalent pour $SU(3)$ des matrices τ^i pour $SU(2)$.

La parité n'étant pas violée par **QCD**, les termes de masse classiques réapparaissent comme dans \mathcal{L}_{QED} . Qui plus est, les gluons ont une masse nulle. Il n'y a donc pas d'interaction avec le champ de Higgs. Un autre constat est que la présence de 8 champs de jauge augmente **considérablement** le nombre d'interactions. D'autant plus qu'il est possible d'avoir des vertex à 3 ou 4 gluons, et ce à **n'importe quelle énergie** (c'est impossible avec des photons, et uniquement à haute énergie pour les bosons de l'interaction faible). Tout cela va singulièrement compliquer notre tâche.

²⁹Ce degré de liberté fut introduit pour expliquer l'existence d'un baryon contenant 3 quarks identiques (Δ^{++}), donc violant le principe de Pauli. Avec 3 quarks de couleurs différentes, cette particule ne violait plus le fameux principe et rentrait sagement dans le rang.

2.4 Etape 2 : Chromodynamique quantique

4. Les règles de Feynman

Il y a donc 3 nouveaux vertex (quark-gluon, 3-gluon, 4-gluon), et 1 nouveau propagateur (gluon). On trouvera les expressions des fonctions V et W (ce sont principalement des combinaisons de tenseurs) dans [18].

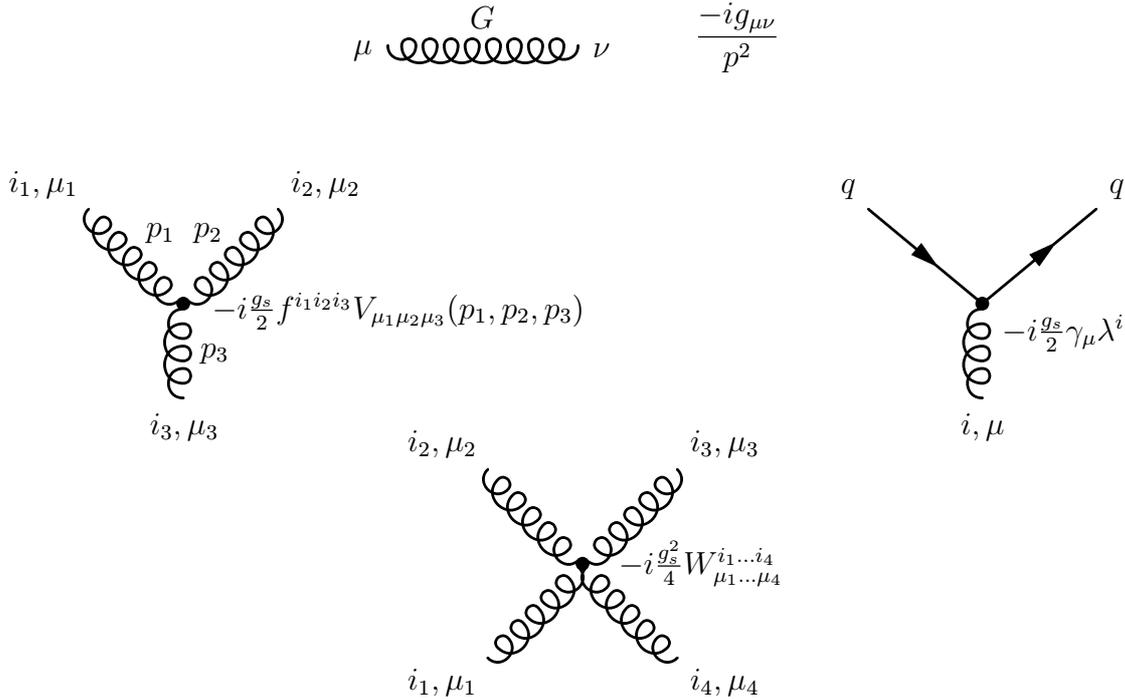


FIG. 2.7: Règles de Feynman pour la QCD (propagateurs & vertex)

2.4.2 ★ Divergences et renormalisation

1. Présentation du problème

Photons et gluons sont, nous l'avons vu, des champs de masse nulle. Ils peuvent donc être rayonnés par des fermions quelle que soit l'énergie de ces derniers. Cela ajoute donc un certain nombre de diagrammes dont nous devons absolument tenir compte pour notre calcul, étant donné qu'ils peuvent survenir à n'importe quelle échelle en énergie.

Il y a en fait 2 cas possibles, qui sont décrits par la figure 2.8.

Ces 2 cas sont complémentaires : l'un modifie le propagateur, l'autre modifie le courant. On a des diagrammes équivalent pour les photons en **QED**.

Or, si nous voulons tenir compte de ces corrections pour le calcul de \mathcal{H}_{eff} , nous allons rapidement nous trouver face à un problème. Prenons par exemple le diagramme de gauche de la figure 2.8.



FIG. 2.8: Divergences ultraviolette (à gauche) et infrarouge (à droite) en QCD

Soit $\Sigma(p)$ le courant correspondant à la boucle. On a, avec les notations de la figure 2.9 :

$$\Sigma(p) = \frac{4g_s^2}{3} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^{4i}} \frac{\gamma_\mu(m + \not{p} - \not{k})\gamma^\mu}{k^2(m^2 - (p - k)^2)} \quad (2.35)$$

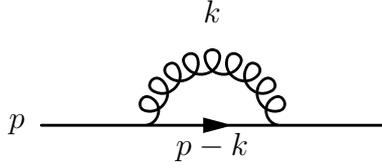


FIG. 2.9: Divergence ultraviolette du premier ordre

On identifie aisément les propagateurs et les vertex qui interviennent. La nouveauté est l'intégrale sur le moment du gluon, \vec{k} peut en effet varier de 0 à $+\infty$. C'est là que naît la divergence, en effet :

$$\Sigma(p) \sim \int d^4k \frac{k}{k^4} \sim \int \frac{k^3 k}{k^4} dk \sim [K]_0^{+\infty} \Rightarrow \Sigma(p) \rightarrow +\infty \quad (2.36)$$

Elle apparaît aux grandes impulsions. L'autre diagramme de la figure 2.8 conduit également à une divergence, mais pour $|\mathbf{k}| \rightarrow 0$. D'où les appellations, par analogie, de divergences ultraviolette (haute énergie) et infrarouge (basse énergie).

Les taux de désintégration observés impliquent néanmoins que \mathcal{H}_{eff} soit fini. Mais \mathcal{H}_{eff} est la somme de plusieurs sous-diagrammes, et dans certains cas, les divergences de plusieurs diagrammes se compensent. Cela n'est toutefois pas suffisant, et il faut trouver un moyen de traiter les divergences restantes : c'est le rôle de la **renormalisation**.

2. Traitement des divergences

La première étape consiste à isoler la divergence. Un moyen pour y parvenir est la **régularisation dimensionnelle**. L'intégrale présente dans $\Sigma(p)$ diverge en dimension 4. Par contre, on peut montrer qu'elle est intégrable pour n'importe quelle autre dimension

2.4 Etape 2 : Chromodynamique quantique

$D \neq 4$. On l'intègre donc en dimension D , puis on fait ensuite tendre³⁰ D vers 4. Le calcul, pour $D = 4 - 2\epsilon$ donne [18] :

$$\Sigma(p) = \frac{4}{3} \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} \not{p} \left(\frac{1}{\epsilon} + \ln \frac{\mu^2}{-p^2} + 2.9538.. \right) + \mathcal{O}(\epsilon) \quad (2.37)$$

On retrouve bien la divergence quand $\epsilon \rightarrow 0$, mais les termes finis de l'intégrale ont pu être exprimés. Le paramètre μ apparaît lors du changement de variable $g_s \rightarrow g_s \mu^\epsilon$, qui permet de supprimer la dépendance de g_s à ϵ .

Une fois la singularité mise en évidence, il faut la supprimer. C'est là qu'intervient la renormalisation.

L'idée est de **changer l'échelle** du lagrangien³¹, de le réécrire avec des termes renormalisés :

$$\begin{aligned} G_{0,\mu}^i &= \sqrt{Z_3} G_\mu^i & \psi_{0,q} &= \sqrt{Z_q} \psi_q \\ g_{0,s} &= Z_g g_s \mu^\epsilon & m_{0,q} &= Z_m m_q \end{aligned} \quad (2.38)$$

Le 0 indique les quantités non renormalisées, les Z sont les coefficients de renormalisation, chaque paramètre du lagrangien a le sien. Si l'on réécrit le lagrangien avec les variables renormalisées, on aura donc :

$$\mathcal{L}_{QCD}^0 = \mathcal{L}_{QCD}^{renorm.} + \mathcal{L}_{supp} \quad (2.39)$$

\mathcal{L}_{supp} contient des termes qui dépendent des facteurs Z , termes qui peuvent s'interpréter comme des pseudo-interactions. Les valeurs de Z sont alors définies par identification de ces interactions surnuméraires avec les divergences :

$$\Sigma(p)^0 - \Sigma(p)^{renorm} = \Sigma(p)^Z = \frac{4}{3} \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} \not{p} \frac{1}{\epsilon} \quad (2.40)$$

Les Z dépendent du type de soustraction choisi (ici on a soustrait seulement la divergence, mais il y a d'autres solutions plus astucieuses), mais dans tous les cas, $\mathcal{L}_{QCD}^{renorm.}$ ne contient plus de divergences !

Cette procédure est généralisable à tous les éléments du lagrangien du Modèle Standard (ici on ne s'occupait que de la **QCD**), ainsi qu'à tous les ordres de correction (ici on ne s'occupait que d'une boucle seule).

3. Evolution de g_s

Le paramètre $g_{0,s}$, par définition³², ne dépend pas de μ . On a donc :

$$\frac{\partial g_{0,s}}{\partial \mu} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\partial Z_g g_s \mu^\epsilon}{\partial \mu} = 0 \quad (2.41)$$

³⁰La dimension choisie dépend du type de divergence. On prendra, comme c'est le cas ici, $D < 4$ pour une divergence ultraviolette, et $D > 4$ pour une divergence infrarouge. Voir [18] pour plus de détails sur ce sujet.

³¹Comme quand on passe, en randonnée, d'une carte au 1 :100000^{ème} à une carte au 1 :25000^{ème}

³²Le paramètre non-renormalisé ne doit pas dépendre de l'échelle de renormalisation

2.4 Etape 2 : Chromodynamique quantique

La relation précédente permet d'aboutir à l'équation suivante :

$$\frac{\partial g_s}{\partial \ln \mu} = -g_s \left(\epsilon + \frac{1}{Z_g} \frac{\partial Z_g}{\partial \ln \mu} \right) = -g_s \epsilon + \beta(g_s) \quad (2.42)$$

Cette équation est une des équations³³ du groupe de renormalisation, mais c'est certainement la plus importante, car elle permet de déterminer l'évolution de g_s en fonction de μ , qui représente en fait l'**échelle** à laquelle on renormalise.

Les coefficients Z étant connus, on en déduit, pour la constante de couplage fort $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$:

$$\frac{\partial \alpha_s}{\partial \ln \mu} = -\frac{\alpha_s^2}{6\pi} (11N - 2f) + \mathcal{O}(\alpha_s^3) \quad (2.43)$$

où f est le nombre de saveurs de quarks prises en compte (f dépend de μ) et N le nombre de couleurs (à priori 3). Le $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ nous rappelle que nous n'avons tenu compte que des divergences du premier ordre (**Leading Order**). Si l'on tient compte des diagrammes contenant 2 gluons, on obtiendra une expression en $\mathcal{O}(\alpha_s^4)$ (**Next to Leading Order**³⁴), et ainsi de suite :

$$\frac{\partial \alpha_s}{\partial \ln \mu} = -2\beta_0 \frac{\alpha_s^2}{4\pi} - 2\beta_1 \frac{\alpha_s^3}{(4\pi)^2} - \dots - 2\beta_n \frac{\alpha_s^{n+2}}{(4\pi)^{(n+1)}} + \mathcal{O}(\alpha_s^{n+3}) \quad (2.44)$$

La principale difficulté réside dans le calcul des coefficients β_i , le nombre de diagrammes à prendre en compte augmentant de manière factorielle. Si l'on se contente de β_0 , la solution de l'équation est :

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s(\mu_0)}{1 - \frac{11N-2f}{6\pi} \alpha_s(\mu_0) \ln \frac{\mu_0}{\mu}} \quad (2.45)$$

On voit que $\alpha_s(\mu)$ n'est pas défini de manière absolue, mais par rapport à une valeur de référence $\alpha_s(\mu_0)$.

$\alpha_s(M_Z)$ ayant été remarquablement bien mesurée ces dernières années [?]³⁵, on choisit généralement $\mu_0 = M_Z$.

L'évolution de α_s (figure 2.10) montre que pour $\mu < m_c$, on a $\alpha_s > 0.5$, donc un couplage trop important pour pouvoir utiliser une approche perturbative.

La renormalisation est donc valable uniquement à haute énergie (à basse énergie le développement de α_s n'a plus aucun sens), et ne pourra donc traiter les corrections **QCD** à courte portée. L'hamiltonien effectif tenant compte de **tous** les effets **QCD** va donc être divisé en deux parties complémentaires : une partie à haute énergie dont les éléments seront déterminés avec les équations du groupe de renormalisation, et une partie à basse énergie qui devra être déterminée d'une autre manière. L'**expansion en produits d'opérateurs (OPE)** est le formalisme qui permet de tenir compte de cette complémentarité.

³³Il est possible d'obtenir des équations similaires pour les autres paramètres renormalisés

³⁴Notés **LO** et **NLO** dans la suite.

³⁵ $\alpha_s(M_Z) = 0.118 \pm 0.002$

2.4 Etape 2 : Chromodynamique quantique

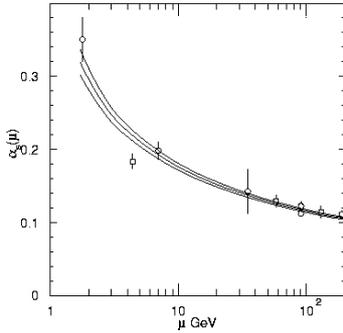


FIG. 2.10: Evolution de α_s en fonction de l'échelle d'énergie [?]. En dessous de 1 GeV, l'approche perturbative de la renormalisation n'est plus valable

2.4.3 ★ L'expansion en produit d'opérateurs (OPE)

L'idée de l'OPE, introduite par **Wilson** et **Zimmermann** au début des années 70 [24], est de factoriser les 2 composantes de la désintégration, la frontière entre ces deux parties étant l'échelle $\Lambda_{QCD} = \mathcal{O}(1 \text{ GeV})$, échelle en-dessous de laquelle l'approche perturbative n'est plus valable. A ce niveau d'énergie - qui est celui qui va nous intéresser puisque la masse du quark b est de quelques GeV - les interactions impliquant des bosons massifs ou un quark top, beaucoup plus lourds, peuvent être considérées comme ponctuelles (fig. 2.11).

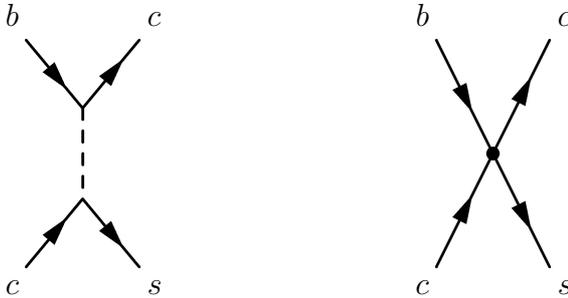


FIG. 2.11: Théorie exacte et théorie effective dans le cas d'un changement de saveur au premier ordre

Dans le cas de la fig. 2.11, l'interaction effective est ponctuelle (type interaction de Fermi), et on tient compte du boson W en multipliant l'hamiltonien effectif par un facteur de correction. Ces facteurs sont les coefficients de Wilson C_i , et ils se calculent à partir des équations de renormalisation, tout comme α_s ou la masse des quarks. Les difficultés rencontrées pour les calculer sont du même ordre que celles évoquées pour α_s , pour ne pas dire plus car il faut également tenir compte des corrections **QED**.

Le coefficient de Wilson tient compte des particules massives et des effets radiatifs à haute énergie, l'interaction effective tient compte des autres particules, et des effets radiatifs à basse énergie. Chaque interaction effective est décrite par un opérateur \mathcal{Q}_i , celui de la figure 2.11, par exemple, est l'opérateur \mathcal{Q}_2 :

$$\mathcal{Q}_2 = \bar{c}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)b\bar{s}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)c \quad (2.46)$$

Contrairement aux coefficients de Wilson, les \mathcal{Q}_i se calculent au cas par cas. Ils dépendent en effet de l'état initial et de l'état final de la réaction (B et F dans notre cas),

2.4 Etape 2 : Chromodynamique quantique

et donc de facteurs de forme, paramètres purement non-perturbatifs difficilement calculables. Chaque cas étant particulier, les méthodes de **QCD** non-perturbatives sont très nombreuses. Leur description dépasse largement le cadre de cette thèse, on pourra trouver quelques pistes et références dans [17].

Récapitulons : dans ce formalisme de l'**OPE**, \mathcal{H}_{eff} est défini par la relation :

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{CKM} \sum_i C_i(\mu) \mathcal{Q}_i \quad (2.47)$$

Cette équation marque la fin de notre périple théorique, car nous disposons désormais de l'outil qui va nous permettre d'étudier les désintégrations rares : il n'y a plus qu'à l'appliquer au processus $b \rightarrow s\gamma$. C'est un des objectifs du prochain chapitre.

Chapitre 3

Les moyens mis en œuvre

*Les moyens d'étudier la physique des particules sont nombreux, mais le **LHC** est certainement le projet le plus monumental qui lui ait jamais été consacré. Ce chapitre a un double objectif. Dans un premier temps présenter rapidement le **LHC** et le détecteur **ATLAS**. Une fois les présentations faites, nous nous concentrerons sur le calorimètre, et plus particulièrement sur le calorimètre électromagnétique. Cette partie du détecteur sera en effet au centre de l'étude décrite dans la deuxième partie, étude consacrée à la structure des gerbes de photons.*

3.1 Large Hadron Collider

Le projet **LHC** est né au **CERN** il y a maintenant une quinzaine d'années. Dans un souci d'économie, il a été dimensionné de manière à réutiliser au maximum les infrastructures de son prédécesseur : le **LEP**. En particulier, la machine permettant d'accélérer les faisceaux de protons empruntera le même tunnel de 27 km de circonférence. La comparaison s'arrête cependant au génie civil, tant les 2 machines sont conceptuellement éloignées l'une de l'autre.

Pour comprendre la différence qui existe entre **LEP** et **LHC**, comparons le physicien des particules à un archéologue.

Lorsque celui-ci entame des fouilles, il commence par dégager grossièrement les zones intéressantes à la pelle. Puis, lorsque il découvre quelque chose d'intéressant, il prend son pinceau et dégage avec précaution sa trouvaille. Les expériences de physique des particules fonctionnent exactement de la même manière : on commence par dégager le terrain, comme par exemple le **SPS** dans les années 80 qui permit de découvrir les bosons Z et W . Une fois que les particules sont découvertes, que leurs masses sont connues, on les analyse avec des méthodes plus fines, pour en tirer des mesures plus précises. Ce fut, dans le cas des bosons Z et W , le travail du **LEP**.

Le **LHC** s'inscrit donc dans la continuité du **LEP**, puisque son objectif principal est de révéler la physique au-delà du Modèle Standard. C'est un "super **SPS**". Si l'on suit ce

3.1 Large Hadron Collider

raisonnement, on comprend qu'après le **LHC**, il faudra construire un "super **LEP**". Les projets dans ce domaine sont nombreux, mais les accélérateurs linéaires tels que **TESLA** semblent être les plus probables.

Comme le **LEP**, le **LHC** alimente quatre expériences. Cependant, sur les quatre expériences principales, seules deux sont véritablement généralistes : **ATLAS** et **CMS**. Les deux autres seront consacrées soit à la physique du B (**LHCb**), soit à la physique des ions lourds (**ALICE**).

Paramètre	Unité	Valeur
Energie du faisceau	TeV	7
Energie dans le centre de masse	TeV	14
Luminosité initiale (\mathcal{L}_{inst}^{ini})	$cm^{-2}s^{-1}$	2×10^{33}
Luminosité optimale (\mathcal{L}_{inst}^{opt})	$cm^{-2}s^{-1}$	10^{34}
Temps entre chaque paquet	ns	25
Nombre de particules/paquet (à \mathcal{L}_{inst}^{opt})		10^{11}
Nombre de paquets/tour		2835
Longueur moyenne d'un paquet	m	0.075
Rayon du faisceau	μm	16
Durée de vie du faisceau	h	10
Champ magnétique nominal	T	8.3

TAB. 3.1: *Caractéristiques générales du LHC*

Il y a un autre point qui distingue ce collisionneur des précédents projets, ses spécificités techniques. Celles-ci sont résumées dans le tableau 3.1. Plusieurs choix ambitieux ont été faits : utilisation généralisée de matériaux supraconducteurs, choix de l'hélium superfluide comme liquide de refroidissement,...

L'un de ces paramètres, la luminosité \mathcal{L}_{inst} , mérite quelques précisions. Il s'agit du paramètre fondamental de tout collisionneur, puisqu'il permet de calculer à tout moment le taux d'événements dans le détecteur. Ce taux est en effet donné par la relation :

$$Taux = \sigma_{int} \times \mathcal{L}_{inst} \quad (3.1)$$

où σ_{int} est la section efficace d'interaction du processus qui nous intéresse. Nous utiliserons énormément cette relation dans notre dernière partie, il est donc important de savoir comment \mathcal{L}_{inst} est définie. La luminosité est donnée par la relation suivante [19] :

$$\mathcal{L}_{inst} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.2)$$

avec f la fréquence de croisement, n_1 et n_2 le nombre de protons par bunches, et σ_x et σ_y les paramètres définissant la taille transverse du faisceau. Une petite application numérique avec les valeurs du tableau 3.1 permet de retrouver la valeur de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Le lecteur intéressé trouvera une description détaillée des caractéristiques techniques du collisionneur dans [25], il pourra même y suivre l'évolution de la construction de la machine. Le démarrage est prévu pour la fin de l'année 2006. Les expériences pourront commencer à prendre de véritables données au printemps 2007.

ATLAS et **CMS**, les deux détecteurs principaux, ont les mêmes objectifs : boson de Higgs, affinement du Modèle Standard, nouvelle physique. Leur principe de fonctionnement, sur lequel nous allons nous attarder dans le cas d'**ATLAS**, sont assez similaires. Mais les solutions techniques choisies pour les deux détecteurs sont, dans un souci de complémentarité, assez différentes. On trouvera une description détaillée de celles de **CMS** dans [26].

3.2 Présentation du détecteur ATLAS

ATLAS est l'abréviation de **A Toroidal LHC ApparatuS**. Ce nom est dû à l'aimant externe du détecteur, aimant constitué par 8 bobines toroidales de 25 mètres de long. Ces bobines ont déjà des dimensions tout à fait respectables, mais en réalité elles ne sont qu'une sous-partie du détecteur, dont les dimensions totales sont 40m de long pour 22m de diamètre.

Le principe de fonctionnement de la machine est assez classique. **ATLAS** doit être capable d'identifier les particules en déterminant avec précision les paramètres que sont l'énergie et l'impulsion. **ATLAS** contient donc 2 types de sous-détecteurs : ceux qui détectent les traces (et accèdent à l'impulsion), et ceux qui mesurent l'énergie. La vue en coupe de la figure 3.2 met en évidence ces différentes catégories.

Au centre (en orange sur la figure) se trouve le détecteur interne. Il est entouré par un solénoïde supraconducteur (en jaune) qui délivre dans celui-ci un champ magnétique de 2 Teslas. Ce champ courbe les trajectoires des particules chargées, et la mesure de la courbure permet de remonter à l'impulsion. La figure 3.3 donne une vue plus détaillée de ce détecteur. Il est lui-même divisé en 3 sous-parties dont la granularité augmente à l'approche de l'axe du faisceau :

- **1. Les pixels** : c'est la partie la plus proche du faisceau. Elle est composée de trois tonneaux centraux et de 8 disques de chaque côté. Le tonneau le plus proche du faisceau (appelé *B-layer*) est à seulement 5 cm de celui-ci. Ce qui caractérise cette partie est sa très grande granularité. Un pixel de silicium est un rectangle de $400 \mu\text{m}$ de long par $50 \mu\text{m}$ de large. Le détecteur en contient au total plus de 140 millions... Les très hautes performances de ce détecteur (résolution transverse de $12 \mu\text{m}$) permettront d'obtenir de précieuses informations pour la physique du *B*.
- **2. Le SCT (semiconductor tracker)** : cette partie concerne des rayons compris entre 30 et 50 cm. Elle est basée sur des techniques plus éprouvées (strips de silicium), et a une granularité plus faible que les pixels, en particulier sur la longueur, un strip fait 120 mm de long par $80 \mu\text{m}$ de large (il y a environ 6 millions de strips au total).

3.2 Présentation du détecteur ATLAS

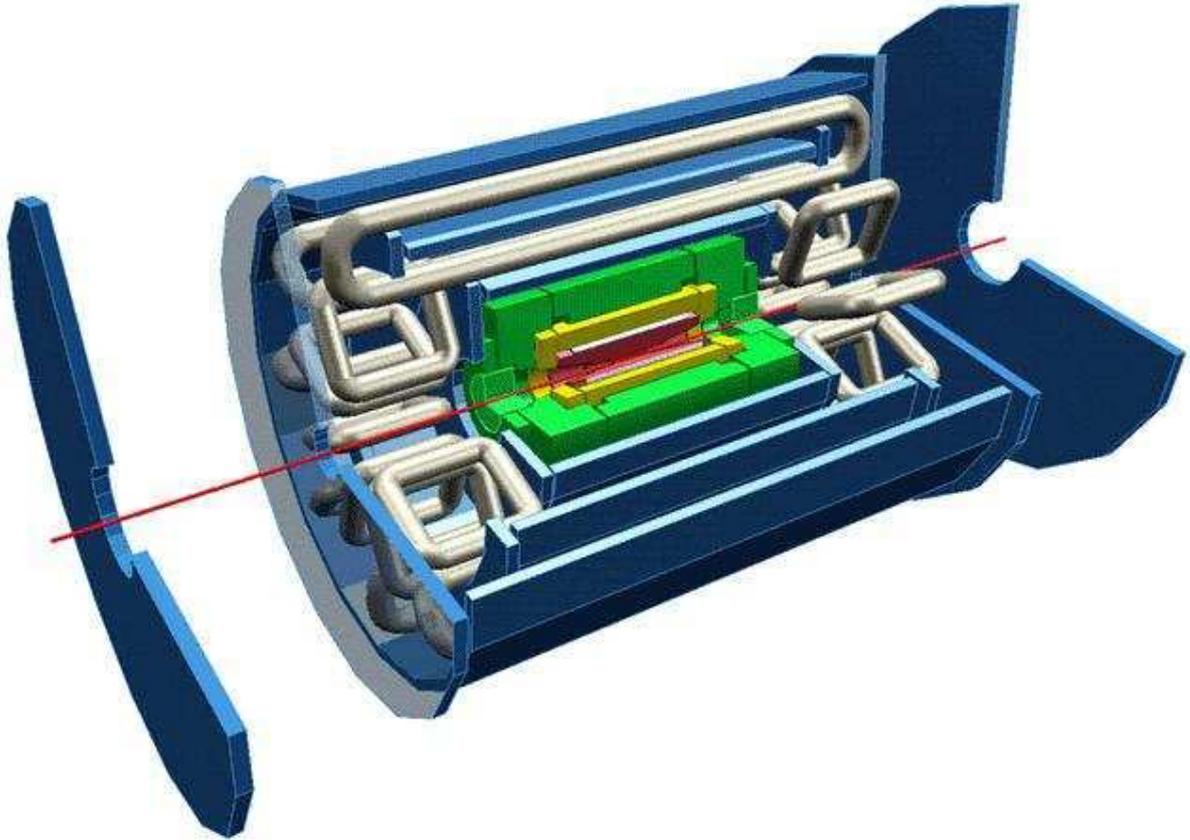


FIG. 3.1: *ATLAS : vue d'ensemble*

- **3. Le TRT (*transition radiation tracker*)** : cette dernière partie est composée d'un tonneau et de deux bouchons. Elle fonctionne sur le principe d'une chambre à dérive. Chaque sous-partie est composée d'un ensemble de tubes de 4 mm de diamètre : les pailles. Ce tube rempli de Xenon possède en son centre un fil permettant de collecter les charges. Les particules à détecter, lorsqu'elles passent entre les pailles, rencontrent un matériau radiateur (du polypropylène) dans lequel elles produisent des rayons X. Ces rayons, dans les pailles, produisent des charges qui sont collectées. Le TRT permet ainsi de suivre la trajectoire de la particule, mais aussi de faire de l'identification (en mesurant les dépôts d'énergie) [19].

Le rôle du détecteur interne va bien au-delà de la simple mesure de l'impulsion. Le lecteur voulant aller plus loin pourra trouver de plus amples informations dans [27].

La partie suivante, en rouge sur la vue de profil, est le calorimètre. C'est ici qu'est déterminée l'énergie de la particule. Nous y reviendrons plus longuement dans la prochaine section.

Reste toute la partie externe, qui représente la majorité du volume du détecteur. C'est le spectromètre à muons [29], qui permet d'identifier précisément ces particules. Les muons sont en effet, avec les neutrinos, les seules particules pouvant sortir du calorimètre. Ils acquièrent une importance capitale dans un détecteur comme **ATLAS**, car ils

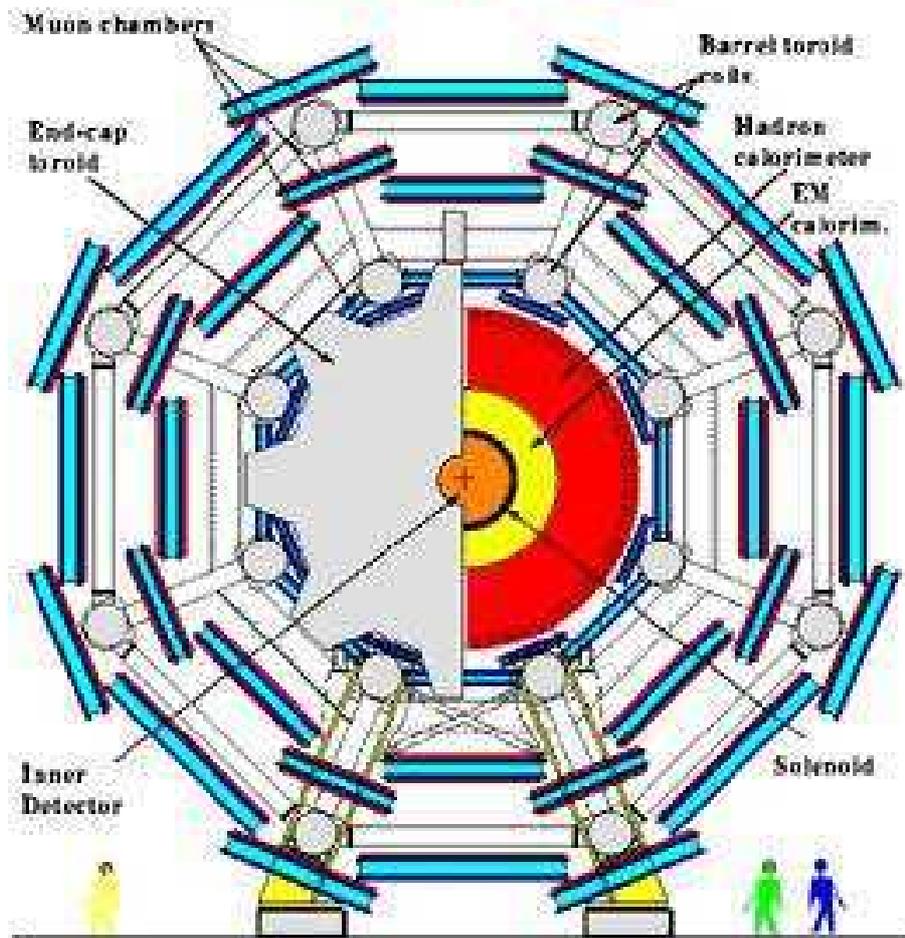


FIG. 3.2: ATLAS : vue en coupe transverse

permettent d'effectuer un premier tri des événements intéressants.

Il faut en effet se rendre compte que sur les 40 millions d'interactions qui ont lieu chaque seconde au centre du détecteur, il n'est possible d'en stocker qu'une centaine. La sélection des événements devient dans ce contexte une composante cruciale du détecteur. La forte multiplicité des signaux et le haut niveau de granularité interdisent, pour des raisons de temps de calcul, de commencer ce tri directement dans le détecteur interne ou dans le calorimètre¹. La multiplicité des trajectoires dans les chambres à muons étant plus faible (il n'y a plus que les muons), l'analyse est plus rapide.

Nous allons maintenant nous concentrer sur la partie qui nous concerne plus particulièrement : le calorimètre.

¹Ce n'est pas totalement vrai pour le calorimètre où il est possible, dès le niveau 1, de repérer quelques zones intéressantes.

3.3 Structure du calorimètre

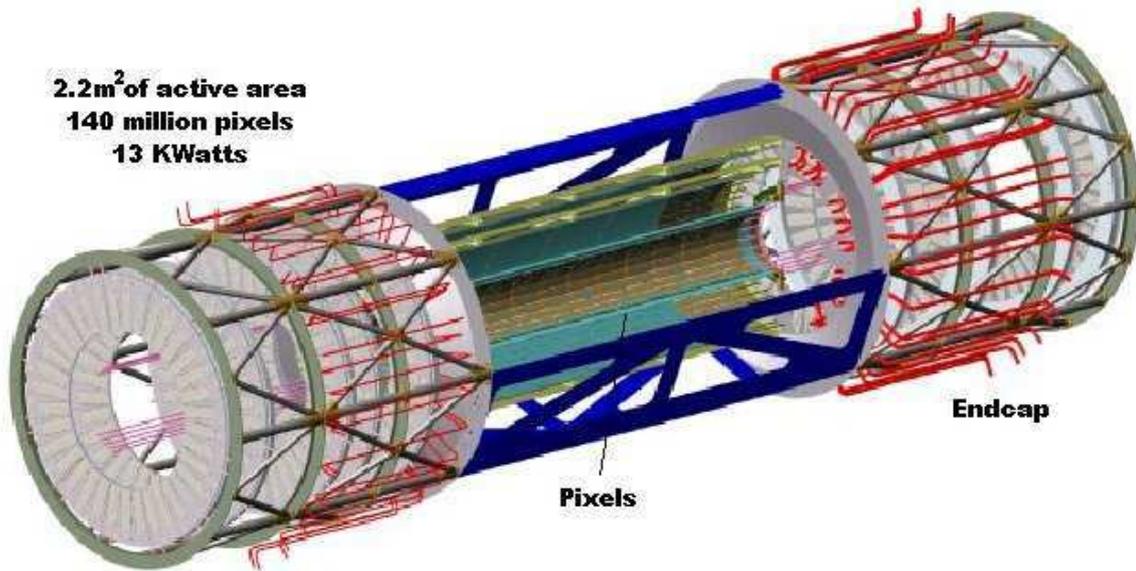


FIG. 3.3: *Le détecteur interne*

3.3 Structure du calorimètre

Nous avons dit auparavant que le calorimètre a pour mission de calculer l'énergie de la particule. Si on ne connaît ni sa masse ni son impulsion, la seule solution pour la mesurer est de la faire se déposer dans le détecteur, donc de la faire interagir avec celui-ci. Le résultat de cette interaction est une gerbe de particules, la figure 3.4 en donne un exemple.

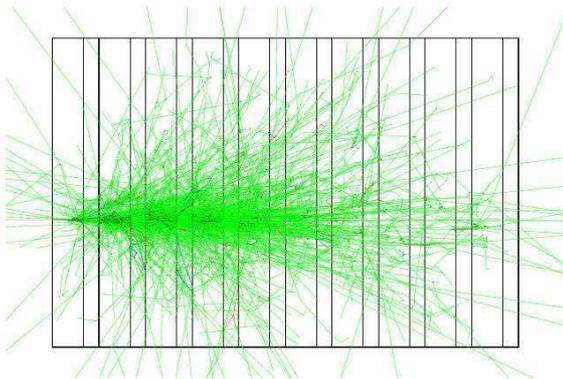


FIG. 3.4: *Gerbe dans un calorimètre [30] : la particule initiale (trait rouge à gauche) est à l'origine d'une gerbe de plusieurs particules (traits verts) dont l'énergie est collectée par le détecteur*

La structure d'une gerbe dépend fortement du type de particule qui l'engendre. Une gerbe hadronique (jet de quark, pion,...) sera, à énergie égale, plus volumineuse qu'une gerbe électromagnétique (électron ou photon). Le calorimètre est donc composé de deux couches concentriques : un détecteur électromagnétique entouré d'un détecteur hadronique.

Le calorimètre d'ATLAS, qui fonctionne sur ce principe, peut également être divisé en deux parties aux fonctionnements différents. Une partie externe (les tuiles) fonctionnant à température ambiante, et une partie interne (le calorimètre à argon liquide) fonctionnant à 89 Kelvins.

3.3.1 Les tuiles

Les tuiles constituent la majeure partie du calorimètre hadronique. Elles couvrent la région $|\eta| < 1.7$. η désigne la pseudo-rapidité. Elle est reliée à l'angle θ (inclinaison par rapport au faisceau) par la relation $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$. La figure 3.4 montre ce système, qui se divise en trois parties : un tonneau central et 2 tonneaux périphériques.

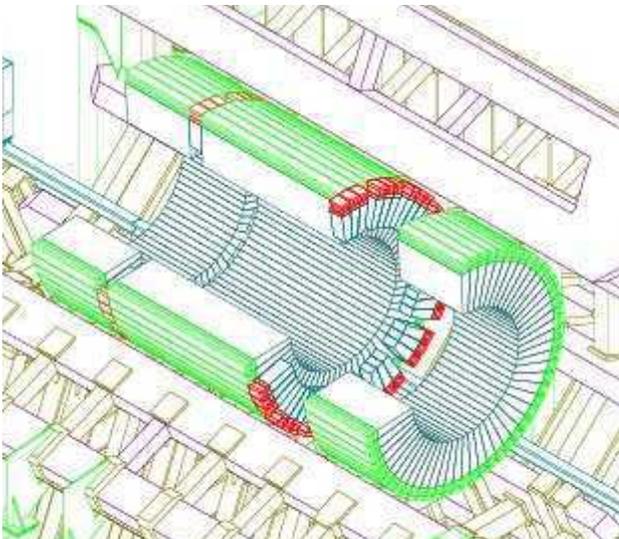


FIG. 3.5: Le calorimètre hadronique externe. On distingue les trois roues et les secteurs dont elles sont composées. Un secteur du tonneau central fait environ 6m de long pour 1.5m de profondeur.

On remarque que chaque partie est divisée azimuthalement en 64 secteurs identiques. Cette division en ϕ se retrouve dans toutes les sous-parties du calorimètre permet d'assurer une certaine uniformité de la quantité de matière traversée par les particules.

Chaque sous-module est un empilement de plaques d'acier entre lesquelles sont intercalées des couches de matériau scintillant. Les gerbes hadroniques, créés en amont dans le calorimètre électromagnétique, se développent dans l'acier et les photons sont collectés par des fibres optiques placées au bout des plaques de scintillateurs. On pourra trouver des explications plus détaillées dans [31].

3.3.2 Le calorimètre à argon liquide (LARG)

Le LARG est, d'un point de vue technique, le "gros morceau" du calorimètre d'ATLAS. Il utilise en effet l'argon liquide comme milieu actif. Le système est donc à basse température. Cela à l'avantage de fortement diminuer le bruit de fond électronique. Par contre, c'est techniquement plus difficile à réaliser, et des problèmes de cryogénie, de résistance des matériaux et d'électronique,... ont dû être posés et résolus.

3.3 Structure du calorimètre

Il y a plusieurs sous-parties dans ce calorimètre. D'un point de vue physique d'une part, il y a une zone hadronique et une zone électromagnétique. D'un point de vue géométrique d'autre part, une partie à faible η : le tonneau, et deux parties à haut η : les bouchons. Pour être tout à fait complet, il faudrait mentionner le **forward**, constitué de 4 secteurs, et qui couvre les zones à très haut η . Ce sont des sous-détecteurs particuliers que nous ne décrirons pas ici.

1. Partie hadronique

Les tuiles ne couvrent que la partie à faible η . Pour des raisons de minimisation du bruit et de meilleure résistance aux radiations², les bouchons du calorimètre hadronique sont dans le **LARG**.

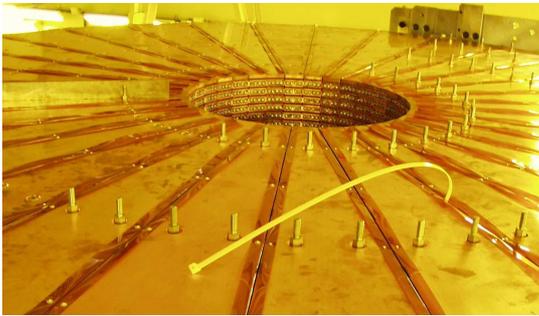


FIG. 3.6: Une des roues du calorimètre hadronique, avant son insertion dans le cryostat

Son principe de fonctionnement est le même que celui de toutes les sous-parties du **LARG** : création de gerbes dans un milieu passif (ici des plaques de cuivre), et collection des charges dérivant dans l'argon sur des électrodes baignant dans ce dernier. Nous reviendrons plus en détail sur ce processus dans la prochaine section.

Comme pour les tuiles, chacun des 2 détecteurs est divisé azimuthalement en plusieurs sous parties identiques. Le résultat final est présenté sur la figure 3.5.

2. Partie électromagnétique

1. Description

Le calorimètre électromagnétique (**Ecal**) est entièrement contenu dans le **LARG**, dont il constitue la majeure partie. Comme le calorimètre hadronique, il se compose de 2 sous-parties dépendant de la pseudo-rapacité : un tonneau couvrant la zone $0 < |\eta| < 1.5$, et deux bouchons couvrants les secteurs $1.5 < |\eta| < 3.2$.

Chaque partie est divisée en 16 secteurs de dimensions identiques. C'est sur un de ces secteurs qu'ont été menées les analyses sous faisceau dont nous exploiterons les résultats dans le prochain chapitre.

La principale particularité du **Ecal** est sa géométrie. Elle est en effet basée sur une structure en accordéon, dont un aperçu est donné par la figure 3.6. Ce choix est justifié car il représente un bon compromis entre une électronique rapide, une relative symétrie en ϕ , et une bonne couverture globale de l'ensemble de l'espace³.

²La multiplicité des traces est beaucoup plus importante à haut η

³Une bonne herméticité est primordiale pour la recherche d'énergie manquante.

Mais il est certain que cette solution est techniquement beaucoup plus complexe à modéliser.

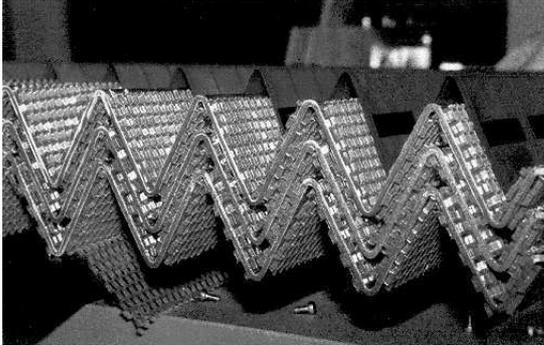


FIG. 3.7: Structure en accordéon du **Ecal**. Zone passives en plomb et électrodes en cuivre sont séparées par des couches d'argon liquide

2. Principe de fonctionnement

Si la géométrie est un peu particulière, le principe de fonctionnement est tout à fait classique. Les gerbes se développent dans des plaques de plomb, les particules générées ionisent l'argon liquide et les charges créées dans ce gap de 2mm d'épaisseur sont collectées sur les faces externes des électrodes (portées à une tension de 2000 V). Le signal est alors transmis par couplage capacitif à la partie interne de l'électrode. La structure de cette électrode est évidemment un élément primordial, les performances du calorimètre en dépendent.

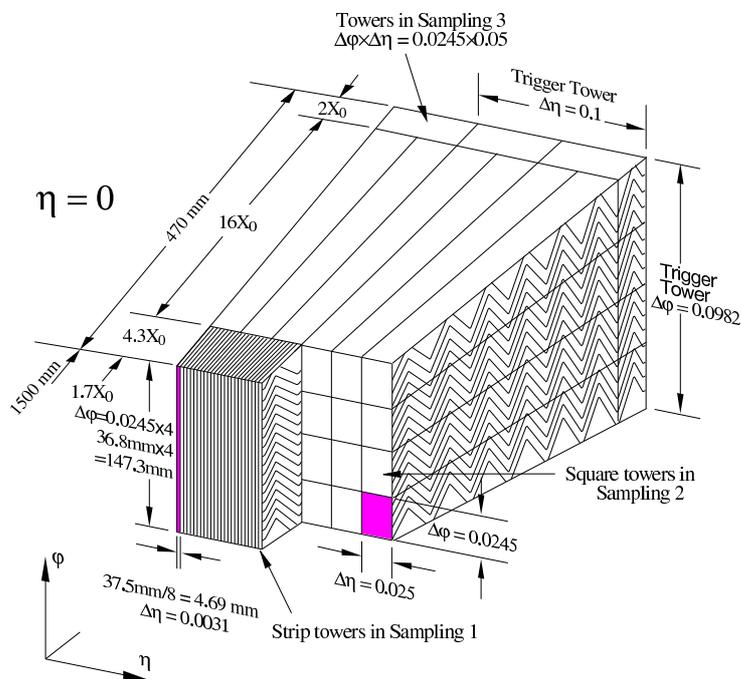


FIG. 3.8: Les différents niveaux du **Ecal**. L'axe du faisceau est parallèle à l'axe portant le label η .

Elle se divise en trois parties (voir la figure 3.7) :

- **Niveau 1 (Strips)** ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.1 \text{ rad}$) : partie à très haute granularité en pseudorapidité (η), mais faible en ϕ (l'effet du solénoïde sur la résolution dans cette direction est non négligeable). La précision de ce secteur

3.3 Structure du calorimètre

est mise à profit pour identifier les particules, pour distinguer, par exemple, un photon d'un pion.

- **Niveau 2 (Middle)** ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.0245 \text{ rad}$) : la majeure partie de l'énergie d'une gerbe électromagnétique est déposée à ce niveau. Les cellules de ce secteur possèdent une profondeur constante (en longueurs de radiation) quel que soit η . Cela confère au détecteur une assez bonne uniformité. Le *Middle* a été optimisé pour l'analyse des gerbes à haute impulsion transverse (γ provenant de $H \rightarrow \gamma\gamma$ par exemple).
- **Niveau 3 (Back)** ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.0245 \text{ rad}$) : cette dernière région est moins segmentée en η , mais ce n'est pas préjudiciable étant donné qu'elle est surtout utilisée pour la reconstruction des jets.

La description du **Ecal** serait incomplète sans mentionner le pré-échantillonneur. Placé sur la face interne du calorimètre, ce détecteur de pieds de gerbe permet de récupérer l'énergie perdue par la particule avant de rentrer dans le **Ecal**. Son influence sur la mesure de la résolution en énergie est par conséquent importante et sa présence indispensable.

3. Reconstruction des gerbes

Nous allons être amenés, au cours du prochain chapitre, à parler de clusters plutôt que de gerbes. En effet, la granularité du calorimètre fait que l'on n'a pas en sortie la véritable gerbe, mais seulement un échantillonnage de celle-ci : le **cluster**.

En pratique, on repère la cellule du middle où le dépôt d'énergie est le plus important, et on construit le cluster autour, en sommant l'énergie des cellules adjacentes. On somme également les énergies des cellules correspondantes (en η et en ϕ) des autres niveaux (strips et back).

Dans des conditions optimales, c'est à dire une seule gerbe et aucun bruit, il suffirait de sommer l'énergie de toutes les cellules et on obtiendrait l'énergie de la gerbe. En pratique, pour chaque cellule on ajoute une certaine quantité de bruit, et il peut y avoir recouvrement avec d'autres gerbes si on prend trop de cellules. D'un autre côté, si l'on utilise seulement de la cellule du middle où le dépôt est maximal, on est loin d'avoir l'énergie totale de la gerbe. Il y a donc une configuration optimale, et généralement on emploie des clusters dits 3×3 , c'est à dire la cellule centrale et ces 8 plus proches voisines (soit un carré de 3 cellules de côté dans le middle). Cela permet de conserver en moyenne 95% de l'énergie de la gerbe électromagnétique, tout en évitant au maximum le risque de superposition. Mais nous allons revenir beaucoup plus en détails sur ce point dans la prochaine partie.

Deuxième partie

Performances du calorimètre d'ATLAS pour les photons de basse énergie

Chapitre 4

Les tests en faisceau : le cas des photons

Des tests sous faisceau ont été effectués en 2000 sur le premier module prototype du tonneau du Ecal. Au cours de ces tests, des photons ont été collectés. Ils jouent un rôle central dans l'étude des désintégrations radiatives, et occupent une place importante dans le programme de physique du B d'ATLAS. C'est pour ces raisons qu'une étude des gerbes de photons a été menée. Ce chapitre décrit les tests en faisceau, et explicite toutes les notions qui seront nécessaires à la bonne compréhension de l'étude.

4.1 Photons, calorimétrie, et physique du B

4.1.1 La calorimétrie dans le trigger d'ATLAS

Nous avons rapidement évoqué, dans le chapitre 3, le problème de la sélection des événements. Le calorimètre y tient une place particulière. En fait, il est sollicité dès le premier niveau (celui qui dure $1\mu s$). Il est en effet possible de faire à ce stade un premier repérage des zones potentiellement intéressantes, pour repérer différents types de gerbes : hadroniques ou électromagnétiques. L'information concernant ces régions d'intérêt est affinée au second niveau, puisqu'une lecture détaillée de ces zones est alors possible (on dispose de quelques millisecondes). Nous reviendrons sur la sélection des événements au chapitre 8, mais il faut bien comprendre que le calorimètre fait partie intégrante de ce système.

4.1.2 Pourquoi étudier les photons ?

La partie précédente montre que la calorimétrie d'ATLAS a sa place à toutes les étapes de la sélection des événements. L'étude décrite dans la dernière partie, et plus particulièrement le chapitre 8, en est la parfaite illustration. Dans notre cas, l'identification du photon est non seulement importante pour la sélection de l'événement, mais également

4.2 Les tests sous faisceau

pour son analyse. Cette reconstruction est loin d'être évidente dans **ATLAS**, en particulier à basse énergie (quelques GeV).

Des travaux concernant la désintégration $B_s \rightarrow J/\psi\eta$ [32] ont établi la faisabilité, au moins à basse luminosité, de l'identification des photons de basse énergie dans **ATLAS**. Ces travaux n'ont néanmoins porté que sur des simulations. Or des données expérimentales concernant les photons dans le Ecal existent. La présence de ces données, ainsi que les raisons invoquées plus haut, nous ont logiquement amené à vouloir les analyser.

4.2 Les tests sous faisceau

4.2.1 Description générale

Construire un détecteur comme **ATLAS** ne va pas sans poser quelques problèmes techniques. Il faut s'imaginer un gigantesque puzzle dans lequel chaque pièce est elle-même un système relativement complexe. Il est évident que lorsque l'on a terminé une pièce, on commence par vérifier qu'elle fonctionne correctement avant de l'insérer dans le puzzle. Plusieurs types de tests sont possibles, on peut les classer en deux familles :

- **Les tests techniques** : on vérifie si les cotes sont respectées, si les connexions fonctionnent,... Chaque pièce a des spécifications techniques particulières, cahier des charges qui doit être respecté pour passer à l'étape suivante.
- **Les tests physiques** : Si la première batterie de tests est franchie avec succès, on teste la réponse de l'élément à un signal physique. Ce sont les tests sous faisceau (*testbeam*). Là encore, le but est d'atteindre les spécifications requises, tout en essayant de comprendre au mieux la réponse du détecteur.

Les tests analysés dans ce chapitre ont eu lieu en Juillet 2000 sur la ligne H8 du CERN¹ (site de Preveessin). Un module prototype du tonneau du Ecal (le M0) a été soumis à un faisceau d'électrons d'énergie variant entre 20 et 250 GeV. En dehors de cette configuration "classique", le M0 a été également exposé à un faisceau de photons.

Le module est testé dans ses conditions de fonctionnement dans **ATLAS**, c'est à dire dans l'argon liquide à 89K. Il est donc disposé dans un cryostat qui a été conçu spécialement pour ces tests. Le cryostat est lui-même disposé sur une structure mobile qui permet de déplacer le module dans les directions η et ϕ . L'image de la figure 4.1 donne un aperçu de ce système. Cette structure a été utilisée pour l'ensemble des prises de données, elle est au centre du dispositif décrit dans la figure 4.2. C'est ce dispositif qui permet le suivi du faisceau et la sélection des événements. Nous allons voir maintenant dans quelle mesure celui-ci dépend du type de données que l'on veut collecter.

