



UFR Sciences et Technologies



MASTER SCIENCES DE LA MATIÈRE DEUXIÈME ANNÉE

SPÉCIALITÉ : Physique des Particules

RAPPORT DE STAGE

Recherche de matière noire dans le secteur du quark top avec le détecteur ATLAS

par

Théo MEGY

Responsable(s) de stage : **Romain MADAR**



Juin 2015

Remerciements

Je souhaite en premier lieu remercier Monsieur Alain Falvard, directeur du laboratoire de physique corpusculaire de m'avoir reçu au sein du laboratoire, ainsi que Dominique Pallin, responsable du groupe ATLAS de Clermont-Ferrand de m'avoir accueilli dans cette équipe.

Je remercie sincèrement Romain Madar, chercheur CNRS, de m'avoir encadré durant ce stage et de ses efforts pour m'intégrer au milieu de la physique des particules. Il m'a donné toutes les clés pour envisager de mener une thèse, qui se fera, je l'espère, toujours sous sa direction.

Je tiens enfin à remercier tous les membres de l'équipe ATLAS de m'avoir si bien accueilli durant ce stage.

Table des matières

Introduction	1
1 Contexte théorique	2
1.1 Le Modèle Standard	2
1.2 Lacunes et perspectives	3
1.2.1 La matière noire	3
1.2.2 Recherche de matière noire	4
1.3 Recherche de matière noire au LHC	4
1.3.1 Un modèle de matière noire	5
1.3.2 Étude de la signature <i>same-sign top</i>	7
2 Contexte expérimental	8
2.1 Le LHC	8
2.2 Le détecteur ATLAS	8
2.3 Génération de données simulées	10
3 Combinaison des analyses <i>monotop</i> et <i>same-sign top</i>	11
3.1 Modes de production additionnels	11
3.2 Combinaison des analyses <i>monotop</i> et <i>same-sign top</i>	12
3.2.1 Cas naïf	12
3.2.2 Étude de l'importance des voies spécifiques à <i>same-sign top</i>	13
3.2.3 Étude de l'influence de la largeur de V sur la cinématique des événements	15
3.3 Perspectives	16
4 Analyse <i>same-sign dilepton</i>	17
4.1 Bruits de fond	17
4.2 Signature du signal	18
4.3 Analyse	19
4.3.1 Génération des événements et sélection des objets	19

4.3.2	Estimation des bruits de fond	20
4.3.3	Comparaison du signal et du bruit de fond	22
4.4	Estimation de la sensibilité	24
4.4.1	Méthode CL_s	24
4.4.2	Optimisation de la sélection en Ht	25
4.4.3	Détermination d'une masse limite	26
	Conclusion	28

Introduction

Depuis l'avènement des sciences modernes au 16^{ème} siècle, l'Homme n'a cessé d'accroître ses connaissances sur le monde qui l'entoure. C'est donc dans le but de définir et d'expliquer les lois qui régissent l'univers que les physiciens actuels explorent sans relâche l'infiniment grand et l'infiniment petit.

La **physique des particules**, ou physique des hautes énergies, trouve ses origines dans les travaux de Thomson, qui découvrit en 1897 la première des particules élémentaires : l'électron. Depuis lors, les avancées tant théoriques qu'expérimentales ont permis de comprendre et d'expliquer la plupart des phénomènes observés, et ont abouti à la construction d'un modèle d'une grande fiabilité : **le Modèle Standard**.

Certaines observations semblent cependant indiquer que ce modèle est incomplet et des théories ont été élaborées pour le compléter. Il s'agit donc aujourd'hui de mettre ces théories à l'épreuve expérimentale. Pour cela, les expérimentateurs bénéficient d'un outil d'une puissance inégalée : le LHC (*Large Hadron Collider*), un accélérateur de particules permettant de sonder la matière dans de larges gammes d'énergie auparavant inaccessibles.

