

Recherche du Boson de Higgs : Analyse de Données du canal $p\bar{p} \rightarrow WH$

Romain Madar

Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies Paris VI et VII, France
Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, US

30 août 2006

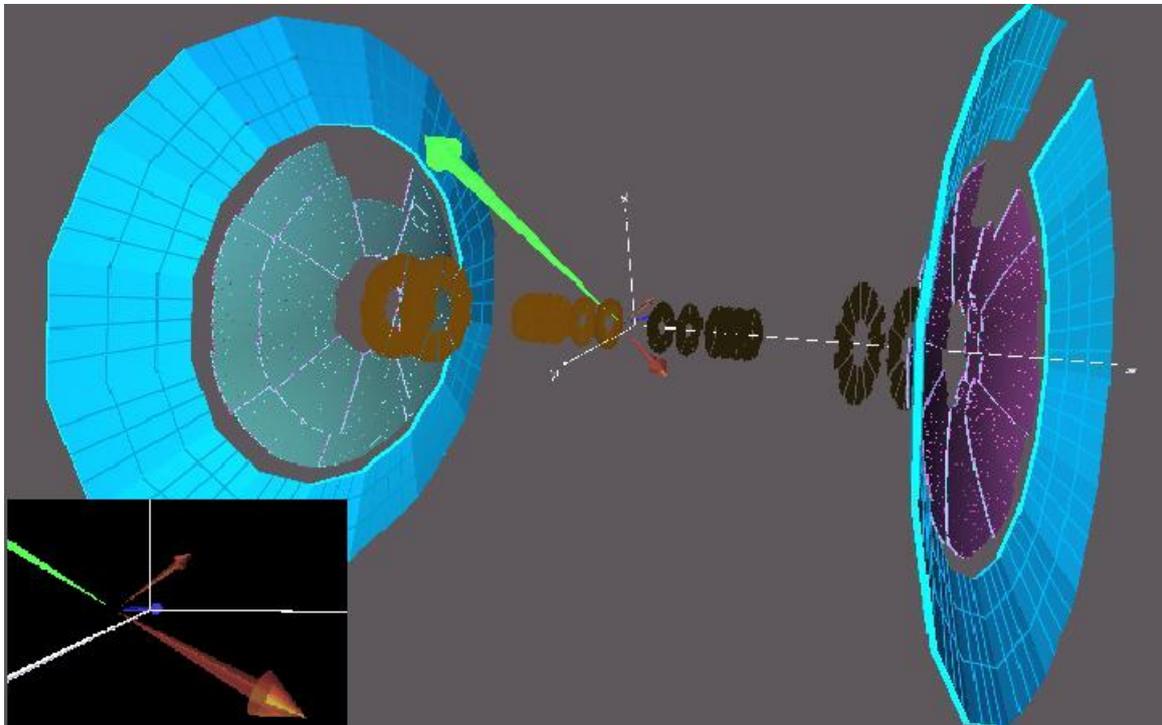


FIG. 1 – Un événement candidat pour le boson de Higgs et une partie du détecteur qui permet de visualiser la géométrie de l'expérience. La flèche verte représente le muon, les rouges des jets (provenant potentiellement de quarks beaux) et la bleue représente l'impulsion manquante.

Stage de recherche de Master 1 Phytem,
encadré par Gregorio Bernardi¹



¹gregorio@in2p3.fr

Résumé

Le modèle standard est aujourd'hui en très bon accord avec la majeure partie des observations du monde subatomique. Pourtant, un élément essentiel manque au tableau pour que la théorie soit cohérente : le boson de Higgs. En effet, la masse des particules élémentaires résulterait de leur interaction avec cet hypothétique champ de Higgs.

Lors de ce stage, nous avons contribué à l'analyse des données pour confirmer ou infirmer l'existence de cette particule. La méthode de recherche du boson de Higgs est de comparer des distributions statistiques théoriques et expérimentales pour voir si une différence ayant les bonnes propriétés subsiste. L'outil permettant d'obtenir ces distributions à partir des données a été élaboré puis les comparaisons théories/expériences ont été optimisées en modifiant d'une part les simulations et d'autre part le traitement des données expérimentales. Nous placerons d'abord le contexte général de la recherche de cette nouvelle particule ; ensuite, nous verrons comment utiliser les données puis quelques éléments sur le signal simulé seront donnés. Enfin, nous expliquerons les résultats obtenus et les conclusions qu'on peut tirer.

Abstract

The theoretical model which describes the subatomic processes, the Standard Model, is consistent with all experiments done so far. However, a crucial theoretical issue needs to be solved : the Standard Model particles are massless. To deal with this fact, one has to introduce a hypothetical field (and so a new particle), the Higgs boson. The masses of the particles would then result from their coupling to this field.

My work was to participate to the analysis of experimental data searching for this hypothetical particle. The search method is to compare theoretical statistical distributions with the experimental ones to check if there is a difference which could be attributed to the presence of the Higgs boson. The main tool to obtain the distributions from data was elaborated and then the comparison were optimised after modification of the processing of data and simulation. In the first part of this report we describe the general context of this research; we then explain how to process the data and the simulation; finally, we describe the obtained results and their consequences.

Table des matières

1	Contexte théorique et dispositif expérimental	3
1.1	Enjeux théoriques	3
1.1.1	Pourquoi le mécanisme de Higgs ?	3
1.1.2	Comment observer le boson de Higgs au Tevatron ?	3
1.2	Dispositif expérimental	4
1.2.1	L'accélérateur de particules	4
1.2.2	Le détecteur DØ	5
2	Traitement des données expérimentales	6
2.1	Caractérisation d'un événement	6
2.1.1	Grandeurs cinématiques utilisées	6
2.1.2	Comment caractériser chaque objet de l'état final ?	7
2.2	Sélections des événements	8
2.3	Processus d'étiquetage des quarks beaux	9
2.4	La structure de la chaîne d'analyse	10
3	Compréhension du bruit de fond	11
3.1	Les processus de bruit de fond	11
3.2	Simulation des événements	12
3.3	Le "bruit QCD"	13
3.3.1	Position du problème	13
3.3.2	Méthode de la matrice	14
4	Comparaison Théorie-Expérience et Résultats	15
4.1	Comparaison du signal expérimental et du signal simulé	16
4.1.1	Signal simulé global	16
4.1.2	Caractérisation de l'accord obtenu	17
4.2	Résultats et optimisations	18
4.2.1	Modification des sélections	18
4.2.2	Amélioration de la simulation	21
4.3	Résultats obtenus à la fin du stage	23
5	Conclusion	28
6	Références	29
7	Appendices	30
A	Unités naturelles, Ordres de grandeur	30
B	Approximations relativistes utilisées	32
B.1	Rappels de base	32
B.2	Approximation et ordres de grandeur	32
C	Luminosité, nombre d'événements, sections efficaces : définitions	33

1 Contexte théorique et dispositif expérimental

1.1 Enjeux théoriques

Toute notre compréhension actuelle de la matière au niveau élémentaire est contenue dans un formalisme mathématique qui s'est révélé efficace : le modèle standard. Ce modèle contient deux types de fermions (les quarks et les leptons) classés en familles et 3 interactions "véhiculées" par des bosons vecteurs. Les symétries ont un rôle fondamental dans ce modèle. En effet, chaque interaction est engendrée par l'invariance du lagrangien sous une certaine opération géométrique, une transformation de jauge locale.

1.1.1 Pourquoi le mécanisme de Higgs ?

Après les travaux théoriques de Sheldon Lee Glashow, Steven Weinberg et Abdus Salam dans les années 60, les expériences ont confirmé que deux des interactions du modèle standard, l'interaction faible et l'interaction électromagnétique, ne sont que deux facettes d'une même interaction : l'interaction électrofaible. Cette interaction est basée sur une symétrie de jauge locale qui exige que toutes les particules aient une masse nulle. Or expérimentalement, les particules ont bel et bien une masse. Par quel mécanisme la théorie électrofaible pourrait-elle contenir la masse des particules ? Il existe plusieurs scénarios théoriques mais le plus simple d'entre eux est le mécanisme de Higgs.

Ce mécanisme consiste à considérer un nouveau champ, le champ de Higgs, couplé à lui-même. Le potentiel d'auto couplage respecte la symétrie de jauge citée plus haut (de sorte que l'unification électrofaible soit toujours possible) mais la " position d'équilibre " du champ brise spontanément cette symétrie. La notion de masse résulte alors du couplage entre les particules et l'état fondamental du champ de Higgs (dont le quantum est le boson de Higgs).

1.1.2 Comment observer le boson de Higgs au Tevatron ?

Pour avoir une preuve expérimentale de l'existence de ce champ, nous devons savoir quels processus théoriques font intervenir un boson de Higgs (noté H) et comment celui-ci se désintègre. La masse du Higgs est un paramètre de la théorie qui doit être déterminé expérimentalement. Certaines contraintes théoriques limitent cependant l'intervalle d'étude. Dans toute la suite, nous recherchons un boson de Higgs de 115 GeV^2 . Nous nous limitons aux modes de production compatibles à la situation expérimentale : des collisions symétriques $p\bar{p}$ à une énergie de 1.96 TeV .

- Production du boson de Higgs

Deux modes de production principaux sont présents, la fusion de gluons et la production associée à un boson électrofaible. Le premier fait intervenir deux gluons, appartenant au proton (respectivement, à l'antiproton), qui fusionnent par l'intermédiaire d'un quark top. Le deuxième est en fait une collision entre un quark et un antiquark donnant un boson électrofaible virtuel qui rayonne un boson de Higgs (voir figure 2).

La section efficace de production de la fusion de gluon est près de 5 fois plus grande que celle de la production associée. Cependant, Il existe trop de processus (dont la section

²Cette valeur est imposée par la sensibilité de l'expérience.

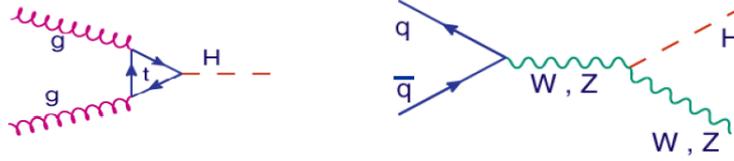


FIG. 2 – Diagrammes de Feynman des deux modes de productions du Higgs au Tevatron. La fusion de gluons à gauche et la production associée à droite.

efficace est plus grande de 8 ordres de grandeur) ayant le même état final $b\bar{b}$: le signal est noyé dans un bruit de fond trop important. Nous choisissons donc de rechercher le boson de Higgs grâce à la production associée.

- Désintégration

Pour la masse choisie, le modèle standard prédit que le Higgs se désintègre majoritairement en une paire (b, \bar{b}). Il y a des modes de désintégration minoritaires mais le plus probable d'entre eux est environ 10 fois moins fréquent que celui que nous considérons.

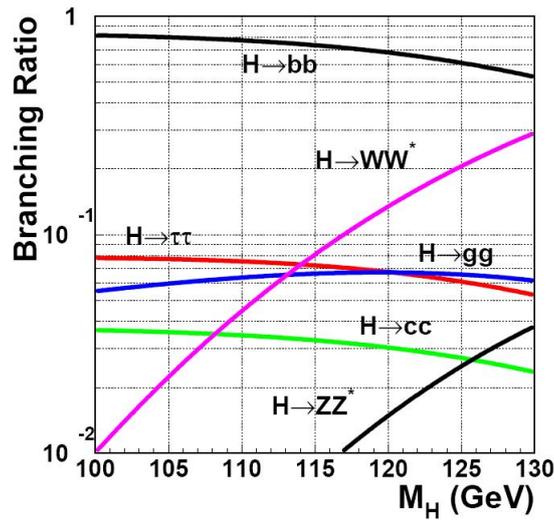


FIG. 3 – Rapport d'embranchement pour la désintégration du boson de Higgs en diagramme semi-logarithmique.