¹Cette ligne est fournie par le **SPS**, dont il a été question au chapitre 2.



FIG. 4.1: Cryostat utilisé pour les tests sous faisceau

4.2.2 Le dispositif “classique”

Ce dispositif est celui qui est décrit par la figure 4.2, et qui a été le plus couramment utilisé. C’est en effet avec cette configuration que sont collectés les électrons, particules constituant l’immense majorité du stock d’événements.

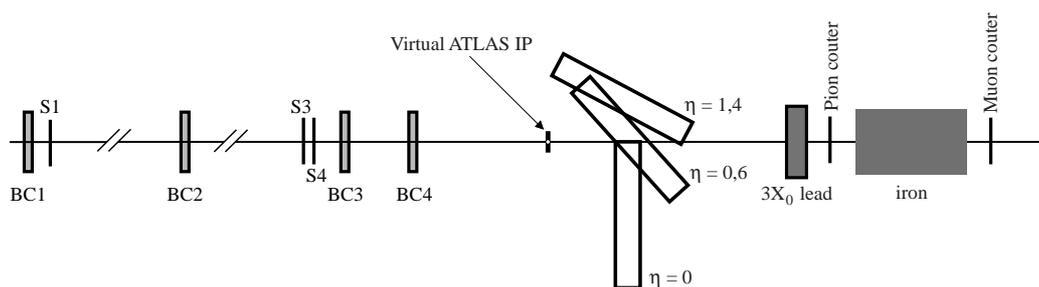


FIG. 4.2: Ligne H8 dans la configuration classique [34]

Le déclenchement de l’acquisition est assuré par 3 scintillateurs en coïncidence ($S1 \wedge S3 \wedge S4$). Le signal de S3 est également utilisé pour rejeter les événements comportant plusieurs particules chargées. Deux autres scintillateurs (notés *pion counter* et *muon counter* sur la figure 4.2) sont placés en aval du module ; ils permettent d’éliminer les pions et les muons. Les informations concernant le profil et l’alignement du faisceau sont don-

4.2 Les tests sous faisceau

nées par 4 chambres proportionnelles à fils (BC1 à BC4), placées respectivement à 31.8m, 22.8m, 4.4m, et 2.9m du calorimètre². Nous verrons plus loin que les informations de ces chambres sont également très utiles pour simuler le profil du faisceau.

4.2.3 Le dispositif “photon”

Cette configuration est décrite dans la figure 4.3. Le système en aval du M0 est le même que pour le dispositif “classique”, et en amont, les modifications interviennent après BC1 et S1.

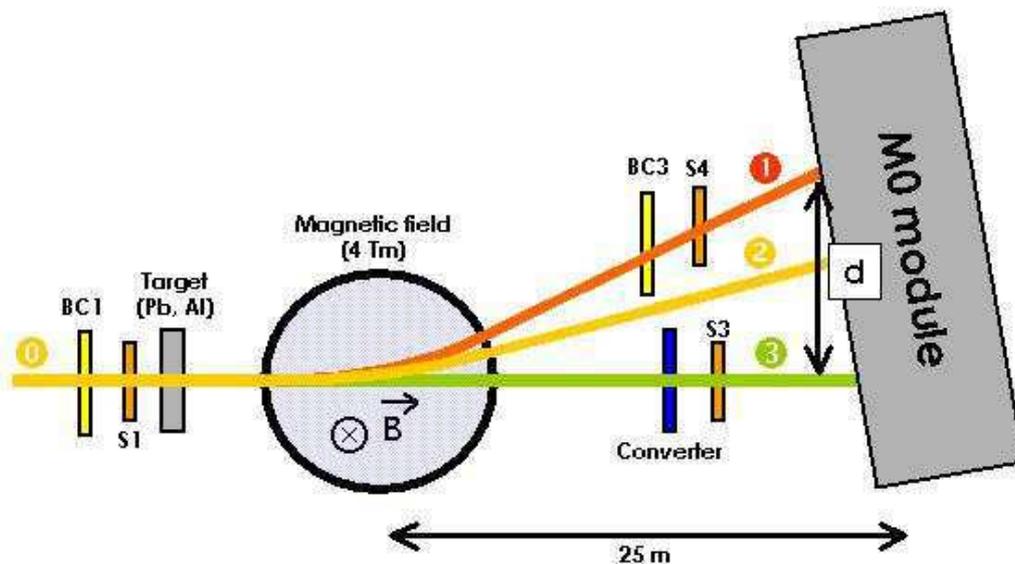


FIG. 4.3: Ligne H8 dans la configuration photon

La problématique à résoudre est la suivante : on dispose d'un faisceau d'électrons (faisceau 0), et on veut que le faisceau 3 ne comporte que des photons. Il faut procéder en deux étapes :

1. **Créer les photons** : c'est ce qui est fait par la cible placée derrière BC1. Les photons y sont créés principalement par bremsstrahlung. Sur l'ensemble des prises de données, différents types de cibles en aluminium et en plomb ont été utilisées. Les photons utilisés dans cette étude ont été générés à partir d'un faisceau d'électrons de $178 GeV$ et d'une cible de plomb d'épaisseur $0.1X_0$ (X_0 est la longueur de radiation, elle vaut $0.56 cm$ pour le plomb).
2. **Séparer les électrons des photons** : après la cible, le faisceau est un mélange d'électrons et de photons. Or seuls les photons nous intéressent. Afin de dévier les

²BC2 n'a pas été utilisée au cours des tests.

électrons, un aimant est placé après la cible, à environ 25 m du module. La structure du champ magnétique sera décrite ultérieurement, lorsqu'il sera question de simulation ; il est toutefois intéressant de connaître son intensité : 4 Tm (Tesla · metre). On peut à partir de là calculer rapidement la déviation du faisceau d'électrons lors de l'arrivée dans le module (notée d sur la figure 4.3) :

$$d = \left(\frac{3060}{E_e} \right) cm \quad (4.1)$$

Où E_e est l'énergie de l'électron (en GeV). Cette relation est établie dans l'annexe A. En particulier, on trouve $d = 17.2 cm$ (soit environ 4 cellules du middle) pour les électrons qui n'ont pas interagi dans la cible (faisceau 2).

L'acquisition de données est déclenchée lorsqu'une coïncidence entre S1 et S2 est observée. On peut déplacer S2 afin de déclencher sur des électrons plus ou moins déviés, et faire ainsi une coupure grossière sur l'énergie des photons. S3 permet de sélectionner les événements qui ne contiennent que des photons. Contrairement aux particules chargées, les photons ne laissent pas de signal dans le scintillateur. Il suffit donc de déterminer la réponse "à vide" du scintillateur (le piédestal), et de ne garder que les événements qui ont cette valeur pour S3. Malgré tout, cela ne suffit pas, car si on sait que l'on a uniquement des photons, rien ne dit qu'il n'y en a qu'un seul. Les événements comportant plusieurs photons dans l'état final étant inexploitable car biaisés, il est nécessaire de réduire de manière importante le nombre de photons. C'est dans ce but qu'un convertisseur a été placé en amont de S3. Il s'agit d'une plaque de plomb de 0.56 cm d'épaisseur³. Nous y reviendrons dans la partie 5.2.5.

4.2.4 Acquisition et traitement des données

Les prises de données se divisent en deux parties :

- **Les runs de calibration** : ces runs sont pris à intervalles réguliers, ils permettent de remettre à jour les informations concernant le bruit de fond électronique (run **PEDESTAL**) et la calibration en énergie (run **RAMP** pour déterminer les gains à appliquer, et run **DELAY** pour déterminer l'échantillon où le signal est maximal) de chaque cellule. Typiquement, on prend un **PEDESTAL** toutes les 8 heures et des runs **RAMP** et **DELAY** toutes les 24 heures.
- **Les runs de physique** : ces runs contiennent environ 20000 événements. Afin de vérifier le bon déroulement des opérations, les événements sont reconstruits dès la fin du run. Cela est fait avec le programme de traitement des données *testbeam* : **EMTB[33]**. On ne fait évidemment pas une analyse poussée des données, mais elle est suffisante pour mettre en évidence les problèmes significatifs⁴.

³Soit $1X_0$

⁴Nous verrons plus tard que cela n'est malheureusement pas toujours le cas...

4.2 Les tests sous faisceau

Une fois les prises de données terminées, on utilise à nouveau le package **EMTB** pour l'analyse fine. Ce programme permet de remonter à l'énergie de la particule (et à la structure de la gerbe électromagnétique) en partant des signaux bruts obtenus à la sortie du Ecal. **EMTB** étant utilisé pour mettre en forme l'ensemble des données, il est utile de décrire brièvement son principe de fonctionnement.

La problématique est la suivante : le signal analogique recueilli par les électrodes est amplifié, mis en forme, échantillonné à 40 MHz dans un *pipeline* analogique, et numérisé par un ADC⁵ à 5 MHz si le trigger de niveau 1 est déclenché [34]. C'est à partir de ces échantillons que l'on détermine l'amplitude du signal (en nombre de coups) ; on remonte alors facilement à l'énergie déposée dans la cellule, le gain de celle-ci étant déterminé par les runs de calibration **RAMP** et **DELAY**.

Plusieurs méthodes sont envisageables pour déterminer cette amplitude :

1. **Méthode basique** : on assimile l'amplitude au nombre de coups de l'échantillon le plus important. On peut appuyer cette solution en remarquant que la fréquence d'échantillonnage est la même que la fréquence de croisement des faisceaux (40 MHz), donc le maximum du signal a de fortes chances d'être un des échantillons. Cela n'est toutefois pas vrai dans le cas des tests, où la fréquence d'arrivée des électrons n'est pas 40 MHz. D'autre part, nous ne tenons pas du tout compte du bruit de fond, qu'il soit électronique ou physique (pile-up). Le maximum pourrait néanmoins être retrouvé en partant de la forme des échantillons, cela reviendrait au même que la méthode de la parabole, tout en étant plus compliqué à mettre en œuvre. On préfère donc utiliser la méthode suivante, dite méthode de la parabole.
2. **Méthode de la parabole** : cette technique utilise 3 échantillons (l'échantillon central étant le plus important). On assimile le signal dans cet intervalle à une parabole dont les paramètres sont contraints par les trois points. On identifie alors le maximum du signal avec celui de la parabole. Cette méthode permet d'obtenir simplement la position et l'amplitude du maximum du signal. Par contre, elle ne permet ni de réduire le bruit, ni de préciser la forme du signal. Elle constitue néanmoins une bonne première approximation, c'est pourquoi elle est utilisée pendant les tests pour contrôler les données "à chaud".
3. **Filtrage optimal** : c'est la technique la plus élaborée, et de ce fait elle a été appliquée à toutes les données reconstruites au cours de notre étude. Dans cette méthode, l'amplitude du signal et le temps relatif à l'horloge à 40 MHz peuvent être exprimées comme des combinaisons linéaires des différents échantillons. Le calcul de ces coefficients de pondération est décrit de manière exhaustive dans [35]. Il est basé sur des procédures de minimisation (χ^2 ou variance), et utilise l'auto-corrélation du bruit dans les différents échantillons afin de mieux le réduire. Classiquement, on obtient un facteur de réduction du bruit par rapport à la méthode de la parabole de l'ordre de 2. Le nombre d'échantillons à utiliser a été déterminé de manière à opti-

⁵Analog to Digital Converter

miser la méthode. Au LHC, 5 échantillons seulement (voire 3) seront nécessaires⁶. Pour les tests, afin d'étudier la forme du signal avec précision, 7 échantillons ont été enregistrés.

Une fois que l'on dispose de l'énergie déposée dans chaque cellule, on peut reconstruire la gerbe électromagnétique créée par la particule. On commence par rechercher la (ou les) cellule(s) du middle dans laquelle le dépôt en énergie est le plus important. Puis on construit autour de cette cellule le **cluster**, que l'on a déjà évoqué à la fin du chapitre 3. Il y a plusieurs formes de clusters possibles (tout dépend de ce que l'on recherche), et plusieurs manières de les former⁷. Ce cluster une fois défini, on calcule sa position en η et ϕ dans les différents secteurs du Ecal (barycentres).

C'est sur cette base, fournie par le programme **EMTB**, que les données analysées ont été traitées. Afin de pouvoir comparer données expérimentales et simulées, il est nécessaire de disposer d'une simulation décrivant correctement le dispositif expérimental et fournissant le même type de données en sortie. Le fonctionnement de cette simulation, ainsi que les résultats de l'étude comparative, sont l'objet du chapitre suivant.

⁶Le nombre d'échantillons ne doit pas être trop important à cause du pile-up. D'autre part, même sans pile-up, il y a un nombre d'échantillon à partir duquel le rapport signal/bruit n'évolue plus.

⁷Dans **ATLAS** on se base sur des clusters de dimensions prédéfinies, on parle de clusters 3×3 , 3×5 ,... Il s'agit de la taille du cluster dans le middle (en (η, ϕ)). D'autres techniques sont à l'étude, plus basées sur la définition de la gerbe (cluster topologiques), mais elles doivent encore être validées.

Chapitre 5

Etude des photons de basse énergie dans le calorimètre électromagnétique

Une simulation des prises de données photon, s'appuyant sur le programme GEANT 4, a été mise au point. Son élaboration, ainsi que les résultats qu'elle a permis d'obtenir, sont décrits en détail dans ce chapitre.

5.1 Simulation du dispositif “photon”

5.1.1 GEANT 4 en quelques mots

GEANT 4 [36] est un outil permettant de développer des simulations Monte-Carlo dans le domaine des interactions particules-matière. Il constitue la dernière génération d'une famille de codes développés par le CERN : les codes GEANT. Ce qui différencie GEANT 4 de ses prédécesseurs, c'est principalement sa structure. Celui-ci est en effet programmé en C++, et est donc basé sur une architecture *Orienté Objet*. Cela présente de nombreux avantages, dont voici les plus importants :

- **Simplicité des codes sources, simplicité de la structure de base, et donc plus grande transparence de la physique simulée¹.**
- **Possibilité d'ajouter des modules à la structure de base sans modifier celle-ci.**
- **Amélioration de la description des processus physiques.**

Le dernier point n'est pas vraiment une conséquence de la programmation C++, mais il bénéficie de l'esprit qui entoure la mise au point de GEANT 4. C'est en effet un pro-

¹Qu'on ne se méprenne pas, nous ne disons pas par là que GEANT4 est simple à utiliser. Il est juste moins compliqué que les autres.

5.1 Simulation du dispositif “photon”

duit en constante amélioration, les utilisateurs pouvant très facilement interagir avec les développeurs. C’est un des autres points forts du programme. Tout ceci en fait un système presque convivial, ce qui est assez rare dans le domaine pour être souligné².

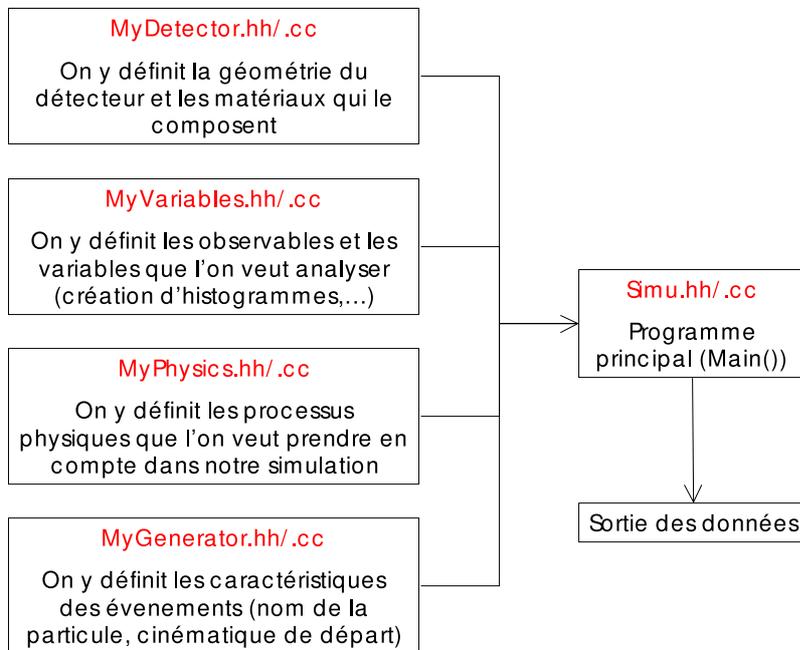


FIG. 5.1: Architecture minimale d’une simulation sous GEANT 4

La structure de base d’une simulation sous GEANT 4 est décrite dans la figure 5.1. Pour être exact, le bloc **MyVariables** n’est pas vraiment propre à GEANT 4, qui en réalité comporte 3 programmes permettant d’intervenir à tous les niveaux de la simulation : **Run**, **Event**, et **Step**³. Ces programmes sont effectivement appelés, mais les opérations sont centralisées dans **MyVariables**, ce qui permet d’améliorer la lisibilité du programme. Pour voir cette structure en application sur un exemple simple, on pourra se référer à [30].

5.1.2 Simulation du dispositif “classique”

La simulation GEANT 4 du M0 a été développée en 2001 par Gaston Parrou et Kostas Kordas[37]. Je ne rentrerai pas dans les détails du programme, mais je tiens à en présenter les grandes lignes, afin de montrer qu’il est bien plus qu’une simple modélisation du M0 en 3 dimensions.

La structure du programme se base sur celle décrite précédemment, elle est évidemment beaucoup plus élaborée. Si on reprend la figure 5.1, c’est principalement dans les groupes **MyDetector** et **MyVariables** que les difficultés vont survenir. Nous verrons plus loin que la génération des particules, même si elle doit être abordée avec soin, ne pose pas

²Voir la note précédente.

³Voir [30] pour des explications plus précises sur ces termes.

de problèmes ; quant aux processus physiques à inclure, c’est également un point qui, si il est considéré avec soin, est assez simple à résoudre.

Les difficultés commencent dans **MyDetector**, car il faut d’abord définir la géométrie. La structure en accordéon rend cette opération assez délicate. Elle est encore plus délicate si l’on tient compte de la déformation du module sous l’effet de son propre poids (*sagging*). Celle-ci peut néanmoins être négligée en première approximation, étant donné que l’on ne considère qu’un seul module, et pas la roue entière.

En fait, c’est principalement le travail de **MyVariables**, à savoir la récupération des données et leur mise au format **EMTB**, qui est complexe. Comme nous l’avons vu à la fin du chapitre 3, le Ecal fonctionne sur le principe de la collection de charges créées dans l’argon liquide. Un sous-groupe de programmes a été mis au point pour prendre en compte ce processus de dérive et calculer le nombre de charges effectivement déposés sur les électrodes. Le champ électrique n’ayant évidemment pas la même forme partout, des cartes de champ ont été préétablies afin de coller au mieux à la réalité.

A partir de là, il faut déterminer dans quelle cellule du calorimètre le signal a été collecté, il s’agit une fois de plus d’un point qui n’est pas évident. Lorsque la valeur du signal collecté dans chaque cellule a été déterminée, les données sont sous la forme **EMTB**. On forme les clusters comme indiqué à la fin du chapitre 3, en recherchant la cellule du middle où le dépôt d’énergie est maximal.

5.1.3 Modifications apportées

La simulation de la configuration photon reprend dans ses grandes lignes le programme décrit précédemment. Les modifications qui ont été apportées sont les suivantes :

1. **Modification de la géométrie** : dans la simulation classique, la situation en amont du cryostat est très simple. L’air et les compteurs, qui ne représentent qu’une épaisseur de $0.13X_0$ (répartis uniformément sur la surface du faisceau), ne sont pas pris en compte. La mise en place du faisceau s’en trouve grandement simplifiée. On peut pointer sur toutes les cellules du MO en modifiant simplement la direction des particules générées. En bref, **on déplace le faisceau au lieu de déplacer le cryostat**. Cette astuce doit être utilisée avec précaution pour le faisceau photon. En effet, si l’on peut continuer à négliger les chambres et les scintillateurs, il est nécessaire d’introduire la cible, le convertisseur, et le champ magnétique. Ces éléments étant liés au faisceau, il est **nécessaire** de redéfinir la géométrie pour chacune des positions (η, ϕ) que l’on veut étudier.
2. **Introduction du champ magnétique** : le profil du champ permettant de dévier les électrons est décrit dans la figure 5.2. Le faisceau est dirigé selon l’axe x , mais le champ présente une symétrie cylindrique d’axe z . A l’intérieur de la bobine, de 2m de diamètre, le profil de B_z est parabolique. Il décroît exponentiellement en dehors de la bobine, dont le centre est situé à une distance d’environ 25m de la paroi externe du cryostat.

5.1 Simulation du dispositif “photon”

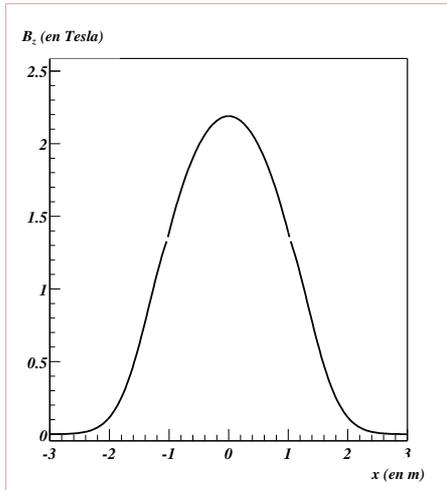


FIG. 5.2: Profil du champ magnétique introduit dans la simulation photon

- 3. Modification de la structure des données :** lors des prises de données électron, un seul cluster est formé dans le module. Dans la configuration photon, ce sont 2 particules qui arrivent. A priori, c'est plutôt le photon qui nous intéresse, mais nous allons voir que les informations concernant l'électron sont d'une importance fondamentale pour notre analyse. Il a donc été nécessaire de remanier cette partie du programme afin de former plusieurs clusters simultanément, mais également de collecter des informations plus poussées concernant la structure des gerbes. C'est également à ce stade qu'est introduit le crosstalk, perturbation induite sur la cellule par ses plus proches voisines.
- 4. Génération des particules :** pour avoir une simulation réaliste, il est nécessaire que le faisceau simulé ait un profil proche du faisceau réel. Le profil utilisé au cours de la simulation est donc un fac-similé du profil mesuré avec la chambre BC1.

Chacune de ces étapes a fait l'objet de nombreux tests et vérifications. La fig.5.3 montre l'un de ces tests. On observe bien les différents faisceaux décrits dans la figure 4.3, électrons à gauche et photons à droite. Afin de contrôler la géométrie et le champ magnétique (qui est défini dans un autre programme), la position des particules incidentes dans les Strips et le Middle est comparée à la position réelle. On voit que l'accord est tout à fait correct dans les deux directions : ϕ et η .

Une fois cette partie de mise au point terminée, il reste une étape importante avant de pouvoir comparer données et simulation. En effet, ce que nous collectons sur les électrodes, c'est un courant, et ce que nous voulons en sortie, c'est une énergie. Il est donc nécessaire de calculer des coefficients de calibration.

5.1.4 Calibration en énergie

La calibration en énergie est une tâche complexe. Le but de cette opération est de trouver un jeu de coefficients qui permettent d'optimiser l'uniformité de la réponse du

5.1 Simulation du dispositif “photon”

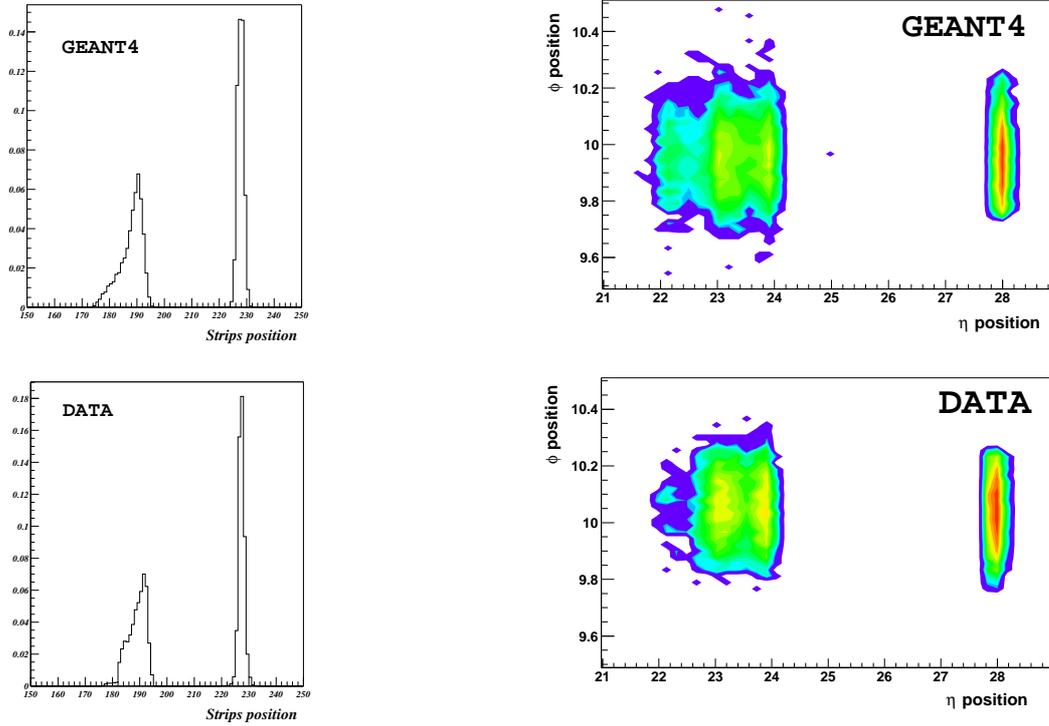


FIG. 5.3: Simulation photon : vérification de la géométrie et du champ magnétique.

détecteur⁴. En pratique, le problème à résoudre est le suivant : lors des prises de données, on obtient en sortie un nombre de coups pour chaque cellule correspondant au courant déposé dans celle-ci :

$$I_{total} = I_{PS} + I_{strips} + I_{middle} + I_{back} \quad (5.1)$$

On en déduit l'énergie déposée dans la cellule en appliquant la relation suivante :

$$E_{total} = \beta(\alpha I_{PS} + I_{strips} + I_{middle} + I_{back}) \quad (5.2)$$

Soit un coefficient d'échelle global (β), et un coefficient spécifique pour le pré-échantillonneur (α), la quantité de matière en amont du Ecal dépendant de η . Dans la configuration idéale, où l'on considère que le système est symétrique en ϕ , le nombre total de coefficients est donc assez restreint : un coefficient α pour chaque cellule en η , et 2 coefficients β , un pour l'électrode A (partie de l'électrode couvrant la région $0 < |\eta| < 0.8$), et l'autre pour l'électrode B (partie de l'électrode couvrant la région $0.8 < |\eta| < 1.4$). Dans la pratique, c'est évidemment plus complexe, et de nombreux travaux (voir par exemple [38],[39]) ont été menés afin de trouver une configuration optimale tout en minimisant le nombre de coefficients à introduire.

Les données utilisées dans cette partie ayant été prises à une position fixe ($(\eta, \phi) = (28, 10)$), nous n'avons pas eu besoin de tout cet arsenal, qui n'est nécessaire que si l'on

⁴A un signal d'énergie donnée, les cellules doivent toutes donner la même réponse.

5.1 Simulation du dispositif “photon”

étude plusieurs cellules. Une méthode beaucoup plus simple a été mise en œuvre, méthode que nous allons décrire maintenant.

Les runs utilisés pour effectuer la calibration en énergie sont des runs électrons⁵, pris à la même époque, sur le même module, et dans la même position que les runs photons.

Dans un premier temps, il faut corriger les variations en énergie en η et en ϕ . Celles-ci sont dues à la structure du cluster. A énergie égale, deux gerbes ayant leurs barycentres dans la même cellule peuvent donner deux clusters d’énergies différentes : tout dépend de la position des barycentres (fig. 5.4). Afin de réduire au maximum cette variation, seuls les électrons dont le barycentre dans le middle est compris dans une petite fenêtre ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.3l_\eta \times 0.3l_\phi$) autour du centre de la cellule (de dimensions $l_\eta \times l_\phi$) ont été pris en compte.

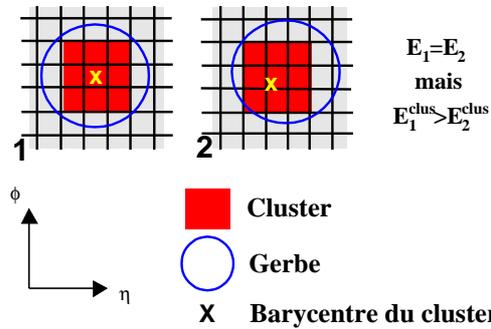


FIG. 5.4: Modulation en énergie dans les clusters

Une fois les variations corrigées, on détermine les énergies (ou les courants) déposés en moyenne dans chaque niveau du Ecal (pré-échantillonneur ou tonneau (c’est à dire le reste)). On obtient les 4 paramètres suivants : $\langle E_{ps}^{\text{data}} \rangle$, $\langle E_{total}^{\text{data}} \rangle$, $\langle I_{ps}^{\text{simu}} \rangle$, et $\langle I_{tonneau}^{\text{simu}} \rangle$. On peut alors déterminer les coefficients α et β , en utilisant les relations (5.1) et (2) :

$$\begin{aligned} \alpha\beta &= \frac{\langle E_{ps}^{\text{data}} \rangle}{\langle I_{ps}^{\text{simu}} \rangle} \\ \beta &= \frac{\langle E_{total}^{\text{data}} \rangle - \alpha\beta\langle I_{ps}^{\text{simu}} \rangle}{\langle I_{tonneau}^{\text{simu}} \rangle} \end{aligned} \quad (5.3)$$

On compare ensuite les caractéristiques du spectre en énergie obtenu pour la simulation avec celui des données. La figure 5.5 montre ces deux spectres, auxquels a été appliqué un fit gaussien. Les résultats de ce fit montrent que la résolution en énergie dans les données est moins bonne que celle prévue par la simulation (environ 20% de différence). D’autre part, si l’on regarde plus précisément les deux spectres, on voit que le spectre des données présente une queue à basse énergie, queue qui n’apparaît pas sur le spectre simulé. Cette queue est due à un objet présent (“accidentellement”) dans le faisceau en amont⁶. Il a fallu attendre l’automne 2001 pour le découvrir [40], mais on pouvait déjà en

⁵On ne peut en effet calibrer que si l’on connaît l’énergie des particules incidentes, ce qui n’est pas le cas pour les photons.

⁶Pour la petite histoire, les runs photons ont permis de comprendre la raison de cette queue de distribution, présente depuis le début des tests en 1999. Il est en effet apparu surprenant qu’un nombre conséquent de photons soit détecté... sans la cible !

5.1 Simulation du dispositif “photon”

avoir un aperçu grâce au profil de l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur (Fig.5.6).

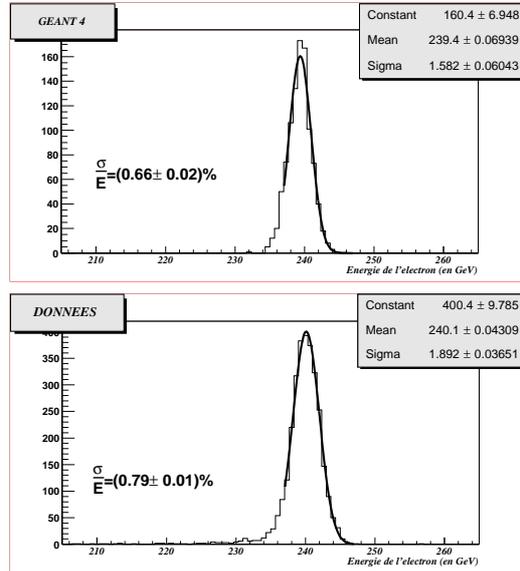


FIG. 5.5: Spectres en énergie après calibration

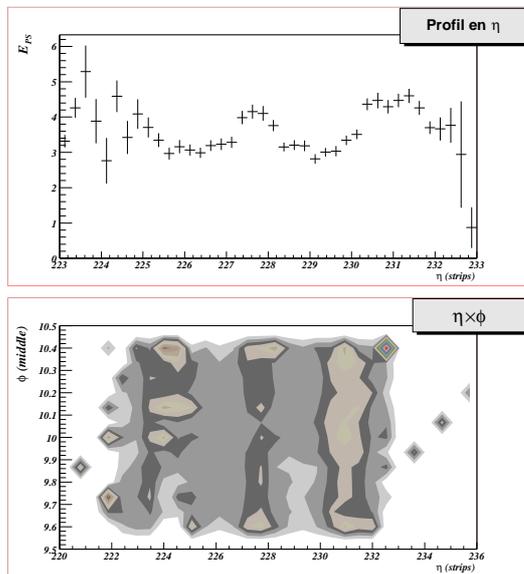


FIG. 5.6: Matière dans le faisceau : observation

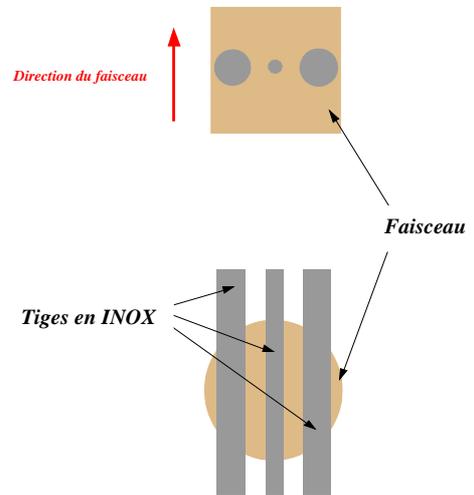


FIG. 5.7: Matière dans le faisceau : description

Cet objet, dont la figure 5.7 donne une description succincte, a donc été inclus dans la géométrie du système, son bon positionnement ayant été vérifié en utilisant les données du pré-échantillonneur (Fig.5.8). Les coefficients α et β ont été recalculés⁷, et le spectre

⁷On conserve α , indépendant de la position en η .

5.1 Simulation du dispositif “photon”

en énergie obtenu (Fig.5.9) est cette fois tout à fait en accord avec les données.

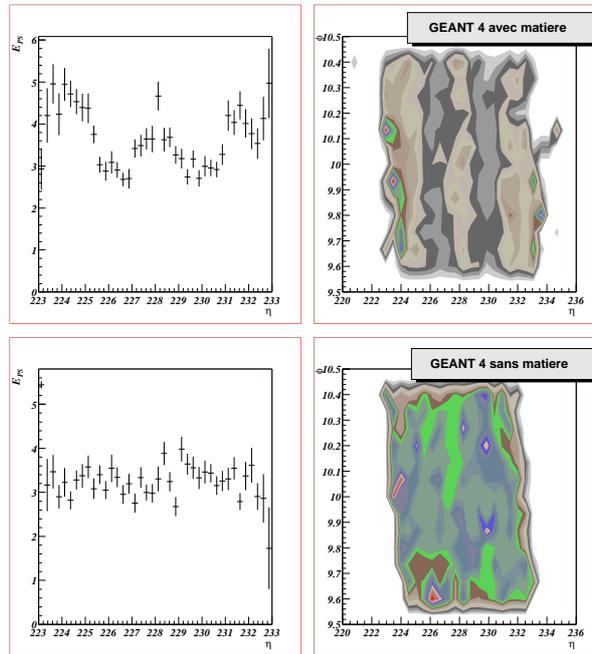


FIG. 5.8: Matière dans le faisceau : prise en compte dans la simulation. Profils en énergie dans le PS, en fonction de η seul (à gauche), en en 2 dimensions (à droite)

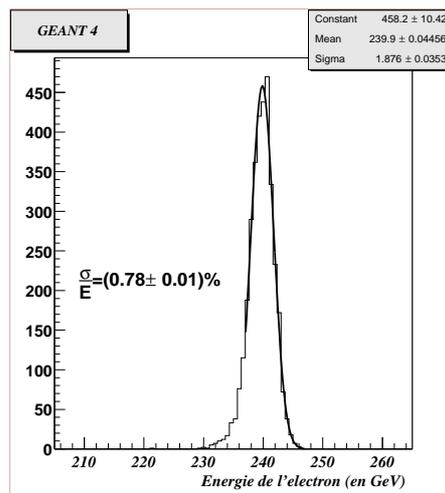


FIG. 5.9: Spectre en énergie avec la matière

La partie de calibration étant validée, on peut passer à l’analyse des données photons.

5.2 Comparaison MC/Données

5.2.1 Objectif

Le but de cette étude est de comparer les gerbes de photons réelles aux gerbes simulées. Les paramètres qui vont être étudiés sont les suivants :

- **Proportion d'énergie déposée dans les strips** : ce paramètre est utilisé pour séparer les différents types de gerbes. En effet, une gerbe hadronique déposera dans le Ecal une proportion d'énergie moins importante qu'une gerbe électromagnétique. Cette variable est définie simplement par la relation suivante :

$$E_1^{E_{tot}} = \frac{E_{photon}^{strips}}{E_{photon}} \quad (5.4)$$

- **Proportion d'énergie déposée en bordure de gerbe (*leakage*)** : le leakage est d'autant plus important que la gerbe est large. Cette variable permet par exemple de séparer efficacement les photons des pions. La figure 5.10 montre comment ce paramètre, nommé E_1^{core} , est défini :

$$E_1^{core} = \frac{E_{7\ strips} - E_{3\ strips}}{E_{3\ strips}} \quad (5.5)$$

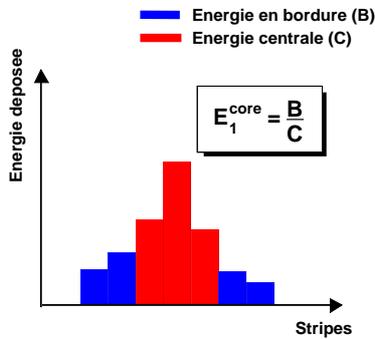


FIG. 5.10: Définition du paramètre de leakage dans les strips E_1^{core}

- **Paramètres d'identification γ/π^0** : lorsque l'on étudie les photons dans **ATLAS**, l'un des bruits de fond les plus gênants est le π^0 . Celui-ci se désintègre en effet en 2 photons mais, comme il a une impulsion généralement importante, l'angle d'ouverture entre ces 2 photons est souvent très faible. En conséquence le π^0 ne forme généralement qu'un seul cluster dans le Ecal, pouvant ainsi aisément passer pour un photon. Il est toutefois possible, en profitant de la haute granularité des strips, de distinguer photon et π^0 . La figure 5.11 montre le profil en énergie dans les strips d'un photon, comparé à celui d'un π^0 . Dans le cas du π^0 , un second maximum est clairement présent. L'idée est donc de rechercher un second maximum clairement défini et proche du premier dans les strips. On a donc besoin de 2 paramètres : d'une part l'énergie du second maximum E_{max}^2 , et d'autre part l'importance de la vallée entre les 2 maximas E_{max}^d . C'est l'observation conjointe de ces 2 paramètres qui nous permettra de faire le tri.

5.2 Comparaison MC/Données

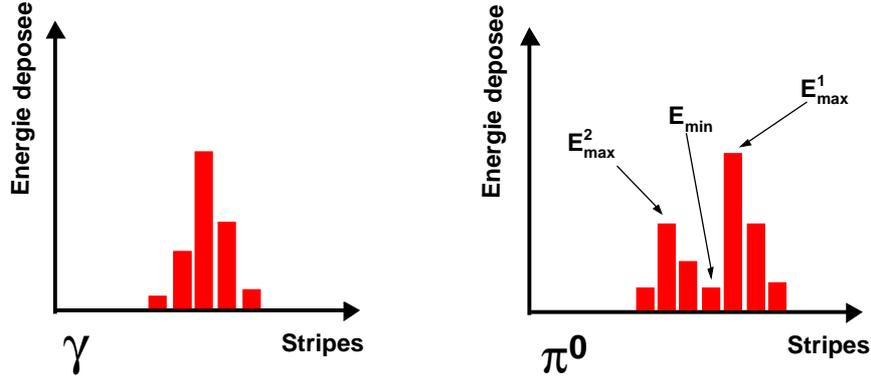


FIG. 5.11: L'identification γ/π^0 et les paramètres qui la régissent. E_{max}^d est défini par la relation suivante : $E_{max}^d = E_{max}^2 - E_{min}$

- **Largeurs de gerbe** : cette variable est également très utilisée pour l'identification des photons. A énergies égales, une gerbe hadronique est en effet plus large qu'une gerbe électromagnétique⁸. C'est donc un bon outil pour rejeter tous les types de hadrons (et pas seulement les π^0). Selon l'analyse que l'on veut effectuer, on peut définir plusieurs types de largeurs, le paramètre libre étant le nombre de strips n sur lequel on calcule cette largeur. On la définit alors de la manière suivante :

$$W_{photon}^n = \sqrt{\sum_{i=\eta_{strips}^n - \frac{n-1}{2}}^{\eta_{strips}^n + \frac{n-1}{2}} (i - \eta_{strips}^n)^2 \times \frac{E_{strip}(i)}{E_{strips}}} \quad (5.6)$$

$$\text{avec } \eta_{strips}^n = \left[\sum_{i=i_{max} - \frac{n-1}{2}}^{i_{max} + \frac{n-1}{2}} i \times \frac{E_{strip}(i)}{E_{strips}} \right]$$

$$\text{et } E_{strips} = \sum_{i=\eta_{strips}^n - \frac{n-1}{2}}^{\eta_{strips}^n + \frac{n-1}{2}} E_{strip}(i)$$

Les crochets pour η_{strips}^n signifient que l'on prend la partie entière du résultat. Le paramètre i_{max} correspond au strip d'énergie maximale. Nous allons calculer W_{photon}^n pour les 2 valeurs utilisés pour l'analyse offline dans ATLAS : $n=3$ et $n=21$. En voyant l'équation 5.6, on peut s'interroger sur l'utilisation de η_{strips}^n pour le calcul de W_{photon}^n ; pourquoi ne pas simplement utiliser i_{max} ?

Si la relation $\eta_{strips}^n = i_{max}$ est exacte pour n petit, elle ne l'est pas forcément pour n grand. La présence de bruit et de crosstalk peut introduire un biais qu'il faut prendre en considération. C'est pour cette raison que l'on ne peut pas faire l'économie du calcul de η_{strips}^n .

⁸Les processus physiques qui les gouvernent étant différents.

5.2.2 Principe de l'étude

Maintenant que les paramètres sont bien définis, il faut élaborer une stratégie d'analyse. Le premier constat est qu'il y a par rapport aux électrons un facteur limitant, l'énergie des photons incidents n'étant a priori pas clairement définie.

Or, si certains des paramètres que nous allons étudier dépendent assez peu de l'énergie du photon (E_{max}^2 ou E_{max}^d par exemple), ce n'est pas, loin s'en faut, le cas de tous. Cela vient principalement du fait qu'une gerbe de haute énergie va pénétrer plus profondément dans le calorimètre avant d'atteindre son envergure maximale. Les conséquences sont simples :

- La proportion d'énergie déposée dans les strips ($E_1^{E_{tot}}$) sera plus faible pour un photon de haute énergie.
- La largeur de la gerbe dans les strips (W_{photon}^n) doit décroître avec l'énergie du photon, ainsi que le leakage (E_1^{core}).

Il est possible de comparer ces paramètres indépendamment de l'énergie du photon⁹, mais on comprend que cela implique la perte d'une information intéressante.

C'est pour cette raison qu'une modélisation complète du faisceau-test a été élaborée. C'est en effet le seul moyen permettant d'obtenir une information sérieuse sur l'énergie du photon incident et d'avoir le faisceau de photons le plus proche de la réalité¹⁰. Cette information, on l'obtient en effet grâce à la position d'arrivée de l'électron dévié.

Dans le cas où un seul photon est créé dans la cible, l'énergie du photon incident et la déviation donnée par la relation 4.1 sont corrélées. La figure 5.12 montre cette corrélation : en abscisse, on a l'énergie du photon, et en ordonnée, la position d'arrivée de l'électron dévié dans les strips. Il est donc possible, en effectuant une coupure sur le strip d'arrivée de l'électron, de faire une coupure "naturelle" sur l'énergie du photon.

La figure 5.12 a été obtenue avec des données brutes, c'est à dire sans appliquer de coupures de sélection sur les photons. On voit par exemple que certains photons de basse énergie sont issus d'électrons apparemment trop déviés. Il s'agit simplement d'événements multiphotons, l'électron ayant émis plusieurs photons.

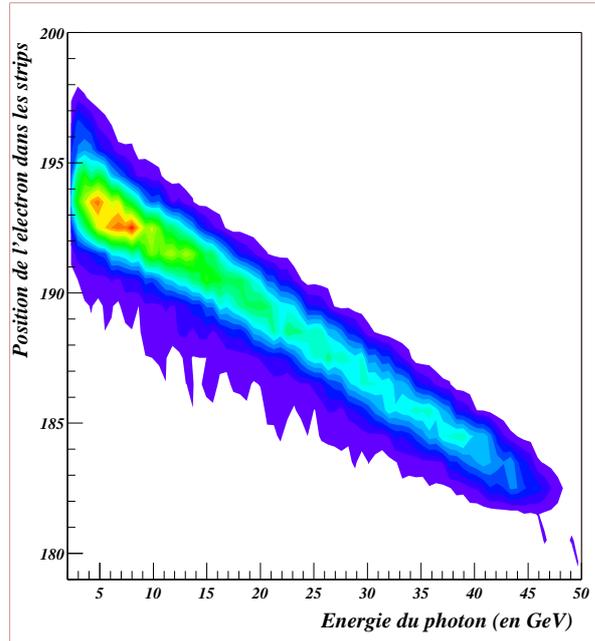
La remarque précédente soulève le problème complexe de la sélection des photons. Nous y reviendrons ultérieurement.

Mais avant d'en arriver là, il manque encore quelques ingrédients pour rendre notre simulation réaliste. Nous voulons comparer des paramètres de structure de gerbe assez précis. Dans ce contexte, il n'est pas possible de négliger certains effets complexes de plus ou moins faible intensité tels que le crosstalk ou le bruit électronique.

⁹Cela aurait l'avantage de rendre la modélisation beaucoup plus simple...

¹⁰C'est également nécessaire si l'on veut reproduire les différents bruits afin de comprendre comment les rejeter (les multiphotons par exemple).

FIG. 5.12: *Corrélation entre la position des électrons et l'énergie des photons*



5.2.3 Prise en compte du crosstalk

Le crosstalk (diaphonie en français) est une conséquence de la granularité des détecteurs. En effet, les cellules du Ecal sont accolées entre elles, et même si elles sont bien isolées l'une de l'autre, cette isolation ne peut être parfaite. C'est ainsi que si vous envoyez une impulsion sur une cellule, et que vous analysez le signal sur les cellules voisines, ce signal n'est pas nul ! Pour donner une image, les cellules se parlent entre elles¹¹.

Il y a plusieurs sources de crosstalk possibles, et on pourra en trouver la définition dans [41]. C'est dans les strips que les effets du crosstalk sont les plus importants. C'est normal car c'est la zone qui a la granularité la plus forte¹².

La figure 5.13 montre une carte de crosstalk. Les valeurs fournies ici sont calculées au pic du signal, c'est à dire lorsque le signal dans la cellule qui nous intéresse est maximum. Il y a en effet deux manières de définir le crosstalk. Comme le maximum du signal de crosstalk est décalé temporellement avec le maximum du signal recherché, on a le choix entre deux valeurs. Soit on mesure la valeur pic à pic, en comparant les deux amplitudes au pics des signaux respectifs, soit on mesure la valeur du signal du crosstalk au pic du signal observé, ce qui est fait sur la figure 5.13.

On voit donc que chaque strip "donne", par couplage capacitif, 4.1% de son énergie à chacun de ses plus proches voisins lorsque l'amplitude du signal est maximale. C'est de loin la proportion la plus importante (toutes les autres sont inférieures à 1%), c'est pour cette raison que c'est la seule source dont nous avons tenu compte. Une étude très poussée devrait également tenir compte de l'effet du middle. La proportion est certes beaucoup plus faible, mais comme la quantité d'énergie déposée dans le middle est très

¹¹D'où le nom de l'effet.

¹²La distance entre deux strips est donc relativement faible, ce qui favorise le crosstalk.

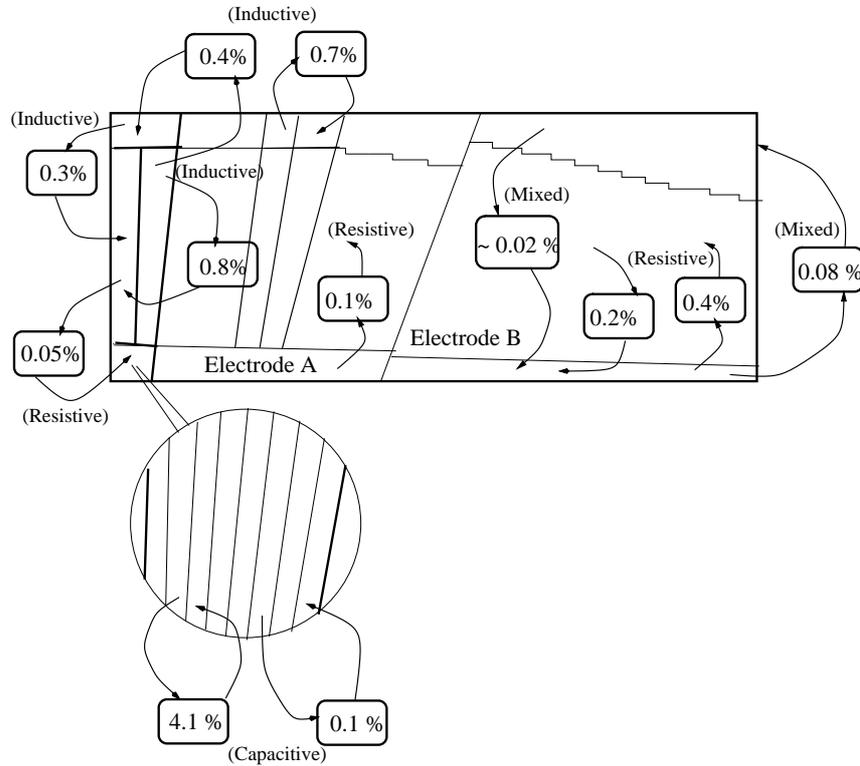


FIG. 5.13: Carte de crosstalk d'une électrode du M0 [34]

importante, cela finit par faire une énergie non négligeable. Cet effet, qui reste faible, devra être quantifié dans le cas des photons. Mais il faudra pour cela disposer de données plus importantes et de meilleure qualité.

Partant de ces approximations, la relation entre l'énergie avec (notée E_1^x) et l'énergie sans crosstalk dans les strips (notée E_1) est assez simple. Supposons que l'on a n strips, et que chaque strip donne $a\%$ de son énergie à chacun de ses plus proches voisins, on a la relation :

$$E_1^x = \underbrace{\begin{pmatrix} 1-a & a & & & \\ a & 1-2a & a & & \\ & \ddots & \ddots & \ddots & \\ & & a & 1-2a & a \\ & & & a & 1-a \end{pmatrix}}_{\mathcal{M}} \times E_1 \quad (5.7)$$

E_1^x et E_1 étant des vecteurs à n lignes contenant l'énergie déposée dans chaque strips. \mathcal{M} est donc une matrice tri-diagonale de dimensions $n \times n$.

On peut alors procéder de deux manières différentes : soit on supprime le crosstalk dans les données, soit on l'ajoute à la simulation. C'est la deuxième solution qui a été choisie pour cette étude. Dès qu'une charge est collectée sur un strip, le courant collecté sur ce strip est partagé avec les plus proches voisins. En utilisant ainsi l'extrême flexibilité

5.2 Comparaison MC/Données

de GEANT4¹³, on ajoute le crosstalk à l'ensemble des strips sans avoir besoin de matrice 512×512 . L'énergie sans crosstalk est également collectée, afin de quantifier son effet.

5.2.4 Prise en compte du bruit électronique

Le signal, une fois collecté sur les électrodes, doit être mis en forme et rapatrié vers les systèmes de traitement des données. Cela se fait par le biais d'une chaîne électronique complexe. Cette chaîne n'étant pas idéale, des bruits parasites vont s'ajouter au signal tout au long de celle-ci. La somme de tout ces bruits est ce que l'on appelle le **bruit électronique**, il se traduit par une énergie qui vient s'ajouter à l'énergie déposée dans chaque cellule¹⁴.