Le modèle qui sera étudié cherche ainsi à étendre le Modèle Standard en prédisant une nouvelle particule le liant à la matière noire. L'objet du travail qui va suivre sera de déterminer la sensibilité à ce modèle que l'on peut obtenir avec le détecteur ATLAS installé auprès du LHC, pour des collisions de 13 TeV, ainsi que d'étudier la manière d'optimiser les contraintes en combinant les analyses portant sur les deux signatures autorisées par le modèle.

Dans une première partie le Modèle Standard sera présenté, ainsi qu'une de ses limites en particulier : la matière noire. On décrira ensuite le modèle proposant de remédier à cette limite, avant de s'intéresser au contexte expérimental. Le travail effectué dans le but d'établir une stratégie de combinaison sera présenté par la suite. Enfin, l'analyse étudiant le potentiel de découverte de ce modèle sera développée.

1 Contexte théorique

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie qui décrit toutes les particules élémentaires observées à ce jour, ainsi que leurs interactions. Les particules sont réparties en deux groupes distincts : les **fermions**, qui constituent la matière, et les **bosons**, qui véhiculent les interactions.

Les fermions Le Modèle Standard décrit la matière grâce à douze fermions fondamentaux, caractérisés par leur spin demi-entier. Pour chaque fermion il existe un anti-fermion, de mêmes masse et spin mais de nombres quantiques opposés (charge électrique, couleur, nombres baryonique, leptonique, de famille). Ils sont classés en deux catégories en fonction des interactions auxquelles ils sont sensibles : les **quarks** (TAB. 1.1) sont sensibles aux interactions forte et faible, tandis que les leptons (TAB. 1.2) ne sont pas sujets à l'interaction forte. La première famille de quarks et de leptons constitue la matière ordinaire alors que les particules des deux autres familles, plus lourdes, sont instables et se désintègrent rapidement. De ce fait, elles ne peuvent être obtenues qu'à partir de phénomènes cosmiques de hautes énergies ou d'accélérateurs de particules.

	Saveur	Masse	Charge (e)
Première famille	u (<i>up</i>)	$2.3^{+0.7}_{-0.5}$ MeV	+2/3
	d (<i>down</i>)	$4.8^{+0.5}_{-0.3}$ MeV	-1/3
Deuxième famille	c (<i>charm</i>)	1.275 ± 0.025 GeV	+2/3
	s (<i>strange</i>)	95 ± 5 MeV	-1/3
Troisième famille	t (<i>top</i>)	173.34 ± 0.76 GeV [1]	+2/3
	b (<i>bottom</i>)	4.18 ± 0.03 GeV	-1/3

TAB. 1.1: Récapitulatif des quarks du Modèle Standard [2].

	Saveur	Masse	Charge (e)
Première famille	électron e^-	0.511 MeV	-1
	neutrino électronique ν_e	<2 eV	0
Deuxième famille	muon μ^-	105.658 MeV	-1
	neutrino muonique ν_μ	<0.19 MeV	0
Troisième famille	tau τ^-	1776.82 ± 0.16 MeV	-1
	neutrino tauique ν_τ	<18.2 MeV	0

TAB. 1.2: Récapitulatif des leptons du Modèle Standard [2]. Les incertitudes sur les masse de l'électron et du muon ne sont pas présentées ici, étant infimes.

Bosons et interactions Trois des quatre interactions fondamentales sont décrites par le Modèle Standard : les interactions électromagnétique, forte et faible. Elles sont véhiculées par des particules de spin 1, les **bosons de jauge**. Il existe une quatrième interaction fondamentale, la gravitation, qui n'est pas décrite dans ce modèle. Une **interaction** entre deux particules consiste en l'**échange d'un boson**, la portée de l'interaction étant définie par la masse de la particule médiatrice.

L'**interaction électromagnétique** est régie par la symétrie de jauge $U(1)$. Elle est véhiculée par le photon de masse nulle et est de ce fait de portée infinie. Elle agit entre toutes les particules possédant une charge électrique.