Nous nous limitons à la production associée au W qui se désintègre lui-même en (μ, ν_μ) . D'autres groupes s'occupent des autres canaux pour que les résultats soient combinés. Voici donc le processus élémentaire étudié :

$$q\bar{q} \rightarrow W(\rightarrow \mu\nu_\mu)H(\rightarrow b\bar{b}) \quad (1)$$

1.2 Dispositif expérimental

1.2.1 L'accélérateur de particules

L'accélérateur de particules utilisé pour étudier les collisions à hautes énergies utilise la force électromagnétique pour agir sur les particules chargées : la partie électrique permet

de les accélérer et la partie magnétique permet de les dévier afin de les faire tourner en cercle dans l'anneau de collision. Nous ne nous lancerons pas dans une description détaillée de cet engin compliqué car ce point n'a pas été abordé durant le stage (ref [2],[3]).

1.2.2 Le détecteur DØ

Il est important d'avoir quelques éléments sur le détecteur qui enregistre les données analysées. Le détecteur DØ a une forme cylindrique qui entoure le point d'interaction. Il se compose de plusieurs éléments répartis "en couches" qui permettent d'avoir différents types d'informations. Pour repérer les événements, nous utilisons des coordonnées cartésiennes (x, y, z) dont l'axe z est l'axe du faisceaux ainsi que les coordonnées sphériques (r, θ, φ) . Une coupe du détecteur DØ est représentée en figure 4.

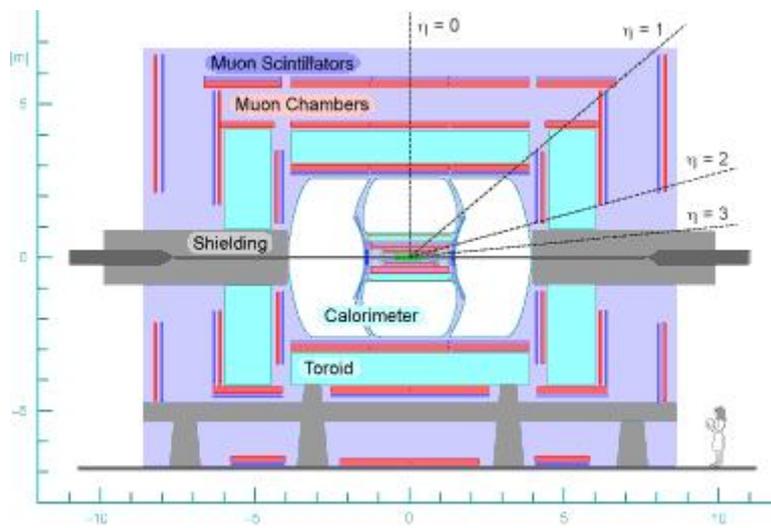


FIG. 4 – Coupe du détecteur DØ. L'axe x pointe vers le haut et l'axe y pointe vers le lecteur. La variable η représentée est une variable angulaire qui permet de s'affranchir des effets relativistes sur les distributions angulaires : $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$.

Le principe général de détection est toujours le même : le passage d'une particule énergétique excite un électron du détecteur qui est récupéré sous forme d'un signal électrique. Expliquons succinctement le rôle respectif de chaque élément :

- Le détecteur de traces est au plus près du point d'interaction. Il se scinde en deux parties : le détecteur de vertex avec une haute résolution spatiale (en vert sur la figure) et, plus loin, le détecteur de traces (en rouge). Le premier permet de mesurer la position des vertex d'interaction et le deuxième mesure les trajectoires des particules. La présence d'un champ magnétique solénoïdal connu permet d'avoir accès à l'impulsion par mesure de la courbure de la trajectoire.
- On peut également distinguer deux parties dans le calorimètre. La partie électromagnétique qui mesure les énergies des photons, des électrons (éventuellement contenus dans un jet) et des hadrons chargés, et la partie hadronique qui complète la mesure de l'énergie des hadrons chargés.
- La partie du détecteur relative aux muons est la plus éloignée du point d'interaction. Les muons sont environ 200 fois plus lourds que les électrons, ce qui rend leur perte d'éner-

gie par rayonnement bien moindre, et, contrairement aux hadrons, ils n'interagissent pas par interaction forte. Ils traversent donc tout le calorimètre (en y déposant environ 2 GeV) et sont détectés dans la chambre à muons.

Mentionnons que tous les événements détectés ne sont pas enregistrés sur bande magnétique. En effet, la section efficace totale de $p\bar{p}$ est de l'ordre de 30 mb, ce qui correspond à plusieurs millions de collisions par seconde pour les paramètres de l'accélérateur³. Un système électronique de déclenchement permet d'enregistrer 50 événements par seconde sélectionnés sur des critères optimisant la recherche des signaux étudiés.

2 Traitement des données expérimentales

Nous allons maintenant voir comment les données doivent être traitées pour étudier le processus élémentaire (1). Le défi est de taille puisqu'il faut obtenir des informations sur un processus *élémentaire* à partir de mesures faites à des distances infiniment plus grandes comparées aux échelles des phénomènes étudiés⁴. Nous avons accès à l'état final des processus et non aux processus eux-mêmes. Le nombre d'états finals pour une collision $p\bar{p}$ à 1.96 TeV est énorme : nous devons choisir uniquement ceux qui nous intéressent. Pour cela, nous effectuons des sélections, entre autre, sur certaines grandeurs cinématiques.

Nous utilisons dans la suite les unités naturelles et l'approximation ultra relativiste : $c = 1$ et $E = p^5$.

2.1 Caractérisation d'un événement

Nous expliquons ici comment caractériser notre état final par, entre autres, des grandeurs cinématiques. Notons cependant que le détecteur ne mesure pas directement des impulsions, des énergies, ni la nature des particules (il ne permet pas, par exemple, de savoir directement si c'est un photon ou un jet). Il y a une étape cruciale qui consiste à reconstruire les objets en terme de particules (ou de jets) à partir des signaux électriques mesurés : c'est la reconstruction de l'événement. Nous partirons des données reconstruites pour la suite.

2.1.1 Grandeurs cinématiques utilisées

Nous allons décomposer toutes les grandeurs cinématiques en deux composantes : une composante longitudinale (composante z) et une composante transverse (composantes x et y). Cette définition est valable pour les grandeurs vectorielles alors que nous manipulerons également une grandeur scalaire transverse. Nous définissons donc explicitement cette grandeur, la masse transverse d'une particule :

$$m_t = \sqrt{E^2 - (\vec{p}_x + \vec{p}_y)^2} \quad (2)$$

Il y a deux raisons principales qui justifient cette décomposition :

³Voir annexe C

⁴Considérons que les mesures se font à une distance de l'ordre du cm et que les phénomènes étudiés sont à l'échelle du Fm. C'est alors équivalent à étudier un phénomène macroscopique à une distance de "10 jours Lumière"!

⁵Voir annexe A et B

La première est que l'impulsion longitudinale totale est nulle (collisions symétriques) donc notre bilan d'impulsion peut se limiter à la composante transverse. De plus, la mesure de la composante longitudinale n'est pas toujours possible (par exemple quand une particule échappe au détecteur en repartant dans le tube qui guide les particules).

La deuxième raison concerne les coupures. Nous voulons garder uniquement les collisions dures, ce qui est caractérisé par une impulsion transverse importante⁶. En effet, c'est le moment transféré lors de la collision qui caractérise la dureté de la collision.

2.1.2 Comment caractériser chaque objet de l'état final ?

L'état final que nous voulons isoler contient un muon, un neutrino et deux jets de particules (qui proviennent de l'hadronisation des quarks beaux). Il est donc important de voir comment on mesure les paramètres de ces objets.

- Le muon : On mesure son énergie (et son impulsion) grâce à la courbure de sa trajectoire engendrée par un champ magnétique. En effet, en relativité, la courbure donne accès directement à l'impulsion de la particule (et non à la vitesse qui est de toute façon quasiment égale à c).
- Pour le neutrino : Le neutrino n'est pas détectable par des méthodes usuelles car il n'interagit avec la matière que par interaction faible. Il apparaît alors comme un déficit dans le bilan d'énergie-impulsion. La grandeur associée au(x) neutrino(s) est donc une impulsion transverse manquante. L'impulsion transverse manquante est une grandeur vectorielle notée \vec{E}_m définie par :

$$\vec{E}_m = - \sum_i \vec{p}_i \quad (3)$$

où \vec{p}_i est l'impulsion mesurée par la cellule du calorimètre i , la somme étant faite sur toutes les cellules du calorimètre. Cette définition traduit simplement la conservation de l'impulsion. En toute rigueur, \vec{E}_m devrait être notée \vec{p}_m puisque nous définissons une impulsion (*cf.* Annexe B).

- Pour le W : Une manière de voir que le muon et le neutrino proviennent de la désintégration du W est de construire le quadrivecteur du système (μ, ν_μ) . On peut alors obtenir la masse et l'impulsion du W de manière indirecte. En effet, le W n'est pas stable à l'échelle du détecteur (*i.e.* il se désintègre avant d'être détecté) et le seul moyen d'accéder à ses paramètres cinématiques est de le reconstruire à partir de ses produits de désintégration.

$$\begin{pmatrix} E_w \\ \vec{p}_w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_\mu \\ \vec{p}_\mu \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_\nu \\ \vec{p}_\nu \end{pmatrix} \quad (4)$$

- Pour les jets : Les jets de particules proviennent de l'hadronisation de quarks et de gluons. Ils sont composés de hadrons qui déposent leur énergie dans la partie hadronique du calorimètre. Ces objets sont complexes et des variables supplémentaires sont nécessaires pour les caractériser. On peut, par exemple, s'intéresser à sa largeur

⁶Nous faisons ici un abus de langage : c'est la norme de l'impulsion transverse qui doit être importante.

angulaire ou à sa composition (fraction électromagnétique, hadronique, ...). A noter que mesurer l'énergie du quark, juste après l'interaction, connaissant l'énergie du jet détecté, est un problème complexe puisqu'il faut tenir compte de "toute la vie" du jet depuis sa création jusqu'à sa détection.

2.2 Sélections des événements

Comme nous l'avons déjà mentionné, toutes les collisions ne sont pas enregistrées : le système de déclenchement fait une première sélection qui divise par 10^5 le nombre d'événements. Ceux qui passent cette sélection sont rangés dans différents fichiers selon leurs propriétés. Pour notre analyse, nous travaillons sur tous les événements qui contiennent au moins un muon.

Tous les événements de cet ensemble ne sont pas utiles pour l'étude de (1), c'est pourquoi on demande d'autres contraintes pour améliorer notre point de départ. Il a donc fallu écrire un programme qui, pour chaque événement, vérifie les critères ci-dessous, rejette ou garde l'événement suivant le cas. Concrètement, cette opération a divisé par 5 le nombre d'événements (on est passé de 250 millions à 50 millions).

$$\begin{aligned} & [(\text{au moins un candidat } \mu \text{ de } \|\vec{p}_t\| > 12 \text{ GeV}) \text{ et } (\text{au moins un jet de } \|\vec{p}_t\| > 12 \text{ GeV})] \\ & \qquad \qquad \qquad \text{ou} \\ & (\text{au moins deux candidats } \mu \text{ de } \|\vec{p}_t\| > 12 \text{ GeV}) \end{aligned}$$

Notre chaîne d'analyse va tourner sur ces 50 millions d'événements. Cependant, d'autres sélections sont effectuées directement dans la chaîne afin de pouvoir être modifiées pour optimiser la comparaison théorie/expérience. Voici les propriétés des événements effectivement traités (ref [1]) :

Les jets :

1. Fraction électromagnétique de l'énergie $< 0,95$
2. Fraction hadronique de l'énergie $> 0,4$
3. exactement deux jets
4. $\|\vec{p}_t\| > 20 \text{ GeV}$
5. $|\eta| < 2,5$

L'énergie manquante :

1. $E_T > 25 \text{ GeV}$

Pour les jets, les deux premières conditions sont là pour éviter de considérer les photons (qui font des gerbes dans le calorimètre au même titre que les jets). Demander exactement deux jets est nécessaire pour étudier (1). La quatrième condition permet d'éliminer tous les processus à basse énergie comme les collisions molles par exemple (ainsi que la seule condition sur l'énergie manquante transverse). La dernière condition pour les jets est un peu technique ; nous n'en parlons pas ici.