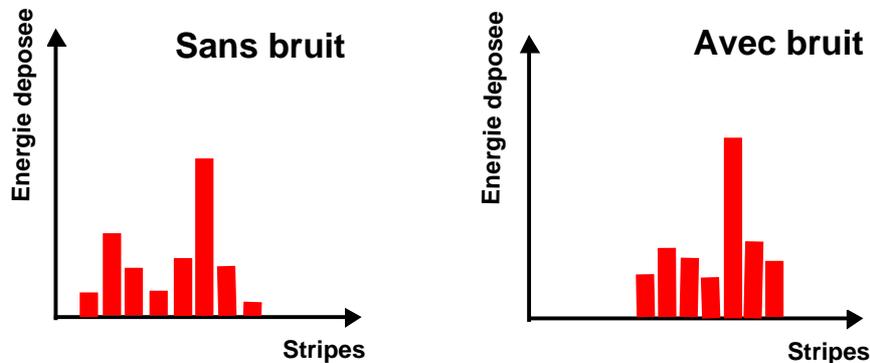


FIG. 5.14: *Effet du bruit électronique sur le second maximum*

L'effet de ce bruit est particulièrement néfaste pour les paramètres d'identification γ/π^0 que sont E_{max}^d et E_{max}^2 . Comme on peut le voir sur la figure 5.14, le bruit électronique, de part sa structure aléatoire, va avoir tendance à atténuer l'isolation du second maximum, rendant ainsi plus difficile son identification. Nous verrons dans les chapitres ultérieurs que ceci est très handicapant pour l'analyse des désintégrations radiatives.

L'introduction du bruit électronique dans la simulation est assez simple. Il y a, dans chaque fichier de prises de données, un certain nombre d'événements étiquetés **RANDOM**. Ces événements ne correspondent à aucun signal physique réel et sont une prise de données "à vide". Le signal que l'on collecte au cours d'un tel événement est donc uniquement dû au bruit électronique. La figure 5.15 montre ainsi la valeur moyenne du bruit électronique dans un strip.

¹³Cette manœuvre n'est possible que parce que l'on peut agir au niveau de chaque *step* de GEANT, c'est à dire pour chaque dépôt de charge.

¹⁴Nous n'incluons ici que le bruit aléatoire. Il existe également un bruit cohérent, décrit dans [42]. Ce bruit s'ajoute linéairement, contrairement au bruit aléatoire qui est sommé quadratiquement. Mais il est beaucoup plus faible.

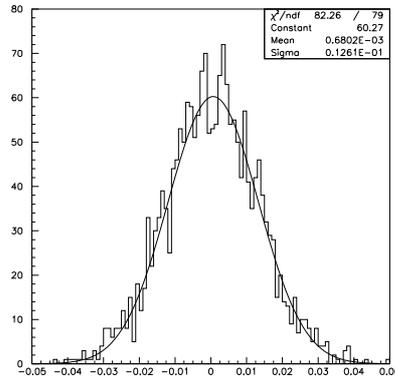


FIG. 5.15: *Bruit électronique par strip. Le caractère gaussien de ce bruit est confirmé par le fit, qui donne une distribution centrée sur 0 et de largeur $\sigma = 13\text{MeV}$*

On utilise la fonction définie par le fit pour ajouter le bruit au signal simulé, en tirant aléatoirement, pour chaque strip, une valeur sur cette distribution.

On dispose alors d'une simulation relativement réaliste du faisceau-test de photons. Reste maintenant à sélectionner avec rigueur les événements que l'on compte utiliser pour l'analyse.

5.2.5 Sélection des candidats photons

Suivant la procédure énoncée dans la partie précédente, nous commençons par déterminer les situations problématiques. On peut en dégager deux :

- **Les multiphotons** : c'est **LE** problème majeur, et ses conséquences sont nombreuses. L'effet le plus significatif est une augmentation très importante du nombre de photons de basse énergie. Le convertisseur (figure 4.3) a été placé pour diminuer cette quantité. Dans cette plaque de plomb de $0,6\text{ cm}$ d'épaisseur, environ 55% des photons sont convertis¹⁵, créant ainsi des paires de particules chargées que l'on peut détecter avec S3. Cette méthode n'a pas que des avantages. Comme avec chaque coupure, on perd des bons événements (des photons seuls risquent d'être convertis), et l'on peut en laisser passer des mauvais (le convertisseur n'est pas un filtre **actif**). La coupure sur S3 est donc efficace, mais elle devra être complétée par des coupures de sélection en aval du convertisseur.
- **La position des photons dans les strips** : le faisceau n'est pas ponctuel, et si l'on observe la position d'arrivée des photons dans les strips, on observe assez clairement cet étalement d'une dizaine de strips environ (voir par exemple la figure 5.3). Le problème est que l'on retrouve évidemment cette dispersion sur la position d'arrivée des électrons, qui est le paramètre qui nous intéresse en premier lieu. Si théoriquement la relation entre ces deux positions est claire, elle est beaucoup moins

¹⁵A haute énergie, le nombre de photons traversant une distance Δ_x dans un matériau de caractéristiques ρ et X_0 est donnée[19] par $N_\gamma^{\Delta_x} = N_\gamma^0 e^{-\frac{7}{9} \frac{\Delta_x}{X_0}}$. Dans notre cas, on obtient 0.45, soit 55% des photons convertis.

5.2 Comparaison MC/Données

précise expérimentalement, et il est impossible, en connaissant la position du photon, d'en déduire la position de l'électron au strip près. On ne peut pas "gommer" cette dispersion, il faut donc trouver une solution pour en atténuer au maximum les effets.

Les problèmes étant posés, on peut tenter d'élaborer une stratégie de sélection pour les résoudre.

Considérons d'abord le cas de la dispersion, qui est le plus simple à résoudre. Contrairement au cas des multiphotons on sait ici avec certitude quels sont les événements qui posent problème. Une simple coupure sur la position d'arrivée des photons suffit à les supprimer. Ne sont sélectionnés que les photons dont le barycentre en η dans les strips est compris entre **226.5** et **229.5** (soit au centre de la cellule 28).

Le cas des multiphotons requiert évidemment plus d'attention. L'information importante est, nous l'avons vu précédemment, celle fournie par le scintillateur **S3**. Si il y a un événement multiphoton, il y a de fortes chances qu'il y ait au moins une conversion. Les produits de cette conversion sont détectés par **S3** qui fournit un signal en conséquence. Les événements qui vont nous intéresser sont donc ceux pour lesquels le signal de **S3** sera nul. Il suffit donc de déterminer les valeurs de ce piédestal. Comme pour le bruit électronique, on peut utiliser les événements **RANDOM**. L'analyse de ce signal amène l'encadrement suivant :

$$450\text{coups} < S3\text{Pedestal} < 480\text{coups} \quad (5.8)$$

Ne seront gardés que les événements dont la valeur de **S3** appartient à cet intervalle. On fait évidemment la même coupure dans la simulation, en ne conservant que les événements qui n'interagissent pas avec le scintillateur.

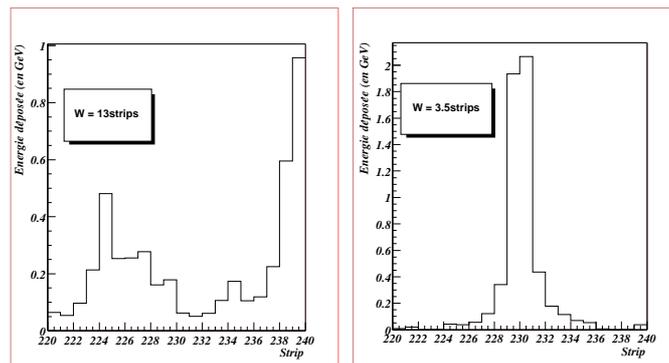


FIG. 5.16: Différence photon/multiphoton dans les strips

Supposons maintenant qu'un événement multiphoton passe cette coupure, il y a alors deux cas possibles :

1. **Plusieurs photons incidents** : de nouveau, il y a de nombreuses situations possibles, mais dans tous les cas, plusieurs photons sont détectés. Comme ils sont très

rapprochés, ils vont former un seul et unique cluster. Pour rejeter ce cluster, voyons ce qui le différencie d'un cluster créé par un photon unique. Tout d'abord, si l'on observe le profil de ce cluster dans les strips, on voit qu'il est plus large, ce qui est normal car on a plusieurs photons, donc forcément un pic plus large, voire, dans certains cas, plusieurs pics au lieu d'un. En conséquence, l'énergie déposée est plus étalée, donc en moyenne plus faible pour chaque strip. La figure 5.16 met en évidence ces différences. On y voit le dépôt en énergie d'un événement photon dans les strips. A gauche, il s'agit d'un événement multiphoton (plusieurs pics, énergie déposée dans chaque strip faible) ; à droite, nous observons un photon unique. On voit que la largeur des photons et le dépôt d'énergie dans chaque strip sont des paramètres importants. Ce raisonnement est moins valable à basse énergie ; la largeur des photons devenant plus importante et les dépôts d'énergie plus faible. Une sélection en énergie est donc également nécessaire. A partir de là, trois coupures ont été déterminées. Le candidat photon est sélectionné si :

$$\begin{aligned} E_{max}^1 &> \mathbf{0.5 \text{ GeV}} \\ E_{photon} &> \mathbf{5 \text{ GeV}} \\ W_{21} &< \mathbf{6 \text{ strips}} \end{aligned}$$

2. **Multiphoton “orphelin”** : dans ce cas, seul un photon passe le cap du convertisseur, l'événement a donc toutes les caractéristiques d'un bon candidat, à un détail près : l'énergie du photon. Celle-ci sera en effet plus faible que prévue, l'énergie de l'électron nous permettant d'estimer celle-ci. On peut donc régler ce cas en comparant l'énergie déposée dans le calorimètre et l'énergie-somme des deux particules. Après analyse, on obtient la coupure suivante :

$$\mathbf{0.93} \times E_{calo} < E_{electron} + E_{photon} < \mathbf{0.96} \times E_{calo}$$

La borne supérieure permet de supprimer les cas de clusters superposés (multiphotons,...). On a choisi 0.96 plutôt que 1 car les clusters 3×3 (dimensions dans la *middle* des clusters utilisés pour l'analyse) contiennent environ 95% de l'énergie totale de la gerbe¹⁶.

Un fois ces critères de sélection appliqués, on dispose d'un petit échantillon d'événements exploitables (quelques milliers). En effet, sur une trentaine de runs de 20000 événements, les deux tiers se sont avérés inutilisables car les informations concernant la position des électrons dans les strips n'ont tout simplement pas été enregistrées ; les nuits de shifts sont parfois longues...

5.2.6 Résultats et discussion

L'échantillon ainsi sélectionné remplit les conditions requises pour la séparation en énergie. Les événements ont été regroupés en secteurs de 2 strips entre les positions **180** et **194** (zone d'arrivée des électrons dans les strips). Cette zone correspond aux photons de basse énergie (inférieure à 55 GeV), mais la même méthode peut être utilisée pour des photons plus durs (qui intéressent les chasseurs de Higgs). Cette remarque permet de

¹⁶Voir la fin du chapitre 3.

5.2 Comparaison MC/Données

souligner que si l'analyse présentée ici est centrée autour de la physique du B, elle est aisément généralisable à tous les autres types de photons.

Dans tous les résultats¹⁷ qui sont présentés et analysés, les données réelles sont de couleur rouge et les données simulées de couleur noire. Les graphes dont l'axe des ordonnées n'a pas de légende correspondent à des distributions normalisées à 1.

1. Développement latéral et longitudinal de la gerbe

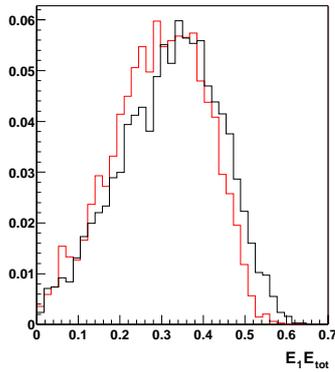


FIG. 5.17: Développement longitudinal $E_1^{E_{tot}}$: vue globale

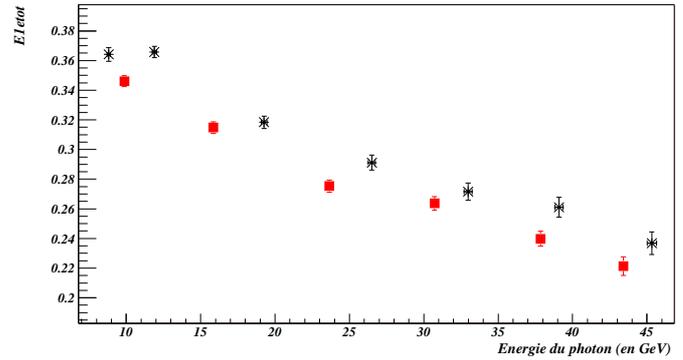


FIG. 5.18: Développement longitudinal en fonction de l'énergie du photon

les figures 5.17 et 5.19 montrent les paramètres $E_1^{E_{tot}}$ et E_1^{core} indépendamment de l'énergie du photon. On constate déjà à ce niveau des différences notables, voire importantes pour E_1^{core} . Ces différences sont confirmées après séparation en énergie (figures 5.18 et 5.20), et l'on peut constater qu'elles ne dépendent pas de l'énergie du photon.

Si l'on résume, les gerbes sont moins profondes ($E_1^{E_{tot}}$ plus grand) et moins larges (E_1^{core} plus petit) avec GEANT4. Le problème est que ces deux paramètres devraient normalement évoluer dans le même sens (si l'un augmente, l'autre aussi, et vice-versa). La différence que l'on observe est donc certainement la conjonction de plusieurs phénomènes distincts.

Dans le cas de $E_1^{E_{tot}}$, si la gerbe se développe plus tôt, c'est qu'elle a démarré plus tôt. Cela signifie donc qu'il y a plus de matière que prévu en amont et à proximité (la gerbe étant quand même observée) du module. La différence entre GEANT4 et les données étant entre 5 et 10%, on peut même chiffrer cet excès de matière entre 5 et 10%. Cette quantité de matière est, dans le code GEANT4, de $2.07X_0$ (Calcul de [43] auquel est ajouté le convertisseur). Une analyse plus poussée [43] a récemment mis en évidence quelques erreurs concernant cette quantité de matière. Les plus significatives étant les suivantes :

¹⁷Sauf mention contraire.

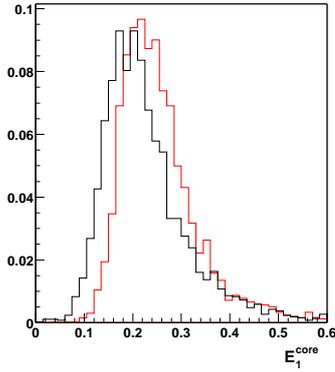


FIG. 5.19: Développement latéral E_1^{core} : vue globale

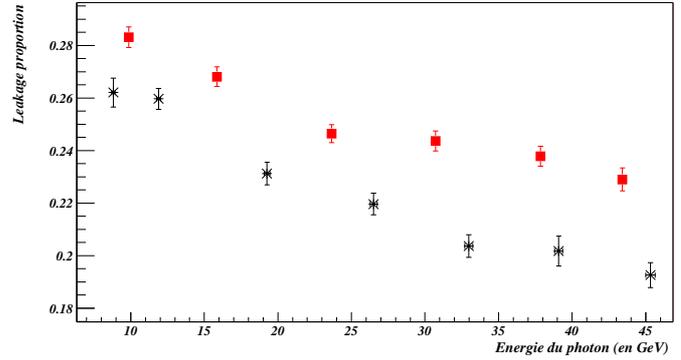


FIG. 5.20: Développement latéral en fonction de l'énergie du photon

- L'épaisseur des cloisons du cryostat n'est pas de 9cm, mais de 8cm. Soit **0.11X₀ de moins**.
- L'argon liquide présent en amont du pré-échantillonneur n'était pas pris en compte. Soit de **0.01 à 0.04X₀ de plus**.

Il semble que cette mauvaise modélisation du cryostat soit en partie responsable de la différence observée pour $E_1^{E_{tot}}$, la plupart des gerbes se formant en effet dans la paroi du cryostat. Avec moins de matière, la gerbe se développera moins rapidement, et déposera ainsi moins d'énergie dans les strips. Cette solution semble compatible avec les résultats concernant le développement latéral de la gerbe, mais rien ne permet de dire que c'est **LA** solution. D'autant plus que le paramètre E_1^{core} ne présente pas le même comportement.

Le cas du leakage semble en effet beaucoup plus délicat. D'une part, la différence entre données et simulation est plus importante (entre 10 et 20%), et d'autre part, comme tous les paramètres de précision, E_1^{core} est sensible au crosstalk. L'explication par la quantité de matière n'est pas satisfaisante dans ce cas, car elle va dans le mauvais sens. Il y a donc forcément un autre problème, problème qui ne serait pas visible dans le cas de $E_1^{E_{tot}}$.

Quelles sont les différences entre les 2 paramètres ?

L'un concerne uniquement les strips, et dans un petit périmètre autour de la gerbe. L'autre concerne l'énergie globale du cluster dans les strips, mais aussi dans le middle (soit 24 strips et 3 cellules du middle).

E_1^{core} est donc sensible au crosstalk dans les strips, mais cet effet est assez faible (fig. 5.21) et ne permet pas d'expliquer la différence observée. Un problème de calibration peut-être envisagé. En effet, le crosstalk agit également lors des runs de calibration. Si sa valeur est la même que pour les données¹⁸, on peut dire que les coefficients de calibration dans les strips vont surestimer l'énergie de 8.2%. L'énergie totale dans les strips serait donc surestimée, dans les données, d'environ 10%¹⁹. Mais cela ne résoud pas notre

¹⁸Aucune étude n'a vérifié ce point.

¹⁹Je souligne une fois de plus le fait que cela reste à prouver.

5.2 Comparaison MC/Données

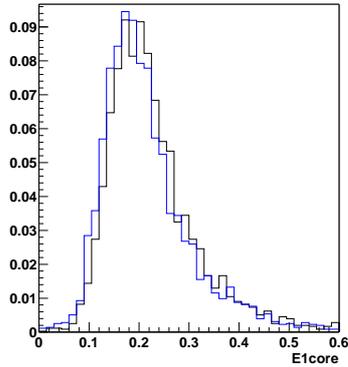


FIG. 5.21: *Effet de la prise en compte du crosstalk dans les strips sur le leakage. L'histogramme bleu correspond à la simulation sans crosstalk*

problème, puisque E_1^{core} est un rapport, donc les 10% vont s'annuler au premier ordre.

Une étude précise de l'effet du crosstalk sur les coefficients de calibration à **tous** les niveaux du calorimètre sera nécessaire pour comprendre ce problème. Une modélisation précise de la quantité de matière en amont du module est également souhaitable. Il semble qu'à ce stade nous soyons plus limités par les données et notre modèle que par GEANT4, la physique d'une gerbe électromagnétique ne pose en effet pas de problèmes conceptuels importants, puisqu'elle relève de l'électrodynamique quantique, qui est relativement bien maîtrisée.

2. Paramètres d'identification γ/π^0

Ces paramètres ne dépendent pas (ou peu) de l'énergie du photon incident, c'est pourquoi seule la comparaison globale est présentée. Contrairement aux figures précédentes, les figures 5.22 et 5.23 montrent un bon accord entre les données et GEANT4.

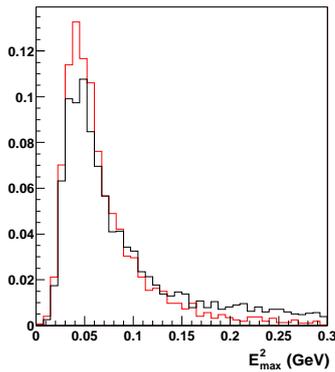


FIG. 5.22: *Energie du second maximum*

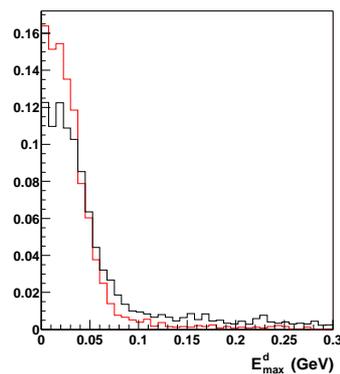


FIG. 5.23: *Différence d'énergie entre le 2nd maximum et le fond de la vallée*

C'est sur ces paramètres que l'effet du bruit électronique est le plus visible. En effet, on voit grâce aux figures 5.24 et 5.25 que le bruit augmente de façon significative E_{max}^d et surtout E_{max}^2 .

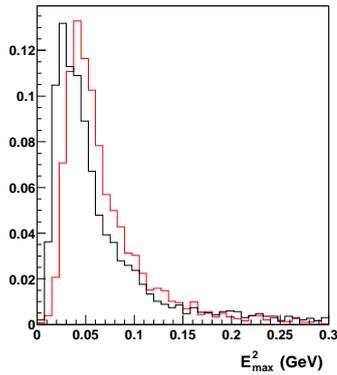


FIG. 5.24: *Energie du second maximum (G4 sans bruit électronique)*

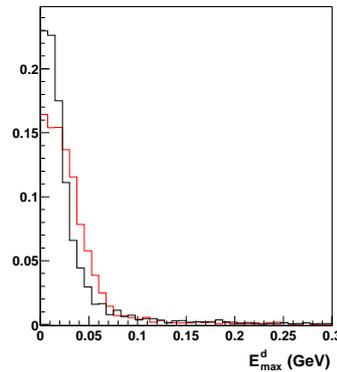


FIG. 5.25: *Différence d'énergie entre le 2nd maximum et le fond de la vallée (G4 sans bruit électronique)*

En conclusion, les paramètres clés de l'identification γ/π^0 sont correctement reproduits par notre simulation, mais on constate également que le bruit électronique va être un sérieux handicap pour l'utilisation de ces variables discriminantes. Cette augmentation de E_{max}^2 va avoir pour conséquence une augmentation de la valeur de coupure séparant photons et pions, et donc une diminution de la pureté des particules sélectionnées (on va garder plus de pions).

3. Largeur de gerbe

L'étude de la largeur de gerbe dépend fortement du nombre de strips sur lequel on la calcule. Si n est petit, on fait une mesure de précision dans une zone où l'énergie déposée dans chaque strip est relativement importante. On est donc très sensible au crosstalk et à la granularité du système, et peu sensible au bruit électronique. Dans le cas contraire où n est grand, on fait une mesure globale en tenant compte des zones où le dépôt d'énergie est très faible. On est donc peu sensible au crosstalk et à la granularité, et très sensible au bruit électronique.

On séparera donc les 2 cas.

Cas $n=21$ strips :

Ce paramètre est plus simple à caractériser que la largeur sur 3 strips, en partie car il est peu sensible à la granularité du détecteur. Les figures 5.26 et 5.27 montrent que l'accord entre simulation et donnée est très bon, aussi bien globalement qu'en fonction de l'énergie.

La figure 5.27 permet de mettre en évidence la décroissance de W_{21} avec l'énergie du photon. Ce phénomène a été évoqué dans la partie 5.2, et on peut également l'observer sur les figures 5.18 et 5.20. Il est intéressant de noter que cette décroissance est correctement reproduite par GEANT4, et donc que la description géométrique de la gerbe est correcte.

5.2 Comparaison MC/Données

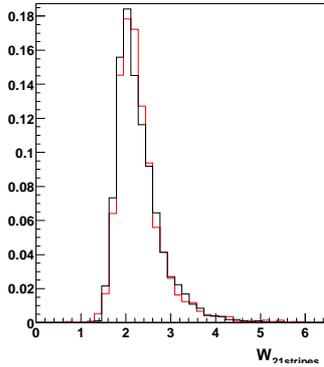


FIG. 5.26: *Largeur sur 21 strips : vue globale*

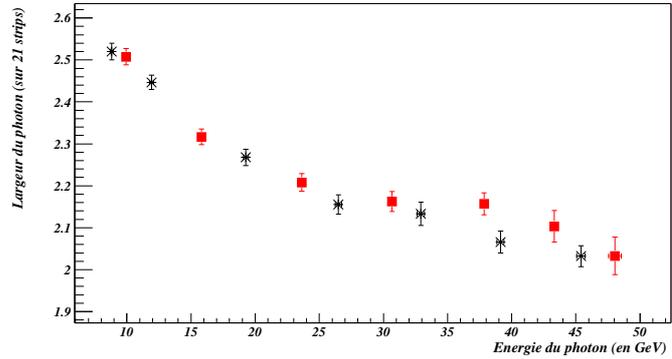


FIG. 5.27: *Largeur sur 21 strips en fonction de l'énergie du photon*

Cas n=3 strips :

Avant d'analyser les résultats concernant la largeur sur 3 strips, il est nécessaire de corriger l'effet de granularité.

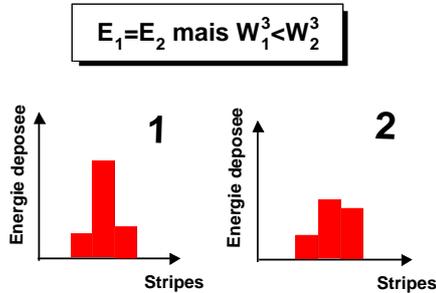


FIG. 5.28: *Effet de granularité : description*

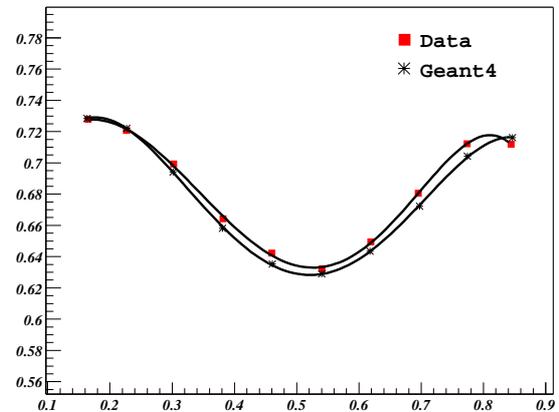


FIG. 5.29: *Effet de granularité : observation*

Celui-ci est dû au fait que lorsque l'on calcule une largeur sur un faible nombre de strips, l'influence de la position du barycentre de la gerbe n'est pas négligeable. La figure 5.28 le décrit : à énergie égale, une gerbe dont le barycentre est en bord de strip aura une largeur plus grande qu'une gerbe dont le barycentre est en milieu de strip. Il est facilement observable sur la figure 5.29, l'abscisse représente la position du barycentre et l'ordonnée la largeur sur 3 strips.

La figure 5.29 permet également de constater que GEANT4 reproduit correctement cette distorsion. On peut aussi y voir les fonctions utilisées pour corriger ce phénomène,

ce sont des polynômes du 5^{ème} degré qui ont été employés. Les fonctions ainsi déterminées permettent d'évaluer un facteur de correction pour chaque position du barycentre, la valeur de référence pour la largeur étant prise au centre (largeur minimale).

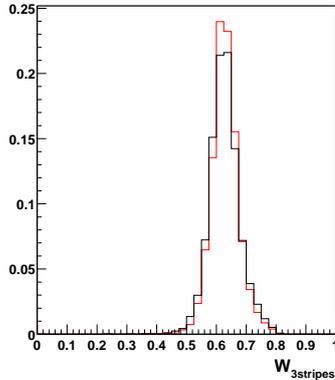


FIG. 5.30: *Largeur sur 3 strips : vue globale*

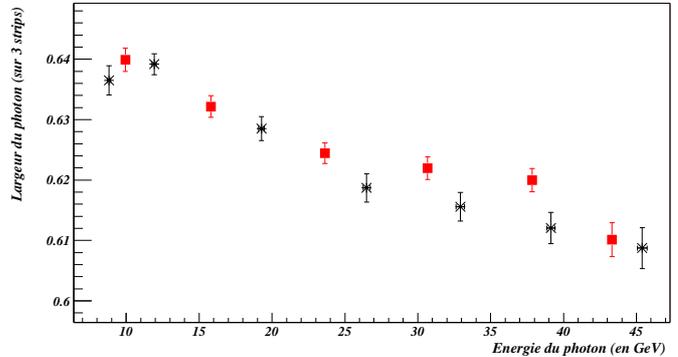


FIG. 5.31: *Largeur sur 3 strips en fonction de l'énergie du photon*

On obtient, après correction, les figures 5.30 et 5.31 qui ressemblent sensiblement aux graphes obtenus pour 21 strips et montrent un bon accord entre données et simulation.

4. Bilan

Les paramètres qui ont été analysés et comparés nous permettent de tirer quelques conclusions quant à l'efficacité de GEANT4.

En ce qui concerne la forme de la gerbe, l'accord avec les données est globalement bon. Les paramètres tels que E_{max}^d et E_{max}^2 sont bien reproduits, les largeurs également.

Concernant la physique de la gerbe, c'est à dire son développement, les conclusions sont plus incertaines. Les largeurs décroissent bien avec l'énergie, et sont en accord, mais les paramètres de leakage et de profondeur de la gerbe posent quelques problèmes.

Des désaccords notables, voire importants dans le cas du leakage dans les strips, sont observés. Nous avons vu que les causes de ces désaccords peuvent être nombreuses (prise en compte incomplète du crosstalk, problème de calibration, de modélisation...). L'interprétation de ces différences est donc une tâche relativement complexe que la qualité des données disponibles ne permet pas de résoudre. Il semble cependant que ce soit plutôt un problème de modélisation du système qu'un problème de GEANT4 que nous ayons à considérer. Des travaux fait avec GEANT4 sur des électrons et des muons tendent à le prouver [39],[44].

5.2.7 Perspectives

On l'aura compris, ce travail a été rendu complexe par de nombreux facteurs (manque de statistique, matière dans le faisceau,...). Il a pourtant fallu s'en contenter, il n'y a en effet eu qu'une seule prise de données photons au cours de toute la campagne de testbeams.

5.2 Comparaison MC/Données

Cette situation est évidemment quelque peu frustrante, la détection des photons étant un des points centraux d'ATLAS (et pas seulement en physique du B).

Les tests combinés, au cours desquels plusieurs parties du détecteur seront testées simultanément (Ecal+Hcal par exemple), seront, on l'espère, l'occasion de prendre à nouveau des données photons. Il est évident, nous l'avons vu au cours de ce chapitre, que cela réclame une organisation et une infrastructure spécifiques, mais les arguments en faveur de ce type de run sont nombreux :

- Tout d'abord, la possibilité de prendre enfin des données *propres*, sans objet indésirable dans le faisceau !
- Disposer d'une quantité de données importante sur tout le spectre en énergie disponible (ici nous avons dû nous contenter des photons de faible énergie).
- Pouvoir étudier de manière complète la structure interne de la gerbe (afin de déterminer précisément les coefficients de séparation à plusieurs niveaux d'énergie). Ce travail s'est en effet surtout concentré sur la structure externe.
- Etudier en détail les conversions (dans le cadre d'un run combiné incluant le détecteur interne), celles-ci affectant un nombre non négligeable de photons.
- Etudier l'identification γ /électron (également dans le cadre d'un run incluant le détecteur interne).
- ...

Comme on peut le voir, il reste dans ce secteur des photons de nombreux points à approfondir, voire à aborder, avant le démarrage du **LHC**. Les informations que l'on peut tirer d'une analyse complète et rigoureuse de ce type de données sont très nombreuses et souvent différentes de celles que l'on peut obtenir avec des électrons. La maîtrise du calorimètre passe par une bonne compréhension de **tous** les types de gerbes.

Troisième partie

Etude des désintégrations radiatives des mésons B

Chapitre 6

Le processus $b \rightarrow s\gamma$: de la phénoménologie à l'expérience

*Ce chapitre met en œuvre les méthodes décrites dans le second chapitre, en les appliquant à l'étude de la transition $b \rightarrow s\gamma$. Celle-ci est ici analysée sous deux angles différents : mode inclusif ($B \rightarrow X_s\gamma$) et mode exclusif ($B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ et $B_s \rightarrow \phi\gamma$). La dernière partie dresse un état des lieux des connaissances expérimentales dans le domaine des FCNC, et présente dans le même temps les enjeux que représente une telle analyse pour la physique des particules.*

6.1 Phénoménologie

6.1.1 Le beurre ou l'argent du beurre ?

Ce titre un peu humoristique cache un véritable problème. Comme souvent en physique, ce qui est facile pour le théoricien ne l'est pas pour l'expérimentateur, et vice-versa. Les désintégrations radiatives ne font pas exception à la règle.

Cela se traduit dans leur cas par une complémentarité entre modes inclusifs et exclusifs. D'un côté, les canaux inclusifs ($b \rightarrow s\gamma$, $b \rightarrow d\gamma$) ou semi-inclusifs ($B \rightarrow X_s\gamma$, $B \rightarrow X_d\gamma$), relativement propres théoriquement mais peu accessibles expérimentalement. De l'autre, des modes exclusifs tels que $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$, observables¹ dans **ATLAS**, mais souffrant d'importantes incertitudes théoriques.

En un mot, il est généralement difficile, en physique du B , d'avoir à la fois le beurre et l'argent du beurre. C'est sur ce constat que nous entamons cette partie consacrée à la phénoménologie des désintégrations radiatives. Compte-tenu des caractéristiques d'**ATLAS**, notre étude se consacrera préférentiellement aux canaux exclusifs. C'est pourtant en décrivant le mode inclusif que nous allons commencer. Tout d'abord, car il paraît impossible

¹L'objectif de ce travail est d'en apporter la preuve.

6.1 Phénoménologie

de parler de désintégrations radiatives sans parler de $B \rightarrow X_s \gamma$, mais surtout car cela va nous permettre d'aborder plus naturellement l'étude qui nous motive.

6.1.2 Le mode inclusif $B \rightarrow X_s \gamma$

Nous allons maintenant utiliser le formalisme de l'**OPE**, introduit à la fin du chapitre 2.

Au premier ordre², les opérateurs qui contribuent le plus au taux de désintégration sont \mathcal{Q}_2 (interaction de Fermi), \mathcal{Q}_7 (pingouin photonique), et \mathcal{Q}_8 (pingouin gluonique). Ces opérateurs sont définis par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \mathcal{Q}_2 &= \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c \bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b \\ \mathcal{Q}_7 &= \frac{e}{8\pi^2} m_b F_{\mu\nu} \bar{s} \sigma^{\mu\nu} (1 + \gamma_5) b \\ \mathcal{Q}_8 &= \frac{g_s}{8\pi^2} m_b G_{\mu\nu}^i \bar{s} \sigma^{\mu\nu} \lambda^i (1 + \gamma_5) b \end{cases} \quad (6.1)$$

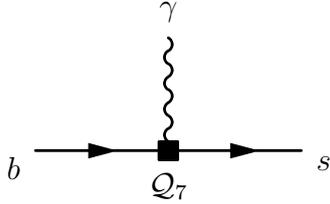


FIG. 6.1: Opérateur de base du processus $b \rightarrow s \gamma$

A priori, on pourrait s'attendre à ce que seul l'opérateur \mathcal{Q}_7 (figure 6.1) intervienne. C'est effectivement le cas si l'on néglige les effets **QCD**. On retrouve alors l'hamiltonien décrit par l'équation 2.31 :

$$\mathcal{H}_{eff}^{EW} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ts}^* V_{tb} C_7(\mu_b) \mathcal{Q}_7 \quad (6.2)$$

avec

$$C_7(\mu_b) = C_7(\mu_W) = -D'_0(x_t) \quad (6.3)$$

où D'_0 a été introduit précédemment (équation 2.30). L'effet des autres opérateurs n'apparaît qu'au premier ordre de **QCD**. La figure 6.2 représente quelques-unes des possibilités. On peut en trouver une description exhaustive dans [45].

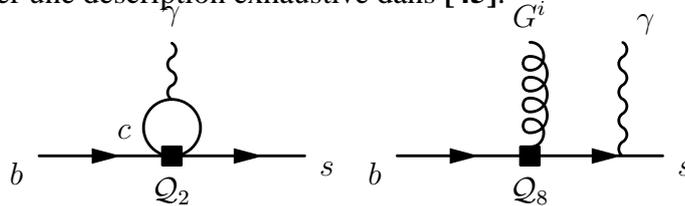


FIG. 6.2: Contributions à \mathcal{H}_{eff} au Leading Order

L'expression de \mathcal{H}_{eff} devient alors :

$$\mathcal{H}_{eff}^{LO} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ts}^* V_{tb} C_{eff}^{LO}(\mu_b) \mathcal{Q}_7 \quad (6.4)$$

²Nous nous contenterons ici du calcul au **Leading Order**, tel qu'il est décrit dans [17]. Le **NLO** sera évoqué en fin de partie.

où C_{7eff}^{LO} est une combinaison linéaire des coefficients C_7^{LO} , C_2^{LO} , et C_8^{LO} . Les coefficients de ce mélange sont déterminés à partir des équations du groupe de renormalisation, selon la procédure décrite au chapitre précédent. Pour ce faire, on a besoin des valeurs des C_i^{LO} à haute énergie qui sont, au Leading Order :

$$\begin{cases} C_2^{LO}(\mu_W) = 1. \\ C_7^{LO}(\mu_W) = -D'_0(x_t) \\ C_8^{LO}(\mu_W) = -E'_0(x_t) \end{cases} \quad (6.5)$$

E'_0 est une autre fonction d'Inami-Lim, assez proche de D'_0 . A partir de ces valeurs on trouve [17], [45], [46] :

$$C_{7eff}^{LO}(\mu_b) = f(\eta)C_2^{LO}(\mu_W) + \eta^{\frac{16}{23}}C_7^{LO}(\mu_W) + \frac{8}{3} \left(\eta^{\frac{14}{23}} - \eta^{\frac{16}{23}} \right) C_8^{LO}(\mu_W) \quad (6.6)$$

avec $\eta = \frac{\alpha_s(\mu_W)}{\alpha_s(\mu_b)}$. On trouvera l'expression de f dans [17], on a la relation $f \xrightarrow{\eta \rightarrow 1} 0$. On peut vérifier que ce résultat est cohérent car on retrouve :

$$C_{7eff}^{LO}(\mu_W) = C_7^{LO}(\mu_W) \quad (6.7)$$

L'application numérique, pour $\mu_b = 5 \text{ GeV}$, $m_t = 174 \text{ GeV}$, et $\alpha_s(\mu_W) = 0.118$ donne :

$$\begin{aligned} C_{7eff}^{LO}(\mu_b) &= -0.158 \times (1) + 0.695 \times (-0.196) + 0.085 \times (-0.097) \\ &= -0.302 \end{aligned} \quad (6.8)$$

On voit que la contribution de Q_2 est loin d'être négligeable, contrairement à celle de Q_8 , qui ne prend vraiment de l'importance qu'au **NLO**. On pouvait s'y attendre en remarquant que dans le cas de Q_8 , le photon se couple avec un quark down de charge $-\frac{1}{3}$, alors que pour Q_2 le couplage se fait avec un quark up de charge $\frac{2}{3}$. Cela fait déjà un facteur 4 en faveur de Q_2 .

L'estimation du taux de désintégration revient alors à sommer les taux de toutes les transitions possibles, pour tous les états de spins possibles. Le méson B étant pseudo-scalaire, et le photon réel, il n'y a que 2 états de spins possibles, correspondants aux 2 états de polarisation du photon $\lambda = \pm 1$. On a donc, en utilisant les relations 2.1 et 6.4 :

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dQ}(B \rightarrow X_s \gamma) &= \frac{1}{2m_B} \sum_{X=X_s} \sum_{\lambda=\pm 1} (2\pi)^4 \langle B | \mathcal{H}_{eff}^\dagger | X \gamma(\lambda) \rangle \langle X \gamma(\lambda) | \mathcal{H}_{eff} | B \rangle \\ &= \frac{\alpha G_F^2 m_b^2}{32\pi^3 m_B} |V_{ts}^* V_{tb}|^2 |C_{7eff}^{LO}|^2 \sum_{\lambda=\pm 1} \langle \gamma(\lambda) | F_{\mu\nu} F_{\rho\tau} | \gamma(\lambda) \rangle T_{NP} \end{aligned} \quad (6.9)$$

avec T_{NP} module de l'élément de matrice hadronique de \mathcal{H}_{eff} :

$$T_{NP} = \sum_{X=X_s} \langle B | Q_{7'}^\dagger | X \rangle \langle X | Q_{7'} | B \rangle = 2\text{Im} \left(\langle B | T(Q_{7'}^\dagger, Q_{7'}) | B \rangle \right) \quad (6.10)$$

$Q_{7'} = \bar{s} \sigma^{\mu\nu} (1 + \gamma_5) b$ correspond à la composante hadronique de Q_7 . La précédente égalité traduit la grosse différence qui existe entre mode inclusif et mode exclusif. La relation

6.1 Phénoménologie

6.10 n'est en effet valable que si l'on somme sur tous les états finals X_s . La condition d'unitarité nous permet alors d'appliquer le théorème optique.

L'élément de matrice simplifié peut être déterminé à partir de méthodes non-perturbatives telles que la **HQET**³. Les détails de ce calcul sont décrits dans [47]. On obtient au final :

$$\Gamma(B \rightarrow X_s \gamma) = \frac{\alpha G_F^2}{32\pi^4} m_b^5 |V_{ts}^* V_{tb}|^2 |C_{7eff}^{LO}|^2 \left[1 + \frac{\delta^{NP}}{m_b^2} \right] \quad (6.11)$$

où δ^{NP} représente la part non-perturbative de cet élément de matrice⁴. Si l'on prend les valeurs de [47], on trouve un facteur correctif $\frac{\delta^{NP}}{m_b^2} \approx -3\%$, ce qui prouve que l'on est peu sensible, pour le mode inclusif, aux effets non-perturbatifs. D'où, à une très bonne approximation :

$$\Gamma(B \rightarrow X_s \gamma)_{LO} = \frac{\alpha G_F^2}{32\pi^4} m_b^5 |V_{ts}^* V_{tb}|^2 |C_{7eff}^{LO}|^2 \quad (6.12)$$

Pour déterminer le taux de branchement et supprimer les incertitudes relatives à m_b , on calcule le rapport de celui-ci avec celui d'un mode inclusif mieux mesuré expérimentalement, tel que le mode semi-leptonique $Br(B \rightarrow X_c l \nu_l)$ (Voir [48] pour un calcul détaillé de ce taux de désintégration), et l'on peut écrire, grâce à la relation précédente :

$$R_q = \frac{Br(B \rightarrow X_s \gamma)}{Br(B \rightarrow X_c l \nu_l)} = \frac{\Gamma(B \rightarrow X_s \gamma)}{\Gamma(B \rightarrow X_c l \nu_l)} \quad (6.13)$$

C'est à dire :

$$R_q = \frac{|V_{ts}^* V_{tb}|^2}{|V_{cb}|^2} \frac{6\alpha}{\pi g(m_c^2/m_b^2)} |C_{7eff}^{LO}|^2 \quad (6.14)$$

La fonction g est définie dans [17]. C'est un facteur d'espace de phase qui survient lors du calcul de $Br(B \rightarrow X_c l \nu_l)$. Toutefois, si R_q est moins sensible aux incertitudes concernant m_b , il est encore largement dépendant de celles qui entachent C_{7eff}^{LO} au **LO**. Il est malgré tout déjà possible d'avoir une estimation raisonnable de $Br(B \rightarrow X_s \gamma)$ à cet ordre [17] :

$$Br(B \rightarrow X_s \gamma)_{LO} = (2.8 \pm 0.8) \times 10^{-4} \quad (6.15)$$

Le même calcul, au **NLO**, nettement plus complexe, a été présenté pour la première fois par [49]. Cette avancée permet de réduire de manière notable les incertitudes, et le calcul le plus récent [50], qui est également le plus complet, donne le résultat suivant :

$$Br(B \rightarrow X_s \gamma)_{NLO} = (3.57 \pm 0.30) \times 10^{-4} \quad (6.16)$$

Ce résultat est à comparer avec une moyenne des différents résultats expérimentaux connus à ce jour [51] :

$$Br(B \rightarrow X_s \gamma)_{exp} = (3.34 \pm 0.38) \times 10^{-4} \quad (6.17)$$

Soit un accord tout à fait remarquable avec l'estimation théorique. Il faut toutefois se garder, compte-tenu des incertitudes actuelles, de comparer les valeurs moyennes. Les

³Heavy Quark Effective Theory.

⁴Sans effets longue distance, on aurait $T_{NP} = 1$.

intervalles sont compatibles, certes, mais cela ne veut pas dire que les désintégrations radiatives respectent scrupuleusement le Modèle Standard.

Il paraît néanmoins difficile, avec les moyens actuels, de mettre en évidence une nouvelle physique avec $B \rightarrow X_s \gamma$. C'est pour cette raison que les canaux exclusifs intéressent de plus en plus théoriciens et expérimentateurs. Un effet global faible pouvant être la compensation de plusieurs effets importants, certains canaux exclusifs pourraient présenter d'importantes déviations par rapport au Modèle Standard.

Il faut cependant aborder leur étude avec plus de précautions, car ils sont beaucoup plus sensibles aux effets non-perturbatifs, effets dont l'estimation reste un problème à l'heure actuelle.

6.1.3 La désintégration $B \rightarrow V \gamma$: étude des modes exclusifs $B_d \rightarrow K^{*0} \gamma$ et $B_s \rightarrow \phi \gamma$

Nous considérons donc désormais le cas suivant (figure 6.3) : un méson B pseudo-scalaire⁵ se désintégrant en un méson vecteur V et un photon γ .

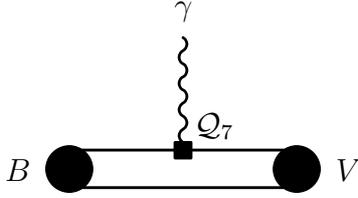


FIG. 6.3: Description du mode exclusif $B \rightarrow V \gamma$

Le photon étant réel, il est forcément polarisé transversalement :

$$\lambda_\gamma = \pm 1 \quad (6.18)$$

Par conservation de l'hélicité, V est donc également polarisé transversalement. Le calcul complet de Γ est décrit dans l'annexe B. Il part de l'équation 2.1, et s'appuie sur les calculs décrits précédemment. Il aboutit au résultat suivant⁶ :

$$\Gamma(B \rightarrow V \gamma) = \frac{\alpha G_F^2 m_b^2}{32\pi^4 m_B^3} (m_B^2 - m_V^2)^3 |V_{ts}^* V_{tb}|^2 |C_{7eff}^{LO}|^2 |\xi_\perp^{B \rightarrow V}(0)|^2. \quad (6.19)$$

$\xi_\perp^{B \rightarrow V}(0)$ est le facteur de forme décrivant la désintégration $B \rightarrow V$. C'est dans ce facteur de forme que réside la principale difficulté d'une étude de canal exclusif.

Dans l'expression précédente, seuls le facteur de forme et le coefficient de Wilson vont évoluer en fonction de l'ordre du calcul. Concernant C_{7eff}^{LO} , le calcul est certes complexe, mais les méthodes existent et sont clairement définies. Concernant $\xi_\perp^{B \rightarrow V}(0)$, le débat reste ouvert, on pourra trouver des estimations de ce coefficient au **LO** dans [54], et au **NLO** dans [52] et [53]. Mais les valeurs au **NLO** divergent selon la méthode employée. Des

⁵Etat de spin 0.

⁶Résultat que l'on trouve également dans [52] et [53].

6.2 Point de vue expérimental

estimations expérimentales de $\xi_{\perp}^{B \rightarrow V}(0)$ sont donc tout à fait nécessaires, afin de réduire les incertitudes concernant le taux de branchement⁷, qui est estimé, au **LO**, à [55] :

$$\begin{cases} Br(B_d \rightarrow K^{*0}\gamma) & = (4.71 \pm 1.79) \times 10^{-5} \\ Br(B_s \rightarrow \phi\gamma) & \approx Br(B_d \rightarrow K^{*0}\gamma) \end{cases} \quad (6.20)$$

La seconde égalité est justifiée par le fait que le temps de vie du B_s est très proche de celui du B_d . Il reste à espérer qu'une harmonisation des valeurs **NLO** viendra réduire ces incertitudes relativement importantes.

Cette tâche ne pourra se faire sans des mesures expérimentales précises. L'objectif des chapitres suivants est d'estimer la contribution qu'**ATLAS** sera en mesure d'apporter à ce travail.

Mais ce dernier a déjà commencé il y a plus de 10 ans, avec la première observation par l'expérience **CLEO** d'une désintégration radiative ($B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ [56]). Il n'est donc pas inutile, avant d'aller plus loin, de dresser un état des lieux "pré-LHC" de la recherche expérimentale en matière de désintégrations radiatives. C'est l'objet de la prochaine partie.

6.2 Point de vue expérimental

Les nombreux sujets d'étude qu'offrent les désintégrations radiatives ont déjà été notablement abordés expérimentalement, et plus particulièrement par **BaBar** et **Belle**. De nombreux résultats intéressants ont déjà été produits, résultats qui sont constamment améliorés.

Mais cela est vrai seulement pour les mésons B les plus légers, c'est à dire B_d et B_u . Le B_s n'étant pas accessible aux usines à B , et compte-tenu de la quantité de données dont disposera **CDF** au démarrage du **LHC**, il est fort probable que le secteur des désintégrations radiatives du B_s soit encore vierge à ce moment-là.

Notre objectif n'est alors plus seulement de faire des mesures de précision, mais de découvrir de nouvelles désintégrations, et d'évaluer leurs taux de branchement. Les mésons B_s et B_c sont en quelque sorte l'"Eldorado" de la physique du B au **LHC**, puisque presque tout reste à découvrir dans ce domaine.

6.2.1 Mesure des taux de branchements

Les tableaux 6.1 et 6.2 récapitulent l'ensemble des mesures expérimentales et théoriques concernant les désintégrations radiatives du type $b \rightarrow s\gamma$. Les conventions utilisées sont les suivantes :

- **Concernant les résultats expérimentaux** : seuls figurent les canaux déjà observés.
- **Concernant les estimations théoriques** : ne sont reportées que celles qui peuvent être comparées à une mesure expérimentale existante, ainsi qu'une estimation se

⁷Pour calculer le taux de branchement à partir de Γ , on utilise la définition $\Gamma_B^{tot} \tau_B = 1 = \sum_X Br(B \rightarrow X)$. Or $\Gamma_B^{tot} = \sum_X \Gamma(B \rightarrow X)$. D'où $Br(B \rightarrow X) = \tau_B \times \Gamma(B \rightarrow X)$.

6.2 Point de vue expérimental

<i>Inclusifs</i>	$B \rightarrow X_s \gamma$	$(3.88 \pm 0.36 \pm 0.37) \times 10^{-4}$ BaBar [57] $(3.21 \pm 0.43 \pm 0.27) \times 10^{-4}$ CLEO [58] $(3.36 \pm 0.53 \pm 0.42) \times 10^{-4}$ Belle [59] $(3.11 \pm 0.80 \pm 0.72) \times 10^{-4}$ ALEPH [60]
<i>Exclusifs</i>	$B_d \rightarrow K^{*0} \gamma$	$(4.23 \pm 0.40 \pm 0.22) \times 10^{-5}$ BaBar [61] $(4.55 \pm 0.70 \pm 0.34) \times 10^{-5}$ CLEO [62] $(4.09 \pm 0.21 \pm 0.19) \times 10^{-5}$ Belle [63]
	$B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma$	$(3.83 \pm 0.62 \pm 0.22) \times 10^{-5}$ BaBar [61] $(3.76 \pm 0.86 \pm 0.28) \times 10^{-5}$ CLEO [62] $(4.40 \pm 0.33 \pm 0.24) \times 10^{-5}$ Belle [63]
	$B_d \rightarrow K_2^{*0}(1430) \gamma$	$(1.3 \pm 0.5 \pm 0.1) \times 10^{-5}$ Belle [64] $(1.22 \pm 0.25 \pm 0.11) \times 10^{-5}$ BaBar [65]
	$B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430) \gamma$	$(1.44 \pm 0.40 \pm 0.13) \times 10^{-5}$ BaBar [64]

TAB. 6.1: Processus $B \rightarrow X_s \gamma$: bilan des mesures expérimentales (Janvier 2004)

<i>Inclusifs</i>	$B \rightarrow X_s \gamma$	$(2.8 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ LO [17] $(3.57 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ NLO [50]
<i>Exclusifs</i>	$B \rightarrow K^* \gamma$	$(4.71 \pm 1.79) \times 10^{-5}$ LO [55] $(7.9_{-3.0}^{+3.5}) \times 10^{-5}$ NLO [53]
	$B \rightarrow K_2^*(1430) \gamma$	$(1.73 \pm 0.80) \times 10^{-5}$ LO [55]
	$B_s \rightarrow \phi \gamma$	$\simeq Br(B \rightarrow K^* \gamma)$ LO [54]

TAB. 6.2: Processus $B \rightarrow X_s \gamma$: estimations théoriques (Janvier 2004)

rapportant au canal $B_s \rightarrow \phi \gamma$. Il n'existe pour le moment aucun canal non observé dont la limite expérimentale soit inférieure à l'estimation théorique⁸.

⁸Une telle mesure serait ennuyeuse pour le Modèle Standard.

6.2 Point de vue expérimental

On constate que pour l'instant, aucune déviation sérieuse entre théorie et expérience n'a été mise en évidence⁹. Le cas du résultat théorique concernant $Br(B \rightarrow K^*\gamma)$ au **NLO** est controversé, car il dépend du facteur de forme $\xi_{\perp}^{B \rightarrow V}(0)$ dont la valeur n'est pas clairement définie¹⁰.