Tous les fermions sont sensibles à l'**interaction faible**, respectant la symétrie $SU(2)_L$. Elle est notamment responsable des désintégrations radioactives de type β . Elle a une portée très faible (de l'ordre de 10^{-17} m) du fait de la masse élevée de ses bosons vecteurs W^\pm et Z .

Ces deux interactions sont unifiées au sein de la théorie électrofaible, régie par la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

L'**interaction forte** est la plus intense des quatre interactions fondamentales, elle respecte la symétrie $SU(3)$. Elle agit exclusivement entre les quarks et permet de ce fait de maintenir la cohésion des hadrons, ainsi que celle des noyaux atomiques. Elle a une portée limitée (10^{-15} m) en dépit de la masse nulle de ses bosons vecteurs, les gluons. En effet, lorsque la distance entre deux quarks s'accroît, l'intensité de l'interaction entre ceux-ci augmente de telle manière que la création d'une paire quark-antiquark devient plus favorable énergétiquement que le maintien de l'interaction, c'est le phénomène dit de confinement.

Il existe de plus un autre boson fondamental de spin 0, le boson de Higgs H , découlant du mécanisme du même nom, qui permet d'expliquer le fait que les bosons vecteurs de l'interaction faible ainsi que les fermions aient une masse.

Interaction	Boson	Masse	Charge (e)
Électromagnétique	Photon	0	0
Forte	Gluons	0	0
Faible	W^\pm	80.385 ± 0.015 GeV	± 1
	Z	91.1876 ± 0.0021 GeV	0
	H	125.9 ± 0.4 GeV	0

TAB. 1.3: Récapitulatif des bosons du Modèle Standard [2].

1.2 Lacunes et perspectives

Le Modèle Standard a démontré sa fiabilité en réussissant à décrire non seulement toutes les particules découvertes à ce jour, mais également leurs propriétés. Cependant, plusieurs points semblent indiquer qu'il présente des lacunes. En effet, un des ses défauts majeurs est son incapacité à décrire l'interaction gravitationnelle, pourtant l'une des quatre interactions fondamentales, qui est négligeable à l'échelle électrofaible (10^2 GeV), mais qui doit être prise en compte à l'échelle de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV).

De plus, bien que la découverte du boson de Higgs en 2012 [3] confirme la validité du Modèle Standard, le mécanisme de Higgs est un ajout *ad-hoc* qui dénote d'une faiblesse du modèle. Enfin, ce modèle n'explique pas certaines observations expérimentales telles que l'asymétrie matière-antimatière, la masse des neutrinos ou encore la matière noire.

1.2.1 La matière noire

Le concept de matière noire résulte d'observations cosmologiques indiquant la présence de matière invisible au sein des structures de grande échelle de l'univers. L'hypothèse de l'existence de la matière noire a en premier lieu été faite suite à des études sur la vitesse de rotation des galaxies spirales, comparant la masse visible d'une galaxie, étoiles, gaz et poussières, à sa masse dynamique, déduite de sa vitesse de rotation. Les résultats de ces mesures ont

montré que la masse dynamique était bien supérieure à la masse visible, suggérant ainsi la présence d’une grande quantité de matière n’interagissant pas, ou peu, avec les particules du Modèle Standard. Celui-ci ne décrivant pas de particules ayant de telles propriétés, on les désigne par le terme générique **matière noire** (FIG. 1.1). Par la suite, plusieurs autres observations (mesure de la masse d’amas de galaxies par lentille gravitationnelle, observation de la collision de nuages de gaz) sont venues confirmer la présence de matière noire, ainsi que son importance relative par rapport à la matière ordinaire.