Pour les muons, il y a deux critères de sélection utilisés, un "lâche" et un "strict" ; l'ensemble des "muons stricts" est un sous ensemble des "muons lâches".

Le muon "lâche" :

1. Reconstruction du muon
2. $\Delta R_{\mu-jet} > 0.5$
3. $\|\vec{p}_t\| > 20 \text{ GeV}$

Le muon "strict" :

1. Etre un muon "lâche"
2. $\frac{E_{traces}}{\|\vec{p}_t\|} < 0.08$

Quelques définitions s'imposent.

La reconstruction algorithmique du muon à partir des impacts laissés dans la chambre à muons doit satisfaire certains critères standards.

La variable $\Delta R_{\mu-jet}$ est une sorte de distance angulaire entre un muon et un jet :

$$\Delta R_{\mu-jet} = \sqrt{(\eta_\mu - \eta_{jet})^2 + (\varphi_\mu - \varphi_{jet})^2} \quad (5)$$

où φ et η sont définis au §1.2.2. Cette condition revient à ne garder que les événements où le muon est suffisamment "loin" du jet.

La condition sur $\|\vec{p}_t\|$ est toujours là pour la même raison : éliminer les processus à basse énergie qui ne nous intéressent pas.

La grandeur $\frac{E_{traces}}{\|\vec{p}_t\|}$ caractérise l'isolation du muon. En effet, E_{traces} est définie comme l'énergie de toutes les traces contenues dans un cylindre de 5 cm de diamètre et dont l'axe est la trace du muon. On veut que cette énergie soit 10 fois plus petite que l'énergie du muon.

2.3 Processus d'étiquetage des quarks beaux

Notre état final comporte deux jets qui proviennent de quarks beaux ; or, les mesures effectuées par le détecteur ne permettent pas d'identifier directement la saveur d'origine du quark pour un jet. Il faut donc exploiter les propriétés physiques des quarks beaux pour les identifier.

Tous les quarks se désintègrent uniquement par interaction faible puisque les interactions électromagnétique et forte conservent la saveur. Les états propres des quarks pour l'interaction faible, notés q_{faible} (états sur lesquels on décompose l'état final d'une désintégration par un processus faible) n'ont aucune raison d'être les mêmes que pour l'interaction forte⁷, notés q_{forte} .

$$q_{forte} \rightarrow W + q'_{faible} \quad (6)$$

Pour notre situation physique, il est intéressant d'examiner la désintégration d'un quark beau par interaction faible :

$$b_{forte} \rightarrow W + t_{faible} \quad (7)$$

avec :

$$|t_{faible}\rangle = \alpha|u_{forte}\rangle + \beta|c_{forte}\rangle + \gamma|t_{forte}\rangle \quad (8)$$

et

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 = 1 \quad (9)$$

⁷La non conservation de la saveur par l'interaction faible nous indique même qu'ils doivent être différents !

La signification de ce mélange des états est la suivante : il y a une probabilité α^2 d'avoir un état final Wu , une probabilité β^2 d'avoir Wc et une probabilité γ^2 d'avoir Wt . D'après des mesures expérimentales des coefficients de mélange (ref [4]), on a : $\alpha \ll \beta \ll \gamma \sim 1$. Cependant, l'état final Wt est interdit par la conservation de l'énergie (la masse du quark top est près de 30 fois plus grande que celle du quark beau). La transition la plus probable est donc très faible (probabilité $\propto |\beta|^2$) et donne l'état final Wc .

Cet effet a une manifestation expérimentale exploitable : la désintégration des hadrons contenant un quark beau fait apparaître un deuxième vertex que l'on peut mesurer. En effet, la faible valeur de $|\beta|^2$ fait que les mésons beaux auront un long temps de vol avant de se désintégrer. Typiquement, le temps caractéristique de désintégration pour un quark beau est de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-12} s$, soit une distance de vol de quelques millimètres⁸.

Il existe d'autres méthodes pour savoir si un jet provient d'un quark beau. Chaque méthode a ses faiblesses et ses points forts ; on les combine alors dans un réseau de neurones qui calcule une probabilité d'identification en tenant compte de tous ces paramètres (ref [5]).

2.4 La structure de la chaîne d'analyse

Nous expliquons maintenant comment la chaîne d'analyse, codée en C++, est structurée. Nous travaillons dans un environnement informatique qui permet de manipuler toutes les grandeurs associées à un événement par simple appel de fonction. En effet, l'objet informatique "événement", stocké dans un fichier au format root⁹, contient absolument toutes les informations nécessaires.

La chaîne d'analyse est un programme qui construit les histogrammes des variables pertinentes, événement par événement, et ce, de manière relativement flexible. Le fonctionnement schématique de la chaîne est exposé en figure 5.

Les cases rouges représentent des fichiers root (qui peuvent contenir des événements ou seulement des histogrammes) et les cases bleu clair schématisent les sélections. Les programmes qui font les sélections sont écrits indépendamment et sont utilisés tels quels. J'ai passé la première partie du stage à contribuer au développement du code principal des sous-programmes associés à chaque objet de notre état final. Le programme principal appelle les sous programmes à chaque pas de la boucle sur les événements. En effet, chaque sous programme possède une fonction *fill* qui remplit tous les histogrammes associés à l'objet en question. La figure 6 montre deux exemples d'histogrammes obtenus en sortie de chaîne représentant le $\|\vec{p}_t\|$ des muons et la masse invariante des deux jets.

Cet outil d'analyse étant construit, nous pouvons nous pencher sur l'étude du bruit de fond attendu pour le comparer aux données et voir si une différence notable subsiste.

⁸Pour une impulsion de 20 GeV, on a une dilatation du temps de l'ordre de 10 et une vitesse de l'ordre de c .

⁹Le logiciel root qui traite ce type de fichier est un standard en physique des particules.

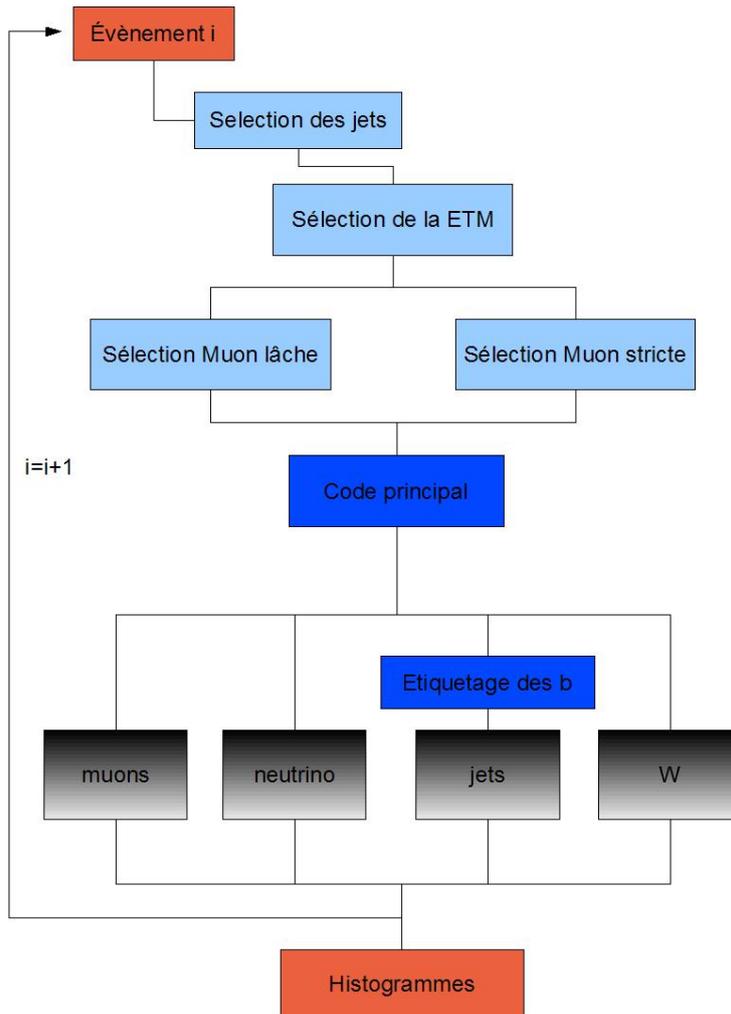


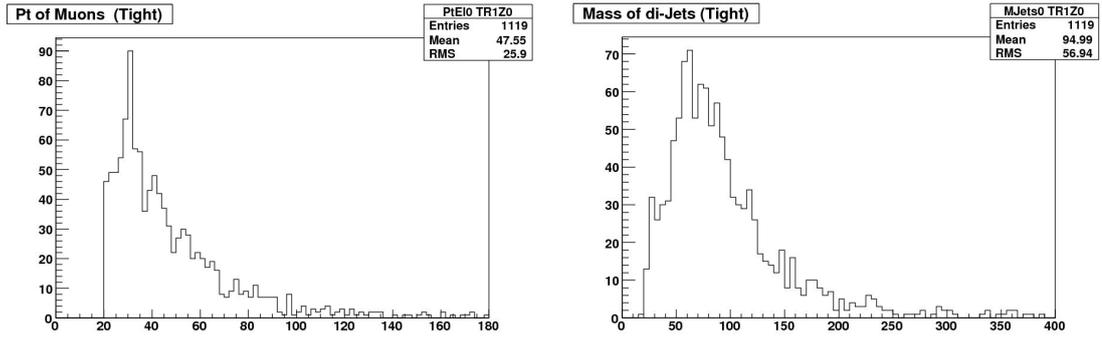
FIG. 5 – Schéma de principe expliquant le fonctionnement de l’analyse.

3 Compréhension du bruit de fond

Notre recherche du boson de Higgs est contaminée par du bruit de fond. Dans ce contexte, nous appelons bruit de fond tout processus donnant un état final identifiable au processus (1). On peut distinguer deux types de bruit. En effet, il y a deux raisons pour lesquelles un état final peut-être identifiable à (1) : il peut être identique en terme d’objets physiques dans l’état final, on parle alors de bruit physique ou il peut être identifié à tort (car l’identification des objets n’est pas parfaite), on parle alors de bruit instrumental.

3.1 Les processus de bruit de fond

Notre méthode de recherche du boson de Higgs est de simuler tous les processus connus qui peuvent passer nos sélections (autrement dit : le bruit de fond), comparer aux données et voir si une différence (qui serait alors due à un processus nouveau, qu’on essaierait ensuite d’identifier avec le boson de Higgs) subsiste. Il faut alors passer en revue les processus du modèle standard pour trouver les processus à simuler sachant que tous les processus permis par les lois de conservation existent ! La liste des processus qui sont simulés est donnée dans le tableau 1 (ref [1]).



(a) Pt des muons qui passent la sélection "stricte". (b) Masse invariante des deux jets qui passe la sélection "stricte" (toutes saveurs confondues).

FIG. 6 – Exemple d’histogrammes. L’axe des abscisses est gradué en GeV et représente la grandeur qui porte le même nom que le graphique. L’axe des ordonnées représente un nombre d’entrées. La sélection a été faite sur 3,6 millions d’événements et seuls 1119 d’entre eux satisfont tous les critères de sélections.

3.2 Simulation des événements

Puisque nous allons comparer les simulations Monte Carlo avec les données expérimentales, il est important de savoir comment les processus sont simulés afin de pouvoir les améliorer. D’autre part, décrire sommairement la simulation est intéressant pour mieux comprendre la structure de l’expérience. Chaque processus élémentaire est simulé ; nous verrons plus tard comment les combiner pour obtenir le signal total simulé.