On peut également remarquer que si l'on somme tous les taux de branchements exclusifs connus à ce jour, on arrive à environ 30% seulement du taux de branchement total $Br(B \rightarrow X_s\gamma)$. Cela peut sembler surprenant, d'autant plus que les canaux qui restent à découvrir ont des taux a priori plus faibles.

Les mesures de rapport de branchement ne permettent pas, si elles sont faites seules, d'apporter des informations quantitatives sur le Modèle Standard. Cela est principalement dû aux incertitudes théoriques de certains paramètres hadroniques tels que les facteurs de forme. Dans **ATLAS**, ce type de mesure sera intéressant surtout dans le domaine du B_s , puisque tout reste à faire. Par contre, concernant $B \rightarrow K^*\gamma$, il sera intéressant d'aller plus loin, si c'est possible.

6.2.2 Les mesures de précision

Les mesures d'asymétries ou de rapports de taux de branchement permettent de s'affranchir d'une partie des incertitudes et d'ainsi contraindre plus efficacement certains modèles. Mais elles sont plus difficiles à mener d'un point de vue expérimental, car elles réclament une connaissance poussée de la nature de l'événement. Si nos études montrent qu'un nombre d'événements non négligeable peut-être espéré, ce type de mesure pourra être envisagé dans **ATLAS**. C'est pour cette raison qu'il n'est pas inutile de présenter ce qui est fait à l'heure actuelle dans ce domaine.

1. Violation d'isospin

Une analyse au premier ordre de $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ et de $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma$ ne montre aucune différence. Au **NLO** par contre, le rôle du quark spectateur est à prendre en compte, et une étude récente [67] a établi le résultat suivant :

$$\Delta_{0-} = \frac{\Gamma(\bar{B}_d \rightarrow \bar{K}^{*0}\gamma) - \Gamma(B^- \rightarrow K^{*-}\gamma)}{\Gamma(\bar{B}_d \rightarrow \bar{K}^{*0}\gamma) + \Gamma(B^- \rightarrow K^{*-}\gamma)} = (8.0_{-3.2}^{+2.1})\% \times \frac{0.3}{\xi_{\perp}^{B \rightarrow V}(0)} \quad (6.21)$$

Ce résultat montre qu'une légère violation d'isospin est attendue pour le canal $B \rightarrow K^*\gamma$ dans le cadre du Modèle Standard. Une observation opposée à cette prédiction ($\Delta_{0-} < 0$ par exemple) serait un signe flagrant de nouvelle physique.

Une mesure récente de **Belle**[63] donne le résultat suivant¹¹ :

$$\Delta_{0+} = 0.003 \pm 0.045 \pm 0.018 \quad (6.22)$$

⁹Il est à noter que ces résultats, et en particulier ceux concernant les expériences encore en activité, sont susceptibles d'évoluer.

¹⁰Nous avons déjà évoqué ce problème précédemment. Le résultat **NLO** utilise $\xi_{\perp}^{B \rightarrow V}(0) = 0.38 \pm 0.05$ (méthode LCSR basée sur la HQET). Mais un calcul récent de QCD sur réseau[66] donne $\xi_{\perp}^{B \rightarrow V}(0) = 0.25 \pm 0.04$, valeur qui permettrait de retrouver le taux de branchement observé.

¹¹ $\Delta_{0+} = \Delta_{0-}$ par symétrie.

Cette mesure ne permet pas de conclure, pour le moment, quant à une éventuelle mise en défaut du modèle standard.

La faisabilité d'une telle étude dans **ATLAS** doit être envisagée avec prudence. De nombreux problèmes se posent, et en particulier la reconstruction du canal chargé, à cause du K^{*+} . Nous verrons dans les prochains chapitres qu'une bonne séparation K/π est une des clés de l'analyse. Or **ATLAS**, contrairement à **LHCb**, ne disposera pas d'instrument dédié à cette identification.

2. Violation de CP

La violation de CP dans le secteur $B \rightarrow X_s \gamma$ est prévue pour être assez faible dans le Modèle Standard (0.6% [68]). Mais il est montré dans la même étude que cette valeur peut-être assez éloignée de 0 dans certains modèles supersymétriques minimaux. Une telle mesure, par définition inclusive, est toutefois très complexe d'un point de vue expérimental.

Elle est au contraire relativement simple pour les canaux exclusifs, il suffit pour cela d'identifier correctement les mésons B (reconnaitre un B d'un \bar{B}). Nous verrons dans la partie consacrée à l'analyse qu'il existe plusieurs méthodes pour résoudre ce problème assez complexe qu'on appelle le *tagging*. Quoiqu'il en soit, si l'on peut observer une quantité importante d'événements $B \rightarrow K^* \gamma$, on peut mesurer l'asymétrie CP donnée par la relation :

$$\mathcal{A}_{CP} = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{K}^* \gamma) - \Gamma(B \rightarrow K^* \gamma)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{K}^* \gamma) + \Gamma(B \rightarrow K^* \gamma)} \quad (6.23)$$

Le résultat le plus précis à l'heure actuelle est celui de **Belle**[63], qui obtient :

$$\mathcal{A}_{CP} = (-0.1 \pm 4.4 \pm 0.8) \times 10^{-2} \quad (6.24)$$

Ce qui est pour l'instant tout à fait compatible avec le Modèle Standard, qui prévoit que cette asymétrie doit être relativement faible. Les incertitudes actuelles, comme pour la violation d'isospin, ne permettent pas de trancher pour le moment.

3. Observation de $B \rightarrow \rho \gamma$

Si l'on reprend l'équation 6.19, on voit que l'on a, au **LO** :

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow \rho \gamma)}{\Gamma(B \rightarrow K^* \gamma)} = \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right|^2 \left(\frac{m_B^2 - m_\rho^2}{m_B^2 - m_{K^*}^2} \right)^3 \left| \frac{\xi_\perp^{B \rightarrow \rho}(0)}{\xi_\perp^{B \rightarrow K^*}(0)} \right|^2 \quad (6.25)$$

Ce rapport permet de fournir une contrainte sur $\left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right|$, contrainte peu intéressante pour l'instant dans la mesure où la désintégration $B \rightarrow \rho \gamma$ n'a pas encore été observée (le taux de branchement de ces canaux doit être environ 100 fois plus faible que pour $B \rightarrow K^* \gamma$). La découverte de ce canal permettrait très certainement d'y voir plus clair. Mais il est certain que l'on parle ici de taux de branchements très faibles (de l'ordre de 10^{-7}) pour des canaux dont les signatures ne sont pas totalement caractéristiques (comme par exemple

6.2 Point de vue expérimental

$B \rightarrow K^* l^+ l^-$). Nous atteignons ici les limites d'**ATLAS**, qui ne pourra certainement pas être compétitif avec **LHCb** pour ce type d'étude.

C'est également pour cette raison que je ne parlerai pas ici de la mesure de l'hélicité du photon émis. Ce travail, très prometteur, n'est réalisable qu'avec des états K^* se désintégrant en plus de trois particules, généralement un mélange de kaons et de pions. Une telle analyse n'est pas envisageable dans **ATLAS**, où il sera difficile de distinguer ces deux particules.

Mais nous avons déjà, avec $B \rightarrow K^* \gamma$ et surtout $B_s \rightarrow \phi \gamma$, un vaste terrain d'analyse. C'est sur ce terrain, dont nous connaissons désormais la topographie de manière assez précise, que nous allons nous aventurer maintenant.

Chapitre 7

Données utilisées

*Ce chapitre présente les différentes étapes de la production des événements $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$, $B_s \rightarrow \phi\gamma$, et aussi du bruit de fond qui les accompagne. Ce processus se divise en trois parties : la génération, qui doit prendre en compte les caractéristiques cinématiques de l'événement étudié, la simulation, et enfin la reconstruction, qui structure les données dans un format utilisable pour l'analyse.*

7.1 Etape 1 : génération

Toutes les procédures que nous allons décrire maintenant seront, à terme, gérées dans **ATLAS** par un seul et même logiciel : **Athena**. Le concept est le suivant : on élabore une carte de données contenant les instructions relatives à ce que l'on veut faire (génération, simulation, ou reconstruction), et on lance Athena, qui se charge de faire l'interface entre nos instructions et les programmes utiles.

Il est néanmoins parfois nécessaire d'aller modifier le code *à la main*. C'est ce que nous avons dû faire, par exemple, pour la génération des désintégrations radiatives. Pour cette étape on utilise le logiciel **Pythia 6.2** [69].

7.1.1 Le signal

Lorsqu'il est utilisé avec Athena dans le cadre de la physique du B , le logiciel Pythia gère la collision de 2 protons de 7 TeV et la production d'une paire de quarks $b\bar{b}$.

A partir de là, on peut choisir différentes solutions. Dans une très grande majorité des cas, on veut que le 1^{er} niveau du trigger, un muon de $p_T > 6\text{ GeV}$ et de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.5$, soit présent. On force donc un des 2 quarks, le quark b , à se désintégrer selon le schéma $b \rightarrow \mu X$. μ signifie un muon satisfaisant les conditions indiquées plus haut, X signifie que l'on autorise n'importe quelle désintégration.

7.1 Etape 1 : génération

Il ne reste alors plus qu'à générer, avec le quark restant, la désintégration $B_{d(s)} \rightarrow K^{*0}(\phi)\gamma$. Cela commence par l'hadronisation du \bar{b} , soit en B_d , soit en B_s . C'est après cette étape que nous devons intervenir.

En effet, comme beaucoup de désintégrations rares, les désintégrations radiatives ne sont pas prises en compte dans Pythia 6.2. L'idée est donc de créer ces événements *à la main* dans le repère du centre de masse du B , puis de rattacher l'événement ainsi construit au méson B généré par Pythia.

Une telle opération réclame une connaissance parfaite de la cinématique de la désintégration. En particulier, il faut tenir compte du fait que ϕ et K^{*0} ont une durée de vie extrêmement courte, et que ce sont leurs produits de désintégration que nous allons observer.

Compte-tenu des possibilités d'**ATLAS**, nous préférons les canaux chargés que sont $\phi \rightarrow K^+K^-$ et $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$. En effet ceux-ci se reconstruisent en utilisant le détecteur interne, plus précis, dans ces domaines d'énergie, que le calorimètre. Le méson V étant vecteur et le photon réel¹, il a une hélicité $\lambda = \pm 1$. Les distributions angulaires de ses descendants ne sont donc pas uniformes.

Comme justement nous reconstruisons l'événement à partir de ces descendants, nous devons impérativement tenir compte de ces effets. La largeur de désintégration donnée par la relation 6.19 va donc s'en trouver modifiée.

La situation est la suivante : V , d'hélicité λ , se désintègre en 2 particules pseudo-scalaires a et b . On part de l'équation 2.1 :

$$d\Gamma(B \rightarrow V\gamma) = \frac{(2\pi)^4}{2m_B} |\mathcal{M}|^2 d\mathcal{Q} \quad (7.1)$$

Mais cette fois-ci \mathcal{M} doit tenir compte de la désintégration de V , d'où :

$$\mathcal{M} = \sum_{\lambda} \mathcal{M}_{\lambda} = \sum_{\lambda} \langle V_{\lambda}\gamma | \mathcal{H}_{eff}(\lambda) | B \rangle \times A(V_{\lambda} \rightarrow ab) \quad (7.2)$$

où A est l'amplitude de la désintégration de V . On peut montrer (voir l'annexe C) que dans notre cas on a :

$$A(V(\lambda) \rightarrow ab) = -\lambda F^{V \rightarrow ab} \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} e^{-i\lambda\phi} \quad (7.3)$$

où $F^{V \rightarrow ab}$ est le facteur de forme lié à la désintégration de V en a et b , et (θ, ϕ) les angles définissant la direction de a dans le repère d'hélicité² de V .

Ces angles sont définis sur la figure 7.1. On obtient au final (voir l'annexe C pour le calcul détaillé) le taux de désintégration suivant :

$$\frac{d\Gamma(B \rightarrow V_{\rightarrow ab}\gamma)}{d\cos\theta d\phi} \propto \sin^2\theta (m_b^2 + m_s^2 + 2m_b m_s \cos 2\phi) \quad (7.4)$$

¹Voir le chapitre 6.

²Le repère d'hélicité est le référentiel dans lequel la particule V est au repos et où l'axe Z correspond à la direction opposée à l'impulsion du photon.

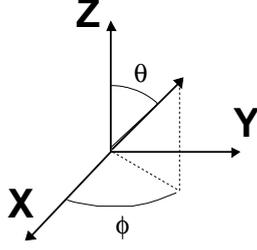


FIG. 7.1: Définition des angles θ et ϕ donnant la direction de a dans le repère d'hélicité de V

On voit que la dépendance en ϕ est supprimée par un facteur $\frac{m_s}{m_b} \approx 1\%$. On peut donc la négliger en première approximation (observer cette oscillation est hors de portée d'ATLAS). La relation 7.4 devient alors :

$$\frac{d\Gamma(B \rightarrow V_{\rightarrow ab}\gamma)}{d \cos \theta} \propto \sin^2 \theta \quad (7.5)$$

Une fois ce travail fait, produire l'événement n'est plus qu'une affaire de cinématique. On commence par forcer le méson B produit par Pythia à se désintégrer selon le canal voulu ($B \rightarrow V\gamma$). Il faut ensuite implémenter la cinématique correcte³.

Pour ce faire, 4 étapes sont nécessaires :

1. **Désintégration $V \rightarrow ab$ dans le repère d'hélicité du V :** Contrairement au B , le méson V a une durée de vie très courte. La largeur de la résonance (de type Breit-Wigner) n'étant pas négligeable, (4.5 MeV pour ϕ et surtout 51 MeV pour K^{*0}), la génération de la masse du V doit tenir compte de cette dispersion. Une fois m_V choisie, le calcul de p_a et p_b est immédiat (V est au repos). On choisit alors la direction de a , c'est à dire les angles θ et ϕ . ϕ est choisi aléatoirement entre 0 et 2π , alors que θ est déterminé de manière à obtenir la distribution angulaire donnée par l'équation 7.5. On a alors les quadri-impulsions suivantes :

$$p_B = \begin{pmatrix} \frac{m_B^2 + m_V^2}{2m_V} \\ 0 \\ 0 \\ \frac{m_V^2 - m_B^2}{2m_V} \end{pmatrix}, p_\gamma = \begin{pmatrix} \frac{m_B^2 - m_V^2}{2m_V} \\ 0 \\ 0 \\ \frac{m_V^2 - m_B^2}{2m_V} \end{pmatrix}, p_V = \begin{pmatrix} m_V \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (7.6)$$

$$p_a = \begin{pmatrix} \frac{m_V^2 + m_a^2 - m_b^2}{2m_V} \\ |\mathbf{p}_a| \cos \phi \sin \theta \\ |\mathbf{p}_a| \sin \phi \sin \theta \\ |\mathbf{p}_a| \cos \theta \end{pmatrix}, p_b = \begin{pmatrix} \frac{m_V^2 + m_b^2 - m_a^2}{2m_V} \\ -|\mathbf{p}_a| \cos \phi \sin \theta \\ -|\mathbf{p}_a| \sin \phi \sin \theta \\ -|\mathbf{p}_a| \cos \theta \end{pmatrix} \quad (7.7)$$

avec :

$$|\mathbf{p}_a| = \frac{\sqrt{m_V^4 + m_a^4 + m_b^4 - 2m_V^2 m_b^2 - 2m_V^2 m_a^2 - 2m_a^2 m_b^2}}{2m_V} \quad (7.8)$$

³Nous sommes partis ici d'un canal existant dans Pythia dans lequel nous remplaçons les particules. La cinématique n'a donc rien à voir avec celle d'un véritable événement $B \rightarrow V\gamma$.

7.1 Etape 1 : génération

2. **Passage dans le repère du B au repos** : on passe du repère d'hélicité de V au repère où B est au repos. Il suffit pour cela d'effectuer la transformation de Lorentz correspondante, soit :

$$p^{ref.B} = \mathcal{T} p^{ref.V} \quad (7.9)$$

avec

$$\mathcal{T} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \quad (7.10)$$

où $\gamma = \frac{E_B}{m_B}$ et $\beta = \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma}$ sont calculés dans le repère d'hélicité de V .

Un calcul rapide permet d'obtenir les moments tels qu'ils sont définis dans les équations A.2 et A.3 de l'annexe A.

3. **Rotation aléatoire dans le repère du B au repos** : les distributions angulaires des produits de désintégrations du B sont uniformes. La direction de V dans le repère du B au repos est donc tout à fait arbitraire. Or pour l'instant V est dirigé selon l'axe z de ce repère. On génère donc 3 angles d'Euler (voir la figure 7.2, et l'annexe C pour plus de détails sur ces angles) α , β , et γ qui permettent de définir la rotation la plus générale possible à trois dimensions.

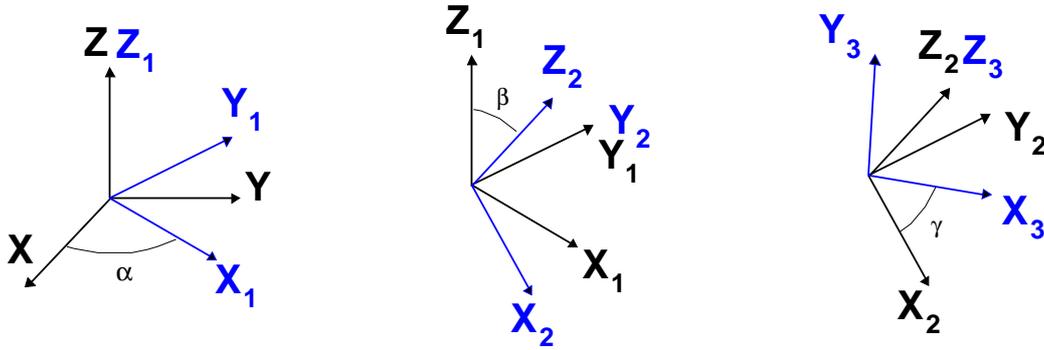


FIG. 7.2: Définition des angles d'Euler α , β , et γ

Les quadri-impulsions après rotation sont calculées à partir de la matrice de passage $R(\alpha\beta\gamma)$ définie par :

$$R(\alpha\beta\gamma) = \begin{pmatrix} c_\alpha c_\beta c_\gamma - s_\alpha s_\gamma & s_\alpha c_\beta c_\gamma + c_\alpha s_\gamma & s_\beta c_\gamma \\ -c_\gamma s_\alpha - s_\gamma c_\beta c_\alpha & c_\gamma c_\alpha - s_\alpha c_\beta s_\gamma & -s_\beta s_\gamma \\ -c_\alpha s_\beta & -s_\alpha s_\beta & c_\beta \end{pmatrix} \quad (7.11)$$

avec $c_i = \cos i$ et $s_i = \sin i$.

C'est alors presque terminé, puisqu'il n'y a plus qu'à faire la connexion entre notre système et le B de Pythia.

4. **Impulsion du B généré** : Pythia produit un B de quadri-impulsion p_B , que l'on a forcé à se désintégrer en V et γ . Nous n'avons qu'à remplacer les caractéristiques

cinématiques de deux particules générées par Pythia par celles que l'on vient de calculer. Puis nous appliquons la transformation de Lorentz relative à l'impulsion du B . On fait ensuite la même chose pour les produits de désintégration du V . On dispose alors d'un événement cinématiquement correct et prêt à être simulé.

7.1.2 Le bruit de fond

Le bruit de fond physique est constitué de l'ensemble des événements susceptibles d'entrer en concurrence avec le signal, et ce en particulier au niveau de la sélection, moment critique qui sera traité dans le chapitre 8. En pratique, compte-tenu du premier niveau du trigger, il s'agit donc de l'ensemble des événements $pp \rightarrow \mu X$.

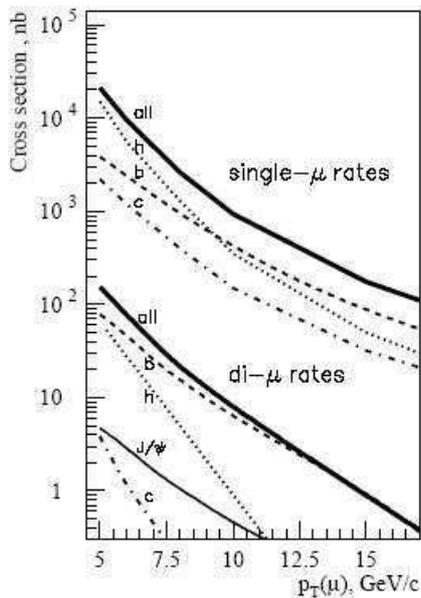


FIG. 7.3: Section efficace de production d'événements muons et de di-muons dans ATLAS, en fonction de l'impulsion transverse du muon. Dans le cas di-muon, l'abscisse indique l'impulsion transverse du muon de plus bas p_T . [72]

Mais il est difficile de produire un échantillon représentatif de ce processus global. Nous nous sommes donc concentrés sur les événements du type $pp \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu X$, qui constituent une grande partie de ce bruit de fond (au moins 30% et plus de 50% pour $p_T^{\mu} > 10 \text{ GeV}/c$). Le reste du bruit provient de paires $c\bar{c}$, de pions, et de kaons.

Pions et kaons pourront être rejetés assez facilement⁴. D'un point de vue cinématique, les bruits de fond $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ sont les plus gênants. Mais le bruit $c\bar{c}$ est au moins 2 fois plus faible que le bruit $b\bar{b}$. Nous n'avons donc produit pour notre étude que des événements $b\bar{b} \rightarrow \mu X$.

Un rapide calcul avec les sections efficaces des différents processus montre qu'il y aura dans ATLAS environ 1 événement $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ pour 180000 événements $b\bar{b} \rightarrow \mu X$. Cette application numérique montre que certains types d'événements, de faible taux de branchement, ne seront pas dans notre échantillon de bruit de fond. Pour la plupart, ce

⁴Leur effet sera principalement sur le premier niveau du trigger. Il devra être quantifié lorsque ce type d'événements pourra être produit.

7.1 Etape 1 : génération

n'est pas gênant, mais certaines désintégrations, qui ont une signature proche de celle du signal, doivent être considérées avec prudence.

Ces événements non pris en compte dans l'échantillon de base sont les suivants : $B_d \rightarrow K^{*0}\pi^0$, $B_s \rightarrow K^{*0}\gamma$, $B_d \rightarrow \rho\gamma$, et $B_d \rightarrow K_1^{*0}(1270)\gamma$. Le lecteur attentif notera que ces bruits de fond ne concernent que $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$. Nous verrons plus tard que le raisonnement fait pour ce canal peut être aisément étendu à $B_s \rightarrow \phi\gamma$.

Les sources précitées constituent le **bruit de fond non-réductible**. On comprend aisément que si elles s'avèrent du même ordre de grandeur que le signal, elles seront très handicapantes. Comme en plus elles ne sont pas dans l'échantillon de bruit de fond basique, il est obligatoire d'évaluer au plus tôt leur importance :

- $B_d \rightarrow K^{*0}\pi^0$: c'est le canal le plus gênant a priori. Cinématiquement, il est très proche de celui que l'on recherche, la seule différence étant le π^0 . Par contre, la limite expérimentale actuelle [19] concernant le taux de branchement, $Br(B_d \rightarrow K^{*0}\pi^0) < 3.6 \times 10^{-6}$, indique qu'il sera dans le pire des cas 10 fois plus faible que notre signal. Il sera même possible, en utilisant des coupures adéquates (séparation photon/pion), d'augmenter encore cette différence.
- $B_s \rightarrow K^{*0}\gamma$: Ici, c'est le problème de la séparation B_s/B_d qui se pose. Les masses des deux mésons ne sont en effet séparées que de 90 MeV , ce qui est approximativement l'ordre de grandeur de la résolution que l'on pourra obtenir sur ces dernières dans ATLAS. Il sera donc a priori difficile de séparer B_s et B_d . Par contre, le taux de branchement de ce canal est censé être beaucoup plus faible que celui du signal. On a en effet une transition $b \rightarrow d\gamma$ au lieu de $b \rightarrow s\gamma$, et donc un facteur de suppression⁵ $\frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2} \approx 10\%$, facteur auquel il faut rajouter le fait que l'on produit environ 4 fois moins de B_s que de B_d . Cela donne finalement un nombre d'événements 40 fois plus faible que le signal, qui peut donc tout à fait être négligé.
- $B_d \rightarrow \rho\gamma$: la masse du ρ est de 770 MeV , et sa largeur 150 MeV . Celui-ci se désintégrant en $\pi^+\pi^-$, il peut tout à fait y avoir, compte-tenu de la faible séparation K/π d'ATLAS et de la largeur non-négligeable des 2 résonances, confusion entre K^{*0} et ρ . On peut ainsi confondre un ρ de masse élevée avec un K^{*0} de basse masse. Toutefois, il y a à la base un facteur 10 entre les deux taux de branchements (et ce pour les mêmes raisons que $B_s \rightarrow K^{*0}\gamma$). A cela s'ajoute le fait que la probabilité de confondre K^{*0} et ρ est peu élevée (queues de distribution). Le facteur 10 est donc une hypothèse tout à fait pessimiste.
- $B_d \rightarrow K_1^{*0}(1270)\gamma$: dans 16% des cas [19], le méson K_1 se désintègre selon le processus : $K_1^{*0} \rightarrow K^{*0}\pi^0$. On a donc un état final $K^{*0}\pi^0\gamma$ qui peut, même si l'on oublie le pion ou le photon, donner une masse assez proche de celle du B_d . Mais les prédictions théoriques [55] concernant ce canal montrent que son taux de branchement doit être environ 4 fois inférieur à celui du signal recherché. Si on

⁵Il suffit pour obtenir ce facteur de faire le rapport des taux de branchements tels qu'ils sont calculés au chapitre 6.

ajoute à celà le rapport de branchement cité plus haut, on obtient un facteur de suppression d'environ 25.

Le tableau 7.1 est un résumé de l'étude qui vient d'être décrite. La conclusion importante est que **les bruits de fond non-réductibles ne constituent pas un problème pour l'analyse de notre signal**. Le cas le plus critique reste le canal $B_d \rightarrow K^{*0}\pi^0$, mais on a vu qu'il sera possible, pour celui-ci, de mettre en œuvre des coupures adaptées pour le circonscrire.

Bruit spécifique	Problème	$\frac{N_{prod}^{signal}}{N_{prod}^{canal}}$	Bilan et solution
$B_d \rightarrow K^{*0}\pi^0$	Confusion π/γ	>10	Séparation γ/π^0
$B_s \rightarrow K^{*0}\gamma$	Confusion B_s/B_d	>40	Négligeable
$B_d \rightarrow \rho\gamma$	Confusion ρ/K^{*0}	>10	Négligeable au 1 ^{er} ordre
$B_d \rightarrow K_1^{*0}(1270)\gamma$	Confusion K_1^{*0}/K^{*0}	>25	Négligeable

TAB. 7.1: Bilan des différents bruit de fond spécifiques au canal $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$.

Concernant $B_s \rightarrow \phi\gamma$, nous aurions pu faire exactement le même raisonnement et aboutir aux mêmes conclusions. Les résultats sont mêmes plus optimistes, compte-tenu de l'étroitesse du ϕ .

Cette analyse nous permet donc de justifier qu'un simple échantillon d'événements $b\bar{b} \rightarrow \mu X$ est tout à fait suffisant pour l'étude des canaux $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ et $B_s \rightarrow \phi\gamma$. Il n'y a pas besoin, a priori, de mener des études complémentaires autour du bruit de fond.

Nous avons donc généré les lots d'événements suivants :

$$\begin{aligned}
 \text{Bruit de fond} &\Rightarrow pp(14TeV) \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu X \\
 \text{Signal} &\Rightarrow pp(14TeV) \rightarrow \begin{cases} b \rightarrow \mu X \\ \bar{b} \left\{ \begin{array}{l} B_d \rightarrow K^{*0}_{\rightarrow K^+\pi^-} \gamma \\ B_s \rightarrow \phi_{\rightarrow K^+K^-} \gamma \end{array} \right. \end{cases} \quad (7.12)
 \end{aligned}$$

7.1.3 Analyse des données générées

1. Section efficace

On peut en effet grossièrement estimer la section efficace attendue pour le signal et on connaît celle du bruit de fond ($pp \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu X$) : $2.3 \mu\text{barn}$ [70]. Si le résultat donné par Pythia est différent de celui attendu, celà signifie qu'il y a un problème important : soit dans notre modèle, soit dans Athena. La section efficace fournie par Pythia est donc toujours le premier paramètre à vérifier.

Pour donner un peu plus de sens à cette valeur, on peut la relier au nombre d'événements de bruit de fond qui auront lieu chaque seconde. Dans le cas du bruit de fond, on

7.1 Etape 1 : génération

aura par exemple, à basse luminosité⁶ :

$$N_{bruit} = \sigma_{bruit} \times \mathcal{L}_{inst} = (2.3 \times 10^{-30}) \times (2 \times 10^{33}) = 4600 \text{ evts/seconde} \quad (7.13)$$

Les 50000 événements de bruit de fond générés pour notre étude correspondent donc environ à 11 secondes de fonctionnement d'**ATLAS** ! Le but sera évidemment de réduire de manière drastique ce taux, et ce dès le deuxième niveau du trigger⁷.

La section efficace fournie par Pythia pour le bruit de fond va nous servir à estimer celle que l'on devrait obtenir pour le signal. On a en effet :

$$\sigma_{signal}^{Pythia} = \sigma \left(pp(14 \text{ TeV}) \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} b \rightarrow \mu X \\ \bar{b} \rightarrow B \end{array} \right. \right) \times \underbrace{Br(B \rightarrow V\gamma)}_{=1} \times \underbrace{Br(V \rightarrow ab)}_{\left\{ \begin{array}{l} Br(K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-) = \frac{2}{3} \\ Br(\phi \rightarrow K^+K^-) = 0.489 \end{array} \right.}} \quad (7.14)$$

On a $Br(B \rightarrow V\gamma) = 1$ simplement car dans Pythia on force le B à se désintégrer selon ce canal. Le premier terme mérite un peu plus d'attention. Une première idée pour l'obtenir serait de tout simplement diviser σ_{bruit} par 2, et de multiplier par le taux de branchement $Br(\bar{b} \rightarrow B)$. La situation réelle est en fait plus compliquée. Il faut en effet tenir compte des contraintes cinématiques imposées au méson B produit. Celui-ci doit ici avoir une impulsion transverse supérieure à 5 GeV (4 GeV pour le photon et 0.5 GeV pour chacune des traces⁸). L'idée précédente nous donne donc seulement une limite supérieure pour la section efficace, mais en aucun cas une valeur exacte. On peut juste écrire :

$$\sigma \left(pp(14 \text{ TeV}) \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} b \rightarrow \mu X \\ \bar{b} \rightarrow B \end{array} \right. \right) \lesssim \frac{1}{2} \times \sigma_{bruit} \times Br(\bar{b} \rightarrow B) \quad (7.15)$$

Concernant les taux de branchement $Br(\bar{b} \rightarrow B)$, le *Particle Data Group* [19] donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} Br(\bar{b} \rightarrow B_d) = 0.389 \pm 0.013 \\ Br(\bar{b} \rightarrow B_s) = 0.107 \pm 0.014 \end{array} \right. \quad (7.16)$$

On obtient donc, en introduisant ces valeurs dans la relation 7.15 :

$$\sigma_{signal}^{Pythia} \lesssim \left\{ \begin{array}{l} 0.298 \text{ } \mu\text{barn} \text{ pour } B_d \rightarrow K^{*0}\gamma \\ 0.060 \text{ } \mu\text{barn} \text{ pour } B_s \rightarrow \phi\gamma \end{array} \right. \quad (7.17)$$

La valeur donnée par Pythia est en réalité :

$$\sigma_{signal}^{Pythia} = \left\{ \begin{array}{l} 0.147 \text{ } \mu\text{barn} \text{ pour } B_d \rightarrow K^{*0}\gamma \\ 0.036 \text{ } \mu\text{barn} \text{ pour } B_s \rightarrow \phi\gamma \end{array} \right. \quad (7.18)$$

Ce qui est comme prévu inférieur à notre estimation, mais du même ordre de grandeur. On peut néanmoins se demander pourquoi le rapport entre les sections prévues ($\frac{0.298}{0.06} =$

⁶ $\mathcal{L}_{inst} = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

⁷Voir le chapitre 8.

⁸Le choix de ces valeurs sera explicité au chapitre 8.

4.97) est différent de celui observé ($\frac{0.147}{0.036} = 4.08$). Cela vient des coupures cinématiques que l'on fait sur l'impulsion de traces du méson V . Celles-ci sont plus restrictives pour le K^{*0} (en particulier à cause du pion).

Comme pour le bruit de fond, on peut, à partir des sections efficaces fournies par Pythia, estimer le nombre d'événements détectables de signal survenant chaque seconde dans **ATLAS** :

$$N_{signal} = 2 \times \sigma_{signal}^{Pythia} \times Br(B \rightarrow V\gamma) \times \mathcal{L}_{inst} \quad (7.19)$$

Le facteur 2 vient du fait que l'on ne génère que des mésons B , il faut donc compter également les \bar{B} . On obtient ainsi, si l'on admet (affirmation tout à fait valable si l'on s'entient au **LO**, où la seule différence entre les 2 taux de branchement est le facteur de forme) que $Br(B_d \rightarrow K^{*0}\gamma) \approx Br(B_s \rightarrow \phi\gamma) = (4.17 \pm 0.23) \times 10^{-5}$ [71] :

$$N_{signal} = \begin{cases} 0.0243 \pm 0.0013 & B_d \rightarrow K^{*0}\gamma/seconde \\ 0.0060 \pm 0.0003 & B_s \rightarrow \phi\gamma/seconde \end{cases} \quad (7.20)$$

Cela équivaut, pour un luminosité intégrée⁹ de $1 fb^{-1}$:

$$N_{signal} = \begin{cases} 12200 \pm 700 & B_d \rightarrow K^{*0}\gamma/fb^{-1} \\ 3000 \pm 200 & B_s \rightarrow \phi\gamma/fb^{-1} \end{cases} \quad (7.21)$$

La vérification de la cohérence de la section efficace nous a permis de contrôler le bon fonctionnement du générateur. Nous allons maintenant vérifier de manière plus précise la validité de notre modèle en étudiant la cinématique des événements générés.

2. Cinématique et distributions angulaires

La structure des événements a été largement discutée au début de ce chapitre. Les points qu'il est important de vérifier sont :

1. **La distribution en masse du méson V** : les résonances K^{*0} et ϕ sont des distributions de **Breit-Wigner** de valeurs moyennes et de largeurs connues. On vérifie donc, par un fit sur le spectre de masse du V , que la masse générée est correcte. Les figures 7.4 et 7.5 présentent les spectres obtenus. Ces distributions sont fittées avec une fonction de **Breit-Wigner**, et les résultats des fits sont ceux attendus. Pas de problème donc pour la masse des méson V .
2. **Impulsion des particules dans le centre de masse** : comme nous avons affaire à des désintégrations à 2 corps, les impulsions des produits de désintégration dans le repère du centre de masse sont connues. Les valeurs de ces impulsions sont données dans le tableau 7.2.

Concernant les descendants du méson V , la valeur de $|p^{CM}|$ donnée dans ce tableau a été calculée à partir de la masse moyenne. En réalité, compte-tenu de la largeur des résonances du K^{*0} et du ϕ , on observe (voir les figures 7.6 et 7.7) une légère dispersion autour de ces valeurs, dispersion logiquement plus importante pour le K^{*0} , qui est beaucoup plus large que le ϕ .

7.1 Etape 1 : génération

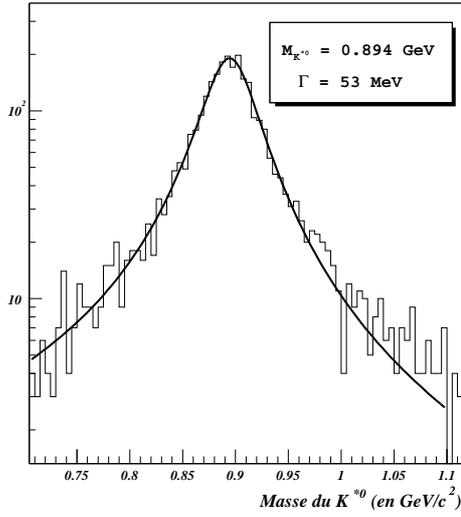


FIG. 7.4: Spectre de masse du K^{*0}

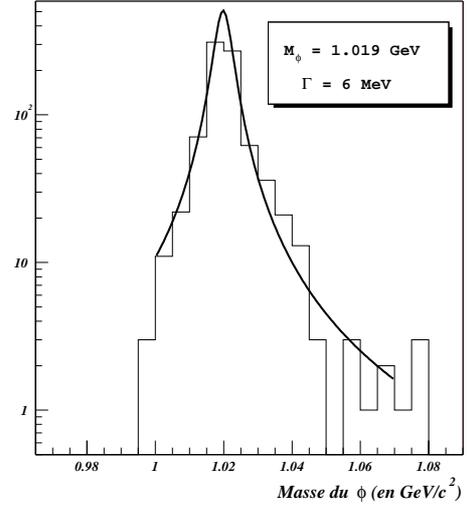


FIG. 7.5: Spectre de masse du ϕ

Désintégration →	$B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$				$B_s \rightarrow \phi\gamma$			
↓ Repère CM ↓	γ	K^{*0}	K^+	π^-	γ	ϕ	K^+	K^-
B	2.564	2.564	⊗	⊗	2.588	2.588	⊗	⊗
V	⊗	⊗	0.288	0.288	⊗	⊗	0.125	0.125

TAB. 7.2: Impulsions des produits de désintégration dans le centre de masse (exprimées en GeV)

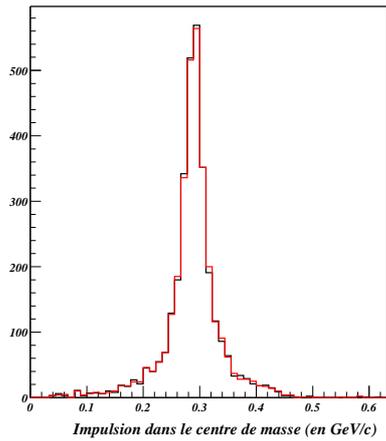


FIG. 7.6: $|p_{K^+, \pi^-}^{CM}|$ dans le repère du K^{*0}

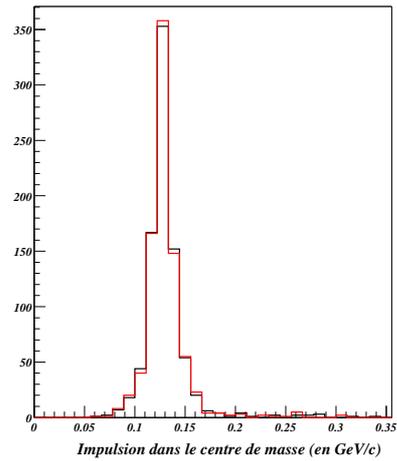


FIG. 7.7: $|p_{K^+, K^-}^{CM}|$ dans le repère du ϕ

On fait exactement la même chose concernant V et γ dans le repère du B . Les figures 7.8 et 7.9 montrent les résultats obtenus, résultats tout à fait cohérents par

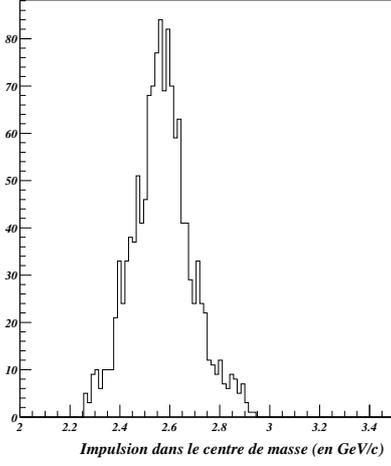


FIG. 7.8: $|p_{K^{*0}, \gamma}^{CM}|$ dans le repère du B_d

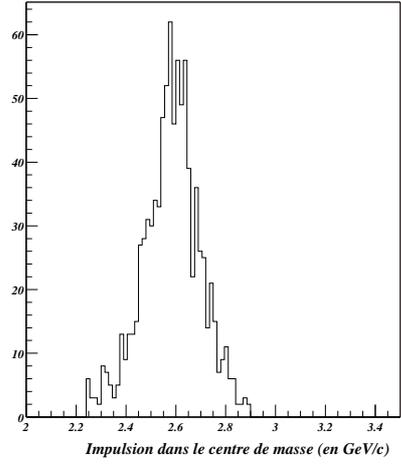


FIG. 7.9: $|p_{\phi, \gamma}^{CM}|$ dans le repère du B_s

rapport aux valeurs données dans le tableau 7.2.

Une fois ces vérifications effectuées, on peut passer à la dernière étape : le contrôle des distributions angulaires.

- Distributions angulaires :** on ne s'intéresse ici qu'à l'angle de nutation¹⁰ dans le repère du V , les autres distributions étant uniformes. On rappelle que l'on a :

$$\frac{d\Gamma(B \rightarrow V_{\rightarrow ab\gamma})}{d \cos \theta} \propto \sin^2 \theta. \quad (7.22)$$

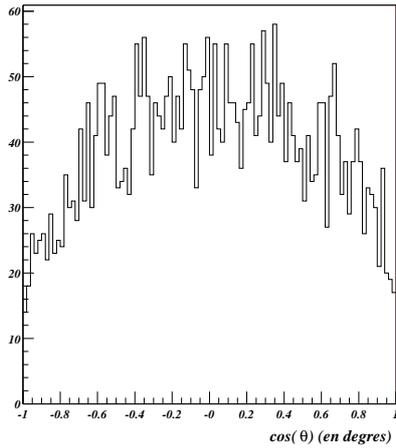


FIG. 7.10: Dépendance angulaire du taux de désintégration (en fonction de θ)

Il suffit de représenter le nombre d'événements obtenus en fonction de $\cos \theta$, c'est ce qui est présenté sur la figure 7.10 dans le cas du méson ϕ (pour le K^{*0} on obtient exactement la même chose). La dépendance angulaire est clairement observable.

⁹On estime que pour 1 an à basse luminosité, ATLAS collectera entre 20 et 30 fb^{-1} de données.

¹⁰L'angle de nutation est θ . ϕ est l'angle de précession.

7.2 Simulation et reconstruction

Simulation et reconstruction posent, dans notre cas, beaucoup moins de problèmes que la génération. Il n'y a en effet pas besoin d'apporter de modifications aux programmes de base, il suffit juste de régler soigneusement quelques paramètres selon ce que l'on veut simuler ou reconstruire. Le fait est que c'est généralement le lancement du logiciel Athena qui est le passage le plus difficile...

7.2.1 Simulation

Jusqu'à la version 8.0.0 du software d'**ATLAS**, mise en place à l'été 2004, le logiciel utilisé pour la simulation du détecteur aura été GEANT3. Il a alors été remplacé par GEANT4, dont nous avons déjà parlé dans le chapitre 4.

C'est au niveau de la simulation que l'on introduit ou non l'effet de pile-up. Le pile-up (ou empilement) est un bruit de fond physique qui dépend principalement de la luminosité.

L'événement que l'on veut analyser est donc mélangé avec d'autres, ce qui constitue un bruit de fond notable. Dans **ATLAS** à basse luminosité (c'est à dire $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), il y aura en moyenne **4,6 interactions par croisement**.

En pratique, cela se traduit par une forte augmentation de la multiplicité des traces et des clusters à basse énergie. Les figures qui suivent mettent en évidence ces différences. Elles ont été produites à partir de deux échantillons d'environ 3000 événements de bruit de fond : l'un avec pile-up, l'autre sans.

La figure 7.11 montre l'effet du pile-up dans le calorimètre électromagnétique. Les clusters sont ceux que l'on a défini à la fin du chapitre 3. Nous verrons au chapitre suivant que la recherche d'un cluster dans le calorimètre électromagnétique est fondamentale pour notre étude. Nous verrons également qu'il est important que le nombre de clusters soit le plus faible possible.

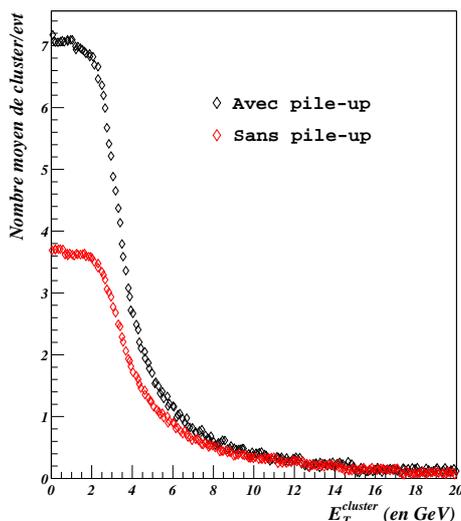


FIG. 7.11: Nombre moyen de clusters dans le Ecal, pour des événements de bruit de fond en possédant au moins un, avec ou sans pile-up.

On voit que l'effet du pile-up n'est notable qu'en deçà de 4 GeV. Au-delà de cette

limite, que nous avons justement choisie pour nos événements de signal, il n'y a pas de différence notable entre les deux échantillons.

En fait, c'est plutôt du côté du détecteur interne que vont survenir les véritables problèmes. Dans ce secteur, nous allons reconstruire le méson V à partir de traces de faible impulsion transverse. Or le pile-up est principalement constitué de traces de ce type.

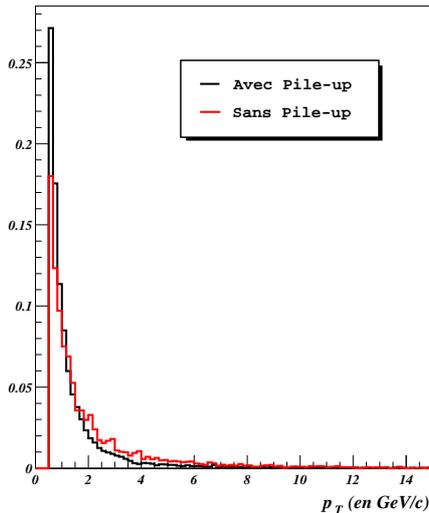


FIG. 7.12: Impulsion transverse des traces reconstruites dans le détecteur interne, avec ou sans le pile-up (les distributions sont normalisées).

Sur la figure 7.12 sont représentées les impulsions transverses de toutes les traces reconstruites dans le détecteur interne. La valeur moyenne des impulsions est de 1.4 GeV pour l'échantillon avec pile-up, contre 2 GeV pour l'échantillon sans.

Il y a donc une première pollution, mais ce n'est pas la plus grave. Le problème le plus important est en effet une augmentation **significative** du nombre de traces. Or dans toute analyse on doit se poser le problème de la sélection des événements. Cette sélection se fait dans un temps très limité, et **plus il y a d'informations à traiter, moins on a le temps de les traiter précisément.**

Dans notre cas¹¹, l'objectif sera de sélectionner deux traces de signes opposés, et de sélectionner des paires de traces intéressantes. On comprend que plus il y aura de traces, plus il y aura de paires à traiter, plus il faudra du temps pour traiter un événement. Les figures 7.13 et 7.14 illustrent ce point. On y voit le nombre de traces de chaque signe pour chaque événement. Le nombre de paires est simplement le produit du nombre de traces positives et du nombre de traces négatives. En clair, sur ces deux figures, plus les points sont en haut à droite, plus il y aura de paires à traiter et plus le temps nécessaire sera important.

La différence entre les deux figures est flagrante. Un rapide calcul montre que l'on a en moyenne **36 paires** sans pile-up, contre **111 paires** avec pile-up. Il y a 2 fois plus de traces dans le cas du pile-up.

Pour conclure concernant cet effet, on voit qu'il va principalement être gênant dans le détecteur interne, et surtout au moment de la sélection des événements. Pour pouvoir

¹¹Voir le chapitre 8.

7.2 Simulation et reconstruction

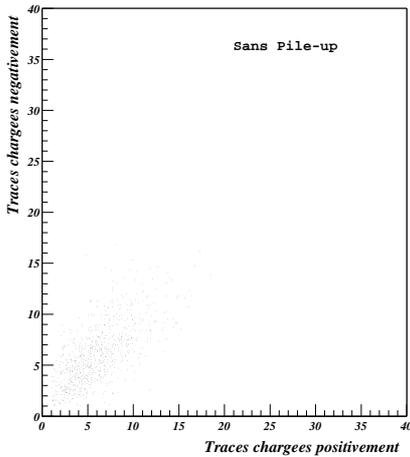


FIG. 7.13: *Multiplicité des traces sans le pile-up.*

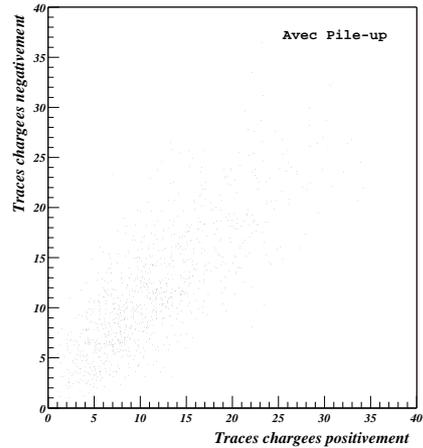


FIG. 7.14: *Multiplicité des traces avec le pile-up.*

quantifier cet effet et en tenir compte, nous avons donc simulé deux jeux d'événements de bruit de fond : avec ou sans pile-up. Le signal a lui été simulé sans pile-up, nous justifierons ce choix dans le chapitre 8.

Concernant la géométrie du détecteur, nous avons tenu compte du fait que celui-ci serait incomplet au moment de son démarrage. Quelques parties du détecteur interne ne seront en effet pas prêtes à temps, et comme notre étude sera faite au démarrage d'**ATLAS**, nous ne pouvons négliger ce point.

7.2.2 Reconstruction

La reconstruction telle qu'on l'effectue ici est la même que celle qui est faite au dernier niveau de la sélection des événements. C'est une mise en forme complète et poussée des informations recueillies par le détecteur. On forme les clusters dans le calorimètre (voir le chapitre 3), les traces dans le détecteur interne et le spectromètre à muons, etc...

Cette étape se fait, comme pour la génération, avec Athena. C'est à ce niveau que le bruit électronique, dont il a été question au chapitre 4 et qui va être primordial dans notre analyse, est introduit. D'une manière générale, les défauts inhérents à l'électronique du détecteur sont partiellement pris en compte à la reconstruction.

Pour conclure, la figure 7.15 résume par un schéma simple, les logiciels sur lesquels reposent la production de données dans **ATLAS**. Le tableau 7.3 récapitule l'ensemble des données qui ont été produites spécialement pour l'analyse décrite dans les deux prochains chapitres. On y retrouve, pour chaque étape et chaque type d'événement : la statistique et la version d'Athena utilisée. Concernant les événements avec pile-up, des données avaient déjà été produites et je n'ai pris en charge que la reconstruction.

Nous avons maintenant les éléments nécessaires pour analyser le potentiel d'**ATLAS** dans le domaine des désintégrations radiatives. En particulier pour ce qui constitue la partie centrale de notre analyse : la sélection des événements (chapitre 8). En ce qui concerne l'analyse finale (chapitre 9), nous serons plus limités par le nombre d'événements de bruit

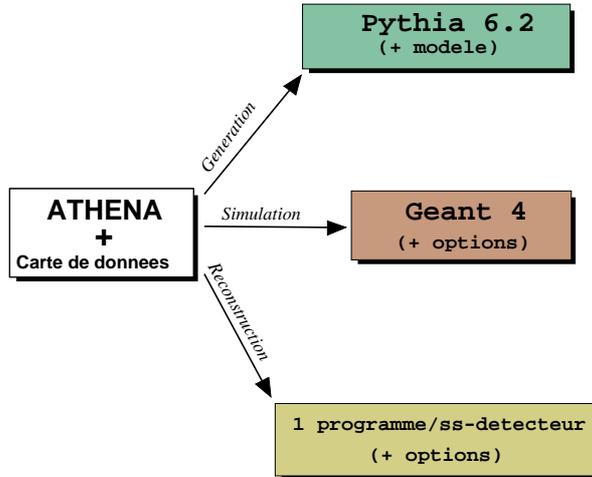


FIG. 7.15: Production de données dans ATLAS : schéma de synthèse

Type d'événement	Génération		Simulation		Reconstruction	
	Nombre	Version	Nombre	Version	Nombre	Version
$b\bar{b} \rightarrow \mu X$	50000	5.0.0	50000	6.0.2	50000	7.0.2
$b\bar{b} \rightarrow \mu X + Pile - Up$	★	★	★	★	40000	7.0.2
$B_d \rightarrow K^{*0} \gamma$	30000	7.5.0	30000	6.0.2	30000	7.0.2
$B_s \rightarrow \phi \gamma$	30000	7.5.0	30000	6.0.2	15000	7.0.2

TAB. 7.3: Echantillons d'événements produits : résumé.

de fond.