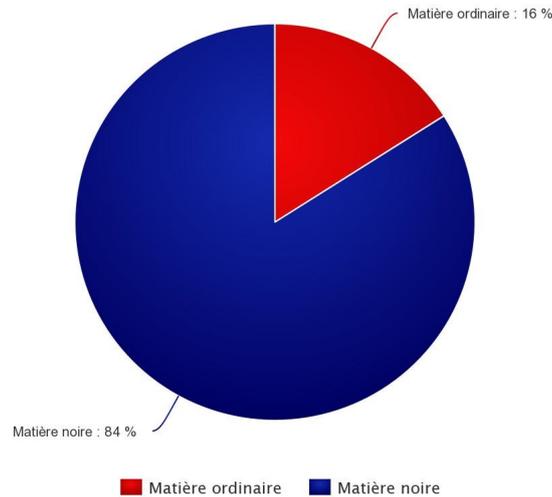


FIG. 1.1: Répartition de la densité de matière dans l’univers.

Le lien entre cosmologie et physique des particules s’effectue donc pour confirmer l’existence de particules possédant les caractéristique supposées de la matière noire, les WIMPs (*Weakly Interacting Massive particles*) et pour identifier de telles particules. Ainsi, plusieurs modèles au delà du Modèle Standard mettant en jeu des WIMPs ont été développés et sont testés expérimentalement.

1.2.2 Recherche de matière noire

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées dans le but de détecter des particules de matière noire et de mettre à l’épreuve les différents modèles les décrivant (FIG. 1.2) :

- certaines expériences recherchent directement la matière noire, la stratégie étant de détecter la diffusion d’une particule de matière noire avec des nucléons du matériau composant le détecteur.
- d’autres détecteurs cherchent les produits de désintégration ou d’annihilation des particules de matière noire. Deux WIMPs pourraient s’annihiler et produire des particules du Modèle Standard, en particulier des photons de haute énergie (rayons gamma), un tel processus pouvant être détecté à travers un excès de rayons gamma provenant de régions de haute densité en matière noire.
- une troisième stratégie de recherche est la production de WIMPs à l’aide d’un accélérateur de particules.

1.3 Recherche de matière noire au LHC

Les particules constituant la matière noire n’interagissant que faiblement, elles sont invisibles pour les détecteurs installés sur un accélérateur de particules tel que le LHC et leur production serait donc caractérisée par la mesure d’une grande quantité d’énergie manquante. Ainsi, la recherche de matière noire au LHC doit être menée à partir de signatures expérimentales où une grande quantité d’énergie manquante est produite en association avec une(des)

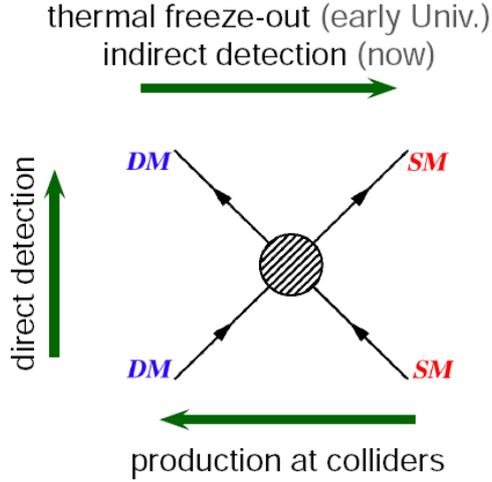


FIG. 1.2: Méthodes de détection de la matière noire.

particule(s) du Modèle Standard.

D'autre part, le secteur du quark *top* est favorisé pour la recherche de physique au-delà du Modèle Standard, et donc de matière noire. En effet, en raison de sa masse élevée, le quark *top* devrait se coupler plus fortement aux particules de Nouvelle Physique que n'importe quelle autre particule du Modèle Standard.

Ainsi, il est judicieux de rechercher de la matière noire au LHC *via* l'étude de signatures associant des quarks *top* à de l'énergie manquante, en particulier :

- un paire *top-antitop* associée à de l'énergie manquante ;
- un *top* célibataire associé à de l'énergie manquante.