Il y a trois étapes pour obtenir l’équivalent des données reconstruites pour un processus élémentaire α :

1. La première étape consiste à **engendrer les événements** du processus avec les bonnes distributions statistiques. Nous exposons ici le principe de base de cette étape qui justifie par ailleurs l’appellation Monte Carlo. On discrétise l’espace des phases suivant toutes les variables qui caractérisent un état final $(p_x, p_y, p_z, E, \dots)$, on obtient alors une sorte de grille dont chaque case représente un état final parfaitement défini. Un générateur aléatoire produit un certain nombre d’événements qui vont être distribués de manière probabiliste sur cette grille : la probabilité qu’un événement soit caractérisé par $(p_x = x_1, p_y = x_2, p_z = x_3, E = x_4, \dots)$ (autrement dit, que l’événement tombe dans la case repérée par ces valeurs) est donnée par :

$$dP(x_1, x_2, x_3, x_4, \dots) = A \frac{\partial \sigma}{\partial p_x \partial p_y \partial p_z \partial E \dots} \Big|_{p_x=x_1, p_y=x_2, p_z=x_3, E=x_4, \dots} dp_x dp_y dp_z dE \dots \quad (10)$$

A est une constante de normalisation.

$\frac{\partial \sigma}{\partial p_x \partial p_y \partial p_z \partial E \dots}$ est la section efficace différentielle théorique évaluée au point considéré. $dp_x, dp_y, dp_z, dE, \dots$ sont les intervalles de discrétisation.

2. Nous avons simulé la collision avec les propriétés cinématiques des produits finaux. Il faut se rappeler que l’on mesure ces paramètres grâce à l’effet que ces particules

Processus élémentaire	$\sigma \times r(pb)$
Bruit Physique	
$q\bar{q} \rightarrow W(\rightarrow \mu\nu_\mu)bb$	3.35
$q\bar{q} \rightarrow W(\rightarrow \mu\nu_\mu)Z(\rightarrow bb)$	0.824
$q\bar{q} \rightarrow W(\rightarrow \mu\nu_\mu)W(\rightarrow bb)$	2.672
$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bb + \mu^+\nu_\mu + \mu^-\nu_\mu$	0.70
$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} + 2j + \mu\nu_\mu$	2.90
$q\bar{q} \rightarrow tb \rightarrow \mu\nu_\mu bb$	0.115
Bruit Instrumental	
$q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$	255.0
$q\bar{q} \rightarrow W \rightarrow \tau\nu_\tau$	2775
$q\bar{q} \rightarrow W(\rightarrow jj)Z(\rightarrow \ell\ell)$	0.243
$q\bar{q} \rightarrow Z(\rightarrow jj)Z(\rightarrow \ell\ell)$	0.205

TAB. 1 – Liste des bruits de fond simulés. Le symbole q désigne n'importe quel quark léger (u, d, s) constituant le proton. Tous les processus de bruit physique qui peuvent exister avec d'autres saveurs de quarks ou de leptons constituent aussi un bruit instrumental (qui n'est pas listé ici pour ne pas alourdir le tableau). Les facteurs de la deuxième colonne (section efficace(σ) \times rapport d'embranchement(r)) représentent le nombre d'événements dans chaque processus par unité de luminosité intégrée (grandeur homogène à des pb^{-1} définie en section 4.1.1).

produisent dans la matière : la deuxième étape est donc de simuler **l'interaction particule/matière**. Ces simulations sont basées sur les résultats issus des nombreuses expériences faites sur ce sujet. A titre d'exemple, on sait qu'en moyenne, un électron d'énergie donnée fera une gerbe électromagnétique de telle longueur avec telle forme, etc ...

3. La reconstruction des données expérimentales ou simulées se fait à partir des **signaux enregistrés** par le détecteur. Ceux-ci doivent donc aussi être simulés, ce qui demande d'effectuer de nombreuses études sur le détecteur.

Les signaux obtenus en fin de chaîne sont reconstruits exactement de la même manière que les signaux des données.

3.3 Le "bruit QCD"

Il reste un certain type de processus qui n'est pas spécifié dans le tableau 1 : les processus de Chromo Dynamique Quantique. En effet, l'interaction principale lors d'une collision $q\bar{q}$ est l'interaction forte. Voyons pourquoi ce bruit de fond est traité différemment et quelle méthode est utilisée pour l'estimer.

3.3.1 Position du problème

Le bruit QCD est constitué des processus QCD produisant plusieurs jets dont l'état final est identifiable à (1). Considérons un exemple pour fixer les idées : une interaction forte va créer des paires quarks antiquarks qui vont former des jets de hadrons. La plupart de ces hadrons sont instables et vont se désintégrer en donnant potentiellement des muons

(notamment les quarks étranges qui se désintègrent par interaction faible par le mécanisme décrit dans la section 2.3).

La raison principale pour laquelle le bruit QCD n'est pas simulé est la suivante : le nombre d'événements QCD considéré ici est très faible comparé au nombre total d'événements QCD, et la simulation n'est pas suffisamment précise pour reproduire parfaitement le sous-ensemble nous concernant.

3.3.2 Méthode de la matrice

L'estimation du nombre d'événements QCD se fait donc à partir des données grâce à une méthode nommée "méthode de la matrice". Elle est fondée sur la différence entre les deux types de sélections "lâche" et "stricte". Pendant une partie du stage, j'ai participé à l'adaptation d'un programme permettant d'extraire les distributions des événements QCD.

Pour un objet α (jet, muon, W ...), à $\|\vec{p}_t\|$ fixé, pour une direction fixée, etc ..., on dit que :

$$N_{lache} = \sum_{processus} N_p = \left(\sum_{processus \neq QCD} N_p \right) + N_{QCD} \quad (11)$$

$$N_{stricte} = \sum_{processus} \epsilon_p N_p = \left(\sum_{processus \neq QCD} \epsilon_p N_p \right) + \epsilon_{QCD} N_{QCD} \quad (12)$$

avec :

N_p nombre d'objets α issus du processus p

ϵ_p probabilité qu'un objet α du processus p ayant passé la coupure lâche, passe la coupure stricte.

C'est ici que la spécificité de la coupure "stricte" joue son rôle. On se souvient que la seule différence entre les deux coupures est un critère d'isolation du muon. Autrement dit, les événements qui passent le critère "strict" ont des muons très isolés et ont très peu de chance de provenir d'un processus de QCD. Les autres processus ne sont pas affectés de manière aussi sélective par cette coupure. Nous traduirons ce raisonnement en une hypothèse exploitable : la proportion d'événements qui passe la coupure "stricte" (ayant passé la coupure "lâche") est identique pour *tous les processus excepté pour les processus QCD*.

$$\epsilon_{p \neq QCD} = \epsilon_{stricte} \quad (13)$$

On obtient, après réarrangement, le système d'équations 2×2 suivant en $(N_{nonQCD} = \sum_{p \neq QCD} N_p, N_{QCD})$:

$$\begin{cases} N_{lache} = N_{nonQCD} + N_{QCD} \\ N_{stricte} = \epsilon_{stricte} N_{nonQCD} + \epsilon_{QCD} N_{QCD} \end{cases}$$

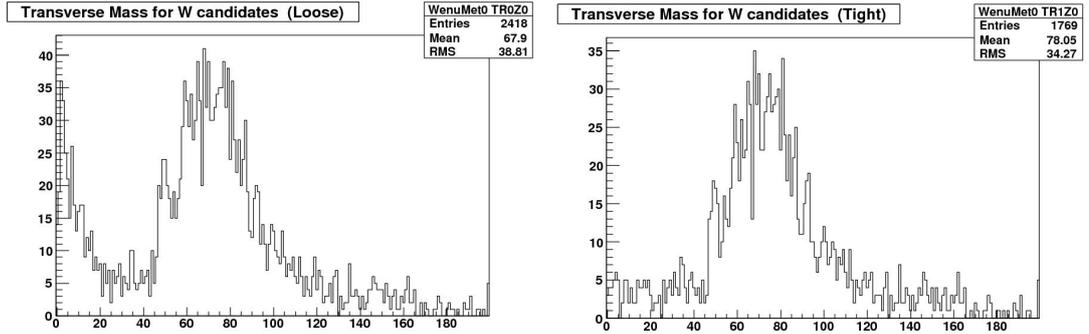
où l'on connaît :

N_{lache} : c'est le nombre d'objets α dans tous les événements passant la coupure "lâche".

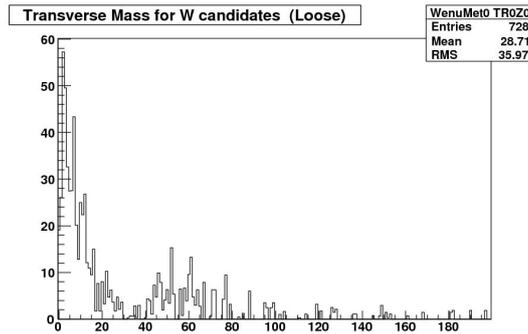
$N_{stricte}$: c'est le nombre d'objets α dans tous les événements passant la coupure "stricte".

ϵ_{strict} et ϵ_{QCD} : ils sont obtenus expérimentalement sur des échantillons dédiés dans lesquels on sélectionne plus particulièrement des événements de bruit QCD et de bruit physique. Je n'ai pas étudié ces méthodes durant le stage.

Tout ceci est fait pour un $\|\vec{p}_t\|$ donné, une direction donnée, etc ... donc nous avons accès à la distribution statistique des événements QCD pour un objet α donné. Précisons d'ailleurs que les coefficients ϵ_{strict} et ϵ_{QCD} dépendent de la direction et du $\|\vec{p}_t\|$. La figure 7 montre la distribution de la masse transverse du boson électrofaible W .



(a) masse transverse du W pour les événements "lâches". (b) masse transverse du W pour les événements "stricts".



(c) masse transverse du W pour les processus QCD.

FIG. 7 – Distribution de la masse transverse du W . Les données sont représentées en (a) et (b). On voit clairement une différence de distribution entre les deux types d'événements, notamment la présence d'événements à basse masse en "lâche". En (c), nous voyons la distribution de la même grandeur mais uniquement pour les processus QCD après détermination par la méthode de la matrice (ref [1],[2],[3]).

4 Comparaison Théorie-Expérience et Résultats

Nous avons détaillé le traitement des données expérimentales et la manière de considérer le bruit de fond. Il faut maintenant être capable de vérifier que notre compréhension de la situation physique est satisfaisante. Pour ce faire, nous comparons le signal simulé et les données expérimentales. Dans un premier temps, nous explicitons la méthode de la

comparaison elle-même et les critères à notre disposition pour juger de sa qualité. Nous exposons enfin les différents résultats, à l'échelle du stage de 4 mois, avec les optimisations qui ont eu lieu.

4.1 Comparaison du signal expérimental et du signal simulé

Deux questions se posent lorsque nous voulons comparer la théorie et l'expérience à partir des outils que nous possédons. Il faut pouvoir construire un signal global simulé à partir de simulations de chaque processus. Ensuite, nous pouvons superposer les histogrammes expérimentaux et leurs équivalents théoriques. Il faut alors pouvoir caractériser l'accord ou le désaccord entre les deux types d'histogrammes (sachant qu'il n'y a pas d'ajustement de courbe : c'est uniquement une superposition).