Chapitre 8

Elaboration d'un schéma de sélection utilisant le trigger d'ATLAS

Ce chapitre aborde le problème du trigger. Les événements intéressants doivent en effet pouvoir être séparés très rapidement du bruit de fond afin d'utiliser au mieux les capacités d'acquisition du détecteur. Le déclenchement de cette acquisition, en particulier dans des cas spéciaux tels que celui des désintégrations radiatives, est la première chose à laquelle on doit s'intéresser.

8.1 L'acquisition des données dans ATLAS

8.1.1 Enjeu

ATLAS, nous l'avons vu précédemment, c'est environ 1 milliard d'interactions par seconde¹. Il sera techniquement impossible de conserver tous ces événements²; en pratique on ne pourra en stocker qu'une centaine chaque seconde. Il faudra donc faire un tri extrêmement sélectif.

Le trigger est le système qui déclenche l'acquisition des données. C'est donc par le biais du trigger que le tri est réalisé. Son élaboration prend en compte les objectifs de l'expérience; plus ces derniers sont nombreux, plus le trigger est complexe à mettre au point. Nous allons tenter d'en décrire les lignes directrices.

¹Si on est à haute luminosité; ce sera 5 fois moins à basse luminosité.

²En plus ce serait totalement absurde d'un point de vue physique, car une très grande majorité des événements présentent peu d'intérêt.

8.1 L'acquisition des données dans ATLAS

8.1.2 Description

La figure 8.1 présente une description simplifiée de ce qui sera le trigger d'ATLAS. On voit que le passage de 10^9 à 10^2 événements par seconde s'effectue en 3 niveaux.

Le niveau 1 permet de passer de 10^9 à 10^5 événements par seconde. Il faut avant tout voir cette étape comme un premier tri rapide ($1 \mu s$) dont le but est de préparer le détecteur pour le niveau suivant. Seuls les chambres à muons et le calorimètre sont sollicités.

On recherche principalement deux choses au niveau 1 : un muon de haute impulsion transverse et un dépôt d'énergie important dans le calorimètre. Ces dépôts permettent de définir des zones intéressantes que l'on nomme *ROIs*³. Chaque type d'événement entraîne une *ROI* différente. On peut ainsi avoir des *ROIs* de petite taille, quand la gerbe (un photon par exemple) ou la particule (un muon) est localisée. On peut au contraire avoir des *ROIs* de taille importante, quand par exemple on recherche un jet.

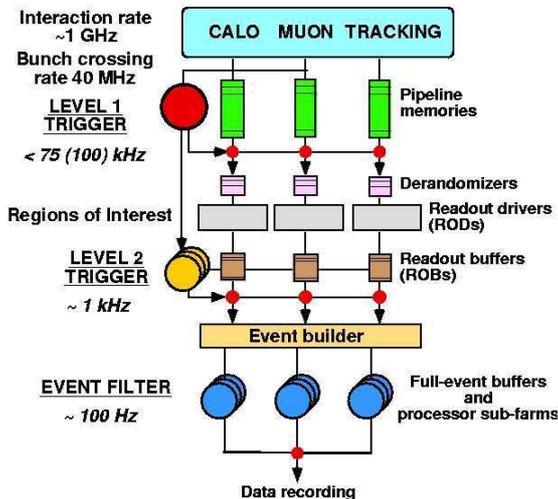


FIG. 8.1: Architecture du trigger d'ATLAS [72]

Dans tous les cas, les *ROIs* vont permettre de définir des zones dans le prolongement desquelles les informations importantes de l'événement qui nous intéresse seront localisées. L'avantage d'un tel procédé est un gain de temps substantiel au niveau 2, puisqu'on y analysera seulement les parties définies par les *ROIs*.

Car étant donné sa taille et le temps dont on dispose, faire une lecture précise de tout le détecteur dès le niveau 2 est impossible⁴. Or le niveau 2 est la **charnière** du trigger. Il faut commencer à faire des mesures précises tout en continuant à économiser les ressources. Dans notre cas, nous allons devoir sacrifier une grande partie du signal lors de cette étape, qui est la plus critique de la sélection.

En effet, le bruit de fond *commun* a été sérieusement élagué en amont. Le bruit qui reste est plus récalcitrant, et pour le supprimer il faut se servir des propriétés cinématiques du signal. Or c'est là qu'est le problème, car mettre en évidence ces propriétés réclame une analyse poussée que nous ne pouvons pas faire au niveau 2. Il faut donc faire des

³Region Of Interest.

⁴Le temps disponible ici est de l'ordre de la milliseconde.

concessions, c'est à dire choisir des variables plus simples, mais moins discriminantes. On est donc obligé d'imposer des seuils plus élevés pour obtenir les facteurs de rejet requis, c'est là que l'on perd une bonne partie du signal.

Les coupures fines, il sera possible de les faire au niveau suivant. C'est pour cette raison que celui-ci ne pose aucun problème dans notre cas, puisque nous avons vu que la signature cinématique des désintégrations radiatives est tout à fait claire.

On peut conclure en disant que chaque désintégration réclame une stratégie de trigger particulière. Un trigger idéal engloberait toutes les stratégies possibles. C'est malheureusement une solution techniquement irréaliste pour une expérience comme **ATLAS**. Cela impliquerait en effet d'énormes taux de trigger à chaque niveau. Il y a pour chaque niveau une limite technique, taux maximal que se partagent les différents groupes de physique selon leur importance. Un peu comme le temps d'observation pour un grand télescope, à la seule différence que l'on peut ici observer plusieurs choses en même temps. La physique du B dispose [72] ainsi d'environ 200 Hz après⁵ le niveau 2 et d'environ 20 Hz après le niveau 3.

8.1.3 Quelle stratégie pour les désintégrations radiatives ?

On doit donc se fixer comme objectif, pour le canal que l'on recherche, un taux d'**une dizaine de Hz en sortie de niveau 2**, et **inférieur au Hz** après le niveau 3. C'est à peu près le maximum que l'on pourra obtenir [73].

La solution qui va être présentée ici est tout à fait préliminaire, elle a cependant plusieurs avantages. Le premier est que c'est la seule qui existe pour le moment ! C'est la première fois que l'on s'intéresse aux pingouins radiatifs dans **ATLAS**, donc c'est aussi la première fois que l'on définit une stratégie de trigger pour ces-derniers. Le deuxième est que le schéma présenté ici est relativement flexible. Les seuils peuvent être adaptés facilement aux contraintes, et l'effet induit par l'augmentation de ces seuils a toujours été quantifié.

Les trois étapes du trigger que nous proposons sont les suivantes :

- **Niveau 1** : recherche d'un muon et d'une ROI dans le calorimètre électromagnétique.
- **Niveau 2** : **A.** Définition d'une zone du détecteur interne centrée sur cette ROI , et recherche de paires de traces intéressantes. **B.** Analyse fine de la ROI dans le Ecal.
- **Niveau 3** : reconstruction complète de l'événement. C'est seulement à ce niveau que l'on différencie la sélection de $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ de celle de $B_s \rightarrow \phi\gamma$.

Nous allons maintenant présenter en détails ces trois étapes.

⁵Je n'évoque pas le niveau 1 car les stratégies y sont communes à plusieurs types d'analyses.

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

8.2.1 Niveau 1 : recherche d'une ROI dans le Ecal

1. Description

Pour ce premier niveau nous allons nous inspirer d'un schéma existant : le trigger **électron/muon**. Il s'agit d'une méthode utilisée pour sélectionner les événements de type $B_d \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s$ avec $b \rightarrow \mu X$ de l'autre côté, ou $B_d \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_s$ avec $b \rightarrow eX$ de l'autre côté. Le principe de ce schéma est le suivant : recherche d'un muon de haute impulsion transverse⁶ dans les chambres à μ , et recherche de ROIs dans le calorimètre électromagnétique.

Ces ROIs sont des *pré-clusters*, on ne regarde que dans le middle⁷, et dans une fenêtre $\Delta_\eta \times \Delta_\phi = 0.2 \times 0.2$, soit 8×8 cellules de ce compartiment. Cette dimension, qui paraît importante comparée à celle d'un cluster 3×3 , est relativement petite pour une ROI. C'est avant tout pour pouvoir rejeter les jets, qui donnent des gerbes très larges et très profondes. On peut en effet faire des coupures d'isolation en regardant dans les zones adjacentes⁸ si de l'énergie a été déposée, et ne sélectionner ainsi que des candidats photons ou électrons, qui vont donner des gerbes étroites et isolées.

Le seul paramètre sur lequel on peut agir est en fait le seuil en énergie transverse des ROIs. Là encore c'est une affaire de compromis. Plus le seuil est bas, plus on a de chances de garder le photon qui nous intéresse, mais par contre le nombre de ROIs sera plus élevé. La figure 7.11 donne un aperçu du problème, avec ou sans pile-up.

Cette figure nous montre que dans les 2 cas, c'est seulement à partir de 5 GeV que le nombre moyen de clusters dépassant le seuil devient de l'ordre de 1. En deçà de cette valeur, nous avons donc de fortes chances d'avoir plus d'une ROI par événement.

Au niveau 2, nous allons scanner le détecteur interne dans le prolongement des ROIs trouvées au niveau 1. La zone à analyser ne doit pas être trop étendue. Qui plus est, même si l'on ne doit lire que 25% du détecteur interne, on ne peut pas se permettre d'avoir plusieurs ROIs. Il faut donc, autant que possible, éviter cette situation, et donc choisir un seuil suffisamment important. Nous avons donc pris, pour l'énergie transverse de la ROI, 5 GeV comme **valeur minimale**.

2. Le problème de la distribution angulaire entre V et γ

Il nous faut maintenant répondre à la question suivante : une fois une ROI localisée dans le Ecal, quelle zone du détecteur interne doit-on analyser ?

La réponse à cette question est fortement liée à l'angle entre le photon et le méson V . En effet, si celui-ci était petit, il suffirait d'aller voir dans le prolongement **direct** de la ROI pour y trouver les traces des mésons a et b .

⁶La valeur de p_T n'est pas encore fixée, mais elle sera au moins de 6 GeV. Nous avons donc choisi cette limite pour notre étude.

⁷cf. partie 2 du présent rapport.

⁸On peut regarder de manière transversale (à côté), mais aussi longitudinale (dans le calorimètre hadronique)

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

Ce serait le cas idéal, mais il est malheureusement assez éloigné de la réalité. Que faire donc ? Lire tout le détecteur interne ? Impossible. Lire une partie seulement ? A voir.

Si on arrive en effet à montrer que les traces recherchées sont contenues dans une *super-ROI* couvrant moins d'un quart du détecteur interne, il sera possible d'intervenir.

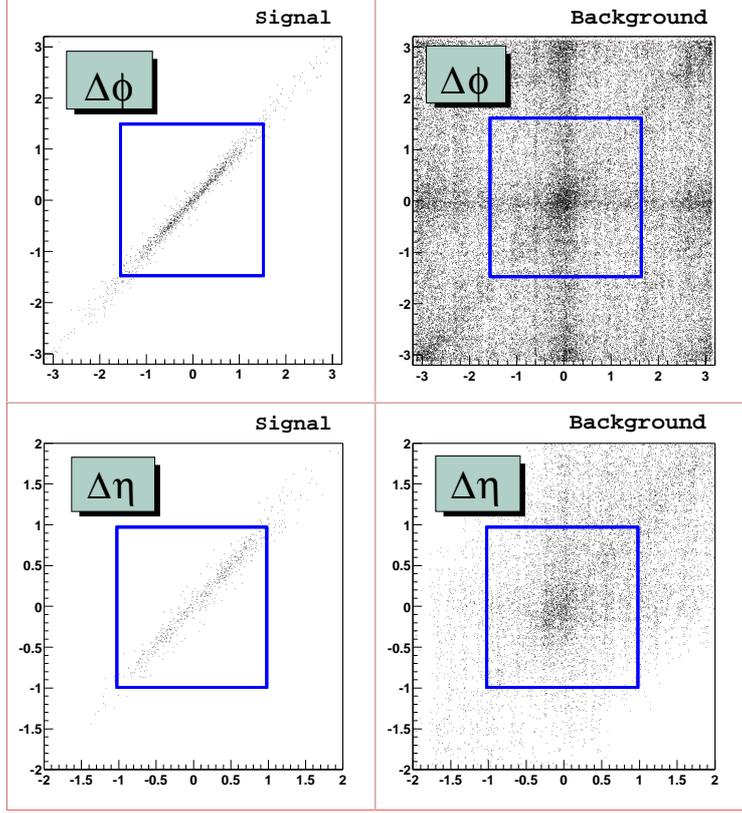


FIG. 8.2: Définition de la *super-ROI* dans le détecteur interne.

3. Choix de la *super-ROI* et résultats préliminaires.

En partant du principe que les coordonnées η et ϕ du photon sont celles de la *ROI*, ce qui est probable car le photon est isolé, on compare ces coordonnées à celles des deux mésons a et b issus de V . On calcule pour chacune des 2 traces les variables suivantes.

$$\begin{cases} \Delta\phi = \phi_{trace} - \phi_\gamma \\ \Delta\eta = \eta_{trace} - \eta_\gamma \end{cases} \quad (8.1)$$

Le résultat est montré sur la figure 8.2 : pour la trace de a en abscisse, et pour celle de b en ordonnée. La zone $(\Delta\phi, \Delta\eta) = (\pi, 2)$ tracée sur la figure définit la *super-ROI* que l'on recherche. Cette zone correspond à 20% du détecteur interne, il est donc techniquement possible de la lire. A une condition évidente cependant, qu'il n'y ait pas plus d'une *ROI* dans le Ecal⁹.

⁹Voir les remarques faites précédemment sur la figure 7.11.

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

Les critères de sélection de notre niveau 1 sont donc les suivants :

- **Condition 1** : Muon avec $p_T > 6 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.5$.
- **Condition 2** : Au moins une *ROI* isolée dans le Ecal avec $E_T > 5 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.5$.

Ce qui nous intéresse pour le moment, c’est l’efficacité du trigger pour les seuils minimaux. Cette efficacité doit être la plus faible possible pour le bruit, et la plus importante possible pour le signal. De manière évidente, elle diminue si on augmente les seuils. Nous devons donc l’estimer pour les seuils minimaux, afin d’avoir une idée de l’efficacité maximale de notre schéma de trigger. Si celle-ci est trop faible pour le signal, ou trop forte pour le bruit de fond, notre schéma est à revoir.

Il s’agit d’une estimation car la recherche dans le calorimètre a été faite sur des clusters et pas sur des *ROIs*. Il faut également préciser que la reconstruction dans les chambres à muons n’étant pas encore validée, nous avons utilisé la vérité¹⁰ pour repérer celui-ci. Un facteur correctif prenant en compte l’efficacité de reconstruction de ce muon (85%) a donc été pris en compte pour l’ensemble des résultats.

Type	Bruit de fond	$B_s \rightarrow \phi\gamma$	$B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$
Avant LVL1	37796	14235	26807
Après LVL1	9005	6104	12645
ϵ_{L_1} (en %)	23.8 ± 0.3	42.9 ± 0.5	47.2 ± 0.3

TAB. 8.1: Efficacités comparées du niveau 1 ($p_T^{ROI} > 5 \text{ GeV}$)

Les résultats pour les différents signaux sont équivalents, ce qui est normal car nous ne sommes sensibles aux différences cinématiques qu’à partir du niveau 2.

On remarque que la différence entre le signal et le bruit de fond n’est pas extrêmement importante. Mais le but du niveau 1 est d’obtenir un taux acceptable à l’entrée du niveau 2. On fait quand même une première sélection puisqu’il y a un facteur 2 entre signal et bruit. Mais c’est seulement au niveau 2 que nous optimisons vraiment le rapport signal/bruit.

4. Transition avec le niveau 2

Pour que cette partie soit complète, il ne faut pas oublier que la sortie du niveau 1 est le point de départ du niveau 2. Une fois le niveau 1 passé, nous effectuons donc les opérations préparatoires suivantes :

- **1.** S’il y a plusieurs *ROIs*, on choisit¹¹ celle de plus haute E_T .
- **2.** On prépare dans le détecteur interne une *super-ROI* ($(\Delta_\phi, \Delta_\eta) = (\pi, 2)$) centrée sur la zone choisie en **1**.

¹⁰Comme on travaille sur une simulation, on a accès à la véritable structure de l’événement.

¹¹Ce choix n’a pas de justification physique fondamentale, mais il fallait bien en faire un...

8.2.2 Niveau 2 : ouverture de la chasse au pingouin

Le niveau 2, plus connu sous le nom de *High Level Trigger* (HLT) est le point clé de notre stratégie. Il faut trouver le moyen de réduire d'un facteur 100 le bruit de fond sans trop affecter le signal, le tout en n'utilisant pas de coupures sophistiquées ! Il va donc falloir faire, nous l'avons déjà souligné précédemment, des compromis ; l'objectif ultime étant bien sûr d'en faire le moins possible.

Si l'on fait abstraction de la confirmation du muon, le niveau 2 se divise en 2 parties :

- 1. Sélection de paires de traces intéressantes dans la *super-ROI* couvrant 1/5 du détecteur interne.
- 2. Analyse fine de la *ROI* trouvée dans le calorimètre.

Comme nous devons minimiser le temps d'analyse, il paraît intéressant que les 2 sous-systèmes communiquent au niveau 2, afin de stopper le processus si celui-ci n'aboutit pas. En particulier, il est intéressant de stopper immédiatement la recherche dans le détecteur interne lorsque le cluster est rejeté dans le calorimètre, cette partie étant beaucoup plus rapide que l'autre.

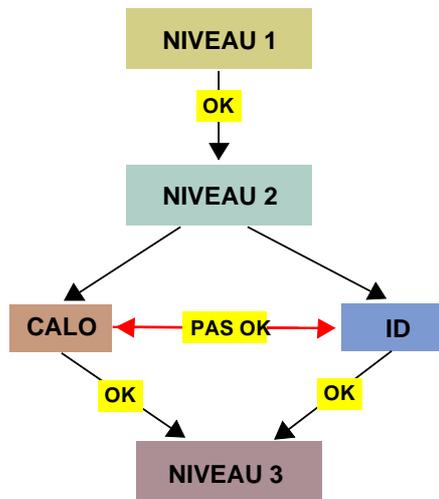


FIG. 8.3: Stratégie du niveau 2. Les deux sous-détecteurs sont analysés en parallèle. Si une réponse négative est obtenue dans une des sous-parties, l'analyse est stoppée.

Cette idée est résumée dans la figure 8.3. Si elle peut être exploitée, elle constituera un gain de temps substantiel concernant la réponse en fin de niveau 2.

Compte tenu de la taille des différentes zones à analyser, la partie calorimétrie est plus rapide que la partie détecteur interne. En pratique, le signal stoppant l'analyse viendra donc principalement du calorimètre.

Dans notre programme d'analyse, nous avons donc choisi de faire le niveau 2 calorimètre **avant** le niveau 2 détecteur interne. Dans la pratique les deux systèmes évolueront en parallèle. Mais comme le calorimètre sera beaucoup plus rapide que le détecteur interne, on aboutira à une situation équivalente.

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

1. Recherche de paires de traces dans le détecteur interne.

Cette étape se subdivise en 2 parties distinctes :

- **A.** Lecture de la *super-ROI* et sélection des traces intéressantes.
- **B.** Recherche des paires de traces satisfaisant différents critères cinématiques.

Il faut commencer par fixer quelques critères simples lors de l'étape **A**.

Le seul paramètre que l'on peut utiliser à ce niveau est l'impulsion transverse de la trace. Nous avons vu au chapitre précédent que le pile-up induit une forte augmentation des traces de faible impulsion transverse. Nous choisissons le seuil $p_T > 1 \text{ GeV}$ pour toutes les traces sélectionnables. Une fois encore, il s'agit là uniquement d'un seuil minimal, en aucun cas définitif. On a donc les 2 coupures suivantes :

$$\begin{cases} V_1 : p_T^a > 1 \text{ GeV} \\ V_2 : p_T^b > 1 \text{ GeV} \end{cases} \quad (8.2)$$

On connaît également le signe des traces, et pour minimiser le nombre de paires à analyser, on fait 2 groupes : les traces de signe négatif et celles de signe positif.

$$V_3 : \text{Signe}^a \times \text{Signe}^b = -1 \quad (8.3)$$

Les deux traces que l'on recherche présentent de nombreuses spécificités visibles dès le niveau 2. On en a déjà un aperçu avec la figure 8.2. L'angle d'ouverture entre a et b est très faible, les deux traces issues du méson V sont très proches l'une de l'autre. Ce n'est pas forcément le cas pour des traces choisies aléatoirement. Par conséquent, les variables $\phi_a - \phi_b$ et $\eta_a - \eta_b$ doivent être proches de 0. Cela se traduit pour le signal par des points proches de la diagonale sur la figure 8.2.

Cela se confirme lorsque l'on compare ces différences pour le signal et le bruit de fond (figures 8.4 et 8.5).

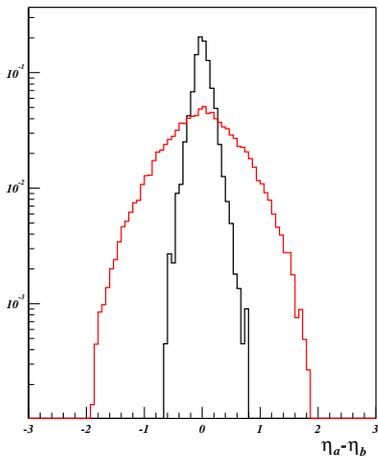


FIG. 8.4: Paramètre $\eta_a - \eta_b$

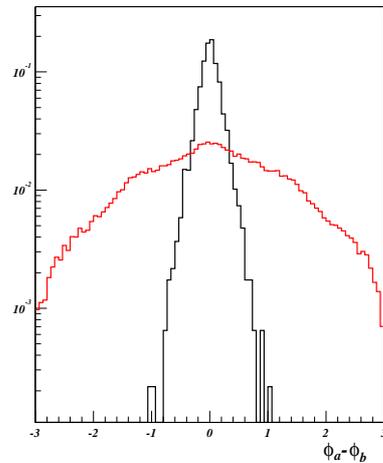


FIG. 8.5: Paramètre $\phi_a - \phi_b$

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

Ces distributions sont **normalisées** et la convention de couleur est la suivante : **rouge** pour le bruit de fond et **noir** pour le signal. Sauf mention contraire, ces remarques valent pour toutes les figures présentées par la suite. D'autre part, le signal sous-entend à la fois $B_s \rightarrow \phi\gamma$ et $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$.

On en déduit les premières conditions sur les paires à sélectionner :

$$\begin{cases} \mathbf{V}_4 : |\phi_a - \phi_b| < \mathbf{0.3 rad} \\ \mathbf{V}_5 : |\eta_a - \eta_b| < \mathbf{0.3} \end{cases} \quad (8.4)$$

Compte tenu du temps de vie très court du méson V , son vertex de désintégration est commun avec celui du B . Or le B a un temps de vie suffisamment long pour pouvoir parcourir une distance non négligeable avant de se désintégrer (typiquement de l'ordre du millimètre). Le vertex du B , (et par suite celui du V), sont donc déplacés. Le bruit de fond étant majoritairement constitué de vertex très proches du vertex primaire, il y a là une différence fondamentale dont la figure 8.6 donne un aperçu. On peut en effet voir sur celle-ci la distance par rapport à l'axe du faisceau des vertex reconstruits. Les vertex du bruit de fond sont en majorité peu déplacés, contrairement à ceux du signal.

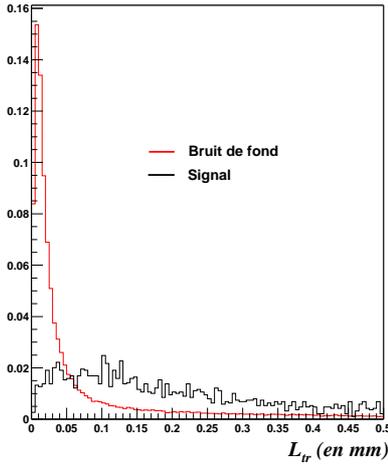


FIG. 8.6: Distance du vertex fitté par rapport à l'axe du faisceau (L_{tr}).

On ne peut malheureusement pas¹² faire ce type de fit au niveau 2, il faut donc trouver une variable, calculable dès le niveau 2, mettant cette différence en évidence. Cette variable, c'est **le paramètre d'impact**.

Ce paramètre est défini sur la figure 8.7. Il s'exprime ainsi :

$$A_0 = L_{tr} \sin(\phi_2 - \phi_1) \quad (8.5)$$

où L_{tr} est le paramètre représenté sur la figure 8.6.

Plusieurs choses sont à noter. Tout d'abord, plus le vertex est éloigné de l'axe du faisceau, plus le paramètre d'impact a de la chance d'être éloigné de 0. D'autre part, pour 2 traces très proches l'une de l'autre, les paramètres d'impact des 2 traces doivent être peu éloignés.

¹²Des méthodes de vertexing rapide sont à l'étude à l'heure actuelle.

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

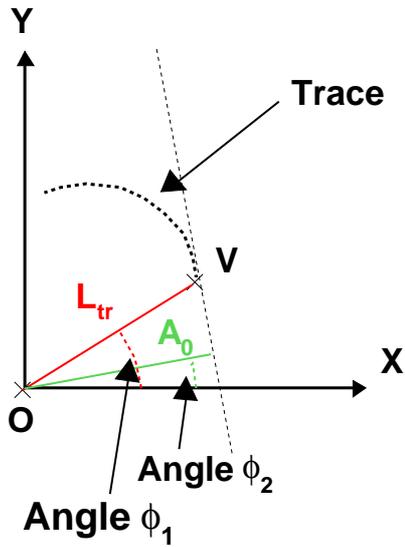


FIG. 8.7: Définition dans le plan transverse du paramètre d'impact A_0 : V est le vertex de désintégration du B , O le point appartenant à l'axe du faisceau. ϕ_1 est l'angle entre OV et l'axe x . ϕ_2 est défini à partir de la droite passant par O , orthogonale à la tangente à la trace passant par V .

Ces 2 arguments, appliqués à notre cas, nous amènent à la conclusion suivante : les paramètres d'impacts des traces de a et b doivent être **très majoritairement** de même signe. En effet, le vertex de V est déplacé et l'angle entre a et b est faible. On peut aisément vérifier cette hypothèse sur la figure 8.8, où le produit des paramètres d'impact des traces choisies est représenté.

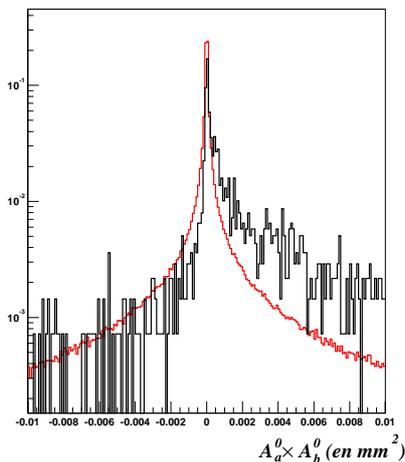


FIG. 8.8: Produit des paramètres d'impact des deux traces sélectionnées

On voit une nette différence entre les deux distributions. En particulier, la distribution pour le bruit de fond est symétrique, tandis que celle du signal est très majoritairement décalée vers des valeurs positives. Cela confirme notre hypothèse selon laquelle les paramètres d'impact des 2 traces sélectionnées doivent être majoritairement de même signe, tandis que les traces choisies aléatoirement ne satisfont pas à cette condition.

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

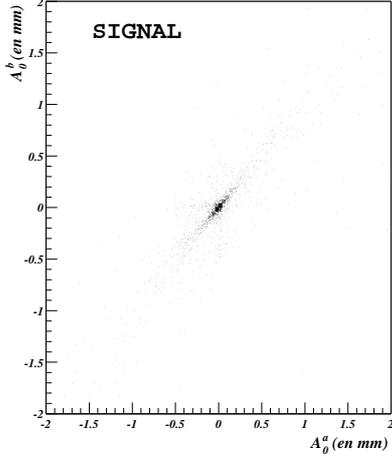


FIG. 8.9: Paramètres d'impacts : signal

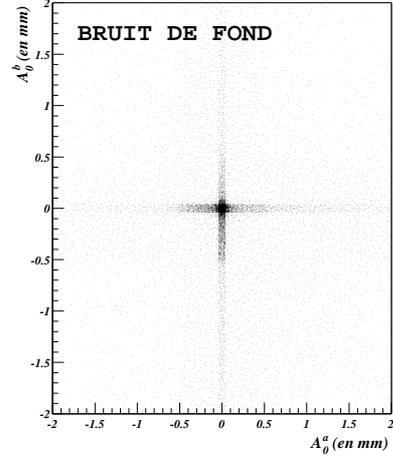


FIG. 8.10: Paramètres d'impacts : bruit de fond

Les figures 8.9 et 8.10 illustrent, en 2D cette fois-ci, cette différence entre le signal et le bruit de fond. Ce constat nous permet de définir un autre critère de sélection :

$$V_6 : A_0^{trace_a} \times A_0^{trace_b} > -1000. \mu m^2 \quad (8.6)$$

On ne prend pas 0 pour ne pas couper les événements de signal pour lesquels les 2 traces ont un paramètre d'impact proche de 0 (la figure 8.9 nous montre que c'est une proportion non négligeable).

Ces six coupures permettent de réduire de manière substantielle le bruit de fond, mais c'est encore insuffisant. Une seconde coupure sur les impulsions est nécessaire, coupure exploitant la distribution en impulsion transverse des produits de désintégration du V .

L'analyse des figures 8.11, 8.12 et 8.13 nous en donne la confirmation et montre la grande différence qui existe entre signal et bruit de fond concernant les distributions en impulsion, principalement pour la désintégration du ϕ . Pour le K^{*0} , c'est moins évident, d'autant plus qu'ici la dissymétrie de la figure 8.12 vient simplement du fait que l'on ne considère ici que le canal $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$.

Il nous faut donc ici faire un choix. On peut privilégier le signal $B_s \rightarrow \phi\gamma$, qui est celui qui nous intéresse le plus. Dans ce cas, il suffit de faire un encadrement de la figure 8.11, ce qui est possible avec les conditions suivantes :

$$\begin{cases} V_8 : p_T^a > \frac{1}{2}p_T^b \\ V_9 : p_T^b > \frac{1}{2}p_T^a \end{cases} \quad (8.7)$$

On obtien alors la **configuration A**, qui favorise $B_s \rightarrow \phi\gamma$ et désavantage $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$. Elle est complétée par une modification des coupures V_4 et V_5 :

$$\begin{cases} V_4 : |\phi_a - \phi_b| < \mathbf{0.2 \text{ rad}} \\ V_5 : |\eta_a - \eta_b| < \mathbf{0.2} \end{cases} \quad (8.8)$$

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

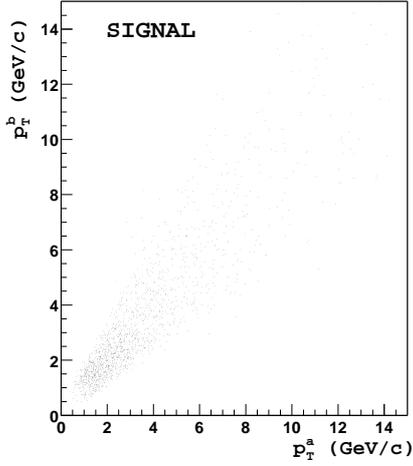


FIG. 8.11: *Impulsion transverse des 2 traces : signal $B_s \rightarrow \phi\gamma$ seul*

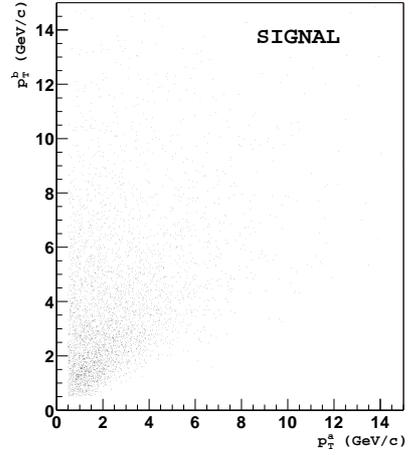


FIG. 8.12: *Impulsion transverse des 2 traces : signal*

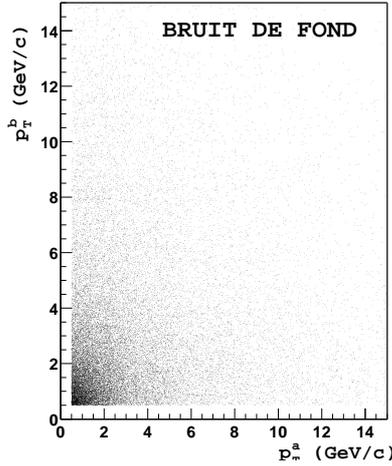


FIG. 8.13: *Impulsion transverse des 2 traces : bruit de fond*

La **configuration B** est plus conservative, et utilise le fait que l'impulsion transverse de K est généralement plus importante que celle du π dans la désintégration du K^{*0} . Elle se traduit par la condition suivante :

$$\{ V_8 : p_T^a > 2 \text{ GeV} \text{ ou } p_T^b > 2 \text{ GeV} \quad (8.9)$$

La configuration B a tendance à favoriser un peu plus $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$, mais la différence est moindre que pour la configuration A. Nous verrons les résultats obtenus dans les deux cas à la fin de cette partie, mais nous devons d'abord décrire le processus de sélection du photon dans le calorimètre.

2. Sélection du photon dans le calorimètre.

Cette partie de l'analyse ne nous est pas inconnue, les critères de sélection qui vont être utilisés ici reprennent en effet ceux présentés au chapitre 5. Le principe est simple et se divise en 2 sous-parties : **forme de la gerbe** et **séparation γ/π^0** .

A. Forme de la gerbe :

Nous avons déjà évoqué les caractéristiques structurales des gerbes électromagnétique. En particulier, on sait qu'à énergie égale une gerbe hadronique est toujours plus large qu'une gerbe électromagnétique.

Dans le chapitre 5, nous nous étions intéressé aux développements latéraux et longitudinaux de la gerbe. C'est ce que nous allons faire ici, mais en considérant également de nouvelles variables.

En ce qui concerne le développement longitudinal, nous pouvons utiliser comme variable discriminante la proportion d'énergie qui est déposée dans le premier compartiment de ce calorimètre :

$$P_1 = \frac{E_T^{had1}}{E_T^{cluster}} \quad (8.10)$$

Cette variable est représentée sur la figure 8.14.

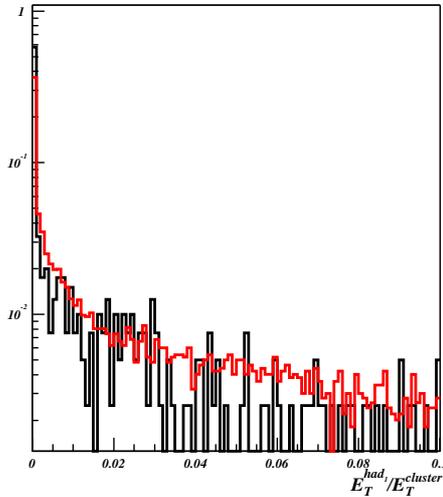


FIG. 8.14: P_1 : Proportion d'énergie dans le premier compartiment du calorimètre hadronique

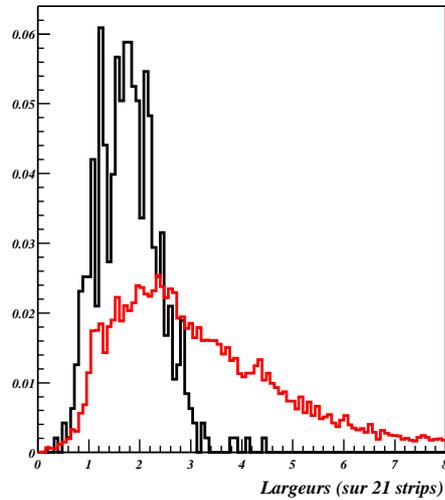


FIG. 8.15: P_2 : Largeur du cluster sur 21 strips

On voit que cette proportion est relativement faible pour la plupart des clusters, mais que celle des photons du signal est encore plus faible. On a effectivement $\langle P_1 \rangle_{signal} = 1.2\%$ et $\langle P_1 \rangle_{bruit} = 2.0\%$. Ce paramètre est moins discriminant que ceux que nous allons présenter maintenant pour la simple raison que nous avons déjà fortement rejeté les jets au niveau 1. Ainsi, nous n'avons dès le départ que des clusters contenant peu

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

d'énergie dans le calorimètre hadronique, d'où la faible différence entre signal et bruit de fond. On voit tout de même qu'il est possible d'éliminer une partie du bruit de fond en faisant la coupure suivante :

$$P_1 < 2.0 \% \quad (8.11)$$

C'est la seule concernant le développement longitudinal, il est donc important de la garder car elle est peu corrélée avec les coupures que nous allons présenter maintenant.

Concernant le développement latéral, nous allons étudier 3 paramètres. Le premier d'entre-eux a déjà été présenté au chapitre 5 puisqu'il s'agit de la largeur sur 21 strips :

$$P_2 = W_{21} \quad (8.12)$$

La figure 8.15 représente cette variable. On voit cette fois une nette différence entre signal et bruit de fond, différence confirmée par les chiffres puisque l'on a $\langle P_2 \rangle_{signal} = 1.78$ et $\langle P_2 \rangle_{bruit} = 3.14$. Le critère de sélection sur P_2 est immédiat :

$$0.5 < P_2 < 3.4 \quad (8.13)$$

Les deux autres paramètres P_3 et P_4 concernent le bord des clusters. Nous avons déjà parlé du leakage au chapitre 5, mais seulement dans les strips. L'idée est d'étendre cette notion au compartiment central du Ecal : le middle. Cela nous donne 2 nouveaux paramètres : un pour la direction η , l'autre pour la direction ϕ :

$$P_3 = \frac{E_{37}^{middle} - E_{33}^{middle}}{E_{37}^{middle}} \quad \text{et} \quad P_4 = \frac{E_{77}^{middle} - E_{37}^{middle}}{E_{77}^{middle}} \quad (8.14)$$

La figure 8.16 donne une définition simple de ces paramètres : on regarde ce qui déborde du cluster de base.

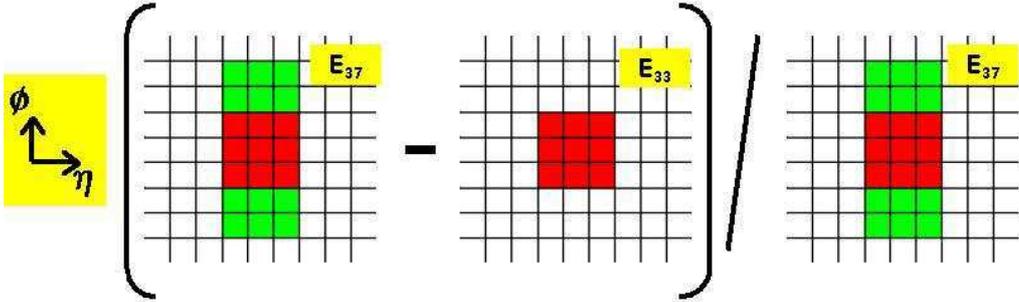


FIG. 8.16: Calcul du paramètre de leakage. Exemple de P_3 : le leakage en ϕ

Les figures 8.17 et 8.18 nous montrent ces 2 paramètres. On y observe exactement le comportement attendu : les clusters de photons débordent moins que les autres. On mesure les valeurs moyennes suivantes :

$$\begin{cases} \langle P_3 \rangle_{signal} = 5.68 \% \\ \langle P_4 \rangle_{signal} = 5.13 \% \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \langle P_3 \rangle_{bruit} = 16.57 \% \\ \langle P_4 \rangle_{bruit} = 19.96 \% \end{cases} \quad (8.15)$$

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

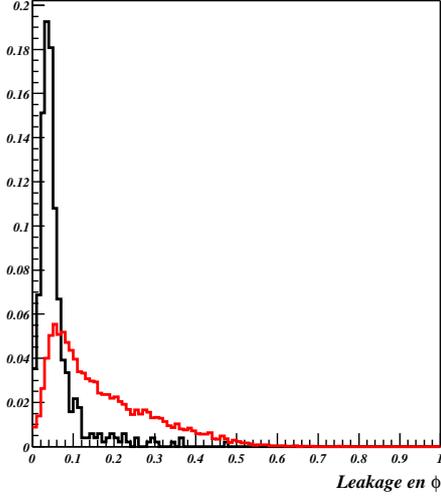


FIG. 8.17: P_3 : Développement latéral dans le middle : en ϕ

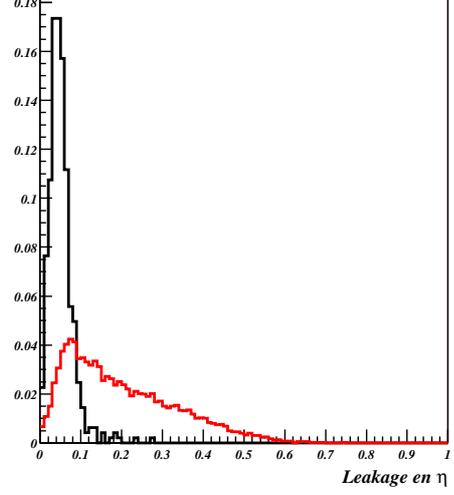


FIG. 8.18: P_4 : Développement latéral dans le middle : en η

Cela nous permet de définir 2 nouveaux critères de sélection :

$$P_3 < 15 \% \text{ et } P_4 < 14 \% \quad (8.16)$$

Nous en avons terminé avec les coupures relatives à la structure de la gerbe, coupures qui permettent de rejeter une grande majorité des gerbes hadroniques restantes. Il reste néanmoins encore du bruit de fond, en particulier à cause des pions neutres. Ceux-ci se désintégrant en deux photons avec un angle d'ouverture très faible, la signature d'un π^0 est proche de celle d'un photon. Les coupures P_{1-4} sont peu efficaces sur ce type de bruit, d'où la nécessité de coupures spécifiques.

B. Séparation γ/π^0 :

Ces variables spéciales ont déjà été explicitées au chapitre 5, puisqu'il s'agit des paramètres relatifs au second maximum dans les strips :

$$P_5 = \frac{E_{max}^2}{E_{strips}} \text{ et } P_6 = \frac{E_{max}^d}{E_{strips}} \quad (8.17)$$

P_5 et P_6 correspondent, à un facteur près aux paramètres E_{max}^2 et E_{max}^d . Ils sont représentés sur les figures 8.19 et 8.20. Les valeurs moyennes des distributions sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle P_5 \rangle_{signal} = 3.67 \% \\ \langle P_6 \rangle_{signal} = 2.70 \% \end{array} \right. \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} \langle P_5 \rangle_{bruit} = 11.58 \% \\ \langle P_6 \rangle_{bruit} = 10.02 \% \end{array} \right. \quad (8.18)$$

Comme pour les variables précédentes, on peut, à partir de ces distributions, choisir les niveaux des coupures de sélection :

$$P_5 < 10 \% \text{ et } P_6 < 8 \% \quad (8.19)$$

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

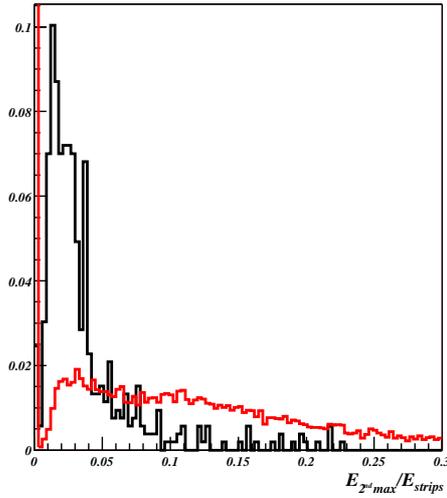


FIG. 8.19: P_5 : Proportion d'énergie du second maximum dans les strips

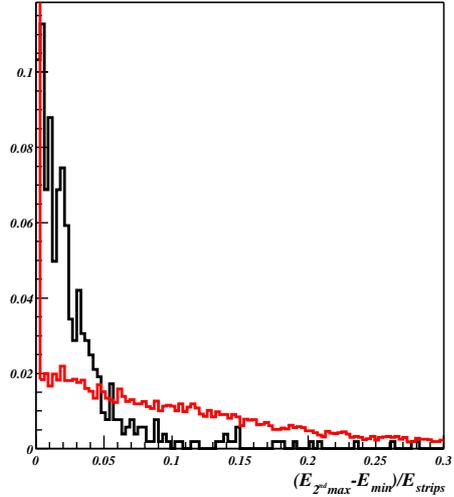


FIG. 8.20: P_6 : Profondeur de la vallée entre les 2 maxima

Nous disposons désormais de tous les éléments nécessaires pour évaluer l'efficacité du niveau 2.

3. Bilan du niveau 2.

Avant toute chose, faisons un récapitulatif des critères de sélection que nous venons d'établir. Le niveau 2 se déroule de la manière suivante :

- **Dans le calorimètre** : on reconstruit les informations contenues dans la *ROI* du Ecal. Cette partie est validée si on trouve au moins 1 cluster satisfaisant les critères P_1 à P_6 .
- **Dans le détecteur interne** : on reconstruit les traces contenues dans la *super-ROI* définie au niveau 1. Seules celles satisfaisant les conditions V_1 et V_2 sont conservées. On regarde ensuite si avec toutes ces traces, il est possible de former une paire satisfaisant les conditions V_3 à V_7 . A ce stade, 2 cas de figures sont possibles : soit on axe notre recherche sur $B_s \rightarrow \phi\gamma$ et on choisi la **configuration A**. Soit on traite de manière équivalente les 2 désintégrations : c'est la **configuration B**.

Tout comme pour le niveau 1, nous résumons les résultats de cette sélection dans 2 tableaux : 8.3 et 8.4, soit un pour chaque configuration :

Si l'on reprend les valeurs du tableau 8.1, on voit que le bruit de fond est réduit d'un facteur significatif (≈ 50), tandis que le signal est seulement divisé par un facteur toujours inférieur à 10 (sauf pour $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ dans la configuration A, mais cette configuration est faite pour le B_s).

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

Type	Bruit de fond	$B_s \rightarrow \phi\gamma$	$B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$
Avant LVL1	37796	14235	26807
Après LVL2	152	889	702
ϵ_{L_2} (en %)	0.4 ± 0.03	6.2 ± 0.2	2.5 ± 0.1

TAB. 8.2: Efficacités comparées après niveau 2, dans la configuration A

Type	Bruit de fond	$B_s \rightarrow \phi\gamma$	$B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$
Avant LVL1	37796	14235	26807
Après LVL2	196	703	1422
ϵ_{L_2} (en %)	0.5 ± 0.04	4.9 ± 0.2	5.3 ± 0.2

TAB. 8.3: Efficacités comparées après niveau 2, dans la configuration B

8.2.3 Bilan et taux de trigger

Maintenant que les efficacités ont été calculées, nous avons tous les éléments nécessaires pour calculer les taux de trigger, c'est à dire le nombre d'événements sélectionnés chaque seconde par le détecteur.

Ce nombre est assez simple à obtenir, il suffit en effet de reprendre les relations utilisées au chapitre précédent pour calculer le nombre d'événements ayant lieu chaque seconde dans le détecteur (relation 7.13). On a :

$$N_{L_i} = \epsilon_{L_i} \times N_{bruit} = \epsilon_{L_i} \times \sigma_{bruit} \times \mathcal{L}_{inst} \quad (8.20)$$

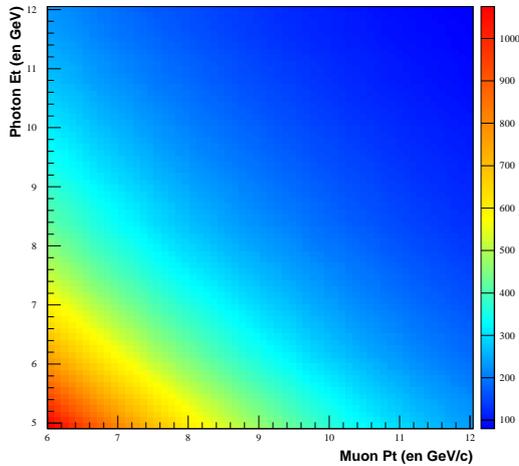


FIG. 8.21: Taux de trigger après niveau 1 (en Hz)

8.2 Un trigger pour les pingouins radiatifs

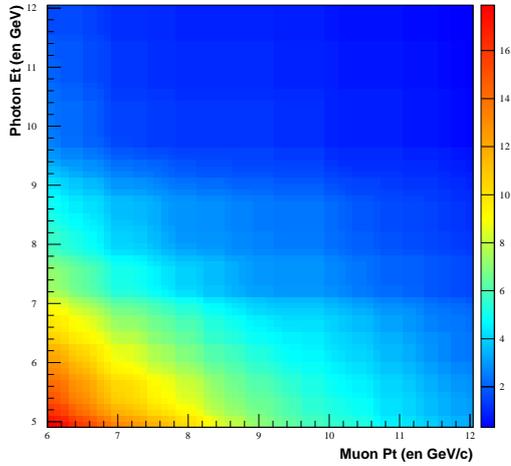


FIG. 8.22: Taux de trigger après niveau 2 en configuration A (en Hz)

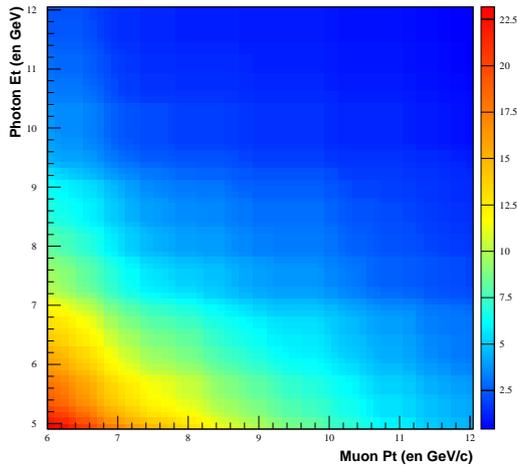


FIG. 8.23: Taux de trigger après niveau 2 en configuration B (en Hz)

Les figures 8.21, 8.22, et 8.23 donnent une vue d'ensemble des taux de trigger auxquels on peut s'attendre au niveau 1 et pour les 2 configurations au niveau 2, en fonction des paramètres fondamentaux du niveau 1 que sont l'impulsion transverse du muon et l'énergie transverse de la *ROI*. Il s'agit de taux calculés à basse luminosité.

Ces figures permettent de voir rapidement les configurations qui conviennent. Le tableau 8.4 donne les valeurs des taux dans 2 cas particuliers :

- α . Solution de base : $E_T^{ROI} > 5 \text{ GeV}$ et $P_T^{muon} > 6 \text{ GeV}/c$.
- β . Solution pessimiste : $E_T^{ROI} > 5 \text{ GeV}$ et $P_T^{muon} > 8 \text{ GeV}/c$.

8.3 Niveau 3 du trigger (*Event Filter*)

Type	α	β	Valeur limite
N_{bruit} (en Hz)	4600	4600	/
N_{L_1} (en Hz)	1100 ± 60	620 ± 30	$\mathcal{O}(1000)$
$N_{L_2}^A$ (en Hz)	18 ± 2	10 ± 1	$\mathcal{O}(10)$
$N_{L_2}^B$ (en Hz)	23 ± 2	13 ± 1	$\mathcal{O}(10)$

TAB. 8.4: Taux d'événements après passage dans le trigger "pingouin" dans 2 cas de figures particuliers, pour les 2 configurations du niveau 2. N_{L_i} définit le taux de trigger à la sortie du niveau i . N_{bruit} est le taux d'événements à l'entrée du niveau (calculé au chapitre 7).

Ces valeurs sont calculées à partir d'événements $pp \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu X$. L'effet du bruit de fond non $b\bar{b}$ (voir chap. 7) sur N_{L_1} n'est donc pas pris en compte. Ce chiffre doit donc être considéré avec prudence, car la valeur réelle peut-être 2 fois plus importante. De ce point de vue, la solution 2 est plus intéressante car on sait que ce bruit diminue quand p_T^μ augmente. Mais elle induit une importante perte de signal par rapport à la solution 1.

On peut aussi augmenter E_T^γ , et on verra par la suite que les résultats sont intéressants même avec la condition $E_T^\gamma > 10 \text{ GeV}$. pour laquelle N_{L_1} retombe à 300 Hz, et donc est tout à fait acceptable même avec un facteur de sécurité tenant compte du bruit non $b\bar{b}$.

On voit donc qu'une certaine flexibilité est possible, et que la configuration A est la plus intéressante, si on considère uniquement le trigger. D'un point de vue physique, on peut également défendre la configuration A, car le canal contenant B_s est celui qui nous intéresse en premier lieu.