1.3.1 Un modèle de matière noire

L'article [4] propose de bâtir plusieurs modèles respectant la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en se basant sur une signature expérimentale spécifique : un quark *top* produit en association avec une grande quantité d'énergie manquante. Le modèle menant à la production d'un quark *top* associé à un boson invisible de spin 1 va nous intéresser par la suite.

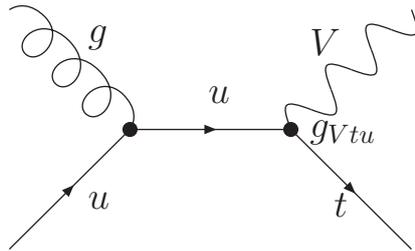


FIG. 1.3: Diagramme de Feynman de production du boson V.

Dans ce modèle, le boson, appelé V, se couple à la fois au Modèle Standard, en particulier avec le quark *top* et les quark légers de type *up* (*up* ou *charm*), et à des fermions invisibles, candidats pour être des particules de matière noire. Ce nouveau boson est donc le médiateur des interactions entre les particules du Modèle Standard et les candidats de matière noire, présentant la dynamique suivante :

$$\mathcal{L}_{int} = V_\mu (g_{R\chi} \bar{\chi}_R \gamma^\mu \chi_R + g_{L\chi} \bar{\chi}_L \gamma^\mu \chi_L) + (a_R^{ij} V_\mu \bar{u}_{R,i} \gamma^\mu u_{R,j} + a_L^{ij} V_\mu (\bar{u}_{L,i} \gamma^\mu u_{L,j} + \bar{d}_{L,i} \gamma^\mu d_{L,j})) \quad (1.1)$$

où les indices i et j tournent sur les générations de quarks, $a_{R,L}^{ij}$ ($g_{R,L\chi}$) sont les constantes de couplages droites et gauches de V avec les quarks (les fermions invisibles). Le premier terme décrit donc l'interaction du médiateur avec les candidats de matière noire, tandis que le second terme caractérise ses interactions avec les quarks.

Le lagrangien 1.1 contient trop de degrés de liberté pour définir une phénoménologie au LHC. Certaines simplifications sont appliquées au niveau des structures chirale et de saveur, dans le but de mener à la production d'un signal visible au LHC :

- on se concentre sur les couplages avec les quarks *up* et *top*. En effet la signature étudiée est produite grâce à un vertex Vtu ou Vtc , mais le quark c n'étant pas un quark de valence du proton la section efficace du processus passant par un vertex Vtc est trop faible pour être visible au LHC. On laisse donc de côté les couplages impliquant la deuxième génération, laissant ainsi $a_{R,L}^{13}$ et $a_{R,L}^{31}$ comme seules constantes de couplage non nulles pour l'interaction de V avec le Modèle Standard ;
- on s'intéresse aux cas où les couplages gauches sont nuls. Cela permet de supprimer les interactions avec les quarks de type *down*, qui rendent possible une signature mono(b-)jet.

Le lagrangien de l'interaction de V avec le Modèle Standard est ainsi simplifié :

$$\mathcal{L}_{Vtu} = g_{Vtu} V_\mu \bar{u}_{R,1} \gamma^\mu u_{R,3} \quad (1.2)$$

avec $g_{Vtu} = a_R^{31} = a_R^{13}$, la constante de constante de couplage associée au vertex Vtu .

Au final ce modèle peut être testé grâce à deux signatures expérimentales, suivant le mode de désintégration de V :

- **Monotop** : un quark *top* produit avec une grande quantité d'énergie manquante, dans le cas où V donne une paire de candidats de matière noire (FIG. 1.4a) ;
- **Same-sign top** : deux quarks *top* de même signe produits en association avec un quark *up* de signe opposé, si V se désintègre en $t\bar{u}$ (FIG. 1.4b). V peut aussi se désintégrer en $\bar{t}u$ (dans 50% des cas), menant ainsi à une signature avec deux *tops* de signe opposés ne nous intéressant pas.