4.1.1 Signal simulé global

La situation est la suivante : nous avons plusieurs processus simulés avec un certain nombre d'événements, certains processus étant plus probables que d'autres. On applique la chaîne d'analyse à chaque processus, on obtient alors un fichier d'histogrammes avec les événements du processus en question qui ont passé les coupures. Le nombre total d'événements simulés s'obtient en sommant le nombre d'événements de chaque processus en tenant compte de leur fréquence d'occurrence. Selon la définition de la luminosité intégrée et de la section efficace¹⁰, le nombre total d'événements simulés s'écrit :

$$N_{total} = \mathcal{L} \sum_{processus} \sigma_p r_p \quad (14)$$

avec :

\mathcal{L} luminosité intégrée

σ_p section efficace totale du processus p

r_p rapport d'embranchement du processus p

Nous voulons certes avoir un accord quantitatif sur le nombre total d'événements entre la théorie et l'expérience, mais nous voulons aussi que les répartitions statistiques des simulations correspondent à celles des données : nous devons donc trouver un moyen d'accéder aux distributions statistiques du signal simulé total. On se place sur un rectangle d'histogramme (par exemple, on ne considère que les muons qui ont un $\|\vec{p}_t\|$ entre 22GeV et 23GeV), autrement dit, on raisonne intervalle par intervalle ("bin"). Voici la formule utilisée et sa justification :

$$N^{allprocess} = \mathcal{L} \sum_{processus} \left(\frac{\sigma_p r_p}{N_p^{allbin}} \right) N_p \quad (15)$$

avec :

$N^{allprocess}$ nombre d'événements dans un "bin" donné mais pour tous les processus

N_p^{allbin} nombre total (sommé sur tous les "bin") d'événements simulés du processus p

N_p nombre d'événements du processus p dans un "bin"

Un moyen de vérifier que cette formule est correcte est d'intégrer sur tous les "bin" :

¹⁰La luminosité intégrée \mathcal{L} et la section efficace σ se définissent en disant que le nombre d'événements N obtenu pour un processus donné est : $N = \mathcal{L}\sigma$. Pour plus de détails, se reporter à l'appendice C.

$$N_{total}^{allprocess} = \int_{bin} N^{allprocess} = \mathcal{L} \sum_{processus} (\sigma_p r_p) \int_{bin} \frac{N_p}{N_p^{allbin}} \quad (16)$$

Sachant que, par définition,

$$\int_{bin} \frac{N_p}{N_p^{allbin}} = 1 \quad (17)$$

on a effectivement un nombre d'événements simulés total cohérent :

$$N_{total}^{allprocess} = \mathcal{L} \sum_{processus} (\sigma_p r_p) \quad (18)$$

4.1.2 Caractérisation de l'accord obtenu

Nous sommes maintenant capables de construire de manière précise le signal simulé et de le comparer aux données expérimentales. Nous décrivons ici les critères qui nous permettent de quantifier l'accord de la comparaison.

Un premier critère est de voir si le nombre total d'événements attendus en théorie est effectivement observé. Les distributions statistiques doivent également être similaires et ce, pour toutes les variables tracées. A ce stade de l'analyse, l'accord quantitatif sur le nombre total d'événements est médiocre car plusieurs problèmes doivent être réglés au fur et à mesure. Dans notre cas, la courbe théorique est toujours très en-dessous de la courbe expérimentale, ce qui rend l'appréciation délicate pour la forme des graphes. On utilise alors une normalisation qui permet d'avoir le même nombre d'événements et donc de contrôler les distributions statistiques. Voici comment cette normalisation est définie :

$$N^{exp} = \alpha N^{Wjj} + N^{p \neq Wjj} \quad (19)$$

avec :

N^{exp} nombre total d'événements pour les données expérimentales

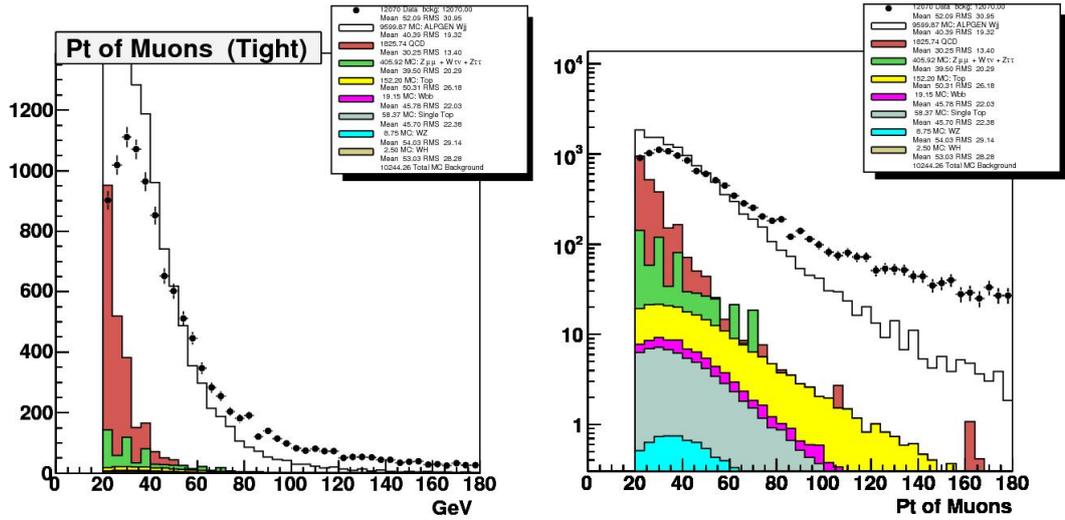
α coefficient de normalisation défini et calculé à partir de (22)

N^{Wjj} nombre d'événements pour les processus $q\bar{q} \rightarrow W(\rightarrow \mu\nu_\mu)jj$ où j représente un jet de n'importe quelle saveur (en pratique, les saveurs légères sont prédominantes)

$N^{p \neq Wjj}$ nombre d'événements pour tous les processus différents

Plus α est différent de 1 et plus cela signifie que l'accord des nombres d'événements est mauvais. En effet, cela signifie qu'il a fallu renormaliser le nombre d'événements de Wjj pour avoir l'égalité de N^{exp} et de N^{theo} . L'accord parfait est observé pour un $\alpha = 1$. On pourrait se demander pourquoi on fait jouer un rôle central à ce processus particulier, c'est simplement parce que c'est le bruit de fond prédominant et sa section efficace est moins bien connue théoriquement. Un exemple de distribution où la courbe théorique et les données sont présentes est montré sur la figure 8.

Notons l'utilité de l'échelle logarithmique pour contrôler la forme de la distribution : celle-ci contracte les hautes valeurs (ce qui permet de voir à quel point le désaccord est important pour les zones où il y a beaucoup d'événements) et dilate les basses valeurs (ce



(a) Pt des muons qui passent la sélection "stricte" en échelle linéaire. (b) Pt des muons qui passent la sélection "stricte" en échelle logarithmique.

FIG. 8 – Distribution expérimentale (points noirs) et théorique du $\|\vec{p}_t\|$ des muons. Chaque couleur correspond à un processus et la ligne noire pleine représente Wjj normalisée. Ce n'est pas une superposition de chaque processus mais un empilement pour que l'histogramme global représente la somme de tous les processus.

qui permet d'examiner plus finement l'accord où le nombre d'événements est faible). Nous pouvons noter que la comparaison est très mauvaise ici. En effet, le facteur de normalisation α vaut 3,17 et la distribution est très mal décrite : le maximum théorique est trop important alors qu'il y a un déficit d'événements à haute énergie.

4.2 Résultats et optimisations

Nous avons explicité la manière de comparer la théorie et l'expérience. Les histogrammes de la figure 8 sont loin d'être satisfaisants et nous expliquons ici la démarche adoptée pour optimiser la comparaison. Deux modifications ont été testées : une sur les données (ajout d'une coupure) et une sur les simulations.

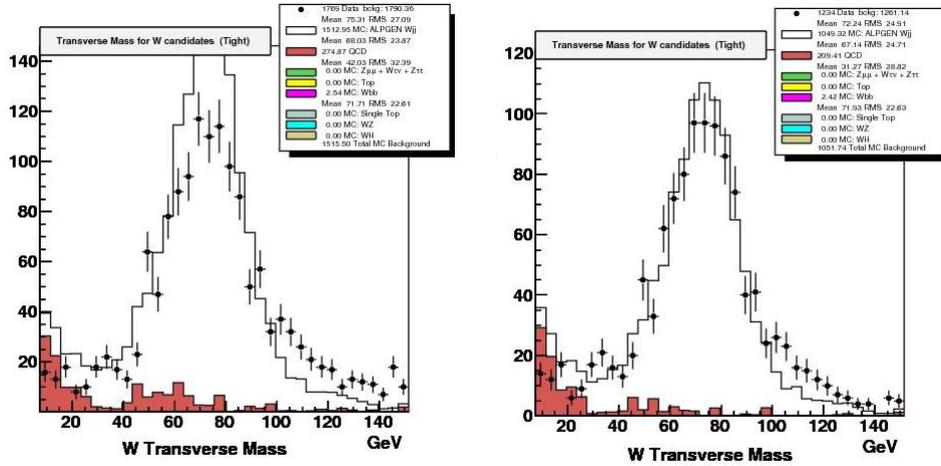
4.2.1 Modification des sélections

La première modification tentée pour améliorer l'accord a été d'ajouter une sélection (coupure) : nous ne gardons que les événements dont les muons ont une trace de suffisamment bonne qualité. Quantitativement, notre critère de sélection est le suivant :

$$\frac{\chi^2}{NDL} < 4 \quad (20)$$

Le critère $\chi^2/NDL < 4$ porte sur un ajustement de la trace (faite dans le trajectomètre) par une équation. On ne garde que les muons qui ont une trace suffisamment modélisable. NDL signifie "nombre de degrés de liberté", autrement dit, c'est le nombre de paramètres dans l'équation théorique de la trajectoire.

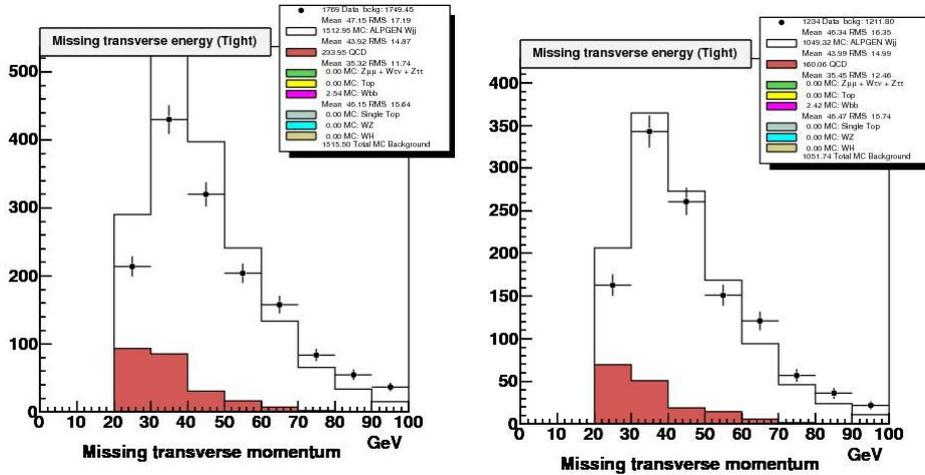
Nous montrons sur les figures 11, 10 et 9 quelques distributions avant et après cette nouvelle coupure, toutes choses étant égales par ailleurs.



(a) Avant coupure sur χ^2 , $\alpha = 3,67$.

(b) Après coupure sur χ^2 , $\alpha = 2,81$.