8.3 Niveau 3 du trigger (*Event Filter*)

8.3.1 La problématique

Nous entrons progressivement, avec le niveau 3, dans un nouveau type d'analyse. Le temps de décision est de l'ordre de la seconde, ce qui permet de reconstruire entièrement l'événement qui arrive à ce stade. Nous allons donc pouvoir utiliser des critères de sélection beaucoup plus efficaces.

Ce niveau est également particulier car il scelle la séparation entre les deux canaux étudiés. Cette séparation aurait déjà été bien utile au niveau 2 (les configurations A et B sont là pour le prouver). Cette fois-ci le temps disponible nous permet de mettre en place un programme pour chaque désintégration :

- $EF_{K\gamma}$: programme dédié à la désintégration $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$.
- $EF_{P\gamma}$: programme dédié à la désintégration $B_s \rightarrow \phi\gamma$.

Comme pour les autres niveaux, nous avons une valeur limite à ne pas dépasser en sortie, valeur qui est ici d'environ 1 Hz.

8.3 Niveau 3 du trigger (*Event Filter*)

Mais le problème au niveau 3 n'est pas seulement la suppression du bruit, c'est aussi et surtout la conservation du signal. Il est évident que sur tous les événements sélectionnés par notre trigger, seulement 1/1000 sera potentiellement intéressant. Mais il faut bien imaginer que l'on pourra toujours tenter de récupérer un événement stocké sur bande, alors qu'un événement rejeté par le trigger sera définitivement perdu.

8.3.2 Le principe

Nous allons nous concentrer au niveau 3 sur le détecteur interne, et plus particulièrement sur le vertex de désintégration du méson V . Pour le reconstruire, nous utilisons un code de vertexing développé initialement pour le détecteur **CDF** et adapté à **ATLAS** : **CTVMFT**[74]. Ce programme fournit, à partir des paires de traces que l'on a déterminées au niveau 2, les informations suivantes, si il peut former un vertex :

- χ^2 : test de chi-deux à n degrés de liberté. L'hypothèse testée étant : "A-t'on un bon vertex?". n dépend du nombre de contraintes que l'on impose en entrée. Dans notre cas, 2 traces et 1 vertex, on a $n = 1$.
- (x, y, z) : les coordonnées du vertex.
- $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$: l'impulsion de la particule d'origine.
- E : l'énergie de la particule d'origine (les masses des particules issues du vertex sont fournies en entrée).

Ce vertex constitue la base de notre étude. Il va nous permettre de remonter aux caractéristiques du candidat V , et par suite à celles du méson B .

On commence par vérifier que la valeur du χ^2 est acceptable. On rejette les vertex tels que $\chi^2 > 4$. On conserve ainsi 95.3% des vertex formés (ce qui est proche de la valeur théorique[75] : 95.4%). Cette condition est appliquée à tous les schémas de trigger présentés ici. On procède aux coupures décrites ci-après seulement si ce critère de qualité est validé.

1. Coupures en masse invariante

A partir des informations fournies par **CTVMFT**, il est trivial de remonter à la masse invariante de la particule d'origine :

$$m_V = \sqrt{E^2 - \mathbf{p}^2} \quad \text{avec} \quad \mathbf{p}^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 \quad (8.21)$$

On peut alors obtenir les distributions en masse pour les différents candidats obtenus, et ce pour le signal et le bruit de fond. Nous avons déjà vu ces distributions, dans le cas du signal, au chapitre 7 (figures 7.3 et 7.4). Ce sont des distributions obtenues en utilisant la vérité, donc biaisées. Mais ce n'est pas au niveau du trigger que l'on se soucie de la pureté du signal. Nous n'utiliserons donc les distributions sans vérité qu'à partir du chapitre suivant, là où elles deviendront réellement utiles.

Ici, nous avons juste besoin de définir les fenêtres en masse dans lesquelles seront

selectionnés les événements :

$$\begin{aligned} 0.75 \text{ Gev}/c^2 < m_{K^*0} < 1.05 \text{ Gev}/c^2 \quad (EF_{K\gamma}) \\ 0.99 \text{ Gev}/c^2 < m_\phi < 1.05 \text{ Gev}/c^2 \quad (EF_{P\gamma}) \end{aligned} \quad (8.22)$$

Concernant le méson B , la problématique est exactement la même puisque l'on a :

$$m_B = \sqrt{E_B^2 - \mathbf{p}_B^2} \quad (8.23)$$

avec $E_B = E_\gamma + E_V$ et $\mathbf{p}_B = \mathbf{p}_\gamma + \mathbf{p}_V$. Tous ces paramètres sont connus et on obtient assez rapidement le même type de distribution que pour V , comme cela est montré sur les figures 8.24 et 8.25.

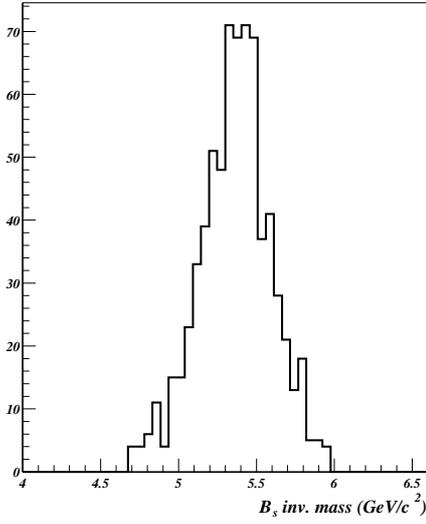


FIG. 8.24: *Distribution en masse invariante des mésons B_s .*

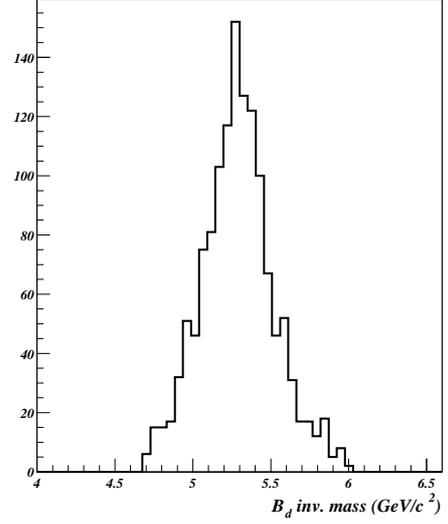


FIG. 8.25: *Distribution en masse invariante des mésons B_d .*

On note sur ces figures que la résolution est assez mauvaise (de l'ordre de 200 MeV). Ce problème est principalement dû à la résolution du calorimètre électromagnétique, qui est moins bonne à basse énergie. Ce problème est discuté en détails dans l'annexe D. Ici la résolution de la distribution nous intéresse peu, et il suffit de définir une fenêtre en masse :

$$4.7 \text{ Gev}/c^2 < m_{B_{s,d}} < 6.0 \text{ Gev}/c^2 \quad (8.24)$$

Ces coupures simples sont suffisantes pour $EF_{P\gamma}$, principalement grâce à l'étroitesse du ϕ . La largeur du K^*0 amène logiquement plus de bruit de fond, et il est nécessaire d'utiliser un critère supplémentaire dans le cas de $EF_{K\gamma}$.

2. Direction du méson B

Nous disposons des coordonnées du vertex du B^{13} . Ces coordonnées, associées à celles du vertex primaire, permettent d'obtenir de nombreuses informations très utiles sur le méson B (temps de vol,...).

¹³Nous avons vu au chapitre 7 qu'elles sont confondues avec celles du méson V .

8.3 Niveau 3 du trigger (*Event Filter*)

Mais le vertex primaire, et en particulier sa position en z , n'est pas simple à identifier, en particulier avec du pile-up. On peut par contre affirmer que les coordonnées x et y sont confondues, au premier ordre, avec le faisceau¹⁴. On résout donc le problème du vertex primaire en passant dans le plan transverse.

Il est ainsi possible de calculer la longueur transverse L_{tr} , définie par :

$$L_{tr} = \sqrt{x_B^2 + y_B^2} \quad (8.25)$$

où x_B et y_B sont les coordonnées du vertex du B . Logiquement, cette direction doit être alignée avec l'impulsion transverse du B . Sur la figure 8.26, cela doit se traduire par un angle θ_B relativement faible.

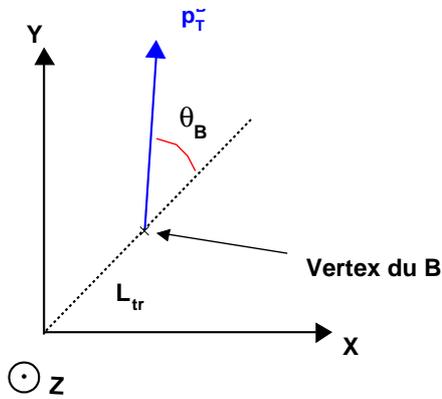


FIG. 8.26: Définition du paramètre θ_B .

C'est effectivement ce que l'on observe sur les figures 8.27 et 8.28. Pour le bruit de fond, au contraire, il n'y a aucune raison pour que θ_B soit petit, et on doit obtenir une distribution relativement plate. C'est ce que nous verrons dans la partie consacrée à $B_d \rightarrow K^*0\gamma$.

8.3.3 Niveau 3 pour $B_s \rightarrow \phi\gamma$

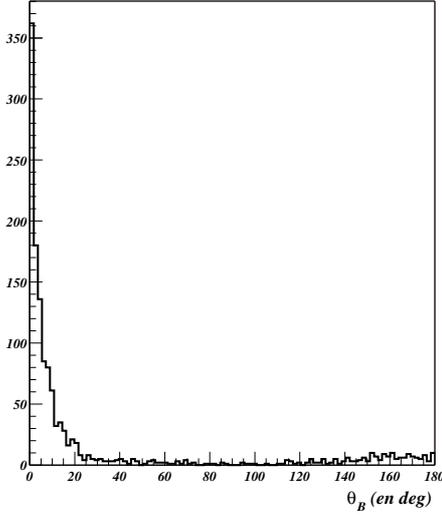
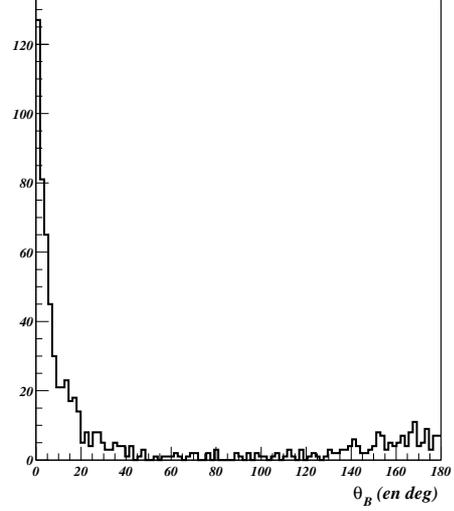
1. Efficacités de sélection

Comme nous l'avons déjà mentionné, seules les coupures en masse invariante sont nécessaires dans le cas du B_s . Les efficacités obtenues¹⁵ sont présentées dans le tableau 8.5. Comme prévu l'efficacité de reconstruction de B_s est meilleure pour la configuration A, mais elle reste tout à fait correcte pour le cas B.

D'autre part, on conserve environ **85%** du signal sélectionné au niveau 2, tout en rejetant au moins **99%** du bruit de fond, voire plus dans le cas B, où le manque de statistique ne nous a pas permis d'estimer l'efficacité de reconstruction du bruit.

¹⁴On suppose que la position du faisceau est connue.

¹⁵Ces efficacités sont calculées dans la fenêtre en masse qui a été définie plus haut pour les mésons B .


 FIG. 8.27: Angle θ_B pour les mésons B_d

 FIG. 8.28: Angle θ_B pour les mésons B_s

	Config. A		Config. B	
Type	Bruit de fond	Signal	Bruit de fond	Signal
Avant LVL1	37796	14235	37796	14235
Après LVL3	1	767	0	599
ϵ_{L3} (en %)	0.003 ± 0.003	5.4 ± 0.2	< 0.005	4.2 ± 0.2

 TAB. 8.5: Efficacités comparées après niveau 3 (schéma $EF_{P\gamma}$)

2. Taux de trigger et nombre d'événements de signal stockés

Comme pour les précédentes étapes, il est possible d'évaluer le taux de trigger en sortie de niveau 3. En utilisant la relation 8.20 on obtient assez rapidement :

$$N_A^{EF_{P\gamma}} \approx 0.1 \pm 0.1 Hz \quad \text{et} \quad N_B^{EF_{P\gamma}} < 0.2 Hz$$

Ces valeurs sont très largement en deçà des contraintes imposées. Ceci confirme que le bruit de fond n'est pas un problème au niveau 3.

Quant au nombre d'événements de signal effectivement stocké, il suffit pour le calculer de multiplier les valeurs du chapitre 7 (relation 7.21) par l'efficacité du trigger $EF_{P\gamma}$ que l'on vient de calculer. On obtient alors les valeurs suivantes :

$$N_{B_s \rightarrow \phi\gamma} \approx \begin{cases} 162 \pm 10 \text{ evts}/fb^{-1} & (\text{Config. A}) \\ 126 \pm 9 \text{ evts}/fb^{-1} & (\text{Config. B}) \end{cases} \quad (8.27)$$

Soit, pour un an et demi à basse luminosité ($\approx 30 fb^{-1}$) :

$$N_{B_s \rightarrow \phi\gamma} \approx \begin{cases} 4860 \pm 300 \text{ evts} & (\text{Config. A}) \\ 3780 \pm 260 \text{ evts} & (\text{Config. B}) \end{cases} \quad (8.28)$$

8.3 Niveau 3 du trigger (*Event Filter*)

Ces valeurs sont obtenues avec les seuils les plus bas possibles ($p_T^{ROI} > 5 \text{ GeV}/c$ et $p_T^{traces} > 1 \text{ GeV}/c$). On peut les comparer à celles attendues par **LHCb** : 14400 événements pour un an et demi de fonctionnement[76], soit environ un facteur 4. La différence vient principalement du fait que nos seuils sont beaucoup plus importants, et que le muon n'est pas nécessaire au niveau 1 dans **LHCb**.

Nous venons de voir les chiffres pour le cas le plus favorable, mais il sera peut-être nécessaire, pour diminuer la bande passante de notre trigger, de revoir les seuils à la hausse. Outre l'impulsion transverse du muon, dont la valeur semble a priori stabilisée à 6 GeV , nous avons à considérer 2 seuils importants :

- p_T^γ : le seuil en énergie transverse de la *ROI*.
- p_T^{traces} : le seuil en impulsion transverse des traces reconstruites dans le détecteur interne.

Les figures 8.29 et 8.31 donnent une estimation du nombre d'événements attendus pour différentes valeurs p_T^γ , de 5 à 20 GeV . Les distributions correspondent aux différents seuils sur p_T^{traces} , de 1 à 3 GeV .

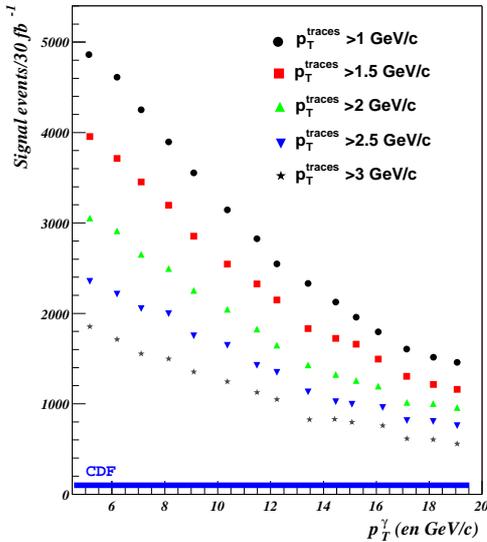


FIG. 8.29: Nombre de désintégrations $B_s \rightarrow \phi\gamma$ stockées pour 30 fb^{-1} , configuration A

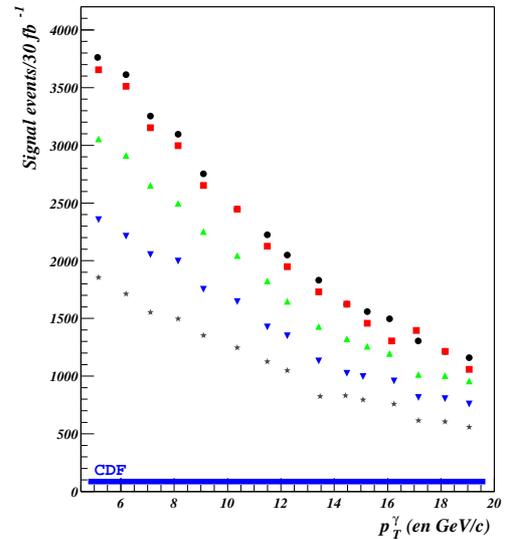


FIG. 8.30: Nombre de désintégrations $B_s \rightarrow \phi\gamma$ stockées pour 30 fb^{-1} , configuration B

Sur ces figures est également tracée une ligne. Il s'agit de l'estimation du nombre d'événements attendus par **CDF** : environ 60 événements pour 2 fb^{-1} (luminosité intégrée du RUN II). Il s'agit d'une estimation faite à partir du nombre de $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ attendu pour le même run : environ 180 événements [77].

8.3.4 Niveau 3 pour $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$

Le cas de $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ est un peu plus complexe que celui de B_s . En effet, si l'on applique le même type de sélection, il reste 11 événements de bruit pour la configuration A, et 16 pour la configuration B. Ramené à un nombre d'événements par seconde, cela fait environ 1 Hz, soit juste la limite fixée.

Afin de conserver une marge de sécurité, on procède à la sélection sur la direction du méson B . En effet, si l'on représente le paramètre θ_B pour les événements de bruit de fond restants après les coupures en masse (figures 8.32 et 8.33), on observe bien le comportement prévu, à savoir une direction aléatoire et donc une distribution plate.

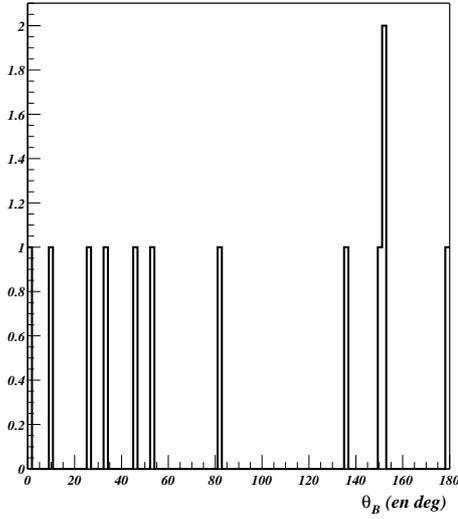


FIG. 8.31: Angle θ_B pour le bruit de fond après passage par le schéma $EF_{K\gamma}$ (Configuration A)

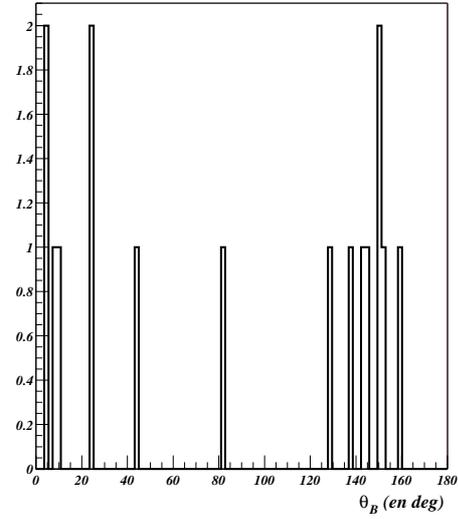


FIG. 8.32: Angle θ_B pour le bruit de fond après passage par le schéma $EF_{K\gamma}$ (Configuration B)

Si l'on compare ces figures à 8.27, où le signal est représenté, la valeur de la coupure s'impose de manière assez évidente :

$$\theta_B < 40^\circ \quad (8.29)$$

Avec ce critère supplémentaire on obtient les résultats résumés dans le tableau 8.6.

Comme pour le B_s , on peut calculer le nombre d'événements $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ stockés à la sortie du niveau 3 :

$$N_{B_d \rightarrow K^{*0}\gamma} \approx \begin{cases} 211 \pm 15 \text{ evts}/fb^{-1} & (\text{Config.A}) \\ 426 \pm 26 \text{ evts}/fb^{-1} & (\text{Config.B}) \end{cases} \quad (8.30)$$

Soit, pour un an et demi à basse luminosité ($\approx 30 fb^{-1}$) :

$$N_{B_d \rightarrow K^{*0}\gamma} \approx \begin{cases} 6330 \pm 450 \text{ evts} & (\text{Config.A}) \\ 12780 \pm 780 \text{ evts} & (\text{Config.B}) \end{cases} \quad (8.31)$$

8.3 Niveau 3 du trigger (*Event Filter*)

	Config. A		Config. B	
Type	Bruit de fond	Signal	Bruit de fond	Signal
Avant LVL1	37796	26807	37796	26807
Après LVL3	5	464	6	938
ϵ_{L_3} (en %)	0.011 ± 0.006	1.73 ± 0.08	0.013 ± 0.007	3.5 ± 0.1

TAB. 8.6: Efficacités comparées après niveau 3 (schéma $EF_{K\gamma}$)

Là encore ces chiffres sont à comparer avec les estimations de **LHCb** : environ 53000 $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ pour un an et demi de fonctionnement. On voit ici que la différence dépend fortement de la configuration choisie : la configuration A étant comme prévu très défavorable pour le canal en B_d .

Concernant le nombre d'événements en fonction des seuils, on peut obtenir les mêmes figures que pour $B_s \rightarrow \phi\gamma$.

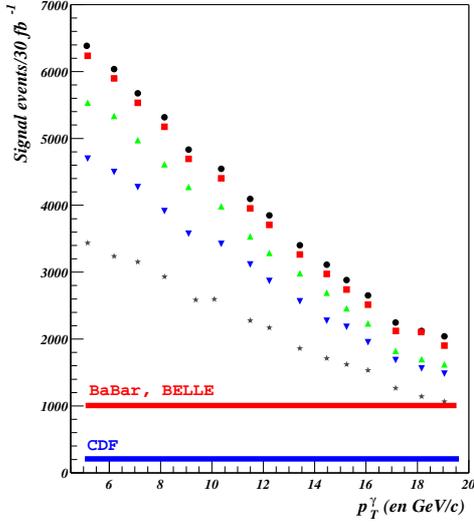


FIG. 8.33: Nombre de désintégrations $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ stockées pour 30 fb^{-1} , configuration A

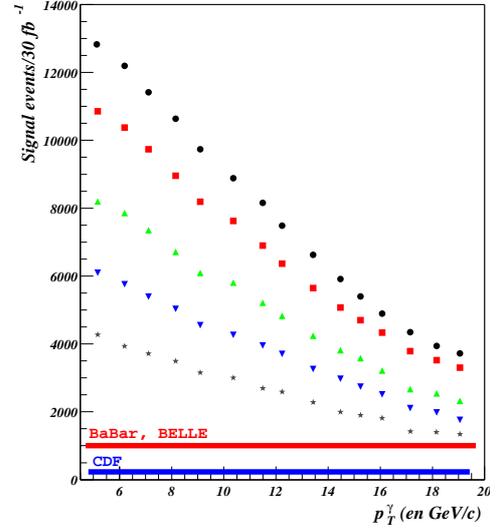


FIG. 8.34: Nombre de désintégrations $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ stockées pour 30 fb^{-1} , configuration B

Sur ces figures, un trait rouge indique le nombre de $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ qui auront été reconstruits par **Babar** et **BELLE** à la fin de leur fonctionnement : environ 1000 événements pour chaque expérience. On voit que dans la plupart des cas **ATLAS** est très compétitif avec les usines à B . La comparaison avec **LHCb** est logiquement moins favorable.

8.4 Conclusion sur le trigger

L'objectif de ce chapitre était de montrer qu'il est possible, dans **ATLAS**, de développer une stratégie de sélection des désintégrations radiatives des mésons B . La difficulté de cette tâche réside dans la faible énergie des éléments à rechercher. Nous sommes donc très sensibles au bruit de fond physiques tels que le pile-up.

Plusieurs stratégies ont été proposées, dont nous résumons ici les principales étapes :

- **NIVEAU 1** : Recherche d'un muon de $p_T > 6 \text{ GeV}/c$ dans les chambres, et d'une ROI isolée ($E_T > 5 \text{ GeV}$) dans le calorimètre électromagnétique.
- **NIVEAU 2** : Analyse fine de la ROI (coupure d'identification de photon), et analyse d'une *super-ROI* de détecteur interne dans le prolongement de cette-dernière. Reconstruction des traces (seuil en $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ pour éviter le pile-up) et recherche de paires intéressantes. Deux stratégies différentes : une favorable au B_s (Config. A), une autre plus équitable (Config. B).
- **NIVEAU 3** : Reconstruction de l'événement, vertexing, et coupures en masse. Un schéma de trigger différent pour chaque canal : $EF_{K\gamma}$ pour $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ et $EF_{P\gamma}$ pour $B_s \rightarrow \phi\gamma$.

Le tableau 8.7 donne, pour toutes les solutions possibles, les taux de trigger **maxima** en sortie.

Type	Config. A		Config. B	
	$EF_{K\gamma}$	$EF_{P\gamma}$	$EF_{K\gamma}$	$EF_{P\gamma}$
N_{brut} (en Hz)	4600			
N_{LVL1} (en Hz)	1100 ± 60			
N_{LVL2} (en Hz)	18 ± 2		23 ± 2	
N_{LVL3} (en Hz)	0.5 ± 0.3	0.1 ± 0.1	0.6 ± 0.3	< 0.2

TAB. 8.7: *Recapitulatif des taux de trigger maxima pour les différents niveaux et les différentes stratégies élaborées, avec des événements $pp \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu X$*

Comme nous l'avons dit tout au long des parties précédentes, les valeurs des seuils utilisées pour ce tableau sont minimales et sont modifiables. Notre étude a constamment tenu compte de cet impératif, et les principaux résultats sont présentés en fonction de ces seuils. Il sera en effet certainement nécessaire d'avoir des seuils élevés au niveau 1 (pour contrôler le bruit de fond non $b\bar{b}$, si celui-ci est important).

Mais même pour des seuils élevés ($E_T^\gamma > 10 \text{ GeV}$ par exemple), le nombre d'événements attendu dans **ATLAS** sera très compétitif avec ce qui se fait à l'heure actuelle dans **CDF** ou les usines à B . Et dans ces cas-là les taux de trigger sont tout à fait à fait acceptable, avec ou sans bruit $b\bar{b}$.

8.4 Conclusion sur le trigger

Cette stratégie de sélection des pingouins radiatifs prouve donc deux choses : premièrement que c'est faisable dans **ATLAS**, et deuxièmement que c'est intéressant de le faire.

Chapitre 9

Estimations après un an à basse luminosité

Nous avons vu qu'il est possible de sélectionner efficacement les désintégrations radiatives dans ATLAS. Mais notre objectif premier reste la mesure de paramètres physiques importants. Pour cela il faut améliorer la qualité de l'échantillon d'événements sélectionnés, et donc développer un processus d'analyse poussée des événements. Nous présentons ici une ébauche de cette analyse ainsi que quelques résultats préliminaires concernant la signification et la mesure des taux de branchement.

9.1 Mesure du taux de branchement

Une fois que l'on aura clairement mis en évidence un excès d'événements, la première mesure qui sera accessible sera le taux de branchement du signal recherché.

Reprenons l'équation 7.19, S correspondant au nombre d'événements de signal observé¹. Le taux de branchement est :

$$Br(B \rightarrow V\gamma) = \frac{S}{2 \times \epsilon_{signal} \times \sigma_{signal}^{Pythia} \times \int \mathcal{L}_{inst} dt} \quad (9.1)$$

La principale source d'incertitude est ici la valeur de ϵ_{signal} . Nous savons qu'elle est de l'ordre du %, mais il faut qu'elle soit estimée avec une grande précision si l'on veut que l'incertitude sur le taux de branchement soit raisonnable.

Cette efficacité est le produit de plusieurs termes :

$$\epsilon_{signal} = \epsilon_{cinematique} \times \epsilon_{L1}^{muon} \times \epsilon_{L1}^{Ecal} \times \epsilon_{L2}^{Ecal} \times \epsilon_{L2}^{ID} \times \epsilon_{L3} \times \epsilon_{offline} \quad (9.2)$$

Chaque morceau correspondant à une étape de l'analyse :

¹C'est à dire le nombre d'événements en excès.

9.1 Mesure du taux de branchement

- $\epsilon_{cinematique}$: ce terme permet de tenir compte de l'acceptance en pseudo-rapidité d'ATLAS. Celle-ci vaut ± 2.5 pour notre étude, or il se trouve que les événements générés ne satisfont pas forcément cette condition. Ils sont donc perdus avant même le début de l'analyse, et ne rentrent donc pas en compte dans l'évaluation de l'efficacité du trigger. En ce qui concerne les coupures en impulsion transverse, celles-ci sont prises en compte dans la section efficace fournie par Pythia.
- ϵ_{L1}^{muon} : efficacité de sélection d'un muon d'impulsion transverse donnée au niveau 1. Pour le moment nous avons utilisée la valeur du *Technical Design Report*, 85% [70].
- ϵ_{L1}^{Ecal} : efficacité de sélection d'une zone d'intérêt isolée dans le calorimètre électromagnétique. Le seuil est ici l'énergie transverse de la zone. On ne compte évidemment ici que les zones correctement sélectionnées, c'est à dire celles contenant le bon photon.
- ϵ_{L2}^{Ecal} : ce terme regroupe l'ensemble des efficacités des coupures d'identification des photons, c'est à dire les coupures P_1 à P_6 .
- ϵ_{L2}^{ID} : ce paramètre doit tenir compte de l'efficacité de reconstruction des traces², celles-ci étant représentées par les critères V_1 et V_2 . Il faut ensuite tenir compte des différentes efficacités des coupures effectuées sur les paires de traces (V_3 à V_7).
- ϵ_{L3} : efficacités des coupures en masse invariantes, et des coupures angulaires dans le cas de $EF_{K\gamma}$.
- $\epsilon_{offline}$: efficacité de toutes les coupures offline (isolation, longueur transverse,...).

Ces efficacités seront assez difficiles à évaluer précisément, en particulier pour vérifier l'accord entre la simulation et les données réelles. Pour atténuer ce problème, il faut prendre un **canal de référence**, c'est à dire une famille de désintégrations relativement proches topologiquement des désintégrations radiatives.

On peut prendre l'exemple de **CDF**, qui utilise le canal $\bar{B} \rightarrow e^- D^0 (\rightarrow K^+ \pi^-) X$, dont le taux de branchement expérimentalement mesuré [79]. Il faut en effet, pour que la méthode soit utile, connaître au préalable le taux de branchement du canal de référence.

L'efficacité de reconstruction de ce canal étant très proche de celle de notre signal, les deux valeurs se compensent lorsqu'on calcule le rapport des nombres d'événements observés, diminuant ainsi fortement les incertitudes. On peut ensuite remonter facilement au taux de branchement (comme sur la formule 9.1), mais l'incertitude sur le taux est beaucoup mieux contrôlée.

Il existe donc des méthodes pour mesurer le taux de branchement, reste à les adapter au contexte d'ATLAS. Une fois ce travail effectué, elles seront applicables dès que l'on observera un signal clair.

²En fonction du seuil choisi en impulsion transverse

Pour ce faire, il ne suffit pas d'avoir un bon rapport signal/bruit, il faut également que le nombre d'événements de signal soit suffisamment important. Le paramètre important est alors la **significance**.

9.2 Significance

La significance est définie comme le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$. Elle permet de comparer la statistique que l'on a pour le signal aux fluctuations du bruit. Si on reprend l'exemple précédent, on aurait une significance de 10 dans le premier cas, contre 1000 dans le deuxième. La différence entre les 2 cas est nettement mise en évidence, et confirme que le deuxième est beaucoup plus intéressant.

En pratique, on observe un excès d'événements par rapport au bruit attendu. On peut dire qu'il y a présence de signal si cet excès est très supérieure aux fluctuations possible du bruit, c'est à dire si la significance est importante. Soit S le signal collecté, on a :

$$\begin{aligned} S &= \epsilon_{signal} \times S_{total} \\ &= \epsilon_{signal} \times \sigma \left(pp(14 TeV) \rightarrow \begin{cases} b \rightarrow \mu X \\ \bar{b} \rightarrow B \end{cases} \right) \times Br(B \rightarrow V\gamma) \times Br(V \rightarrow ab) \times \int \mathcal{L}_{inst} dt \end{aligned} \quad (9.3)$$

Si on reprend la relation 7.19, l'expression précédente peut se simplifier :

$$S = 2 \times \epsilon_{signal} \times \sigma_{signal}^{Pythia} \times Br(B \rightarrow V\gamma) \times \int \mathcal{L}_{inst} dt \quad (9.4)$$

Or la significance est reliée à S par :

$$\frac{S}{\sqrt{B}} = \sqrt{S} \sqrt{\frac{S}{B}} \quad (9.5)$$

En utilisant les valeurs de 7.20, on en déduit la valeur de la significance pour les 2 canaux :

$$\frac{S}{\sqrt{B}} = \begin{cases} (0.156 \pm 0.004) \times \sqrt{\epsilon_{signal}} \times \sqrt{\frac{S}{B}} \times \sqrt{\int \frac{\mathcal{L}_{inst}}{2 \times 10^{33}} dt} & (B_d \rightarrow K^{*0}\gamma) \\ (0.077 \pm 0.002) \times \sqrt{\epsilon_{signal}} \times \sqrt{\frac{S}{B}} \times \sqrt{\int \frac{\mathcal{L}_{inst}}{2 \times 10^{33}} dt} & (B_s \rightarrow \phi\gamma) \end{cases} \quad (9.6)$$

9.3 Amélioration de $\frac{S}{B}$ et $\frac{S}{\sqrt{B}}$

Il est clair que nous n'avons pas assez d'événements pour l'analyse offline. Typiquement, il est nécessaire de disposer d'un échantillon de bruit de fond simulé au moins équivalent à celui que l'on veut analyser. Par exemple, pour étudier $1 fb^{-1}$ de données il faut disposer d' $1 fb^{-1}$ de bruit de fond simulé. Or $1 fb^{-1}$ d'événements $b\bar{b} \rightarrow \mu X$, c'est plus de 2×10^9 événements !!

Toutefois, notre objectif est seulement de montrer qu'il est possible d'observer les signaux $B_s \rightarrow \phi\gamma$ et $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ avec un rapport $\frac{S}{B}$ de l'ordre de 1. Or nous savons

9.3 Amélioration de $\frac{S}{B}$ et $\frac{S}{\sqrt{B}}$

combien d'événements de signal sont stockés chaque seconde³. En multipliant les valeurs obtenues en 7.20 par les efficacités des triggers en sortie de niveau 3 (tableaux 8.5 et 8.6), on obtient les valeurs du tableau 9.1.

Type	Config. A		Config. B	
	$B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$	$B_s \rightarrow \phi\gamma$	$B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$	$B_s \rightarrow \phi\gamma$
T_{selec}^{signal} (en s)	≈ 2400	≈ 3100	≈ 1200	≈ 4000
T_{selec}^{total} (en s)	≈ 2	≈ 10	≈ 2	> 10

TAB. 9.1: Temps de sélection d'une vraie désintégration radiative pour les différentes stratégies à la sortie du niveau 3

Ce tableau donne, pour toutes les configurations, le temps minimum pour sélectionner une vraie désintégration radiative (T_{selec}^{signal}), ainsi que le temps moyen de sélection d'un événement par le schéma de trigger correspondant (T_{selec}^{total}). On en déduit que sont stockés au minimum 1 vrai $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ toutes les 2400 secondes et 1 vrai $B_s \rightarrow \phi\gamma$ toutes les 4000 secondes.

Il faudrait donc simuler au moins 4000 secondes de bruit de fond pour pouvoir mesurer, dans les 2 cas, un rapport signal/bruit supérieur à 1. Cela correspond à 16×10^6 événements $b\bar{b} \rightarrow \mu X$, soit à peu près 500 fois plus que ce dont nous disposons.

Malheureusement, il n'a pas été possible, faute de temps, d'augmenter la statistique. C'est donc avec nos 40000 événements que nous allons présenter les différents critères de sélection.

C'est suffisant pour donner quelques estimations préliminaires, mais il est certain qu'une analyse approfondie nécessitera la production d'échantillons importants de bruits de fond (plusieurs millions d'événements au minimum).

9.3.1 Elimination du bruit de fond dans le détecteur interne

Faute de pouvoir réduire le bruit de fond au niveau du B reconstruit, l'idée est de le réduire au maximum en amont, en particulier dans le détecteur interne, là où le signal est reconstruit avec le plus de précision⁴.

La reconstruction du méson V fait uniquement appel au détecteur interne, nous allons voir qu'elle est loin d'être parfaite⁵ au niveau 3. Une analyse poussée commence donc par un affinage de la reconstruction du V .

Les figures 9.1 à 9.4 confirment ce besoin. On y voit, pour les différents signaux et les différentes stratégies, l'ensemble des mésons V reconstruits. En rouge apparaissent les vrais événements, c'est à dire ceux reconstruits en utilisant la vérité. En blanc figurent

³Car nous connaissons la section efficace de ce signal ainsi que l'efficacité du trigger.

⁴Le signal que l'on recherche est à basse énergie, et dans ce secteur la calorimétrie d'ATLAS est moins performante.

⁵Au niveau 3, on ne demande pas à l'analyse d'être parfaite, mais robuste.

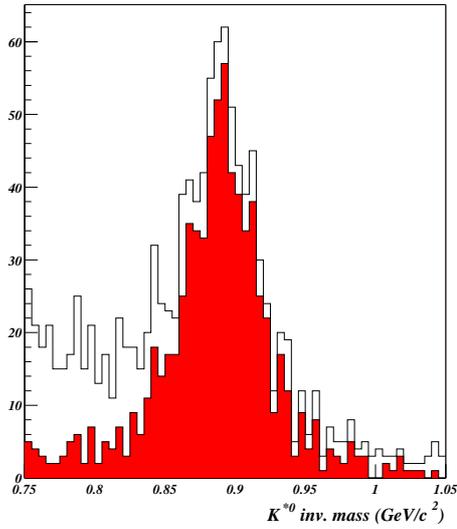


FIG. 9.1: K^{*0} reconstruits dans la configuration A

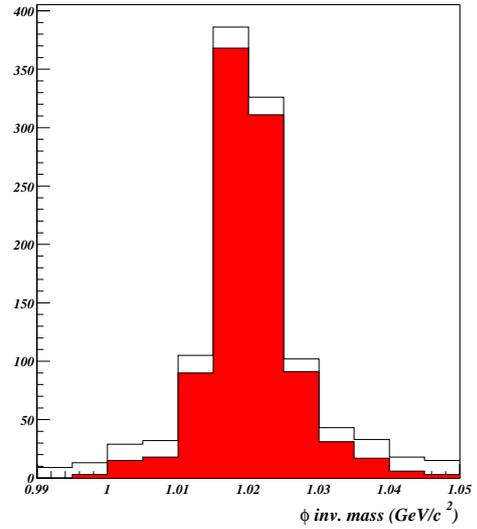


FIG. 9.2: Mésons ϕ reconstruits dans la configuration A

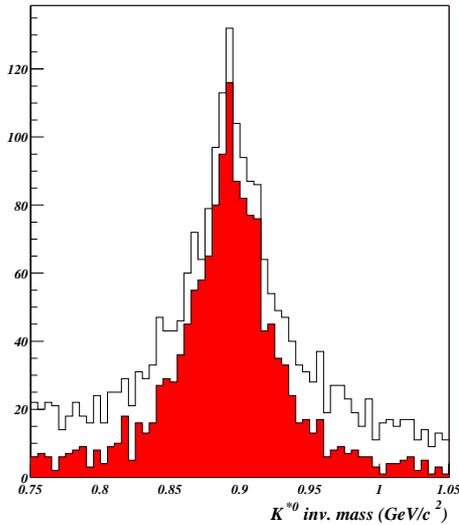


FIG. 9.3: K^{*0} reconstruits dans la configuration B

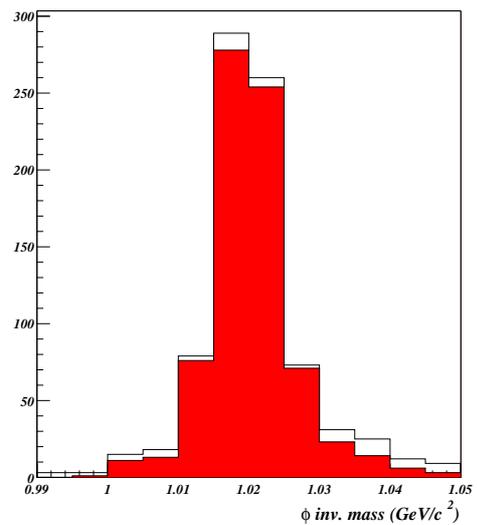


FIG. 9.4: Mésons ϕ reconstruits dans la configuration B

tous les événements reconstruits. Le tableau 9.2 résume la situation, et donne la valeur de la pureté ρ du signal dans le détecteur interne en sortie de niveau 3. La pureté est définie de la manière suivante : $\rho = \frac{E_{vts}^{vrais}}{E_{vts}^{reconstruits}}$. Sont pris en compte les événements appartenant à la fenêtre en masse définie au niveau 3.

On voit bien que si cette dernière est bonne pour ϕ , elle l'est beaucoup moins pour K^{*0} . Quand au bruit de fond, si l'on observe la quantité d'événements qui subsiste après les coupures au niveau 3 (figures 9.5 et 9.6), on voit qu'il reste un nombre non négligeable

9.3 Amélioration de $\frac{S}{B}$ et $\frac{S}{\sqrt{B}}$

	Config. A	Config. B
ρ_ϕ (en %)	85.8 ± 1.1	91.8 ± 1.0
ρ_{K^*0} (en %)	63.0 ± 2.0	63.6 ± 1.0

TAB. 9.2: Pureté du signal dans le détecteur interne, en sortie de niveau 3

d'événements : on en a 131 pour la configuration A et 190 pour la B. Nous disposons là d'une statistique exploitable pour tester nos sélections.

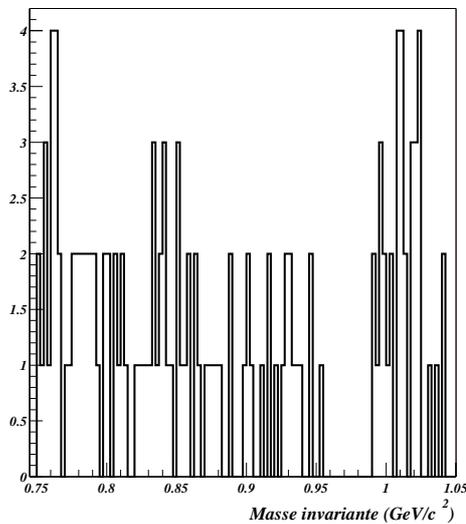


FIG. 9.5: Événements de bruit de fond dans le détecteur interne après le niveau 3 (configuration A)

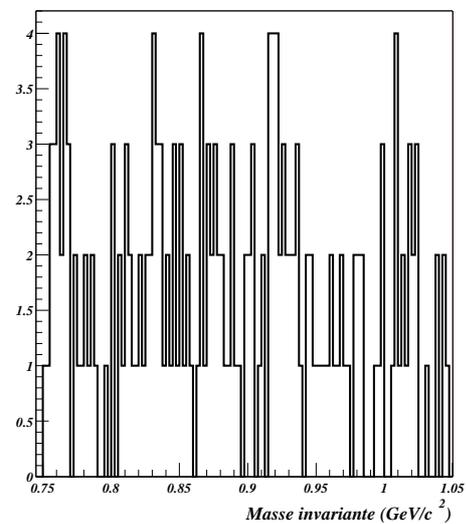


FIG. 9.6: Événements de bruit de fond dans le détecteur interne après le niveau 3 (configuration B)

Nous allons utiliser 2 caractéristiques du signal que nous n'avons abordées que succinctement jusqu'à présent : le vertex déplacé et l'isolation du méson B .

1. Exploitation du vertex déplacé

Nous n'avons pour l'instant utilisé le vertex déplacé qu'une seule fois : lors de la coupure sur le produit des paramètres d'impact faite au niveau 2. Nous pouvons désormais aller plus loin, et nous intéresser à la **longueur transverse** et à la **significativité du paramètre d'impact**.

La première a été présentée au chapitre 8 (figure 8.7). La figure 9.7 montre la même variable, représentée cette fois après le niveau 3 pour les mésons V .

On y retrouve la même situation que pour la figure 8.7, à savoir un bruit de fond provenant à une très large majorité du vertex primaire⁶. Il est assez simple, avec cette

⁶La différence est moins marquée que sur la figure 8.7 car on a fait la coupure sur les paramètres

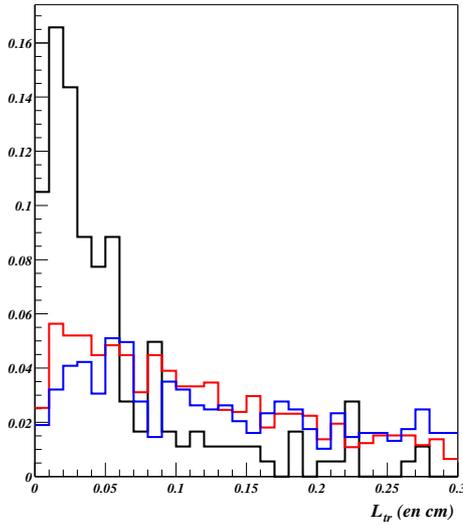


FIG. 9.7: Représentation de la longueur transverse des événements sélectionnés au niveau 3 : pour le bruit de fond en noir, $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ en rouge, et $B_s \rightarrow \phi\gamma$ en bleu.

figure, de dégager une valeur de référence permettant de supprimer une grande quantité de bruit de fond tout en conservant la majeure partie du signal :

$$L_{tr}(B_{s,d}) > 250 \mu m \quad (9.7)$$

La signification du paramètre d'impact n'a, quant à elle, pas encore été définie. Elle correspond à la relation suivante :

$$SIP(A^0) = \frac{A_0}{\sigma_{A^0}} \quad (9.8)$$

où A^0 est le paramètre d'impact de la trace considérée, et σ_{A^0} l'erreur commise sur la mesure de A^0 .

Nous avons vu au chapitre précédent que le signal recherché, puisqu'il est issu d'un vertex déplacé, produit des traces dont le paramètre d'impact est en moyenne plus important que pour le bruit de fond. En clair, le paramètre d'impact que nous recherchons doit être différent de 0. Plus il en est éloigné, mieux c'est.

La valeur 0 doit donc être à un certain nombre de σ_{A^0} de la valeur de A^0 . On comprend alors l'importance de la signification de A^0 , puisque elle traduit justement cet éloignement. On doit avoir $SIP(A^0)$ faible pour le bruit de fond et grand pour le signal. C'est exactement ce qui est observé sur la figure 9.8.

Cela nous permet de définir une nouvelle coupure, applicable à toutes les traces sélectionnées pour reconstruire les mésons V :

$$SIP(A^0) > 1 \quad (9.9)$$

Voilà pour les coupures exploitant le temps de vie du B . Nous allons maintenant utiliser une autre particularité de la désintégration des mésons B : l'isolation.

d'impact.

9.3 Amélioration de $\frac{S}{B}$ et $\frac{S}{\sqrt{B}}$

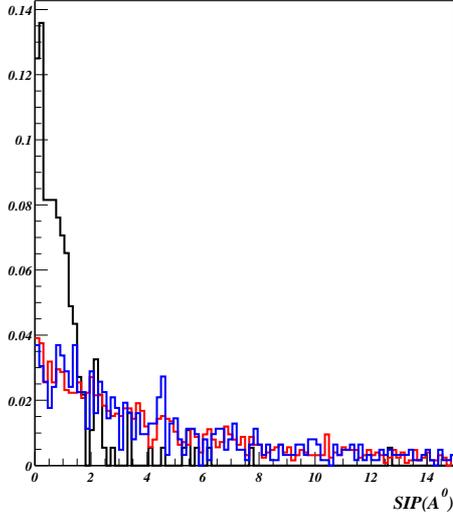


FIG. 9.8: Représentation de la signification du paramètre d'impact des traces sélectionnées au niveau 3 : pour le bruit de fond en noir, $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ en rouge, et $B_s \rightarrow \phi\gamma$ en bleu.

2. Critère d'isolation

Le critère que nous allons décrire ici découle d'une propriété des hadrons B . Il a en effet été démontré que ceux-ci emportent la majeure partie de l'énergie du quark b dont ils sont originaires[78].

Expérimentalement, cela a pour conséquence l'**isolation** du hadron B . En clair, si on regarde ce qui se passe dans son entourage, on ne doit trouver que ses produits de désintégration.

Mais comment est défini cet entourage ? Nous avons vu qu'avec l'impulsion du hadron B , les produits de désintégration sont projetés vers l'avant. La zone où l'on va mesurer l'isolation sera donc un **cône** dont le sommet est le vertex de désintégration du B , et l'angle d'ouverture défini à partir de l'angle entre les produits de désintégration.

Le paramètre d'isolation est alors simple à définir :

$$Isol(B) = \frac{p_T^B}{p_T^B + \sum_{i \in cone} p_T^i} \quad (9.10)$$

Nous prenons ici toutes les traces reconstruites dans le cône ($p_T^i > 0.5 \text{ GeV}/c$). Le problème pour calculer ce paramètre vient de la difficulté à définir le cône à utiliser. Pour définir cette zone il faut la direction du méson V , mais également celle du photon. Et nous allons voir que celle-ci n'est pas définie aussi précisément qu'on le voudrait.

Mais nous pouvons faire de cet inconvénient un avantage. En effet, nous recherchons un photon non converti, les seules traces issues du B dans le détecteur interne sont donc celles provenant de la désintégration du V . On peut donc tout à fait définir le critère d'isolation autour de ces 2 traces, d'autant plus qu'elles ont été sélectionnées de manière à appartenir à un cône de rayon :

$$R_C = \sqrt{\Delta_\phi^2 + \Delta_\eta^2} \quad (9.11)$$

Ce rayon valant **0.14** pour la configuration A, et **0.21** pour la configuration B⁷. Normalement, si l'on analyse l'activité dans un cône de dimension plus importante (**0.3** par exemple) autour de celui-ci, on ne doit pas trouver d'autres traces pour le signal.

Définir ce paramètre autour du méson V présente un autre avantage, cela permet d'éliminer les désintégrations à 3 corps et plus, du type $K^{**} \rightarrow K^{*0}\pi$. L'angle entre les traces étant relativement faible, elles sont toutes contenues dans le cône de référence et leur présence est facilement mise en évidence par l'isolation.

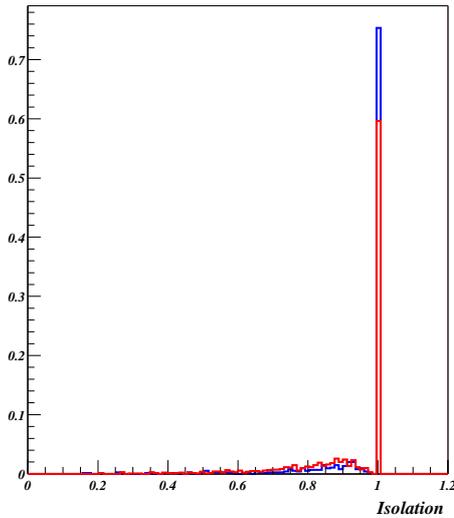


FIG. 9.9: Valeur du paramètre d'isolation pour les différents signaux

C'est bien ce que l'on observe sur la figure 9.9, où le paramètre d'isolation que l'on vient de définir est représenté pour les mésons ϕ (en bleu) et K^{*0} (en rouge). La distribution est piquée à 1, qui est la valeur attendue pour le signal.

Les figures 9.10 et 9.11 montrent les distributions obtenues pour le bruit de fond, avec ou sans pile-up⁸. Si l'on observe également un pic à 1, celui-ci est beaucoup moins important et on constate qu'il y a beaucoup plus de faibles valeurs.

Il est également très encourageant de constater que ce paramètre dépend peu du pile-up. On aurait pu croire le contraire, mais à basse luminosité, les événements restent suffisamment dispersés pour qu'il y ait peu de superpositions.

La coupure que l'on définit ici pourra donc être reprise pour une étude du signal incluant le pile-up :

$$Isol = \frac{p_T^V}{p_T^V + \sum_{i \in cone} p_T^i} > 0.7 \quad (9.12)$$

9.3.2 Résultats préliminaires

Si l'on applique les 3 coupures présentées précédemment, on obtient, en lieu et place des figures 9.1 à 9.4, les distributions 9.12 à 9.15. La première chose que l'on constate est

⁷Il suffit pour le calculer de prendre les critères de sélection du niveau 2 (partie 8.2.2)

⁸Il s'agit là de distributions obtenues avec la configuration A, mais on obtient les mêmes avec la B.