Bien que ce modèle ait été construit dans le but de mener à la signature *monotop*, la signature *same-sign top* est pertinente. En effet, le boson V est produit à partir d'un vertex Vtu , ce qui contraint le rapport d'embranchement de V en matière noire $BR[V \rightarrow \chi\chi]$ à être inférieur à un.

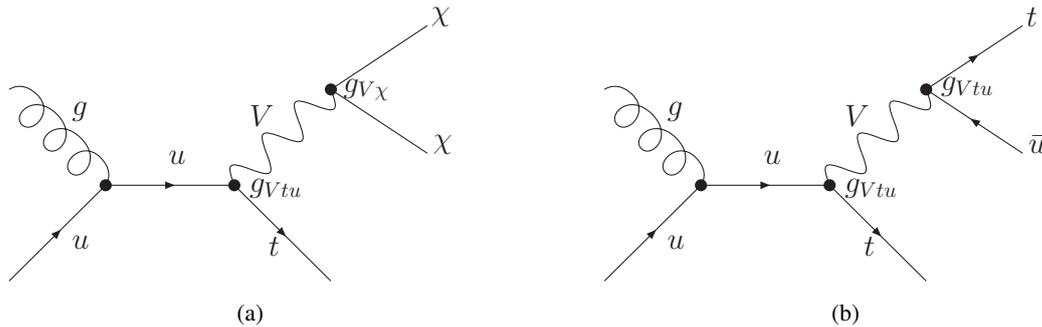


FIG. 1.4: Signatures **monotop** (a) et **same-sign top** (b).

Une étude préliminaire a été réalisée au cours de ce stage à partir des limites déterminées par les analyses basées sur les deux signatures (Cf Chapitre 3). Celle-ci montre que l'analyse *same-sign top* permet de contraindre une part bien plus importante de l'espace des paramètres que l'analyse *monotop*, puisqu'elle est plus sensible jusqu'à un rapport d'embranchement $BR[V \rightarrow \chi\chi]$ de 98%. Il semble donc judicieux de s'intéresser à cette signature pour le run 2 du LHC, où l'énergie dans le référentiel du centre de masse atteindra 13 TeV, et c'est justement le but de l'analyse qui va être développée dans la suite de ce rapport.

1.3.2 Étude de la signature *same-sign top*

L'étude de cette signature va être menée à l'aide de données simulées dans le cadre de collisions proton-proton au LHC (Cf chapitre 2), donnant accès aux états finaux issus de ces collisions. Il faut donc connaître les états finaux auxquels cette signature va mener, en particulier la connaissance des modes de désintégration du quark *top* est capitale.

Le quark top Le quark top ayant un temps de vie extrêmement court (10^{-25} s), il se désintègre avant d'avoir eu le temps de s'hadroniser. Sa désintégration se fait presque uniquement selon le processus $t \rightarrow Wb$, l'état final ne dépendant ainsi que du mode de désintégration du boson W . On définit deux types de désintégrations pour le boson W : hadronique lorsqu'il produit une paire quark-antiquark ($W \rightarrow q\bar{q}'$), et leptonique lorsqu'il se désintègre en une paire neutrino-lepton chargé ($W \rightarrow l\nu$). Les probabilités de désintégration suivant les différents processus sont présentées dans le Tableau 1.4.

Désintégration	Canal	Rapport de branchement
Leptonique	$W \rightarrow e\nu_e$	$(10.75 \pm 0.13)\%$
	$W \rightarrow \mu\nu_\mu$	$(10.57 \pm 0.15)\%$
	$W \rightarrow \tau\nu_\tau$	$(11.25 \pm 0.20)\%$
Hadronique	$W \rightarrow q\bar{q}'$	$(67.60 \pm 0.27)\%$

TAB. 1.4: Rapports de branchement des modes de désintégration du boson W [2].