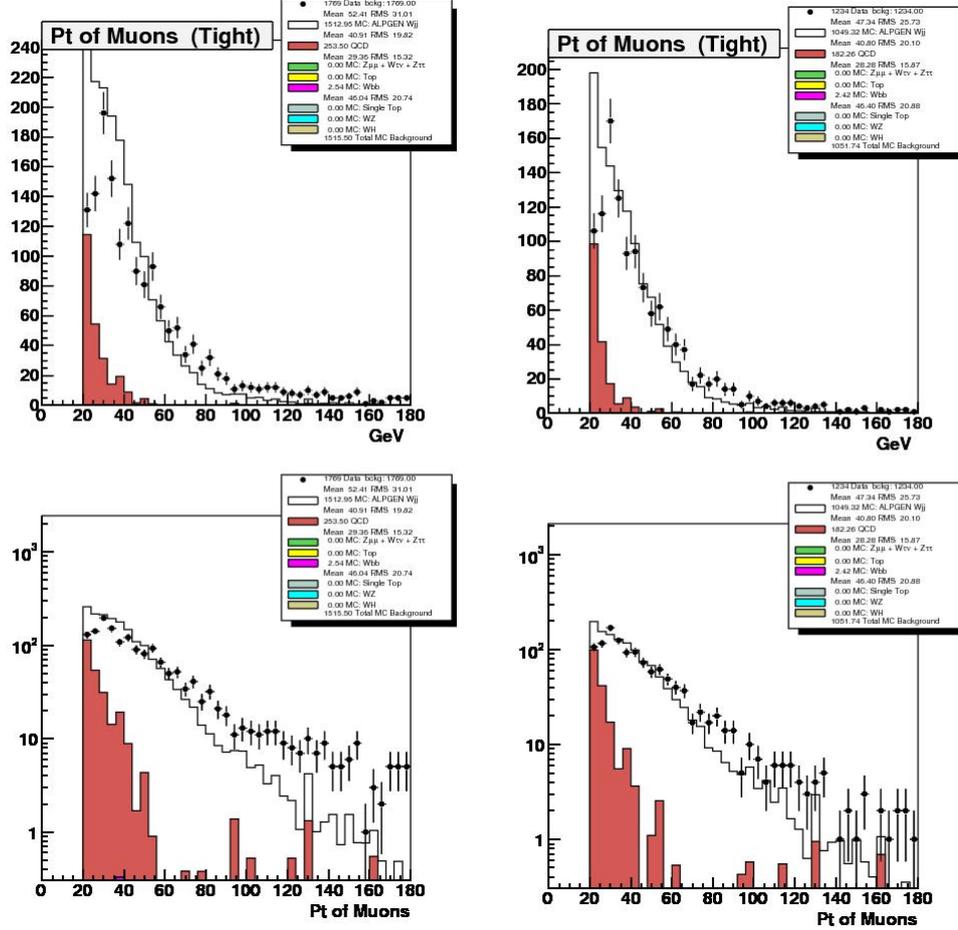
FIG. 9 – Distribution de m_t^W avant et après coupure sur le χ^2 . Le maximum de la distribution de masse est beaucoup mieux décrit quand seuls les muons ayant une trace "modélisable" sont gardés.



(a) Avant coupure sur χ^2 , $\alpha = 3,67$.

(b) Après coupure sur χ^2 , $\alpha = 2,81$.

FIG. 10 – Distribution de $\|E_m^{\vec{t}}\|$ avant et après coupure sur le χ^2 . On remarque deux choses positives : la forme s'améliore et le coefficient de normalisation aussi. Seuls Wbb , Wjj , et la QCD sont introduits.



(a) Avant coupure sur χ^2 , $\alpha = 3,67$ (linéaire en haut et logarithmique en bas). (b) Après coupure sur χ^2 , $\alpha = 2,81$ (linéaire en haut et logarithmique en bas).

FIG. 11 – Distribution de $\|\vec{p}_t\|$ des muons avant et après coupure sur le χ^2 . On remarque deux choses positives : la forme s’améliore et le coefficient de normalisation aussi. A basse énergie, le désaccord est moins mauvais après la coupure, on voit également (sur les diagrammes en semi-logarithmique) que la description à haute énergie diverge plus rapidement avant la coupure. Seuls Wbb , Wjj , et la QCD sont introduits.

4.2.2 Amélioration de la simulation

Nous avons amélioré certaines distributions en modifiant les sélections des données. Les simulations ayant leur défauts, nous pouvons essayer de les affiner. La tentative qui a été faite durant le stage est d'ajouter une incertitude gaussienne à la courbure (et donc au $\frac{1}{\|\vec{p}\|}$) de la trajectoire du muon simulé. Cette modification doit être vue comme une amélioration de la simulation et n'apporte donc aucune modification aux données elles-mêmes. En effet, le détecteur possède une certaine résolution spatiale qui limite la précision des mesures sur la trajectoire. Cette imprécision est moindre dans la simulation, donc nous la corrigeons de la manière suivante :

$$C^{new} = C^{old} + \delta C \quad (21)$$

avec :

C^{new} nouvelle valeur de la courbure

C^{old} ancienne valeur de la courbure

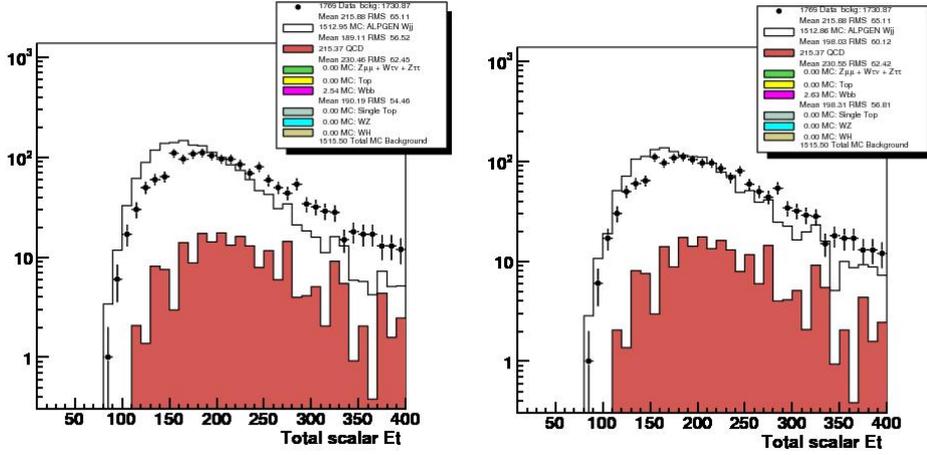
δC fluctuation gaussienne ajoutée

On peut montrer en relativité que la courbure de la trajectoire est proportionnelle à l'inverse de l'impulsion de la particule. Cette incertitude gaussienne devient donc en terme d'impulsion :

$$\|\vec{p}\|^{new} = \frac{1}{\frac{1}{\|\vec{p}\|^{old}} + \delta(\frac{1}{\|\vec{p}\|})} \quad (22)$$

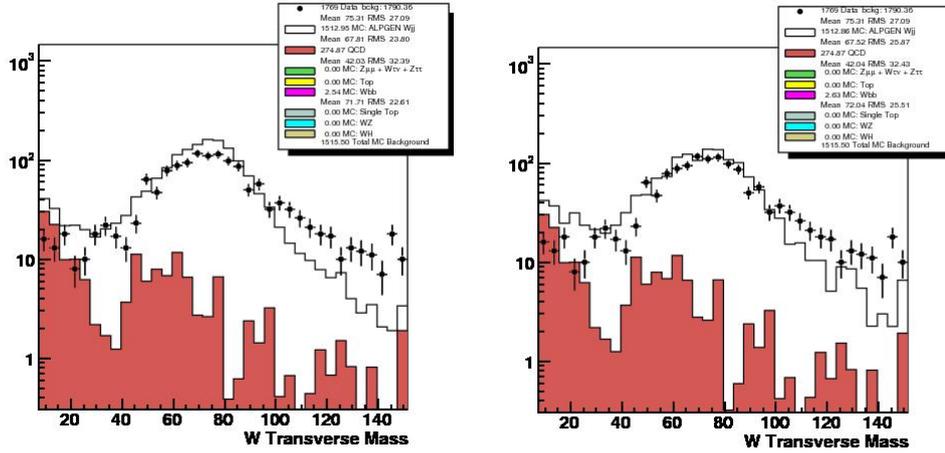
où $\delta(\frac{1}{\|\vec{p}\|})$ est la variation de $\frac{1}{\|\vec{p}\|}$ associée à la variation de la courbure.

Nous pouvons voir l'effet de cette modification dans les comparaisons sur quelques distributions, figures 12 et 13.



(a) Avant optimisation de la simulation, $\alpha = 3, 49$, (b) Après optimisation de la simulation, $\alpha = 3, 60$.

FIG. 12 – Distribution de l'énergie transverse totale avant et après le flou gaussien sur la courbure du muon simulé (en échelle semi-logarithmique). On remarque que les données sont parfaitement identiques ; en revanche, le maximum du signal simulé est légèrement déplacé vers les hautes énergies, ce qui améliore l'accord sur la forme.



(a) Avant optimisation de la simulation, $\alpha = 3, 49$, (b) Après optimisation de la simulation, $\alpha = 3, 60$.

FIG. 13 – Distribution de la masse transverse du W avant et après le flou gaussien sur la courbure du muon simulé (en échelle semi-logarithmique). On note que l'écart entre les données et la simulation diverge moins vite aux hautes masses après la correction. De plus, le maximum de la courbe est mieux décrit.

4.3 Résultats obtenus à la fin du stage

La distribution la plus importante dans notre analyse est la masse invariante des deux jets identifiés comme provenant de quarks beaux. En effet, cette distribution devrait être modifiée à la masse du boson de Higgs si celui-ci existe¹¹. Nous présentons ici quelques graphiques où tous les processus sont simulés et où les différentes corrections explicitées précédemment sont appliquées. Les distributions des muons sont représentées en figure 15, celles relatives à l'énergie manquante en figure 17, et en figure 16 pour les jets. La signification de chaque couleur est donnée en figure 14.

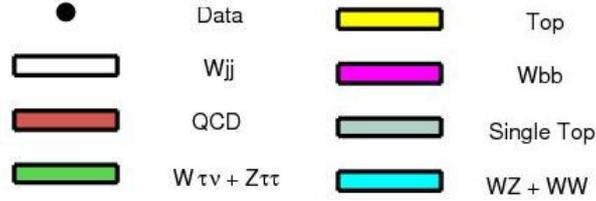
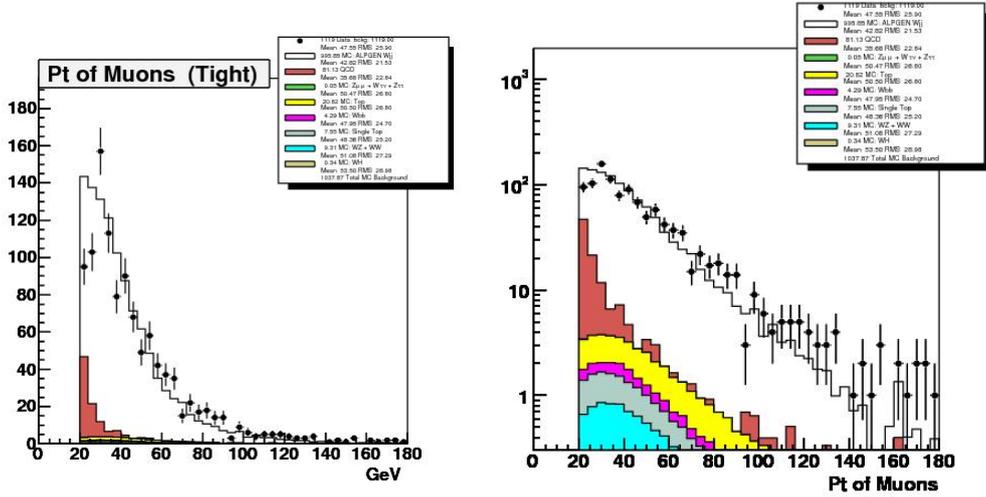


FIG. 14 – Chaque couleur correspond à un certain type de processus. A noter que les processus faisant intervenir des quarks top sont classés en deux catégories.

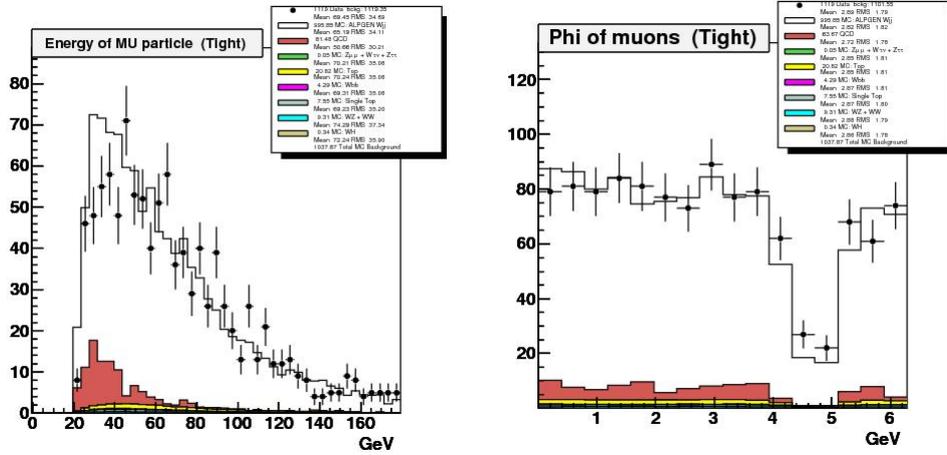
Nous montrons, pour mémoire, la masse invariante des jets identifiés comme provenant de quarks beaux en figure 18. Notons que ce n'est qu'un résultat préliminaire car certaines améliorations doivent être apportées d'une part, et d'autre part, il y a seulement une fraction des données qui sont analysées ici.