9.3 Amélioration de $\frac{S}{B}$ et $\frac{S}{\sqrt{B}}$

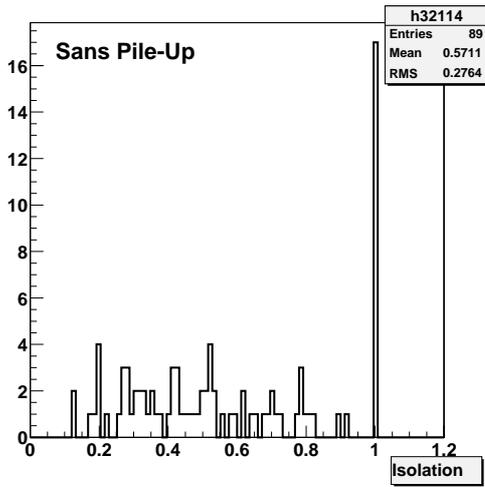


FIG. 9.10: *Isolation pour le bruit de fond sans pile-up*

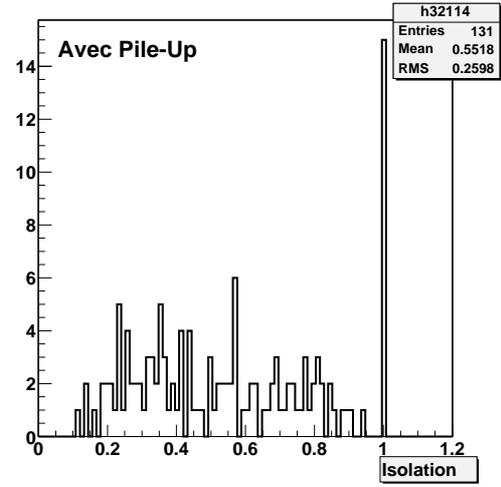


FIG. 9.11: *Isolation pour le bruit de fond avec pile-up basse luminosité (4.6 evts/croisement)*

une très nette amélioration de la pureté du signal. Cela se traduit numériquement par les valeurs du tableau 9.3, où sont données les puretés **après coupures**.

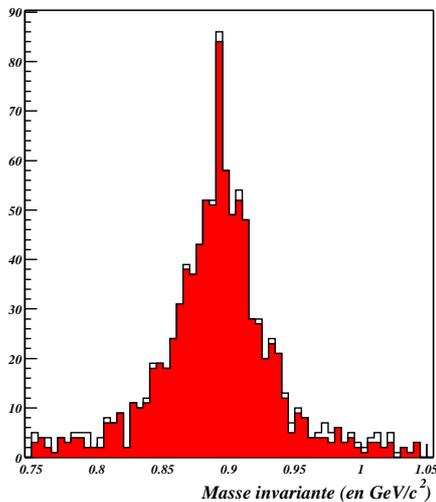


FIG. 9.12: *K^{*0} reconstruits dans la configuration A*

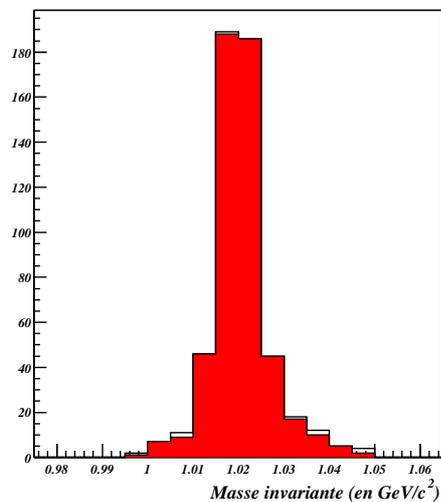


FIG. 9.13: *ϕ reconstruits dans la configuration A*

Ces valeurs sont toutes supérieures à 95%. On peut toutefois se demander si cela ne se fait pas au détriment de l'efficacité de reconstruction du signal.

Le tableau 9.4 donne, pour les différents signaux, les valeurs des efficacités de reconstruction avant⁹ et après ces coupures, ainsi que le rapport entre ces efficacités. Ce rapport

⁹Il s'agit des efficacités en sortie de niveau 3.

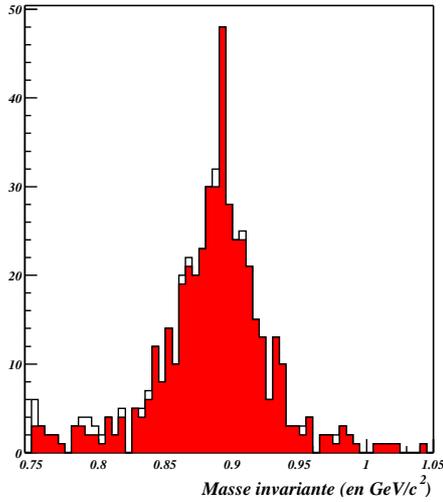


FIG. 9.14: K^{*0} reconstruits dans la configuration B

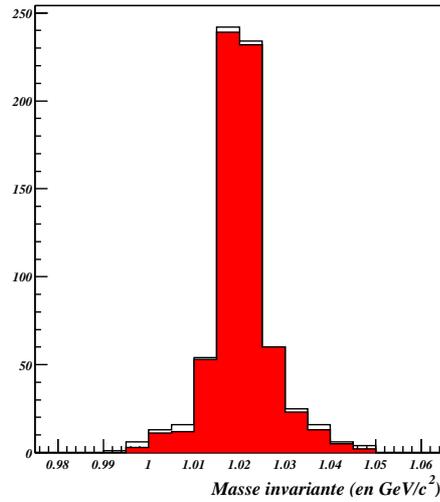


FIG. 9.15: ϕ reconstruits dans la configuration B

	Config. A	Config. B
ρ_ϕ (en %)	96.4 ± 0.8	98.3 ± 0.6
$\rho_{K^{*0}}$ (en %)	96.3 ± 1.0	95.7 ± 0.7

TAB. 9.3: Pureté du signal dans le détecteur interne, après les coupures offline.

Type	Config. A		Config. B	
	$B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$	$B_s \rightarrow \phi\gamma$	$B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$	$B_s \rightarrow \phi\gamma$
ϵ_{L3}^{signal} (en %)	1.73 ± 0.08	5.4 ± 0.2	3.5 ± 0.1	4.2 ± 0.2
$\epsilon_{apres}^{signal}$ (en %)	1.23 ± 0.07	3.7 ± 0.2	2.5 ± 0.1	2.9 ± 0.2
$\frac{\epsilon_{apres}^{signal}}{\epsilon_{L3}^{signal}}$	0.71 ± 0.02	0.69 ± 0.02	0.70 ± 0.01	0.69 ± 0.02

TAB. 9.4: Effet des coupures offline sur l'efficacité de reconstruction

montre que l'on perd environ 30% du signal, ce qui est faible comparé à la diminution drastique du bruit de fond. On passe en effet de 131 à 8 événements pour la configuration A (facteur de rejet **16.4**), et de 190 à 11 événements pour la configuration B (facteur de rejet **17.3**).

Il est alors possible, à partir de ces valeurs et du rapport $\frac{S}{B}$ avant coupures, d'obtenir une estimation du rapport $\frac{S}{B}$ après coupures (en supposant que la repercussion sur le B

9.3 Amélioration de $\frac{S}{B}$ et $\frac{S}{\sqrt{B}}$

est complète) :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{\text{apres}} = \frac{\epsilon_{\text{apres}}^{\text{signal}} \epsilon_{L3}^{\text{bruit}}}{\epsilon_{L3}^{\text{signal}} \epsilon_{\text{apres}}^{\text{bruit}}} \left(\frac{S}{B}\right)_{L3} \quad (9.13)$$

En utilisant cette relation on obtient les valeurs du tableau 9.5 :

Type	Config. A		Config. B	
	$B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$	$B_s \rightarrow \phi\gamma$	$B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$	$B_s \rightarrow \phi\gamma$
$\left(\frac{S}{B}\right)_{L3}$ (en %)	≈ 0.1	≈ 0.3	≈ 0.2	> 0.2
$\left(\frac{S}{B}\right)_{\text{apres}}$ (en %)	≈ 1.0	≈ 3.6	≈ 2.0	> 3.0

TAB. 9.5: Rapport signal/bruit pour les différentes stratégies après les coupures dans le détecteur interne

Ces coupures permettent d'améliorer de manière substantielle le rapport signal/bruit. Celui-ci est maintenant de l'ordre du %, alors que nous étions partis de 10^{-6} . C'est d'autant plus encourageant que nous n'avons pas ici exploité toutes les sélections possibles. De nombreux critères, qui n'ont pas été exploités ici faute de bruit, sont décrits dans l'annexe D.

Les figures 9.16 à 9.19 donnent les valeurs des significances en fonction de $\frac{S}{B}$ et de la luminosité intégrée. Les valeurs de ϵ_{signal} sont celles qui sont indiquées dans le tableau 9.4. La valeur de $\frac{S}{B}$ correspondante est indiquée sur chaque figure par une ligne pointillée blanche.

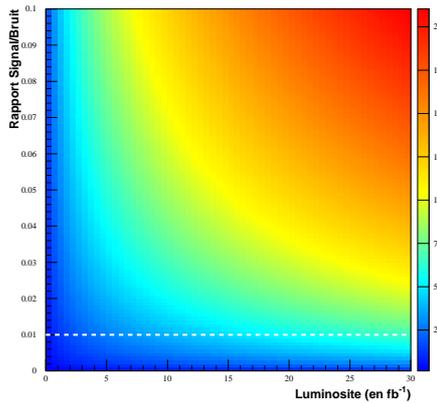


FIG. 9.16: $\frac{S}{\sqrt{B}}$ pour $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$: configuration A. La ligne pointillée représente le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ préliminaire.

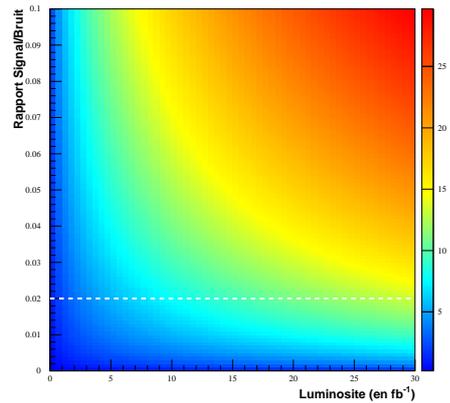


FIG. 9.17: $\frac{S}{\sqrt{B}}$ pour $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$: configuration B. La ligne pointillée représente le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ préliminaire.

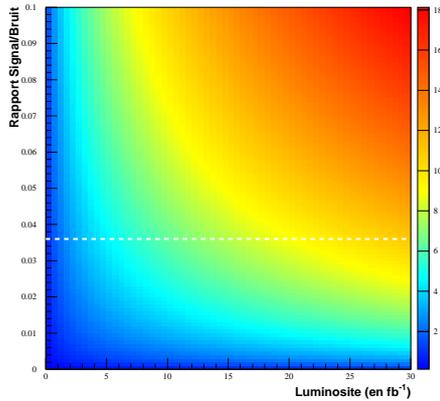


FIG. 9.18: $\frac{S}{\sqrt{B}}$ pour $B_s \rightarrow \phi\gamma$: configuration A. La ligne pointillée représente le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ préliminaire.

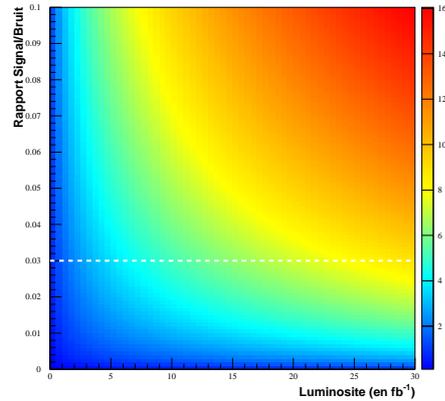


FIG. 9.19: $\frac{S}{\sqrt{B}}$ pour $B_s \rightarrow \phi\gamma$: configuration B. La ligne pointillée représente le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ préliminaire.

Comme on pouvait s'y attendre, le cas de $B_s \rightarrow \phi\gamma$ est plus favorable, et les significances sur la ligne pointillée sont rapidement importantes dans ce cas.

Néanmoins, on voit qu'avec $\frac{S}{B} = 0.01$, qui est le résultat minimal, 1 année à basse luminosité permet d'obtenir une signification supérieure à 5 dans **tous les cas**. Cela signifie que quelle que soit la stratégie employée, on doit pouvoir observer un signal clair après une année à basse luminosité. Si, comme on l'espère, il est possible d'améliorer le rapport $\frac{S}{B}$ sans trop affecter l'efficacité, on voit que la période nécessaire pour observer un excès significatif sera encore plus courte.

Les résultats pour $B_s \rightarrow \phi\gamma$ sont très intéressants puisque l'on obtient une signification supérieure à 5 avec moins de 10 fb^{-1} .

Ces premières estimations sont encourageantes, car elles montrent que les désintégrations radiatives seront clairement visibles dans **ATLAS** après un an de prise de données. Même dans le cas le plus défavorable ($\frac{S}{B}$ pas améliorable par rapport à la valeur actuelle, ce qui est tout à fait improbable), un excès notable sera observable.

9.4 Bilan

Les résultats précédents prouvent une chose : les désintégrations radiatives seront observables dans **ATLAS**. Les résultats concernant la signification nous montrent en effet qu'après un an à basse luminosité, un excès par rapport au bruit de fond attendu sera clairement observable dans les données.

Les mesures de taux de branchements, quant à elles, pourront être effectuées si l'on utilise un canal de référence. Dans le cas contraire, il sera difficile d'éliminer les incertitudes relatives à l'efficacité de reconstruction.

Cette étude, tout comme l'optimisation de l'analyse offline, n'a pas encore été effectuée. On ne pourra en effet mener à bien ce travail que lorsque l'on disposera d'outils de

9.4 Bilan

simulations rapides et réalistes pour **ATLAS**. Nous avons en effet besoin d'une très grande quantité de données simulées.

On voit qu'il est encore un peu tôt pour s'intéresser aux mesures de précisions (l'asymétrie CP par exemple). Qui plus est, ces mesures de précision impliquent également que l'on sait différencier un B d'un \bar{B} . Cette opération, décrite dans l'annexe D, induit forcément de nouvelles incertitudes qui doivent être quantifiées.

De toute manière, la mesure du taux de branchement de $B_s \rightarrow \phi\gamma$ serait déjà très intéressante et riche d'enseignements. Ceci constituerait en effet la première observation des FCNC dans le secteur du B_s .

Conclusion

La vérité vaut bien qu'on passe quelques années sans la trouver.
Jules Renard

Le travail présenté dans cette thèse a permis d'aborder plusieurs domaines de l'expérience **ATLAS**, avec pour point commun à toutes ces études les photons de basse énergie.

1. Performances du calorimètre électromagnétique pour les photons de basse énergie.

Dans cette partie nous avons étudié les tests en faisceau, et plus particulièrement ceux dédiés aux photons, collectés en août 2000 au **CERN**. Une simulation de ces prises de données, basée sur le programme **GEANT4**, a été mise au point afin de comparer les différents paramètres structurels des gerbes de photons.

Outre l'utilisation de **GEANT4**, la principale particularité de cette étude est qu'elle a permis d'obtenir des résultats dépendant de l'énergie du photon. On a pu ainsi reproduire l'évolution de certains paramètres en fonction de l'énergie de la particule (largeur de gerbe par exemple).

Ce travail a montré un bon accord entre données et simulations sur des paramètres simples tels que les largeurs de gerbes où les variables de séparation γ/π^0 . Des divergences sont par contre apparues sur des paramètres structurels tels que le développement latéral de la gerbe. Ces divergences, qui avaient déjà été observées avec **GEANT3**, ont pour origine les difficultés rencontrées pour modéliser le dispositif expérimental. Ce n'est pas **GEANT4** qui pose problème ici, mais plutôt le modèle que l'on utilise.

Ce problème de modélisation ne doit surtout pas être négligé, car il est évident que s'il se pose avec les testbeams, il se posera également avec le détecteur complet. Le travail de compréhension et de décodage qui accompagne ces tests est donc d'une importance tout à fait primordiale.

2. Potentiel d'observation des désintégrations radiatives des mésons B .

Nous passons ici des photons seuls aux photons accompagnés. Mais avant de se plonger dans l'analyse, nous avons commencé par produire les données nécessaires. Tout le processus de production a été décrit au chapitre 7.

Conclusion

Une fois les données produites, il a fallu prouver qu'il sera possible de sélectionner des désintégrations radiatives dans **ATLAS**. Cette partie est la plus importante car si on ne peut pas trouver de schéma de trigger acceptable, le travail s'arrête là.

Nous avons donc développé plusieurs stratégies de trigger différentes pour traquer les canaux testés : $B_s \rightarrow \phi\gamma$ et $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$. Pour plus de flexibilité, nous avons toujours pris soin de fournir nos estimations pour différents seuils en énergies. Il sera en effet certainement nécessaire d'élever ces seuils (principalement au niveau 1, pour tenir compte de l'effet du bruit de fond non $b\bar{b}$). Le nombre d'événements effectivement stockés a donc été donné en fonction des seuils en énergie dans le calorimètre (niveau 1) et dans le détecteur interne (niveau 2).

Dans le cas le plus optimiste, nous avons abouti aux nombres d'événements suivants, pour $30 fb^{-1}$:

$$N_{B_d \rightarrow K^{*0}\gamma} \approx \begin{cases} 6330 \pm 360 \text{ evts} & (\text{Config.A}) \\ 12780 \pm 750 \text{ evts} & (\text{Config.B}) \end{cases} \quad (9.14)$$

$$N_{B_s \rightarrow \phi\gamma} \approx \begin{cases} 4860 \pm 360 \text{ evts} & (\text{Config.A}) \\ 3780 \pm 270 \text{ evts} & (\text{Config.B}) \end{cases} \quad (9.15)$$

Les configurations A et B correspondant à des stratégies différentes, selon que l'on privilégie le B_s ou non. Ces chiffres, comparés à ceux escomptés par les usines à B (1000 $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ pour chaque expérience en 2007, et bien sûr aucun B_s), prouvent qu'il n'est pas inutile de s'intéresser au potentiel d'**ATLAS** dans ce domaine, et que des stratégies de trigger acceptables existent.

D'autre part, le calcul de la signification a montré que celle-ci sera dans tous les cas supérieure à 5 après un an à basse luminosité ($20 fb^{-1}$). Mais ce résultat est préliminaire et sera très certainement amélioré, en particulier pour $B_s \rightarrow \phi\gamma$.

Tout ces chiffres confirment une chose : le **LHC** ne sera pas seulement une nouvelle usine à B , il sera aussi et surtout une usine à désintégrations rares. **BaBar**, **BELLE** et **CLEO** ont découvert le monde des désintégrations rares, et ont permis de grandes avancées dans le domaines des mesures inclusives. Le **LHC** pourra en dresser la carte précise, en explorant en détails le secteur des canaux inclusifs.

3. Perspectives.

Nous avons vu également qu'avant d'arriver à une évaluation précise des paramètres qui nous intéressent (taux de branchements, asymétrie), beaucoup de chemin reste à faire.

La quantité de bruit de fond produite était beaucoup trop faible. Il faudra donc trouver un moyen pour produire plusieurs millions d'événements $b\bar{b} \rightarrow \mu X$. Les *data challenges* (DC) seront une bonne occasion pour s'acquitter de cette tâche. Le DC2, qui se déroule cette année, prévoit par exemple de produire 500000 $b\bar{b} \rightarrow \mu X$ et 300000 $c\bar{c} \rightarrow \mu X$ (qui sont intéressants pour affiner nos estimations de taux de trigger). Mais c'est encore trop peu, et il faudra en parallèle développer des logiciels de simulation rapide et réalistes, pour gagner en temps de calcul. On pourra également se servir des données réelles.

Concernant l'estimation des efficacités de trigger, il faudra aussi disposer d'une simulation réaliste. Pour l'instant, seul le niveau 1 est modélisé. Des programmes plus complets sont testés actuellement au cours des tests en faisceau combinés.

Il faudra également, lorsque les données seront produites, développer des outils d'analyse rigoureux, en s'inspirant de ce qui est présent¹ au chapitre 9 et dans l'annexe C. La question du canal de référence devra également être résolue.

Ce travail montre qu'il sera possible d'observer des désintégrations radiatives dans **ATLAS**, et ce même avec des seuils de trigger élevés. La quantité de données acquises après un an à basse luminosité sera très importante. Il faut maintenant développer une analyse offline performante et pour cela produire de grands quantités de bruit, mais la première partie du chemin est faite.

Bref, ne serait-ce que pour fournir une mesure indépendante de celle de **LHCb**, il serait dommage de se priver d'une telle étude dans **ATLAS**...

Conclusion

Annexes

Annexe A

Calcul de la déviation induite par le champ magnétique.

A.1 Mise en place des paramètres et approximations utilisées

Notre objectif dans cette annexe est d'établir la relation 4.1, que nous rappelons ici :

$$d = \left(\frac{3060}{E_e} \right) cm \quad (\text{A.1})$$

La déviation d'une particule chargée dans un champ magnétique est définie par le rayon de courbure R_c de celle-ci. On a :

$$R_c = \frac{|\mathbf{p}|}{qB} \quad (\text{A.2})$$

où B est l'intensité du champ magnétique, \mathbf{p} l'impulsion de la particule, et q sa charge. Nous supposons qu'à l'intérieur de la bobine de rayon $R = 1 \text{ m}$, le champ est uniforme¹ et vaut $B = 2.04 \text{ Teslas}$.

D'autre part, compte tenu de l'énergie très importante de l'électron, on peut considérer que celui-ci est ultra-relativiste et que l'on a :

$$|\mathbf{p}_e| = \frac{E_e}{c} \quad (\text{A.3})$$

La relation donnant R_c devient, pour l'électron :

$$R_c = \frac{E_e}{ecB} \quad (\text{A.4})$$

A.2 Calcul de la déviation à la sortie de la bobine

La situation est décrite par la figure A.1.

¹Cela donne, au premier ordre, une situation équivalente à celle obtenue avec le champ réel.

A.2 Calcul de la déviation à la sortie de la bobine

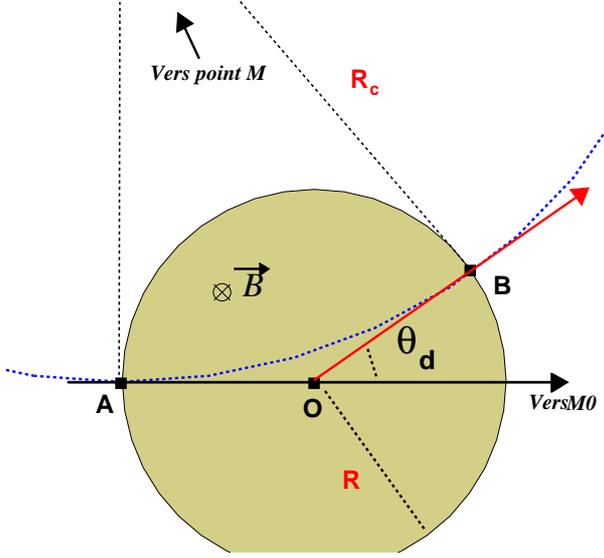


FIG. A.1: Définitions des différents paramètres nécessaires au calcul de la déviation en sortie de bobine.

Le point A est le point d'entrée de l'électron dans la bobine. B est le point où l'électron sort. Le but est ici de calculer les coordonnées de B, car après ce point l'électron n'est plus dévié.

M est le centre du cercle de rayon R_c , qui définit la trajectoire de l'électron dans le champ magnétique. L'origine étant le point O, au centre de la bobine, les coordonnées de M sont $(-R, R_c)$. Les points A et B sont les points d'intersection des 2 cercles, qui sont définis par les équations :

$$\begin{cases} (x + R)^2 + (y - R_c)^2 = R_c^2 \\ x^2 + y^2 = R^2 \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

Un rapide calcul sur ce système nous amène à l'équation suivante :

$$(1 + \alpha)x^2 + 2R\alpha x + R^2(\alpha - 1) = 0 \quad (\text{A.6})$$

où on a posé, par commodité, $\alpha = \left(\frac{R}{R_c}\right)^2$. On résoud ce trinôme et on trouve :

$$x = -R \left(\frac{\alpha \pm 1}{\alpha + 1} \right) \quad (\text{A.7})$$

Soit les coordonnées de A et B, $x_A = -R$ et $x_B = R \left(\frac{1-\alpha}{1+\alpha} \right)$. On déduit la coordonnée y_B immédiatement, on a alors :

$$x_B = R \left(\frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} \right) \quad \text{et} \quad y_B = 2R_c \left(\frac{\alpha}{1 + \alpha} \right) \quad (\text{A.8})$$

Au passage on vérifie que cette valeur est physiquement acceptable. En effet, si l'électron est très dur, on a R_c très grand et donc α petit. La valeur de y_B est donc petite, c'est bien ce que l'on obtient.

A.3 Calcul de la déviation à l'entrée du module 0

Si l'on reprend la figure A.1, on voit que la direction de l'électron à la sortie de la bobine est donnée par l'angle θ_d et la flèche rouge. Or on a :

$$\tan \theta_d = \frac{x_B}{y_B} = \frac{2\sqrt{\alpha}}{1 - \alpha} \quad (\text{A.9})$$

Soit L la distance entre le centre de la bobine et l'entrée du module 0, on a donc la déviation suivante à l'entrée de la bobine :

$$d = L \tan \theta_d = \frac{2L\sqrt{\alpha}}{1 - \alpha} \quad (\text{A.10})$$

Or $\alpha = \left(\frac{RecB}{E_e}\right)^2$, on en déduit :

$$d = L \tan \theta_d = \frac{2LRecB}{E_e} \left(\frac{1}{1 - \left(\frac{RecB}{E_e}\right)^2} \right) \quad (\text{A.11})$$

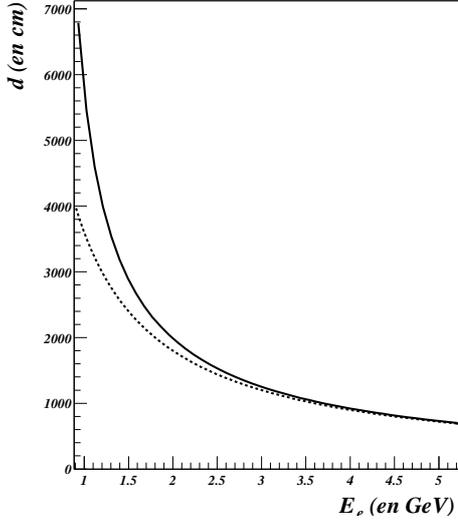


FIG. A.2: Comparaison de la valeur exacte (trait plein), à la valeur approchée de la déviation (pointillés)

Sachant que $L = 25 \text{ m}$, la seule inconnue reste E_e et on a :

$$d = \frac{3060}{E_e} \left(\frac{1}{1 - \left(\frac{0.612}{E_e}\right)^2} \right) \quad (\text{A.12})$$

avec d en cm et E_e en GeV. Comme E_e est relativement grande, on a :

$$d \approx \frac{3060}{E_e} \quad (\text{A.13})$$

La figure A.2 montre que cette approximation est justifiée à partir de 2 GeV.

Annexe B

Calcul du taux de désintégration du canal exclusif $B \rightarrow V\gamma$

B.1 Rappel du problème

Notre objectif est le calcul détaillé du taux de désintégration d'un méson B pseudo-scalaire en un photon et un méson vecteur V . La définition des paramètres cinématiques est donnée dans la figure B.1. Le photon et V sont définis par leur quadri-impulsion, mais également par leurs vecteurs de polarisation (particules de spin 1).

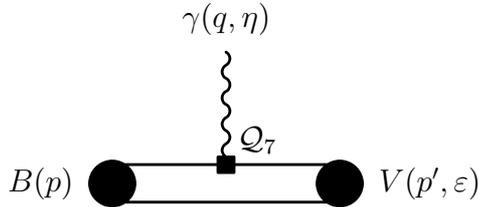


FIG. B.1: Description du mode exclusif $B \rightarrow V\gamma$

La largeur de désintégration partielle est donnée par (rappel du chapitre 2) :

$$d\Gamma(B \rightarrow V\gamma) = \frac{(2\pi)^4}{2m_B} |\mathcal{M}|^2 d\mathcal{Q} \quad (\text{B.1})$$

Commençons par l'étape la plus simple : la cinématique de la désintégration.

B.2 Paramètres cinématiques et élément d'espace de phase

On considère la désintégration dans le référentiel du B au repos, on a donc :

$$p = \begin{pmatrix} m_B \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

B.2 Paramètres cinématiques et élément d'espace de phase

La conservation de l'énergie et celle de l'impulsion nous permettent de déduire p' et q :

$$p' = \begin{pmatrix} \frac{m_B^2 + m_V^2}{2m_B} \\ 0 \\ 0 \\ \frac{m_B^2 - m_V^2}{2m_B} \end{pmatrix}, q = \begin{pmatrix} \frac{m_B^2 - m_V^2}{2m_B} \\ 0 \\ 0 \\ \frac{m_V^2 - m_B^2}{2m_B} \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

Par souci de simplicité, on choisit l'axe z pour qu'il soit aligné avec le méson V . Calculons maintenant l'élément d'espace de phase. On a [19] :

$$d\mathcal{Q} = \delta^4(p - p' - q) \frac{d^3k}{(2\pi)^3 2E_\gamma} \frac{d^3p'}{(2\pi)^3 2E_V} \quad (\text{B.4})$$

Le δ^4 peut s'écrire :

$$\delta^4(p - p' - q) = \delta^3(\mathbf{p}' + \mathbf{q}) \delta(E_B - E_V - E_\gamma) \quad (\text{B.5})$$

On peut donc éliminer une variable :

$$d\mathcal{Q} = \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{d^3k}{4E_\gamma E_V} \delta(E_B - E_V - E_\gamma) \quad (\text{B.6})$$

Or $d^3k = k^2 dk d\Omega$, où $d\Omega$ correspond à la partie angulaire de $d\mathcal{Q}$, d'où :

$$d\mathcal{Q} = \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{k^2 dk d\Omega}{4E_\gamma E_V} \delta(E_B - E_V - E_\gamma) \quad (\text{B.7})$$

Il faut maintenant se débarrasser du dernier δ , c'est à dire intégrer sur les énergies. On peut montrer, en partant de la conservation de l'énergie totale, que :

$$dk = \frac{E_V}{E_B} dE_B \quad (\text{B.8})$$

Soit :

$$d\mathcal{Q} = \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{E_\gamma dE_B d\Omega}{4E_B} \delta(E_B - E_V - E_\gamma) \quad (\text{B.9})$$

L'intégration est triviale :

$$d\mathcal{Q} = \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{E_\gamma}{4E_B} d\Omega \quad (\text{B.10})$$

En reprenant l'équation B.1, on arrive donc à la relation :

$$d\Gamma(B \rightarrow V\gamma) = \frac{1}{64\pi^2} \frac{m_B^2 - m_V^2}{m_B^3} |\mathcal{M}|^2 d\Omega \quad (\text{B.11})$$

La première étape est terminée, il faut maintenant calculer l'élément de matrice \mathcal{M} .

B.3 Element de matrice

Le photon étant réel, on sait que son hélicité vaut forcément ± 1 . Par conservation de cette dernière, celle du méson V est donc elle-aussi forcément non-nulle. On en déduit la valeur de l'élément de matrice :

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{-1} + \mathcal{M}_{+1} \quad (\text{B.12})$$

où $\mathcal{M}_\lambda = \langle V(\lambda)\gamma | \mathcal{H}_{eff}(\lambda) | B \rangle$.

Une autre conséquence du fait que le photon soit *on-shell* est que l'opérateur \mathcal{Q}_7 se simplifie :

$$\mathcal{Q}_7(\lambda) = -\frac{ie}{2\pi^2} \bar{s}\sigma^{\mu\nu} q_\nu(m_\lambda b_\lambda) \quad (\text{B.13})$$

avec $m_{+1} = m_b$ et $m_{-1} = m_s$. On en déduit, avec l'OPE, l'hamiltonien effectif de la transition :

$$\mathcal{H}_{eff}(\lambda) = -\frac{ie}{2\pi^2} \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{ts}^* V_{tb}| |C_{7eff}| \bar{s}\sigma^{\mu\nu} q_\nu(m_\lambda b_\lambda) \quad (\text{B.14})$$

D'où l'expression de la largeur partielle de désintégration :

$$d\Gamma(B \rightarrow V\gamma) = \frac{\alpha G_F^2}{128\pi^5} \frac{m_B^2 - m_V^2}{m_B^3} |V_{ts}^* V_{tb}|^2 |C_{7eff}|^2 \langle \rangle^* \langle \rangle d\Omega \quad (\text{B.15})$$

avec :

$$\langle \rangle = \langle V | \bar{s}\sigma^{\mu\nu} q_\nu(m_b b_R + m_s b_L) | B \rangle \quad (\text{B.16})$$

Contrairement au cas inclusif, nous sommes cette fois-ci obligés de calculer l'élément de matrice hadronique. On peut montrer [52],[53] que celui-ci ne dépend que d'un seul facteur de forme ξ_\perp . En effet, en utilisant le fait que $q^2 = 0$, les équations (6) à (14) de [53] se simplifient et on obtient :

$$\langle \rangle = 2\xi_\perp(0) (\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (m_b \epsilon_{+1\nu} + m_s \epsilon_{-1\nu}) p_\rho p'_\sigma - i(m_B^2 - m_V^2)(m_b \epsilon_{+1}^\mu + m_s \epsilon_{-1}^\mu)) \quad (\text{B.17})$$

avec ϵ_λ vecteur de polarisation du méson V [2] :

$$\epsilon_{\lambda=\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (1, \pm i, 0) \quad \text{et} \quad \epsilon_{\lambda=0} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, \pm i, 0) \quad (\text{B.18})$$

L'analyse du premier terme montre que seul les coefficients $\epsilon^{1203} = -1$ et $\epsilon^{2103} = 1$ sont à prendre en compte. Cela donne :

$$\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (m_b \epsilon_{+1\nu} + m_s \epsilon_{-1\nu}) = \frac{m_B^2 - m_V^2}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ i(m_b - m_s) \\ m_b - m_s \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.19})$$

Soit finalement :

$$\langle \rangle = -\frac{\xi_\perp(0)}{\sqrt{2}} (m_B^2 - m_V^2) \begin{pmatrix} 0 \\ i(m_b - m_s) \\ m_b - m_s \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.20})$$

Et, par suite :

$$\langle \rangle^* \langle \rangle = |\xi_\perp(0)|^2 (m_B^2 - m_V^2)^2 (m_b - m_s)^2 \quad (\text{B.21})$$

B.4 Résultat final

Reprenons le dernier résultat et injectons le dans l'équation B.15, cela donne :

$$d\Gamma(B \rightarrow V\gamma) = \frac{\alpha G_F^2}{128\pi^5} \frac{(m_b - m_s)^2}{m_B^3} (m_B^2 - m_V^2)^3 |V_{ts}^* V_{tb}|^2 |C_{7eff}|^2 |\xi_\perp(0)|^2 d\Omega \quad (\text{B.22})$$

Il n'y a pas de dépendance angulaire, l'intégrale sur $d\Omega$ est donc triviale et nous permet d'obtenir immédiatement le résultat final :

$$\Gamma(B \rightarrow V\gamma) = \frac{\alpha G_F^2}{32\pi^4} \frac{(m_b - m_s)^2}{m_B^3} (m_B^2 - m_V^2)^3 |V_{ts}^* V_{tb}|^2 |C_{7eff}|^2 |\xi_\perp(0)|^2 \quad (\text{B.23})$$

On peut, en première approximation, négliger la masse du quark s . Cela revient à dire que dans le cas d'un méson \bar{B} (resp. B), le photon émis sera gauche (resp. droit).

Le taux de désintégration approché est donc :

$$\Gamma(B \rightarrow V\gamma) = \frac{\alpha G_F^2}{32\pi^4} \frac{m_b^2}{m_B^3} (m_B^2 - m_V^2)^3 |V_{ts}^* V_{tb}|^2 |C_{7eff}|^2 |\xi_\perp(0)|^2 \quad (\text{B.24})$$

Annexe C

Calcul des distributions angulaires de la désintégration $B \rightarrow V(\rightarrow ab)\gamma$

C.1 Rappel du problème

L'objectif de cette annexe est de démontrer la relation suivante :

$$\frac{d\Gamma(B \rightarrow V(\rightarrow ab)\gamma)}{d\cos\theta d\phi} \propto \sin^2\theta(m_b^2 + m_s^2 + 2m_b m_s \cos 2\phi) \quad (\text{C.1})$$

Cette relation nous permet de déterminer la structure cinématique des événements $B \rightarrow V(\rightarrow ab)\gamma$. On sait de plus que l'on a :

$$\frac{d\Gamma(B \rightarrow V(\rightarrow ab)\gamma)}{d\cos\theta d\phi} \propto |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{C.2})$$

avec \mathcal{M} défini par :

$$\mathcal{M} = \sum_{\lambda} \mathcal{M}_{\lambda} = \sum_{\lambda} \langle V_{\lambda}\gamma | \mathcal{H}_{eff}(\lambda) | B \rangle \times A(V_{\lambda} \rightarrow ab) \quad (\text{C.3})$$

La première partie (l'élément de matrice) a été déterminée dans l'**annexe B** (Equation B.20). Il nous faut donc maintenant déterminer l'amplitude $A(V_{\lambda} \rightarrow ab)$.

C.2 Distributions angulaires de la désintégration $V \rightarrow ab$

C.2.1 Quelques nombres quantiques

Nous nous placerons, tout au long de cette partie, dans le repère d'hélicité de V . Le méson V est un état $J = 1$. Dans le repère d'hélicité, il n'y a que deux solutions pour la projection M de J^1 : parallèle ou antiparallèle à l'axe z ($M = +1$ ou $M = -1$).

Par conservation de J , on a également $J = 1$ pour l'état final. Par contre, a et b sont de spin 0, donc forcément d'hélicité nulle. On a également $L = 0$ (on est dans le centre de masse), soit forcément $M' = 0$ pour l'état final.

¹ J désigne le moment angulaire total : $J = L + S$, où L est le moment angulaire orbital et S le spin. On a $L_V = 0$ (V est au repos), donc forcément $M_V = \pm S_V = \pm 1$

C.2.2 Mise en forme du problème

Soit \mathbf{p}_a l'impulsion de a , on a :

$$\begin{aligned}
 A(V(JM) \rightarrow ab(JM', \mathbf{p}_a)) &= \langle JM', \mathbf{p}_a | \mathcal{H} | JM, \mathbf{z} \rangle \\
 &= \sum_{J'', M''} \langle JM', \mathbf{p}_a | J'' M'', \mathbf{z} \rangle \underbrace{\langle J'' M'', \mathbf{z} | \mathcal{H} | JM, \mathbf{z} \rangle}_{= F^{V \rightarrow ab} \delta_{J J''} \delta_{M M''}} \\
 &= \langle JM', \mathbf{p}_a | JM, \mathbf{z} \rangle F^{V \rightarrow ab}
 \end{aligned} \tag{C.4}$$

On a utilisé ici la condition d'unitarité, appliquée dans la direction \mathbf{z} . On remarque que $F^{V \rightarrow ab}$ est un facteur de forme qui ne dépend en aucune manière de la direction de a . La dépendance angulaire est contenue dans le premier facteur. C'est le calcul de ce terme qui va nous donner accès aux distributions que l'on recherche.

L'état $|JM', \mathbf{p}_a\rangle$ n'est pas autre chose que l'état $|JM', \mathbf{z}\rangle$ ayant subi une rotation $R(\alpha\beta\gamma)$, α , β , et γ étant les trois angles d'Euler définis sur la figure 7.2. Nous allons donc procéder en 2 étapes :

1. **Rotation** : on exprime $|JM', \mathbf{p}_a\rangle$ en fonction de $|JM', \mathbf{z}\rangle$.
2. **Projection** : on projette le résultat obtenu sur la base des $|JM, \mathbf{z}\rangle$.

C.2.3 Rotation

La relation entre $|JM', \mathbf{p}_a\rangle$ et $|JM', \mathbf{z}\rangle$ est évidente :

$$\begin{aligned}
 |JM', \mathbf{p}_a\rangle &= R(\alpha\beta\gamma) |JM', \mathbf{z}\rangle \\
 &= e^{-i\gamma J_z''} e^{-i\beta J_{y'}} e^{-i\alpha J_z} |JM', \mathbf{z}\rangle \\
 &= e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z} |JM', \mathbf{z}\rangle
 \end{aligned} \tag{C.5}$$

Les J_i sont les opérateurs de moment angulaire. La dernière égalité est obtenue en remarquant que :

$$e^{-i\beta J_{y'}} = e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{i\alpha J_z} \quad \text{et} \quad e^{-i\gamma J_z''} = e^{-i\beta J_{y'}} e^{-i\gamma J_z'} e^{i\beta J_{y'}} \tag{C.6}$$

Pour $J = 1$, on a [80] :

$$J_y = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad J_z = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{C.7}$$

Les matrices de rotation correspondantes s'obtiennent en développant l'exponentielle et en remarquant que $J_i^3 = J_i$:

$$\begin{aligned}
 e^{-i\theta J_i} &= \sum_n \frac{(-i\theta J_i)^n}{n!} \\
 &= \sum_{2p+1} \frac{(-i\theta)^{2p+1}}{(2p+1)!} J_i + \sum_{2p} \frac{(-i\theta)^{2p}}{(2p)!} J_i^2 + 1 - J_i^2 \\
 &= i J_i \sin \theta - J_i^2 \cos \theta + 1 - J_i^2
 \end{aligned} \tag{C.8}$$

Cela nous donne les relations suivantes :

$$e^{-i\theta J_y} = \begin{pmatrix} \cos^2 \frac{\theta}{2} & -i \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} & \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ i \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} & \cos \theta & -i \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} \\ \sin^2 \frac{\theta}{2} & i \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} & \cos^2 \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \quad e^{-i\theta J_z} = \begin{pmatrix} e^{-i\theta} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\theta} \end{pmatrix} \quad (\text{C.9})$$

Ces relations vont nous être utiles pour la projection.

C.2.4 Projection

On utilise, comme dans l'équation C.3, la condition d'unitarité, mais en l'intercalant entre chaque rotation. On a :

$$\begin{aligned} |JM', \mathbf{p}_a\rangle &\stackrel{|i\rangle \equiv |J_i, \mathbf{z}\rangle}{=} \sum_{i,j,k} |i\rangle \langle i| e^{-i\alpha J_z} |j\rangle \langle j| e^{-i\beta J_y} |k\rangle \langle k| e^{-i\gamma J_z} |M'\rangle \\ &= \sum_i e^{i(\gamma M' + \alpha i)} \langle i| e^{-i\beta J_y} |M'\rangle |i\rangle \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

Le passage à la deuxième ligne s'explique par le fait que la matrice $e^{-i\theta J_z}$ est diagonale, donc que $\langle j| e^{-i\theta J_z} |k\rangle = \delta_{jk} \langle j| e^{-i\theta J_z} |k\rangle = e^{ik\theta}$. Le cas qui nous intéresse est le cas $i = M$. On a alors :

$$|JM', \mathbf{p}_a\rangle = e^{i(\gamma M' + \alpha M)} \langle M| e^{-i\beta J_y} |M'\rangle |JM, \mathbf{z}\rangle \quad (\text{C.11})$$

On en déduit la valeur de notre facteur de dépendance angulaire :

$$\langle JM', \mathbf{p}_a | JM, \mathbf{z} \rangle = e^{-i(\gamma M' + \alpha M)} \langle M' | e^{-i\beta J_y} | M \rangle \quad (\text{C.12})$$

Nous avons vu dans le premier paragraphe que l'on a $M = \lambda = \pm 1$, et $M' = 0$. On en déduit immédiatement :

$$\langle 10, \mathbf{p}_a | 1\lambda, \mathbf{z} \rangle = -\lambda i \frac{\sin \beta}{\sqrt{2}} e^{-i\alpha\lambda} \quad (\text{C.13})$$

En définissant \mathbf{p}_a de la même manière que sur la figure 7.1, c'est à dire avec les angles θ et ϕ , on obtient² :

$$\langle 10, \mathbf{p}_a | 1\lambda, \mathbf{z} \rangle = -\lambda i \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} e^{-i\lambda\phi} \quad (\text{C.14})$$

Ce résultat correspond à la distribution angulaire recherchée. On vérifie au passage que le résultat est physiquement acceptable. En effet, pour $\theta = 0$ l'amplitude de la désintégration est nulle, ce qui est prévisible car l'état final $M = 1$ est interdit pour des raisons d'hélicité.

²On a la relation $(\alpha, \beta, \gamma) = (\phi, \theta, -\phi)$.

C.3 Calcul de \mathcal{M}^2

On a :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M} &= \mathcal{M}_{+1} + \mathcal{M}_{-1} \\
 &\propto \begin{pmatrix} 0 \\ im_b \\ m_b \\ 0 \end{pmatrix} \langle 10, \mathbf{p}_\alpha | 11, \mathbf{z} \rangle - \begin{pmatrix} 0 \\ im_s \\ m_s \\ 0 \end{pmatrix} \langle 10, \mathbf{p}_\alpha | 1-1, \mathbf{z} \rangle \\
 &\propto -i \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ im_b e^{-i\phi} + im_s e^{i\phi} \\ m_b e^{-i\phi} + m_s e^{i\phi} \\ 0 \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{C.15}$$

Le calcul de \mathcal{M}^2 ne pose pas de difficultés :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}^2 &\propto \sin^2 \theta (m_b e^{i\phi} + m_s e^{-i\phi})(m_b e^{-i\phi} + m_s e^{i\phi}) \\
 &\propto \sin^2 \theta (m_b^2 + m_s^2 + 2m_b m_s \cos 2\phi)
 \end{aligned} \tag{C.16}$$

Ce qui correspond au résultat attendu.

Annexe D

Outils d'analyse (offline).

Cette annexe présente quelques paramètres qui n'ont pas été utilisés dans le chapitre 9. En effet, nous n'avons pas suffisamment de statistiques pour les inclure dans notre analyse préliminaire. Mais ce sont des paramètres très utiles pour une analyse plus poussée.

D.1 Temps de vol du méson B

D.1.1 Définition

Le temps de vie du méson B est un paramètre que nous avons déjà largement exploité. Le vertex déplacé en est en effet la conséquence directe. Comme on connaît la position du vertex du B , on peut, si l'on connaît également la position du vertex primaire, remonter à la longueur de vol du méson B , calculée dans le repère du laboratoire :

$$L_{vol} = \sqrt{(x_B - x_P)^2 + (y_B - y_P)^2 + (z_B - z_P)^2} \quad (\text{D.1})$$

Le temps de vie propre¹ du B est alors obtenu par la relation :

$$\tau_B^{propre} = \frac{L_{vol} m_B}{c p_B} \quad (\text{D.2})$$

Ce temps de vie vaut en moyenne $(1.542 \pm 0.016) \times 10^{-12}$ s pour le B_d , et $(1.461 \pm 0.057) \times 10^{-12}$ s pour le B_s [19]. Il est plus faible pour les mésons et les baryons charmés, plus important pour les autres types de hadrons². Mesurer ce temps de vie permet donc d'avoir une confirmation intéressante de la présence de beauté dans l'événement considéré.

Pour cela, nous avons donc besoin de trois choses : l'impulsion du B , son vertex de désintégration, et le vertex primaire. Il ne nous manque que le dernier point.

D.1.2 Détermination du vertex primaire

Le vertex primaire correspond au point où a lieu l'interaction principale. En principe il est simple à déterminer : on prend toutes les traces du détecteur interne deux à deux, et

¹C'est à dire dans le référentiel où il est au repos.

²On parle ici bien sûr des hadrons se désintégrant fortement.

D.1 Temps de vol du méson B

l'on essaye de former des vertex proches de l'axe du faisceau. Le vertex primaire est le point où l'on forme le plus de vertex.

Le principe est simple, mais sa mise en œuvre peut poser quelques difficultés. En particulier, s'il y a du pile-up, il y a forcément plusieurs vertex primaires. Il faut donc tenir compte de ce facteur. Pour ce faire, une routine de recherche du vertex primaire a été développée, routine qui comporte trois étapes :

- **1. Recherche de vertex intéressants** : il y a beaucoup de traces issues du vertex primaire, on peut donc former beaucoup de vertex en prenant les traces deux à deux³. On peut se permettre d'être beaucoup plus restrictifs que pour la recherche du V . C'est pour cela qu'on ne retient que les vertex tels que $\chi^2 < 0.5$. En comparaison, nous avons $\chi^2 < 4$. pour le V . Cela permet en plus d'avoir une meilleure résolution. D'autre part, pour limiter le temps de calcul et pour atténuer l'influence du pile-up, on ne considère que les traces telles que $p_T > 0.8 \text{ GeV}/c$. Enfin, le vertex primaire étant dans la zone d'interaction d'**ATLAS**, on ne conserve que les vertex tels que $L_{tr}^{vertex} < 300 \mu\text{m}$ et $-20 \text{ cm} < z^{vertex} < 20 \text{ cm}$.
- **2. Recherche de “grumeaux” sur l'axe z** : nous avons plusieurs vertex, et comme il y a du pile-up ces vertex ne sont pas tous regroupés dans la même zone. La première chose à faire est donc de les regrouper en paquets⁴ sur l'axe du faisceau. C'est en effet la coordonnée z qui est la plus importante, car pour x et y , on a des résultats comparables pour tous les vertex, alors qu'en z les différents vertex primaires sont éloignés de plusieurs millimètres. Les grumeaux sont formés de la manière suivante : pour chaque vertex formé, on commence par regarder s'il appartient à un grumeau, c'est à dire s'il est à moins de 1 mm sur l'axe z d'un grumeau existant. Si c'est le cas, on ajoute le vertex au grumeau, sinon, on forme un nouveau grumeau.
- **3. Calcul des coordonnées des différents grumeaux** : une fois tous les grumeaux formés, on calcule les 3 coordonnées de tous les vertex primaires correspondants. On a alors, en sortie de programme, le nombre de vertex primaires formés, avec pour chacun d'eux le nombre de vertex contenus dans le grumeau, et les coordonnées du grumeau.

C'est évidemment une routine assez basique, mais elle permet d'obtenir d'assez bon résultats. La figure D.1 montre la résolution obtenue pour des événements de signal.

Le fit gaussien (voir la figure), donne une résolution de **110 μm** sur la coordonnée z du vertex primaire, pour des événements $B_s \rightarrow \phi\gamma$. C'est tout à fait correct compte tenu de la simplicité de l'algorithme mis en œuvre. Pour le même échantillon, on obtient un résultat moins bon pour le vertex secondaire du B_s : **290 μm** . C'est normal car on a beaucoup plus de traces pour le vertex primaire (voir le point 1. de la description de l'algorithme), donc une meilleure précision pour celui-ci.

D'autre part, des tests ont été effectués sur les événements de bruit de fond contenant

³L'idéal serait d'essayer de former un vertex à partir de plus de 2 traces, mais nous n'avons ici besoin que d'une analyse rapide et basique.

⁴Egalement appelés “grumeaux”.

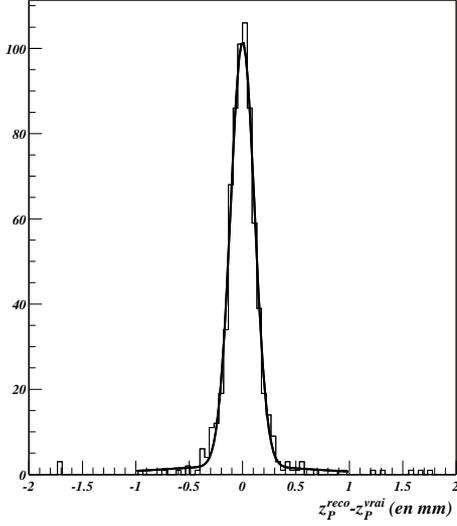


FIG. D.1: Résolution sur le paramètre z_P pour des événements $B_s \rightarrow \phi\gamma$.

du pile-up. Les différents vertex primaires sont bien retrouvés.

Il s'agit ensuite de choisir le bon, mais ce n'est pas le rôle de la routine de recherche. Nous n'avons pas ce problème pour le signal (pas de pile-up), mais si l'on a plusieurs vertex primaires, il suffit généralement de prendre celui qui est le plus proche du vertex secondaire.

D.1.3 Résultats

Le vertex primaire une fois reconstruits, nous avons tous les éléments pour déterminer τ_B^{propre} . Le résultat est montré sur les figures D.2 et D.3, pour B_d et B_s respectivement.

Les valeurs sont bien celles qui sont attendues pour des mésons B . On voit qu'une coupure du type $0.3 \text{ ps} < \tau_B^{propre}$ permet de garder la majeure partie du signal. L'effet sur le bruit de fond devra être quantifié, mais cette coupure permettra de supprimer les particules ayant une durée de vie incompatible avec celle des hadrons B .