De plus, le lepton τ est instable et se désintègre avant d'atteindre le détecteur. Ainsi, les leptons chargés dans les états finaux issus de la désintégration du quark top seront soit des électrons, soit des muons :

Canal	Rapport de branchement
$\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$	$(17.83 \pm 0.04)\%$
$\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau\gamma$	$(1.75 \pm 0.18)\%$
$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$	$(17.41 \pm 0.04)\%$
$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau\gamma$	$(3.6 \pm 0.4)10^{-3}\%$
$\tau \rightarrow hadrons$	63.004%

TAB. 1.5: Rapports de branchement des modes de désintégration du lepton τ [2].

État final La production de deux quarks *tops* de même charge, le **signal**, n'est soumise qu'à très peu de bruit de fond, c'est à dire qu'il existe très peu de processus du Modèle Standard menant à la même signature.

Cependant, le détecteur ne mesure pas directement les *tops* mais leurs produits de désintégration. La signature *same-sign top* peut ainsi mener à trois états finaux :

- les deux *tops* vont se désintégrer hadroniquement dans 55,9% des cas ;
- un *top* va se désintégrer leptoniquement et l'autre hadroniquement dans 38,4% des cas ;
- les *tops* ont une probabilité de 5,7% de se désintégrer leptoniquement tous les deux.

Il s'agira donc de choisir un état final présentant une signature claire, c'est à dire étant le moins possible parasitée par les bruits de fond. Ceci sera discuté au chapitre 4 de ce rapport.

2 Contexte expérimental

Le LHC (*Large Hadron Collider*) est un collisionneur proton-proton qui permet de mener de nombreuses recherches en physique des hautes énergies, grâce à différents détecteurs. En particulier, c'est auprès du détecteur ATLAS que cette recherche de matière noire est menée. L'analyse sera quant à elle bâtie grâce à des données simulées reproduisant celles observées par ATLAS.

2.1 Le LHC

Le LHC est un accélérateur de particules situé à cheval sur la frontière franco-suisse, près de Genève. Il s'agit d'un anneau de 27 kilomètres de circonférence creusé à environ cent mètres de profondeur. Cet appareil permet d'accélérer des protons à une vitesse proche de celle de la lumière et de les faire entrer en collision avec une énergie dans le référentiel du centre de masse qui atteindra 13 TeV courant 2015.

Quatre détecteurs y sont installés, chacun à un point de collision, et étudient les résultats de ces collisions : ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*), CMS (*Compact Muon Solenoid*), ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) et LHCb.

2.2 Le détecteur ATLAS

ATLAS [5] est constitué de plusieurs sous-détecteurs (FIG. 2.1), disposés de manière coaxiale autour de l'axe du faisceau. Chacun de ces sous-détecteurs permet d'identifier les différentes particules issues de la collision proton-proton, à l'exception des neutrinos qui demeurent indétectables.

Le détecteur interne Il est constitué de trois sous-détecteurs ayant pour but de reconstruire la trajectoire des particules chargées. Le détecteur à pixels est le plus proche du point d'interaction, il fournit trois points de mesure. Les particules issues du point d'interaction traversent ensuite le détecteur à micropistes de silicium (SCT) qui permet d'obtenir quatre nouveaux points de mesure. Enfin, le trajectographe à rayonnement de transition (TRT) a essentiellement pour but de distinguer les électrons des pions chargés.

Le champ magnétique régnant dans cette partie du détecteur permet de courber la trajectoire des particules chargées. Il est donc possible de déduire leur impulsion, ou quantité de mouvement, et leur charge d'après le rayon de courbure.