Enfin, il peut être intéressant de voir concrètement à quoi ressemble un événement dans l'espace. C'est pourquoi quelques représentations graphiques d'un événement candidat pour le boson de Higgs sont montrées en figure 19 et en figure 1 (page de garde).

¹¹Si cette particule existe, une proportion non négligeable de couple (b, \bar{b}) proviendrait directement de la désintégration de H . Par conséquent, la masse invariante du système (b, \bar{b}) serait égale à la masse du boson de Higgs pour une certaine fraction des événements.

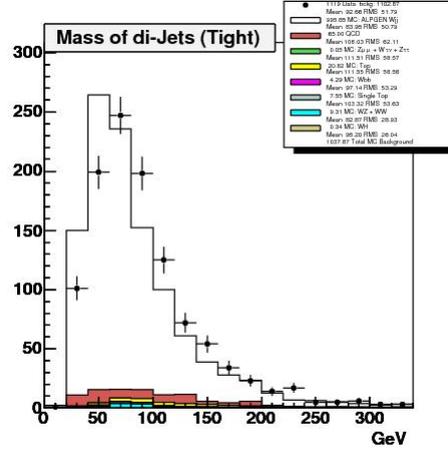
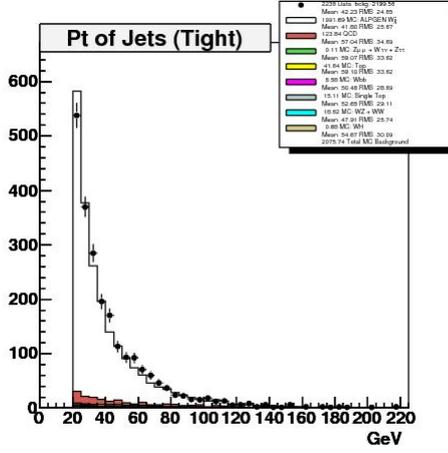


(a) Norme de l'impulsion transverse du muon. (b) Norme de l'impulsion transverse du muon en échelle semi-logarithmique.

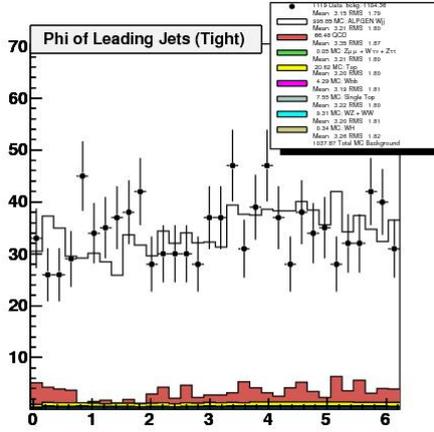
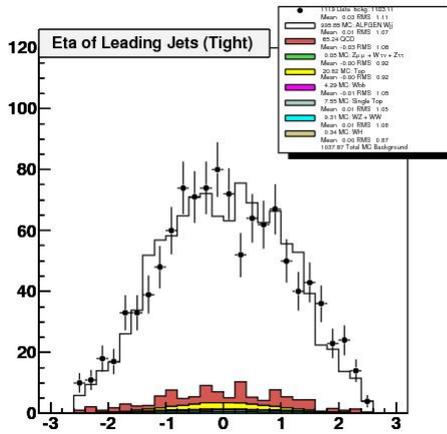


(c) Energie du muon (ou norme de l'impulsion) du muon. (d) Distribution de la variable φ pour le muon.

FIG. 15 – Ensemble des variables du muon. La figure (b) permet de mieux voir les contributions de chaque processus aux distributions statistiques. La distribution (d) nous informe sur la géométrie des événements alors que les autres représentent des variables cinématiques. Les distributions sont acceptables sur la forme bien que le désaccord quantitatif soit important puisque $\alpha = 4, 34$.

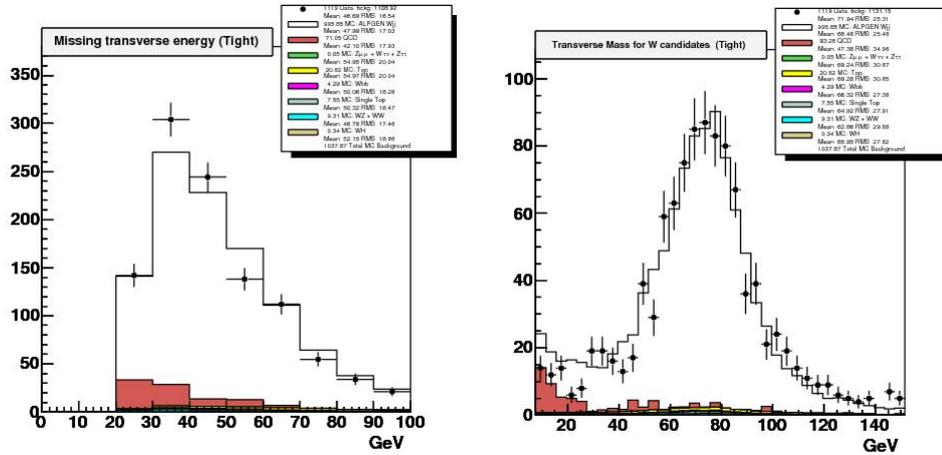


(a) Norme de l'impulsion transverse des jets. (b) Masse invariante du système (j, j) .



(c) Distribution de la variable η pour les jets. (d) Distribution de la variable φ pour les jets.

FIG. 16 – Ensemble des variables des jets. On peut remarquer que l'accord est meilleur sur l'histogramme (a) que sur l'ensemble des distributions montrées dans ce rapport. La figure (b) montre que la masse invariante théorique est décalée vers les basses masses. Il y a peut être une amélioration à apporter à la calibration de l'énergie des jets. Les distributions géométriques de jets sont satisfaisantes pour un premier résultat. On note qu'on ne garde que les événements ayant des jets dont $|\eta| > 2,5$ (conformément aux sélections appliquées).



(a) Norme de l'impulsion transverse manquante.

(b) Masse transverse du boson W .

FIG. 17 – Ensemble des variables relatives à l'impulsion manquante. L'accord est raisonnable mais une étude doit encore être menée pour savoir si les différences entre 30 GeV et 60 GeV sont d'origine statistique ou proviennent d'erreurs systématiques.

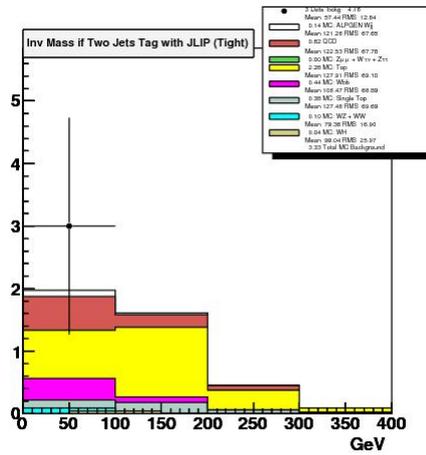
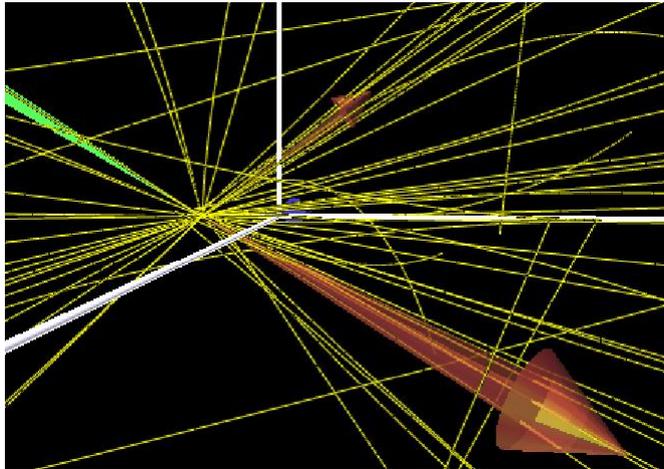
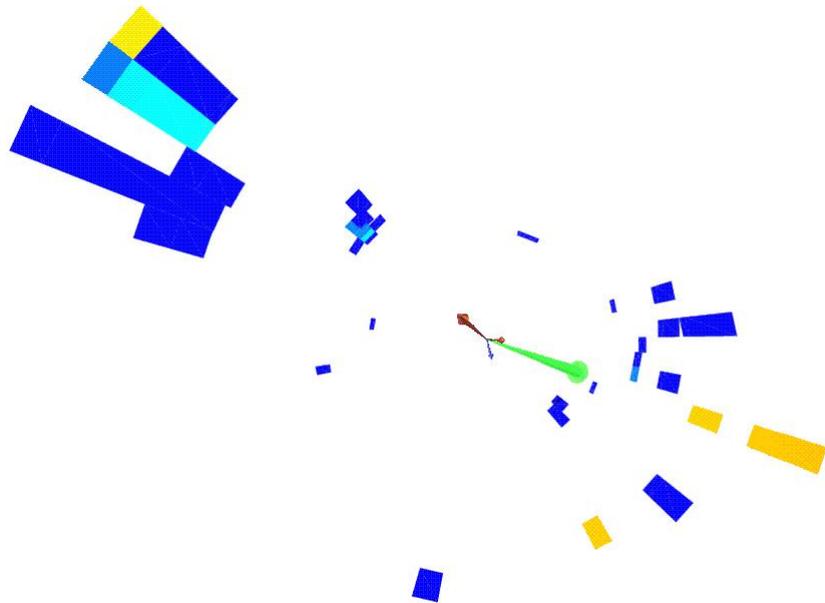


FIG. 18 – Masse invariante des quarks beaux candidats. On remarque la très faible statistique (trois événements seulement) qui empêche de juger précisément sur l'accord de la forme de la distribution.



(a) Événement représenté en trois dimensions. Les axes blancs représentent les axes du repère utilisé. La longueur des flèches est proportionnelle à $\|\vec{p}\|$. Les lignes jaunes représentent les traces laissées dans le trajectomètre. On distingue très bien la trace du muon (ligne jaune dans la flèche verte) et les traces associées à chaque jet (flèche rouge).



(b) Même événement projeté sur le plan (xOy) . Les rectangles bleus schématisent l'énergie mesurée dans le calorimètre. L'ensemble des rectangles sur la gauche de la figure correspond à la mesure du jet le plus énergétique (l'autre étant matérialisé par les 3 rectangles sur la droite). Les deux rectangles jaunes schématisent la détection du muon.

FIG. 19 – Représentation tridimensionnelle d'un événement candidat pour le boson de Higgs

5 Conclusion

La recherche du boson de Higgs est d'une importance capitale pour la compréhension de la matière à son échelle la plus élémentaire. C'est toute une partie de la physique qui doit être modifiée ou non selon les résultats de cette recherche. Le prix à payer pour tester la nature à ce niveau, est un dispositif expérimental très lourd et la nécessité de travailler en collaboration. En effet, une grande quantité d'informations doit être prise en compte pour mener à bien ce type d'expérience.

Bien que le LHC (Large Hadron Collider) soit en construction, les résultats qui seront obtenus à $D\bar{O}$ sont importants puisque même si le boson de Higgs n'y est pas découvert, une limite sur la section efficace de production peut être mesurée. A l'échelle du stage, calculer cette limite était clairement hors de portée. Dans les semaines à venir, l'accord va être amélioré jusqu'au stade où les formes de toutes les distributions seront satisfaisantes et où les nombres théorique et expérimental d'événements seront raisonnablement identiques. C'est uniquement à ce stade que nous pouvons estimer avoir compris les résultats expérimentaux et trancher sur l'existence du boson de Higgs ou bien dériver une limite sur la section efficace de production.