On peut également s'intéresser à la résolution en temps de vie, c'est à dire comparer le temps de vie du B généré à celui du B reconstruit. C'est ce qui est représenté sur les figures D.4 et D.13. On voit que la résolution est assez mauvaise dans les 2 cas : 310 ps pour B_d et 550 ps pour B_s . Ceci s'explique à cause de la mauvaise résolution que l'on a sur p_B (voir la partie D.3). On pourra améliorer cette résolution en améliorant celle de p_B , c'est à dire en corrigeant l'impulsion du photon. Il sera nécessaire, si l'on veut faire des mesures de précision sur le B_s , d'avoir une bonne résolution en temps.

D.2 Distance minimale d'approche.

Nous nous sommes concentrés au chapitre 9 sur le détecteur interne, principalement pour des raisons de statistique. Il ne faut toutefois pas négliger l'information apportée par le photon.

D.2 Distance minimale d'approche.

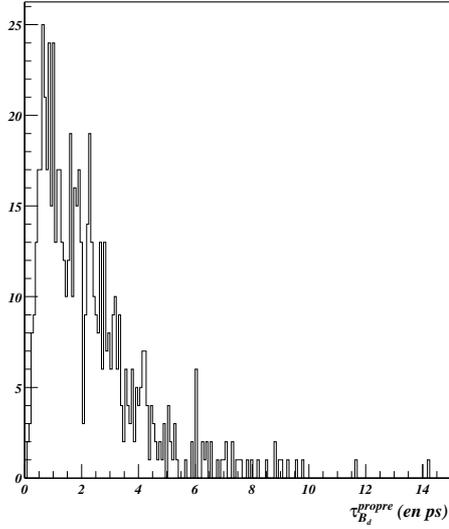


FIG. D.2: Temps de vie des mésons B_d (configuration B)

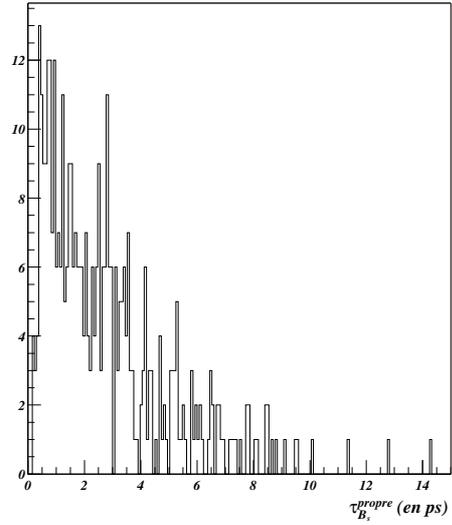


FIG. D.3: Temps de vie des mésons B_s (configuration B)

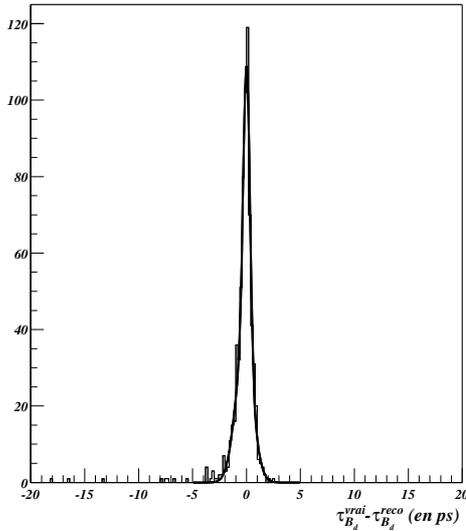


FIG. D.4: Résolution sur le temps de vie des mésons B_d (configuration B)

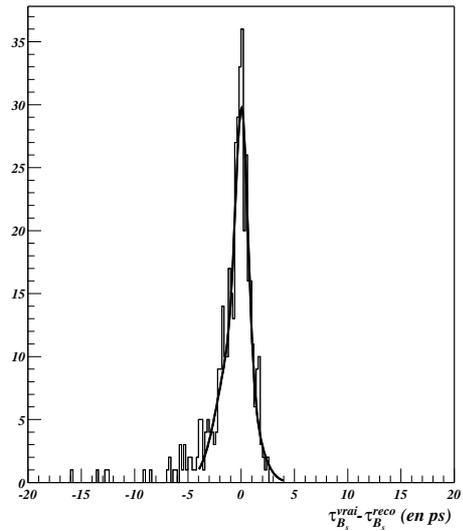


FIG. D.5: Résolution sur le temps de vie des mésons B_s (configuration B)

Nous disposons en particulier de données relativement précises quant à la direction de la gerbe. Il est assez simple de prolonger cette direction dans le détecteur interne⁵. Comme le vertex de désintégration du méson V est également celui du B , le photon doit naturellement pointer dans la direction de ce vertex.

En pratique ce n'est pas exactement le cas, mais la **distance minimale d'approche** entre la direction du photon et la position du vertex reste faible pour le signal.

⁵Le photon étant insensible au champ magnétique, cette trajectoire est tout simplement une droite.

D.2 Distance minimale d'approche.

Cette distance peut être déterminée assez simplement à l'aide des relations suivantes :

$$L_{min} = \frac{\sqrt{(b+c-a)(b+a-c)(a+c-b)(a+b+c)}}{2c} \quad (D.3)$$

avec

$$\begin{cases} a = \sqrt{(r \cos \phi - x)^2 + (r \sin \phi - y)^2 + (r \sinh \eta + Z - z)^2} \\ b = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - Z)^2} \\ c = \sqrt{(r \cos \phi)^2 + (r \sin \phi)^2 + (r \sinh \eta)^2} \end{cases} \quad (D.4)$$

x , y , et z sont les coordonnées du vertex de désintégration du B . Les autres paramètres sont définis sur la figure D.6. Les distributions correspondantes pour le signal et le bruit de fond sont représentés sur les figures D.7 et D.8. On observe bien le comportement attendu, à savoir une distance faible pour le signal, et plus importante pour le bruit de fond.

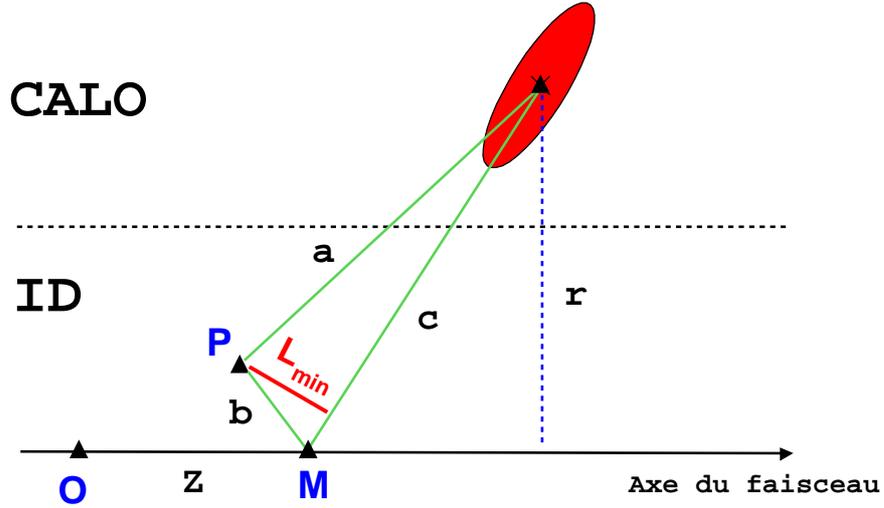


FIG. D.6: Paramètres utiles au calculs de la distance minimale entre le vertex de désintégration et la gerbe du photon. r désigne la profondeur de gerbe dans le middle, c'est à dire l'endroit où le dépôt d'énergie est maximal. Z est la distance par rapport au centre du détecteur (Point O) au moment où la direction de la gerbe est la plus proche de l'axe du faisceau (Point M). P désigne le point où le B se désintègre.

Nous ne disposons pas de suffisamment de bruit de fond pour tester efficacement ce paramètre. Mais on voit qu'il présente tous les avantages d'une bonne variable discriminante : très conservatrice pour le signal, beaucoup moins pour le fond. A titre d'exemple, on choisi comme critère de sélection :

$$L_{min} < 11 \text{ cm} \quad (D.5)$$

D.3 Amélioration de la résolution

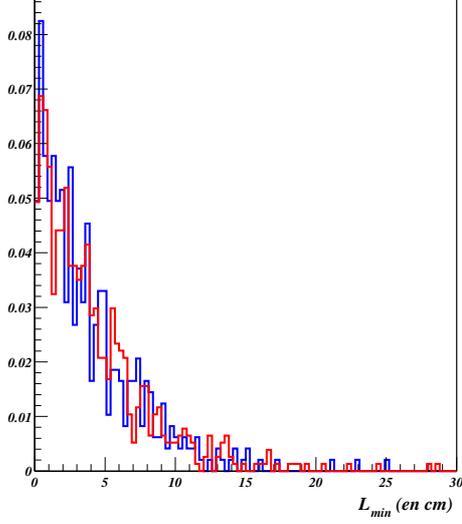


FIG. D.7: *Distance minimale d'approche pour les différents signaux (Configuration B). $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ en rouge et $B_s \rightarrow \phi\gamma$ en bleu.*

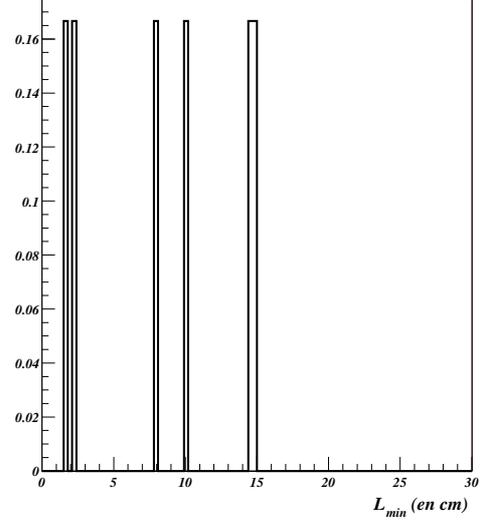


FIG. D.8: *Distance minimale d'approche pour le bruit de fond dans la configuration B en sortie de niveau 3.*

Une telle coupure permet de conserver environ 95% du signal, et supprime déjà 2 événements sur 6 sur la figure D.8. Statistiquement, il est évident qu'avec seulement 6 événements on ne peut pas dire grand chose. Mais il est clair que cette coupure devra être testé lorsque plus d'événements seront disponibles.

D.3 Amélioration de la résolution

Nous avons vu au chapitre 8 que ces distributions en masse invariante, pour les mésons B , ont une résolution médiocre. Nous allons essayer de trouver l'origine de ce problème.

S'il y a un problème de résolution, c'est que les impulsions que l'on reconstruit ne sont pas les bonnes. Nous allons donc comparer les impulsions générées aux impulsions reconstruites. On introduit pour cela la variable Δ_i , définie pour la particule i par la relation suivante :

$$\Delta_i = \frac{p_i^{\text{genere}}}{p_i^{\text{reconstruit}}} - 1 \quad (\text{D.6})$$

Les figures D.9, D.10, et D.11 montrent la valeur de ce paramètre pour B , γ , et V respectivement. Un fit gaussien appliqué à ces distributions, permet d'obtenir les résolutions suivantes :

$$\begin{cases} \sigma_{\Delta_B} &= 2.21 \pm 0.28 \% \\ \sigma_{\Delta_V} &= 1.17 \pm 0.07 \% \\ \sigma_{\Delta_\gamma} &= 3.57 \pm 0.25 \% \end{cases} \quad (\text{D.7})$$

Il semble que c'est le photon qui pose problème à ce niveau de l'analyse. On pouvait s'y attendre car on est à basse énergie. Or on sait que la résolution du calorimètre est

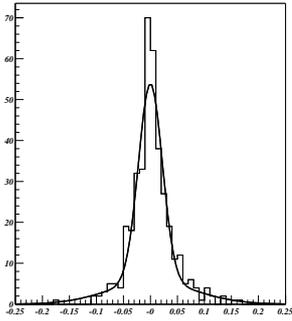


FIG. D.9: Paramètre Δ_B

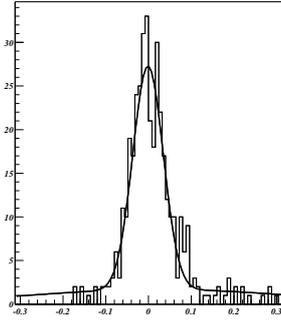


FIG. D.10: Paramètre Δ_γ

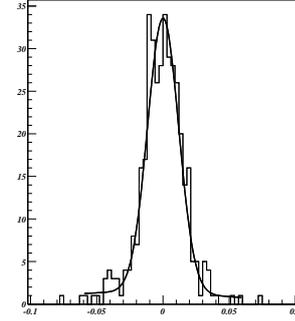


FIG. D.11: Paramètre Δ_V

donnée par la relation suivante [34] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{9.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.3 \quad (\text{D.8})$$

Cela correspond, pour une énergie d'environ 10 GeV, qui est à peu près l'énergie moyenne de nos photons, à une résolution d'environ 3.3%. On retrouve l'ordre de grandeur du résultat obtenu.

En fait, si l'on être plus précis, il faut mesurer la résolution pour différentes énergies du photon. C'est ce qui est montré sur la figure D.12.

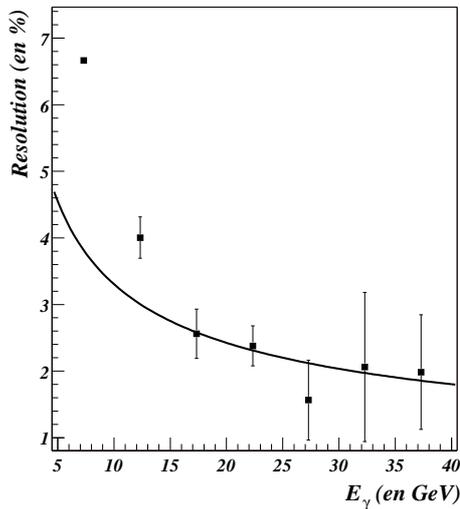


FIG. D.12: Résolution en énergie des photons. Les points correspondent à nos photons reconstruits. La courbe montre la valeur obtenue lors des tests en faisceau pour la résolution dans le tonneau ($|\eta| < 1.5$)

On voit que la résolution se dégrade fortement aux basses énergies, où elle n'est plus en accord avec la valeur obtenue pour les tests en faisceau. Il y a par contre un bon accord à partir de 15 GeV.

Il y a plusieurs raisons à cette différence. En particulier, la relation D.8 ne tient pas compte du bruit électronique, qui devient important à basse énergie. D'autre part, les photons que l'on considère traversent plus de matière que lors des "testbeam", les coefficients

D.4 Etiquetage des B (*tagging*)

de calibration (voir la partie 2) ne sont pas optimisés, les photons sont à différents η , et la résolution se dégrade à haut η ,...

Malheureusement pour nous, la très grande majorité des photons qui nous intéressent sont en-deçà dans le domaine d'énergie où la résolution se dégrade. Ce problème ne peut être résolu facilement que par un seul moyen : augmenter le seuil en énergie des photons. Mais cela aurait évidemment un effet tout à fait néfaste sur la statistique attendue.

Il serait donc souhaitable de trouver une autre solution, mais pour le moment le problème reste ouvert...

D.4 Etiquetage des B (*tagging*)

Cette étape survient lorsque l'on veut mesurer une asymétrie CP . En effet, il est alors nécessaire de savoir si l'on a affaire à un B ou à un \bar{B} .

Cette opération est généralement assez complexe, mais il existe des cas où elle est grandement simplifiée. Pour donner une image bien française, c'est un peu comme reconnaître un vin à l'aveugle. Il y a des cas où c'est assez simple (un bon vin jaune par exemple), et d'autres où c'est plus difficile. L'analogie s'arrête là. Car s'il n'y a qu'une méthode pour identifier le vin (le goûter), il en existe plusieurs pour identifier un B .

On peut les classer en deux familles : *Same-Side Tagging* (SST) et *Opposite-Side Tagging* (OST), selon que l'on identifie le B que l'on étudie (SST) ou son partenaire (OST).

D.4.1 Les paramètres du *tagging*

Une méthode de *tagging* est caractérisé par deux paramètres : l'**efficacité** et le **facteur de dilution**.

L'efficacité, que l'on note ϵ_{tag} , fournit la réponse à la question suivante : sur 100 événements qui m'intéressent, combien peuvent être *taggés* avec la méthode ?

Le fait que la méthode soit applicable ne suffit pas. Celle-ci peut en effet donner un mauvais résultat. On a une certaine probabilité p de se tromper. Cette probabilité va de 0.5 (qui est ce que l'on obtient en jouant à pile ou face) à 0. (méthode parfaite). Pour rendre compte de l'efficacité de la méthode, il nous faut un paramètre lié à la probabilité d'erreur de celle-ci : c'est le rôle du facteur de dilution. Il est défini par $D_{tag} = 1 - 2p$. Si p vaut 0.5, on a $D_{tag} = 0$, ce qui est normal car notre méthode n'est pas efficace. Si par contre p vaut 0., on a $D_{tag} = 1$.

On comprend que, pour un événement donné, la meilleure méthode de *tagging* est celle telle que $\epsilon_{tag} = D_{tag} = 1$. Pour traduire l'efficacité d'une méthode dans une situation donnée, ces deux paramètres sont réunis pour former le **facteur de qualité** : $Q_{tag} = \epsilon_{tag} D_{tag}^2$. Plus le facteur de qualité est important, mieux c'est.

Et, à ce titre, notre stratégie de trigger présente un avantage notable.

D.4.2 Un muon bien utile

Une technique de *tagging* très efficace est celle du “*lepton-tagging*” [70]. Elle part du principe que l’on peut assez simplement remonter à la saveur d’une désintégration semi-leptonique d’un méson B . Cela est expliqué par le diagramme de la figure D.5. On voit qu’un quark b va préférentiellement émettre un μ^- . Réciproquement, un μ^+ sera une signature de quark \bar{b} .

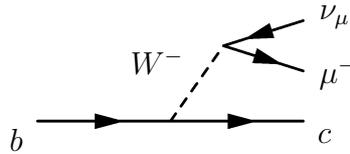


FIG. D.13: Le *lepton-tagging* : principe

Il y a évidemment des sources d’erreurs, la plus importante (50% des erreurs) venant bien sûr de l’oscillation des mésons B . Il se peut également que le muon soit émis par quark “fils” (le c sur la figure D.5). C’est environ 40% des erreurs. Les 10% restants correspondent à des cas plus marginaux, tels qu’un muon émis par un autre quark b . On obtient finalement la valeur $p = 0.21$, soit un facteur de dilution $D_{tag} = 0.57$, ce qui est un très bon résultat.

Malheureusement, cette méthode n’est généralement pas applicable. Le muon trigger est en effet presque toujours du bon côté. Or dans ce cas, trigger di-muon oblige, il est toujours émis avec un autre μ de signe opposé (désintégration du J/ψ par exemple), ce qui rend l’analyse impossible. La probabilité pour que l’autre b donne un méson et se désintègre semi-leptoniquement est faible. Cela donne finalement des efficacités relativement faibles de l’ordre de quelques %.

Dans notre cas c’est le contraire, car le muon utile est forcément émis par l’autre B . Nous avons donc $\epsilon_{tag} = 1$. Cela donne finalement pour les désintégrations radiatives un facteur de qualité tout à fait remarquable : $Q_{tag} = 0.32$.

Le *tagging* est donc un point qui ne posera certainement pas de problème lors de l’étude des désintégrations. C’est suffisamment rare pour être souligné.

D.4.3 Les autres méthodes utilisées dans ATLAS

Les autres méthodes, nous l’avons compris, ne seront pas très utiles ici. D’autant plus qu’elles sont intrinsèquement moins efficaces que le *lepton-tagging*. Mais notre cas est exceptionnel et on y a généralement recours dans toutes les analyses.

On citera par exemple, pour les méthodes SST : le $B - \pi$ -*tagging* et le *jet-charge-tagging*, dont les efficacités sont importantes dans toutes les situations et les facteurs de dilution corrects (mais plus faibles que ceux du *lepton-tagging*).

On trouvera une revue détaillée de ces méthodes dans [70].

Table des figures

1.1	<i>La première version manuscrite de la classification périodique des éléments, établie par Mendeleev en 1865</i>	12
1.2	<i>De l'atome aux nucléons</i>	13
1.3	<i>D'une nature symétrique à la violation de CP</i>	15
1.4	<i>Les constituants élémentaires et leurs masses (L'échelle est logarithmique et est graduée en GeV)</i>	17
2.1	<i>Exemple de diagrammes de Feynman : l'effet Compton</i>	23
2.2	<i>Règles de Feynman pour la QED (propagateurs & vertex)</i>	25
2.3	<i>Le mécanisme de Higgs. Le potentiel choisi brise la symétrie. La bille passe en effet du point haut, où il y a un seul état fondamental, à une zone où il y a une infinité d'états fondamentaux</i>	28
2.4	<i>Règles de Feynman pour le modèle GWS (propagateurs & vertex)</i>	31
2.5	<i>Le processus interdit par le mécanisme de GIM si $i \neq j$. Dans notre cas, $i = b$ et $j = s$</i>	31
2.6	<i>Diagrammes de la désintégration faible $b \rightarrow s\gamma$</i>	32
2.7	<i>Règles de Feynman pour la QCD (propagateurs & vertex)</i>	34
2.8	<i>Divergences ultraviolette (à gauche) et infrarouge (à droite) en QCD</i>	35
2.9	<i>Divergence ultraviolette du premier ordre</i>	35
2.10	<i>Evolution de α_s en fonction de l'échelle d'énergie [?]. En dessous de 1 GeV, l'approche perturbative de la renormalisation n'est plus valable</i>	38
2.11	<i>Théorie exacte et théorie effective dans le cas d'un changement de saveur au premier ordre</i>	38
3.1	<i>ATLAS : vue d'ensemble</i>	44
3.2	<i>ATLAS : vue en coupe transverse</i>	45
3.3	<i>Le détecteur interne</i>	46
3.4	<i>Gerbe dans un calorimètre [30] : la particule initiale (trait rouge à gauche) est à l'origine d'une gerbe de plusieurs particules (traits verts) dont l'énergie est collectée par le détecteur</i>	46
3.5	<i>Le calorimètre hadronique externe. On distingue les trois roues et les secteurs dont elles sont composées. Un secteur du tonneau central fait environ 6m de long pour 1.5m de profondeur.</i>	47
3.6	<i>Une des roues du calorimètre hadronique, avant son insertion dans le cryostat</i>	48

TABLE DES FIGURES

3.7	<i>Structure en accordéon du Ecal. Zone passives en plomb et électrodes en cuivre sont séparées par des couches d'argon liquide</i>	49
3.8	<i>Les différents niveaux du Ecal. L'axe du faisceau est parallèle à l'axe portant le label η.</i>	49
4.1	<i>Cryostat utilisé pour les tests sous faisceau</i>	55
4.2	<i>Ligne H8 dans la configuration classique [34]</i>	55
4.3	<i>Ligne H8 dans la configuration photon</i>	56
5.1	<i>Architecture minimale d'une simulation sous GEANT 4</i>	62
5.2	<i>Profil du champ magnétique introduit dans la simulation photon</i>	64
5.3	<i>Simulation photon : vérification de la géométrie et du champ magnétique.</i>	65
5.4	<i>Modulation en énergie dans les clusters</i>	66
5.5	<i>Spectres en énergie après calibration</i>	67
5.6	<i>Matière dans le faisceau : observation</i>	67
5.7	<i>Matière dans le faisceau : description</i>	67
5.8	<i>Matière dans le faisceau : prise en compte dans la simulation. Profils en énergie dans le PS, en fonction de η seul (à gauche), en en 2 dimensions (à droite)</i>	68
5.9	<i>Spectre en énergie avec la matière</i>	68
5.10	<i>Définition du paramètre de leakage dans les strips E_1^{core}</i>	69
5.11	<i>L'identification γ/π^0 et les paramètres qui la régissent. E_{max}^d est défini par la relation suivante : $E_{max}^d = E_{max}^2 - E_{min}$</i>	70
5.12	<i>Corrélation entre la position des électrons et l'énergie des photons</i>	72
5.13	<i>Carte de crosstalk d'une électrode du M0 [34]</i>	73
5.14	<i>Effet du bruit électronique sur le second maximum</i>	74
5.15	<i>Bruit électronique par strip. Le caractère gaussien de ce bruit est confirmé par le fit, qui donne une distribution centrée sur 0 et de largeur $\sigma = 13MeV$</i>	75
5.16	<i>Différence photon/multiphoton dans les strips</i>	76
5.17	<i>Développement longitudinal $E_1^{E_{tot}}$: vue globale</i>	78
5.18	<i>Développement longitudinal en fonction de l'énergie du photon</i>	78
5.19	<i>Développement latéral E_1^{core} : vue globale</i>	79
5.20	<i>Développement latéral en fonction de l'énergie du photon</i>	79
5.21	<i>Effet de la prise en compte du crosstalk dans les strips sur le leakage. L'histogramme bleu correspond à la simulation sans crosstalk</i>	80
5.22	<i>Energie du second maximum</i>	80
5.23	<i>Différence d'énergie entre le 2nd maximum et le fond de la vallée</i>	80
5.24	<i>Energie du second maximum (G4 sans bruit électronique)</i>	81
5.25	<i>Différence d'énergie entre le 2nd maximum et le fond de la vallée (G4 sans bruit électronique)</i>	81
5.26	<i>Largeur sur 21 strips : vue globale</i>	82
5.27	<i>Largeur sur 21 strips en fonction de l'énergie du photon</i>	82
5.28	<i>Effet de granularité : description</i>	82
5.29	<i>Effet de granularité : observation</i>	82
5.30	<i>Largeur sur 3 strips : vue globale</i>	83

5.31	<i>Largeur sur 3 strips en fonction de l'énergie du photon</i>	83
6.1	<i>Opérateur de base du processus $b \rightarrow s\gamma$</i>	88
6.2	<i>Contributions à \mathcal{H}_{eff} au Leading Order</i>	88
6.3	<i>Description du mode exclusif $B \rightarrow V\gamma$</i>	91
7.1	<i>Définition des angles θ et ϕ donnant la direction de a dans le repère d'hélicité de V</i>	99
7.2	<i>Définition des angles d'Euler α, β, et γ</i>	100
7.3	<i>Section efficace de production d'événements muons et de di-muons dans ATLAS, en fonction de l'impulsion transverse du muon. Dans le cas di-muon, l'abscisse indique l'impulsion transverse du muon de plus bas p_T. [72]</i>	101
7.4	<i>Spectre de masse du K^{*0}</i>	106
7.5	<i>Spectre de masse du ϕ</i>	106
7.6	<i>$\mathbf{p}_{K^+, \pi^-}^{CM}$ dans le repère du K^{*0}</i>	106
7.7	<i>$\mathbf{p}_{K^+, K^-}^{CM}$ dans le repère du ϕ</i>	106
7.8	<i>$\mathbf{p}_{K^{*0}, \gamma}^{CM}$ dans le repère du B_d</i>	107
7.9	<i>$\mathbf{p}_{\phi, \gamma}^{CM}$ dans le repère du B_s</i>	107
7.10	<i>Dépendance angulaire du taux de désintégration (en fonction de θ)</i>	107
7.11	<i>Nombre moyen de clusters dans le Ecal, pour des événements de bruit de fond en possédant au moins un, avec ou sans pile-up.</i>	108
7.12	<i>Impulsion transverse des traces reconstruites dans le détecteur interne, avec ou sans le pile-up (les distributions sont normalisées).</i>	109
7.13	<i>Multiplicité des traces sans le pile-up.</i>	110
7.14	<i>Multiplicité des traces avec le pile-up.</i>	110
7.15	<i>Production de données dans ATLAS : schéma de synthèse</i>	111
8.1	<i>Architecture du trigger d'ATLAS [72]</i>	114
8.2	<i>Définition de la super-ROI dans le détecteur interne.</i>	117
8.3	<i>Stratégie du niveau 2. Les deux sous détecteurs sont analysés en parallèle. Si une réponse négative est obtenue dans une des sous-parties, l'analyse est stoppée.</i>	119
8.4	<i>Paramètre $\eta_a - \eta_b$</i>	120
8.5	<i>Paramètre $\phi_a - \phi_b$</i>	120
8.6	<i>Distance du vertex fitté par rapport à l'axe du faisceau (L_{tr}).</i>	121
8.7	<i>Définition dans le plan transverse du paramètre d'impact A_0 : V est le vertex de désintégration du B, O le point appartenant à l'axe du faisceau. ϕ_1 est l'angle entre OV et l'axe x. ϕ_2 est défini à partir de la droite passant par O, orthogonale à la tangente à la trace passant par V.</i>	122
8.8	<i>Produit des paramètres d'impact des deux traces sélectionnées</i>	122
8.9	<i>Paramètres d'impacts : signal</i>	123
8.10	<i>Paramètres d'impacts : bruit de fond</i>	123
8.11	<i>Impulsion transverse des 2 traces : signal $B_s \rightarrow \phi\gamma$ seul</i>	124
8.12	<i>Impulsion transverse des 2 traces : signal</i>	124

TABLE DES FIGURES

8.13	<i>Impulsion transverse des 2 traces : bruit de fond</i>	124
8.14	P_1 : <i>Proportion d'énergie dans le premier compartiment du calorimètre hadronique</i>	125
8.15	P_2 : <i>Largeur du cluster sur 21 strips</i>	125
8.16	<i>Calcul du paramètre de leakage. Exemple de P_3 : le leakage en ϕ</i>	126
8.17	P_3 : <i>Développement latéral dans le middle : en ϕ</i>	127
8.18	P_4 : <i>Développement latéral dans le middle : en η</i>	127
8.19	P_5 : <i>Proportion d'énergie du second maximum dans les strips</i>	128
8.20	P_6 : <i>Profondeur de la vallée entre les 2 maximas</i>	128
8.21	<i>Taux de trigger après niveau 1 (en Hz)</i>	129
8.22	<i>Taux de trigger après niveau 2 en configuration A (en Hz)</i>	130
8.23	<i>Taux de trigger après niveau 2 en configuration B (en Hz)</i>	130
8.24	<i>Distribution en masse invariante des mésons B_s</i>	133
8.25	<i>Distribution en masse invariante des mésons B_d</i>	133
8.26	<i>Définition du paramètre θ_B</i>	134
8.27	<i>Angle θ_B pour les mésons B_d</i>	135
8.28	<i>Angle θ_B pour les mésons B_s</i>	135
8.29	<i>Nombre de désintégrations $B_s \rightarrow \phi\gamma$ stockées pour 30 fb^{-1}, configuration A</i>	136
8.30	<i>Nombre de désintégrations $B_s \rightarrow \phi\gamma$ stockées pour 30 fb^{-1}, configuration B</i>	136
8.31	<i>Angle θ_B pour le bruit de fond après passage par le schéma $EF_{K\gamma}$ (Configuration A)</i>	137
8.32	<i>Angle θ_B pour le bruit de fond après passage par le schéma $EF_{K\gamma}$ (Configuration B)</i>	137
8.33	<i>Nombre de désintégrations $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ stockées pour 30 fb^{-1}, configuration A</i>	138
8.34	<i>Nombre de désintégrations $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ stockées pour 30 fb^{-1}, configuration B</i>	138
9.1	K^{*0} <i>reconstruits dans la configuration A</i>	145
9.2	ϕ <i>reconstruits dans la configuration A</i>	145
9.3	K^{*0} <i>reconstruits dans la configuration B</i>	145
9.4	ϕ <i>reconstruits dans la configuration B</i>	145
9.5	<i>Événements de bruit de fond dans le détecteur interne après le niveau 3 (configuration A)</i>	146
9.6	<i>Événements de bruit de fond dans le détecteur interne après le niveau 3 (configuration B)</i>	146
9.7	<i>Représentation de la longueur transverse des événements sélectionnés au niveau 3 : pour le bruit de fond en noir, $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ en rouge, et $B_s \rightarrow \phi\gamma$ en bleu.</i>	147
9.8	<i>Représentation de la signficance du paramètre d'impact des traces sélectionnées au niveau 3 : pour le bruit de fond en noir, $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ en rouge, et $B_s \rightarrow \phi\gamma$ en bleu.</i>	148
9.9	<i>Valeur du paramètre d'isolation pour les différents signaux</i>	149

9.10	<i>Isolation pour le bruit de fond sans pile-up</i>	150
9.11	<i>Isolation pour le bruit de fond avec pile-up basse luminosité (4.6 evts/croisement)</i>	150
9.12	K^{*0} reconstruits dans la configuration A	150
9.13	ϕ reconstruits dans la configuration A	150
9.14	K^{*0} reconstruits dans la configuration B	151
9.15	ϕ reconstruits dans la configuration B	151
9.16	$\frac{S}{\sqrt{B}}$ pour $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$: configuration A. La ligne pointillée représente le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ préliminaire.	152
9.17	$\frac{S}{\sqrt{B}}$ pour $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$: configuration B. La ligne pointillée représente le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ préliminaire.	152
9.18	$\frac{S}{\sqrt{B}}$ pour $B_s \rightarrow \phi\gamma$: configuration A. La ligne pointillée représente le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ préliminaire.	153
9.19	$\frac{S}{\sqrt{B}}$ pour $B_s \rightarrow \phi\gamma$: configuration B. La ligne pointillée représente le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ préliminaire.	153
A.1	Définitions des différents paramètres nécessaires au calcul de la déviation en sortie de bobine.	162
A.2	Comparaison de la valeur exacte (trait plein), à la valeur approchée de la déviation (pointillés)	163
B.1	Description du mode exclusif $B \rightarrow V\gamma$	165
D.1	Résolution sur le paramètre z_P pour des événements $B_s \rightarrow \phi\gamma$	175
D.2	Temps de vie des mésons B_d (configuration B)	176
D.3	Temps de vie des mésons B_s (configuration B)	176
D.4	Résolution sur le temps de vie des mésons B_d (configuration B)	176
D.5	Résolution sur le temps de vie des mésons B_s (configuration B)	176
D.6	Paramètres utiles au calculs de la distance minimale entre le vertex de désintégration et la gerbe du photon. r désigne la profondeur de gerbe dans le middle, c'est à dire l'endroit où le dépôt d'énergie est maximal. Z est la distance par rapport au centre du détecteur (Point O) au moment où la direction de la gerbe est la plus proche de l'axe du faisceau (Point M). P désigne le point où le B se désintègre.	177
D.7	Distance minimale d'approche pour les différents signaux (Configuration B). $B_d \rightarrow K^{*0}\gamma$ en rouge et $B_s \rightarrow \phi\gamma$ en bleu.	178
D.8	Distance minimale d'approche pour le bruit de fond dans la configuration B en sortie de niveau 3.	178
D.9	Paramètre Δ_B	179
D.10	Paramètre Δ_γ	179
D.11	Paramètre Δ_V	179
D.12	Résolution en énergie des photons. Les points correspondent à nos photons reconstruits. La courbe montre la valeur obtenue lors des tests en faisceau pour la résolution dans le tonneau ($ \eta < 1.5$)	179
D.13	Le lepton-tagging : principe	181

TABLE DES FIGURES

Liste des tableaux

1.1	<i>Les constituants élémentaires de la matière (en 2004)</i>	16
1.2	<i>Les particules élémentaires et les interactions auxquelles elles sont soumises. Il faut noter que le graviton n'est pour l'instant qu'une hypothèse.</i>	19
3.1	<i>Caractéristiques générales du LHC</i>	42
6.1	<i>Processus $B \rightarrow X_s \gamma$: bilan des mesures expérimentales (Janvier 2004)</i> .	93
6.2	<i>Processus $B \rightarrow X_s \gamma$: estimations théoriques (Janvier 2004)</i>	93
7.1	<i>Bilan des différents bruit de fond spécifiques au canal $B_d \rightarrow K^{*0} \gamma$.</i>	103
7.2	<i>Impulsions des produits de désintégration dans le centre de masse (exprimées en GeV)</i>	106
7.3	<i>Echantillons d'événements produits : résumé.</i>	111
8.1	<i>Efficacités comparées du niveau 1 ($p_T^{ROI} > 5 \text{ GeV}$)</i>	118
8.2	<i>Efficacités comparées après niveau 2, dans la configuration A</i>	129
8.3	<i>Efficacités comparées après niveau 2, dans la configuration B</i>	129
8.4	<i>Taux d'événements après passage dans le trigger "pingouin" dans 2 cas de figures particuliers, pour les 2 configurations du niveau 2. N_{L_i} définit le taux de trigger à la sortie du niveau i. N_{bruit} est le taux d'événements à l'entrée du niveau (calculé au chapitre 7).</i>	131
8.5	<i>Efficacités comparées après niveau 3 (schéma $\mathbf{EF}_{P\gamma}$)</i>	135
8.6	<i>Efficacités comparées après niveau 3 (schéma $\mathbf{EF}_{K\gamma}$)</i>	138
8.7	<i>Recapitulatif des taux de trigger maxima pour les différents niveaux et les différentes stratégies élaborées, avec des événements $pp \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu X$</i> . .	139
9.1	<i>Temps de sélection d'une vraie désintégration radiative pour les différentes stratégies à la sortie du niveau 3</i>	144
9.2	<i>Pureté du signal dans le détecteur interne, en sortie de niveau 3</i>	146
9.3	<i>Pureté du signal dans le détecteur interne, après les coupures offline.</i> . . .	151
9.4	<i>Effet des coupures offline sur l'efficacité de reconstruction</i>	151
9.5	<i>Rapport signal/bruit pour les différentes stratégies après les coupures dans le détecteur interne</i>	152

LISTE DES TABLEAUX

Bibliographie

- [1] G. Gamow - "*30 années qui ébranlèrent la physique : histoire de la mécanique quantique*" - Ed. Jacques Gabay - (2001)
- [2] F. Halzen et A.D. Martin - "*Quarks & Leptons*" - J. Wiley & Sons - (1982)
- [3] P. Koppenburg - "*Contribution to the Development of the LHCb Vertex Locator and Study of Rare Semileptonic Decays*" - Thèse de l'université de Lausanne - (2002)
- [4] T.D. Lee et C.S. Yang - "*Question of Parity Conservation in Weak Interactions*" - Phys.Rev. 104(1956), 254-258
- [5] C.S. Wu et al. - "*Experimental Test of Parity Conservation in β Decay*" - Phys.Rev. 105(1957), 1423
- [6] J.H. Christenson et al. - "" - Phys.Rev.Lett. 13(1964), 138
- [7] A.D. Sakharov - "*CP Violation and the Baryonic Asymmetry of the Universe*" - JETP Lett. 5(1967), 24-27
- [8] M. Gell-Mann - "*A Schematic Model of Baryons and Mesons*" - Phys. Lett. 8(1964), 214-215
- [9] **BABAR** - <http://www-public.slac.stanford.edu/babar/>
- [10] **BELLE** - <http://belle.kek.jp>
- [11] **LHCb** - <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/default.htm>
- [12] **CMS** - <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html>
- [13] **Virgo** - <http://www.virgo.infn.it>
- [14] S.L. Glashow - "*Partial Symmetries of Weak Interactions*" - Nucl.Phys. 22(1961), 579-588
- [15] S. Weinberg, T.D. Lee et B. Zumino - "*Algebra of Fields*" - Phys.Lett. 18(1967), 1029-1032
- [16] I.J.R. Aitchison et A.J.G. Hey - "*Gauge Theories in Particle Physics*" - Institute of Physics - (2003)
- [17] A.J. Buras - "*Weak Hamiltonian, CP Violation and Rare Decays*" - hep-ph/9806471 - (1998)
- [18] T. Muta - "*Foundations of Quantum Chromodynamics*" - World Scientific - (1998)
- [19] K. Hagiwara *et al.* (Particle Data Group) - "*Review of Particle Physics*" - Phys.Rev. D66(2002), 010001
- [20] H. Goldstein - "*Classical Mechanics*" - Addison Wesley - (1980)

BIBLIOGRAPHIE

- [21] S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani - "*Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*" - Phys.Rev. D2(1970), 1285
- [22] S. Veseli et M.G. Olsson - "*Radiative rare B decays revisited*"- Phys.Lett. B367(1996), 309-316
- [23] T. Inami et C.S. Lim - "*Effects of Superheavy Quarks and Leptons in Low-Energy Weak Processes*"- Progr.Theor.Phys. 65(1981), 297
- [24] K.G. Wilson et W. Zimmermann - "*Operator product expansions and composite field operators in the general framework of quantum field theory*" - Comm.Math.Phys. 24(1972), 87-106
- [25] **LHC** - <http://lhc-new-homepage.web.cern.ch/lhc-new-homepage/>
- [26] **CMS** - <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html>
- [27] Collectif - "*Inner Detector Technical Design Report*" - (1999)
- [28] Collectif - "*ATLAS Trigger Performance Status Report*" - (1999)
- [29] Collectif - "*Muon Spectrometer Technical Design Report*" - (1999)
- [30] S. Viret - <http://lpsc.in2p3.fr/atlas/geant4/>
- [31] Collectif - "*Tile Calorimeter Technical Design Report*" - (1999)
- [32] C. Driouichi et al. - "*Investigation of the decays $B_{s,d} \rightarrow J/\psi\eta$ in the ATLAS experiment at the LHC*" - EPJdirect CN2(2002), 1-13
- [33] D. Nicod, D. Zerwas et R. Zitoun - "*EMTB User Guide V.1-5*" - <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/LIQARGON/TESTBEAM/emtb.html>
- [34] B. Aubert et al. - "*Performance of the barrel module 0 of the ATLAS electromagnetic calorimeter*" - CERN-EP-2002-087(2002)
- [35] W.E. Cleland et E.G. Stern - "*Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment*" - NIM A338(1994), 467-497
- [36] S. Agostinelli et al. - "*GEANT4 - A simulation toolkit*" - NIM A506(2003), 250-303
- [37] K. Kordas, G. Parrou, S. Simion - Proc. IX Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics (Annecy 2000) - Frascati Physics Series, Vol. XXI(2000), 475-484
- [38] M. Delmastro et M. Fanti - "*Energy resolution optimization through layers measurements weighting : analytical solutions and numerical strategies*" - ATLAS-LARG-2002-002(2002)
- [39] G. Graziani - "*Linearity of the response to test beam electrons for EM Barrel module P13*" - ATLAS-LARG-2004-001(2004)
- [40] I. Efthymiopoulos et K. Elsener - "*H8 electron beam quality improvements during 2001*" - CERN-SL Note-2002-018(2002)
- [41] J. Colas et al. - "*Crosstalk in the ATLAS Electromagnetic Calorimeter*" - ATLAS-LARG-2000-004(2000)
- [42] B. Chase et al. - "*Characterization of the coherent noise, electromagnetic compatibility and electromagnetic interference of the ATLAS EM calorimeter Front End Board*" - 5th Conference on Electronics for LHC Experiments (Snowmass 1999) - CERN-99-09,222-226

- [43] G. Graziani - "G4 Simulation of LAr Barrel and 2002 testbeam electrons" - <http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a035598>
- [44] D. Benchekroun et al. - "Comparisons of the Electron and Muon Testbeam Response of the ATLAS Liquid Argon Calorimeters with GEANT4 Simulations" - ATLAS-LARG-2004-003(2004)
- [45] A. Ali et C. Greub - "A profile of the final states in $B \rightarrow X_s \gamma$ and an estimate of the branching ratio $Br(B \rightarrow K^{*0} \gamma)$ " - Phys.Lett. B259(1991), 182-190
- [46] A.L. Kagan et M. Neubert - "QCD anatomy of $B \rightarrow X_s \gamma$ decays" - Eur.Phys.J. C7(1999), 5-27
- [47] A.F. Falk, M. Luke et M.J. Savage - "Non-perturbative contributions to the inclusive rare decays $B \rightarrow X_s \gamma$ and $B \rightarrow X_s l^+ l^-$ " - Phys.Rev. D49(1994), 3367
- [48] I.I. Bigi, N.G. Uraltsev et A.I. Vainshtein - "Nonperturbative Corrections to Inclusive Beauty and Charm Decays : QCD versus Phenomenological Models" - hep-ph/9207214 - (1992)
- [49] K. Chetyrkin, M. Misiak et M. Munz - "Weak radiative B mesons decays beyond leading logarithms" - Phys.Lett. B400(1997), 206
- [50] P. Gambino et M. Misiak - "Quark mass effects in $B \rightarrow s \gamma$ " - Nucl.Phys. B611(2001), 338
- [51] T. Hurth - "Present Status of Inclusive Rare B Decays" - hep-ph/0212304 - (2002)
- [52] A. Ali et A.Y. Parkhomenko - "Branching ratios for $Br(B \rightarrow K^{*0} \gamma)$ and $Br(B \rightarrow \rho \gamma)$ decays in next-to-leading order in the large energy effective theory" - hep-ph/0105302 - (2001)
- [53] M. Beneke, T. Feldmann et D. Seidel - "Systematic approach to exclusive $B \rightarrow V \gamma$ decays" - Nucl.Phys. B612(2001), 25
- [54] A. Ali, V.M. Braun et H. Simma - "Exclusive Radiative B-decays in the light-Cone QCD Sum Rule Approach" - Z.Phys. C63(1994), 437
- [55] S. Veseli et M.G. Olsson - "Radiative rare B-decays revisited" - Phys.Lett. B367(1996), 309-316
- [56] R. Ammar et al. [CLEO Collaboration] - "Evidence for penguins : first observation of $B \rightarrow K^*(892) \gamma$ " - Phy.Rev.Lett. 71(1993), 674
- [57] B. Aubert et al. [BaBar Collaboration] - " $b \rightarrow s \gamma$ using a Sum of Exclusive Modes" - hep-ex/0207074 - (2002)
- [58] S. Chen et al. [CLEO Collaboration] - "Branching Fraction and Photon Energy Spectrum for $b \rightarrow s \gamma$ " - Phy.Rev.Lett. 87(2001), 251807
- [59] K. Abe et al. [Belle Collaboration] - "A Measurement of the Branching Fraction for the Inclusive $B \rightarrow X_s \gamma$ Decays with the Belle Detector" - Phys.Lett. B511(2001), 151
- [60] R. Barate et al. [ALEPH Collaboration] - "A measurement of the inclusive $b \rightarrow s \gamma$ branching ration" - Phys.Lett. B429(1998), 169
- [61] B. Aubert et al. [BaBar Collaboration] - "Measurement of $B \rightarrow K^* \gamma$ Branching Fractions and Charge Asymmetries" - Phy.Rev.Lett. 88(2002), 101905

BIBLIOGRAPHIE

- [62] T.E. Coan *et al.* [CLEO Collaboration] - "*Study of Exclusive Radiative B Meson Decays*" - *Phy.Rev.Lett.* 84(2000), 5283
- [63] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration] - "*Measurement of the $B \rightarrow K^*\gamma$ Branching Fractions and Asymmetries*" - Belle-CONF-0319
- [64] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration] - "*Measurement of the $B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma$ and $B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma$ branching fractions*" - hep-ex/0308021 - (2003)
- [65] S. Nishida *et al.* [Belle Collaboration] - "*Radiative B Meson Decays into $K\pi\gamma$ and $K\pi\pi\gamma$ Final States*" - *Phy.Rev.Lett.* 89(2002), 231801
- [66] D. Becirevic - "*Lattice results relevant to the CKM matrix determination*" - hep-ph/0211340 - (2002)
- [67] A.L. Kagan et M. Neubert - "*Isospin Breaking in $B \rightarrow K^*\gamma$ Decays*" - *Phys.Lett.* B539(2002), 227
- [68] A.L. Kagan et M. Neubert - "*Direct CP Violation in $B \rightarrow X_s\gamma$ Decays as a Signature of New Physics*" - *Phys.Rev.* D58(1998), 094012
- [69] T. Sjöstrand *et al.* - "*Pythia 6.2 : Physics and Manual*" - hep-ph/0108264 - (2001)
- [70] Collectif - "*ATLAS Technical Design Report Vol.2 : Physics Performance*" - (1999)
- [71] M. Nakao - "*Radiative and Electroweak Rare B Decays*" - hep-ex/0312041 - (2003)
- [72] Collectif - "*ATLAS High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls*" - ATLAS TDR-016 - (2003)
- [73] J. Baines, communication privée.
- [74] F. Tartarelli - "*Documentation for the CTVMFT vertex fitting package in ATLAS*" - <http://tarta.home.cern.ch/tarta/vtx/docu.html>
- [75] J. Taylor - "*Incertitudes et analyse des erreurs dans les mesures physiques*" - Dunod - (2000)
- [76] G. Pakhlova & I. Belyaev - "*Radiative B decays with LHCb*" - LHCb note 2003-090(2003)
- [77] K. Anikeev *et al.* - "*B physics at the Tevatron : run II and beyond*" - FERMILAB-Pub-01/197 (hep-ph/0201071) - (2001)
- [78] J.D. Bjorken - "*Properties of Hadron Distributions in Reactions Containing Very Heavy Quarks*" - *Phys.Rev.* D17(1978), 171-173
- [79] K. Kordas - "*Search for Penguin Decays of B Mesons at CDF*" - PhD Thesis : McGill University - (1999) - <http://www-lib.fnal.gov/archive/thesis/fermilab-thesis-1999-16.shtml>
- [80] W. Greiner & B. Muller - "*Mécanique Quantique : Symétries*" - Springer - (2000)

...16334 kilomètres plus tard...

Comme ce titre le laisse entendre, si j'ai pu mener à bien ce travail et conserver en permanence une attitude fringante et décontractée, c'est en grande partie grâce à une activité de plein air que l'on appelle cyclisme. Chacun son truc pendant une thèse : certains mangent des chocolats ou consomment des boissons alcoolisées, d'autres s'investissent dans des activités à vocation humanitaire ou dans une relation de couple,... Les opportunités sont nombreuses et variées, il est même possible de les mélanger. Moi mon truc, c'était le vélo. Pourquoi le vélo ? Parce que.

Aussi je commencerais par remercier les lieux que j'ai pu découvrir au cours de ces trois années, et qui m'ont permis de recharger les batteries quand le besoin s'en faisait sentir. Merci donc au col du Mont-Noir et au col de Carri, parce que l'on peut y écouter le silence. Merci au col de Sarenne et à la montée d'Oulles en Oisans, parce que c'est terriblement beau et que les motards n'osent pas s'y aventurer. Merci enfin à l'Izoard et au Galibier, parce que, parce que bon.

Je pourrais continuer des pages et des pages, après tout il y en a quand même 16000 bornes, mais çà n'intéresserait pas grand monde, mis à part quelques compagnons de route avec qui j'ai pu faire quelques kilomètres, et à qui j'ai collé des peignées mémorables (et vice-versa). Je les remercie aussi, sauf pour les peignées. Mais c'est une autre histoire, qui mériterait d'ailleurs une thèse en sociologie du sport dans les milieux scientifiques.

Passons aux choses sérieuses donc, aux remerciements concrets, carrés, et avec des vrais noms de gens dedans. Je previens tout de suite, il n'y pas d'ordre prédéfini, donc n'en cherchez pas.

Donc ben merci à l'ISN (Ex-LPSC ou l'inverse je sais plus) et à son chef Johann Collot, au Jury en général et à Ziad Ajaltouni et Jacques Chauveau en particulier (Pour les conseils et pour être venus), à Fairouz (ATLAS experiment group leader at LPSC Grenoble), et à vous aussi les autres qui avez fait en sorte que ce travail existe (avec tout de même néanmoins une mention spéciale à Maria, Nick, Paula, Fabienne et Laurent).

Et pis merci Emma et Etienne (à bientôt à Villefontaine...), Derfe (Coach Derfe), Caro (Tchao l'artiste !), Seb (No more Marmotte), Charlotte et Lolo (Presque comme Marc et Sophie), Deillou (Trop net !), Burny ("*J'avais une vie un peu plate avant de vous rencontrer, Perrin*"), Rémy (Sympamil géant), Tristan (*\imitation{Hééé!!!}*), Manue (Y reste du gateau au chocolat ??), Yanniche (Vieux campeur), Molly Bloom (A bientôt j'espère), Manumoulin (Des établissements Moulin), La Ch'tiote (Une autre idée des 35 heures), Ian, Paulo, et Gum-Gum (Chercheurs en vie meilleure), K'ro, Marie, et Chonchon (Compagnes de chercheurs en vie meilleure), Arno (Tout commence à Copenhague), Hélène (Sociologue de l'Atelier 19[©]), Bébert (Agent orange), Le Hedraou Eagle Camp et les bordées en Perros (Pardon Michel Thos), Le "Hedraou Eagle Camp" Football Club (Mentos,

Merci

Nikoz,...), Les Hyères (Où comment faire pour ne pas skier à la Grave en plein hiver),...

J'ai perdu la feuille où j'avais écrit la suite. Ceux que j'ai oublié, appelez-moi, je vous dirais si vous êtes dessus.

Papa, maman, et la famille Grattard, c'est pas la peine d'appeler, vous y êtes bien sûr.