6 Références

- [1] Lars Sonnenschein, Sophie Trincaz-Duvoid, Gregorio Bernardi, *Search For Wbb and WH Production in the Muon Channel Using Pass2 Data*, DØ-Note 5051.
- [2] Stéphanie Beauceron, *Recherche du boson de Higgs dans le canal WH et étude de la production Wbb dans les conditions $p\bar{p}$ à 1.96 TeV dans l'expérience DØ auprès du Tévatron de Fermilab*, http://lfnhe-doctorants.in2p3.fr/uploads/theses/these_Beauceron.ps
- [3] Jean-Roch Vilmant, *Mesure de la section efficace de production de paires de quark top/anti-top dans des collisions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV auprès de l'expérience DØ*, http://lfnhe-doctorants.in2p3.fr/uploads/theses/thesis_Vlimant.pdf
- [4] André Rougé, *Introduction à la Physique Subatomique*, Edition Polytechnique.
- [5] Miruna Anastasoiaie, Stephen Robinson, Tim Scanlon, *Performance of the Neural Network b -tagging Tool on $p17$ Data*, DØ-Note 5213 (Draft-v0.2).

7 Appendices

A Unités naturelles, Ordres de grandeur

Toutes les constantes physiques qui sont dimensionnées ont des valeurs numériques arbitraires puisqu'elles dépendent de nos conventions sur la valeur du mètre, de la seconde et du kilogramme. Passer en unités naturelles revient simplement à se donner un nouveau système de base qui est approprié au système physique étudié d'une part et qui réduit la valeur numérique de certaines constantes à l'unité d'autre part.

Il peut être intéressant d'établir une correspondance numérique précise entre les différents systèmes d'unités. Ceci n'a, bien sur, pas d'intérêt pratique puisqu'il suffit d'ajouter les facteurs manquants par analyse dimensionnelle pour les applications numériques dans les unités SI. Cependant c'est très utile pour se rendre compte des échelles de temps et de distances qui interviennent dans les phénomènes étudiés.

Travailler en unités naturelles revient simplement à dire que la valeur numérique de c vaut l'unité soit : $c = 1 \text{ m.s}^{-1}$. Voyons ce que cela engendre numériquement. Pour cela tous les symboles des unités naturelles seront notés avec un prime.

Pour construire un nouveau système d'unités, il faut 3 unités fondamentales indépendantes : c'est le système $\{m, s, kg\}$. Dans notre cas, nous choisirons 3 unités différentes mais équivalentes¹² $\{m, s, J\}$. Pour faire le passage avec les unités usuelles, on impose un lien entre m et m' d'une part et eV et eV' d'autre part. En effet, on fixe uniquement c , soit le rapport entre l'espace et le temps dans le système prime ; il faut donc se donner la conversion de l'une des deux grandeurs pour obtenir l'autre. Il reste alors à fixer la conversion de l'énergie entre les deux systèmes. Voici donc une correspondance numérique possible :

$$\begin{aligned} 1 \text{ m}'\text{s}'^{-1} &= 3.10^{-8} \text{ ms}^{-1} \\ 1 \text{ m}' &= 10^{-15} \text{ m} \\ 1 \text{ J}' &= 1 \text{ J} \text{ ou } 1 \text{ eV}' = 1 \text{ eV} \end{aligned}$$

Avec ceci, on trouve les correspondances suivantes :

$1 \text{ s}' = 10^{-23} \text{ s}$ (soit le temps mis par la lumière pour traverser un nucléon).

$1 \text{ kg}' = 9.10^{-16} \text{ kg}$ (soit la masse d'environ dix milliards d'atomes).

Il peut être intéressant de donner certains ordres de grandeur pour les masses des particules et les temps caractéristiques de désintégration pour les 3 interactions dans le système d'unités approprié. En fait, imposer que les valeurs des énergies coïncident pour les deux systèmes entraîne que l'unité de masse dans le système prime n'est pas réellement adaptée : $50 \text{ GeV}' \rightarrow 1 \text{ nkg}'$. Pour les temps de désintégration, on trouve des valeurs numériques plus parlantes : par exemple, les désintégrations par interaction forte ont un temps caractéristique $\tau_{forte} = 1 \text{ s}'$ tandis que l'interaction électromagnétique provoque des désintégrations en un temps $\tau_{em} = 10^9 \text{ s}'$ (soit un milliard de fois plus grand). Il est plus difficile de donner des ordres de grandeur pour l'interaction faible car les temps caractéristiques s'échelonnent

¹²Utiliser $\{m, s, kg\}$ est équivalent à utiliser $\{m, s, kg.m^2.s^{-2}\}$ puisque $J = kg.m^2.s^{-2}$ ne peut pas s'obtenir avec des combinaisons de m et kg : ce sont bien des unités indépendantes.

de 10^{18} s' à 10^{14} s'.

On peut remarquer, pour finir, l'importance d'une théorie microscopique relativiste pour décrire ce genre de phénomène puisque le temps typique de désintégration par interaction forte est le temps qu'il faut à la lumière pour traverser un nucléon !

B Approximations relativistes utilisées

Depuis le début du 20^{ème} siècle, nous savons que les lois de la mécanique sont différentes quand les vitesses des objets étudiés se rapprochent de la vitesse limite c . Le temps devient alors une grandeur qui dépend du référentiel d'étude¹³(au même titre que la vitesse) et le passage d'un référentiel à un autre mélange des grandeurs de nature spatiale et temporelle.

B.1 Rappels de base

Nous rappelons ici quelques définitions et les transformations de Lorentz afin de pouvoir expliciter les approximations utilisées en pratique. Nous considérons deux référentiels $\mathcal{R} = (x, y, z, t)$ et $\mathcal{R}' = (x', y', z', t')$ qui se déplacent l'un par rapport à l'autre avec une vitesse constante v parallèle à l'axe $Ox = Ox'$. Nous voulons repérer un point $M = (x, y, z, t)$ en mouvement dans \mathcal{R} grâce aux repère \mathcal{R}' . Les deux postulats de la relativité restreinte conduisent à :

$$\begin{aligned}x' &= \gamma(x - \beta ct) \\y' &= y \\z' &= z \\ct' &= \gamma(ct - \beta x)\end{aligned}$$

avec

$$\beta = \frac{v}{c} \text{ et } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Nous sommes amenés, le plus souvent, à considérer le repère "attaché" à une particule pour comprendre les relations entre les grandeurs mesurées depuis le référentiel du laboratoire. Comment sont reliées, par exemple, l'énergie et l'impulsion d'une particule ultra-relativiste mesurées depuis ce référentiel? Nous introduisons ici un quadrivecteur important qui nous permettra de démontrer toutes les approximations utilisées : le quadrimoment $\mathbf{p} = (\gamma mc, \gamma m\vec{v})$. La partie spatiale s'identifie à la quantité de mouvement relativiste ($\vec{p} = \gamma m\vec{v}$) et la partie temporelle s'identifie à l'énergie relativiste ($E = \gamma mc^2$). Par définition, la pseudo-norme d'un quadrivecteur est un invariant (indépendant du référentiel d'étude), d'où la relation fondamentale :

$$E^2 = (mc^2)^2 + (c\vec{p})^2 \tag{23}$$

B.2 Approximation et ordres de grandeur

Dire qu'une particule est ultra relativiste revient à dire que son énergie est très grande devant son énergie de masse, ou de manière équivalente que sa vitesse est proche de c . En effet, le rapport de son énergie et de son énergie de masse est donné par le facteur γ . Plus ce facteur est grand et plus β se rapproche de 1.

Si on considère dans (23) que le terme $(mc^2)^2$ est négligeable devant E^2 , on obtient que $\vec{p}^2 = (\frac{E}{c})^2$, soit en unités naturelles : $\|\vec{p}\| = E$. Nous pouvons vérifier la validité de cette hypothèse dans notre situation : l'énergie du proton (ou de l'antiproton) est de 980 GeV alors que sa masse est d'environ 1 GeV!

¹³Il a alors le statut de coordonnée et non celui de paramètre.

C Luminosité, nombre d'événements, sections efficaces : définitions

Le moyen le plus efficace pour chercher les constituants élémentaires de la matière est de faire des collisions à haute énergie entre particules. L'étude du système après la collision nous permet de comparer notre théorie à la réalité expérimentale.

Il est donc important de comprendre les grandeurs qui caractérisent un nombre de collisions, où plus généralement, un nombre d'événements pour un processus donné. On introduit deux grandeurs caractéristiques, la section efficace différentielle $\frac{d\sigma^\alpha}{d\Omega}$ (en $pb.rad^{-1}$) et la luminosité instantanée L (en $pb^{-1}.s^{-1}$) qui sont définies par :

$$\frac{d^2n^\alpha}{dt d\Omega} = L \frac{d\sigma^\alpha}{d\Omega} \quad (24)$$

où $\frac{d^2n^\alpha}{dt d\Omega}$ est le nombre d'événements détectés par unité de temps, dans la direction $d\Omega$ et pour un processus α .

Ces deux grandeurs traduisent chacune des propriétés bien spécifiques qui s'excluent. En effet, le nombre de processus dépend de plusieurs paramètres : la densité des paquets de particules qui s'entrechoquent, leur énergie, le processus physique qui régit l'interaction entre les particules, etc ... Détaillons les rôles respectifs de $\frac{d\sigma^\alpha}{d\Omega}$ et de L :

- La section efficace différentielle : ce coefficient contient toute la physique de l'interaction. C'est en fait précisément la grandeur qu'on prévoit théoriquement et que l'on mesure. La section efficace donne la probabilité, pour une luminosité instantanée donnée (cf. ci-après), d'observer un événement. La terminologie aide à comprendre la signification de cette grandeur : la section efficace est la section que devrait avoir deux particules sphériques pour réagir si elles n'avaient pas d'interactions. Cette image est classique et a peu de signification dans notre cas : la section efficace traduit simplement une probabilité d'interaction pour une luminosité donnée.

La section efficace totale d'un processus, s'obtient en intégrant sur toutes les directions de l'espace. La section efficace totale de collision $p\bar{p}$ s'obtient en sommant sur tous les processus possibles :

$$\sigma_{tot}^\alpha = \int \frac{d\sigma^\alpha}{d\Omega} d\Omega \quad (25)$$

$$\sigma_{tot} = \sum_{\alpha} \sigma_{tot}^\alpha \quad (26)$$

- La luminosité dépend uniquement des propriétés des faisceaux de particules qui s'entrechoquent. En effet, en prenant l'image classique de la section efficace, on comprend bien que plus les faisceaux seront denses et plus la probabilité d'interaction sera grande pour une section efficace donnée. On utilise aussi parfois la luminosité intégrée \mathcal{L} (en pb^{-1}) définie par :

$$\mathcal{L} = \int_{\Delta T} L dt \quad (27)$$

de sorte que le nombre d'interactions $n_{p\bar{p}}$ pendant un intervalle ΔT s'écrit :

$$n_{p\bar{p}} = \mathcal{L}\sigma_{tot} \quad (28)$$

La luminosité quantifie l'aptitude du dispositif expérimental à provoquer des processus élémentaires. Plus un processus sera rare, plus son observation exigera une luminosité élevée (ce qui justifie cette course vers les hautes luminosités). Dans notre situation, les données analysées ont été obtenues avec une luminosité intégrée de l'ordre de 700 pb^{-1} ; la section efficace théorique de notre processus élémentaire étant de $\sigma_{p\bar{p} \rightarrow WH} = 0,0150 \text{ pb}$, on obtient en moyenne 10,5 d'événements.

Remarque : Une même réaction peut avoir plusieurs états finaux différents, on définit alors un rapport d'embranchement, r , qui est la probabilité d'avoir un état final particulier. Le nombre d'événements est alors obtenu en tenant compte de cette probabilité :

$$n = \mathcal{L}\sigma r \quad (29)$$