Les calorimètres Ils permettent d'arrêter les particules en absorbant leur énergie grâce aux interactions avec la matière qu'elles traversent. Ils permettent de mesurer l'énergie de la plupart de ces particules. ATLAS possède deux calorimètres :

- le **calorimètre électromagnétique**, dont le but est de mesurer l'énergie des électrons et des photons. Ces particules, en entrant dans le calorimètre, engendrent une gerbe électromagnétique (par le biais des processus $\gamma \rightarrow e^+e^-$ et $e^\pm \rightarrow \gamma e^\pm$) perdant ainsi toute leur énergie. Il est ensuite possible de différencier photons et

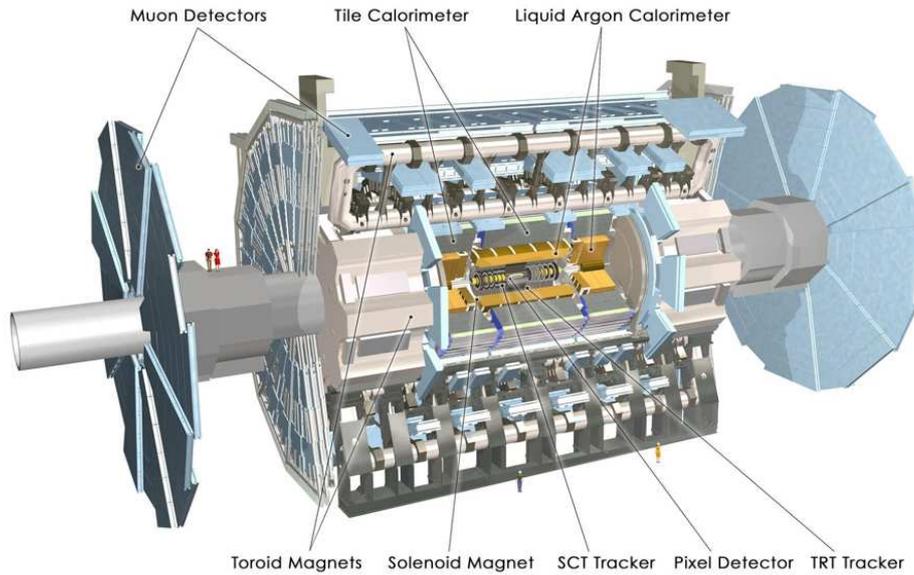


FIG. 2.1: Coupe du détecteur ATLAS. L'axe de révolution du détecteur correspond à l'axe du faisceau de protons.

électrons en vérifiant si le détecteur interne a mesuré la trajectoire d'une particule chargée pointant vers un dépôt dans le calorimètre ;

- le **calorimètre hadronique** qui, de façon similaire, est conçu pour mesurer l'énergie des hadrons.

Le spectromètre à muons Il sert à détecter le passage des muons, qui peuvent traverser tout le reste du détecteur, et à mesurer leurs charges et impulsions.

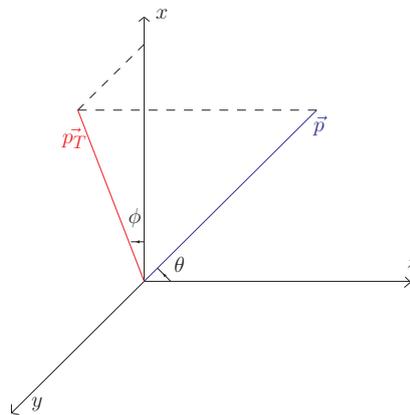


FIG. 2.2: Système de coordonnées associé à ATLAS.

Conventions géométriques L'axe z est placé, par convention, suivant l'axe du faisceau, le plan (x,y) formant ainsi le **plan transverse**. Les grandeurs transverses, projections dans le plan transverse, sont en général préférées aux grandeurs totales. En effet, l'impulsion initiale selon l'axe z n'est pas accessible en raison de l'incertitude sur l'impulsion de chaque faisceau, alors que l'impulsion initiale dans le plan transverse est toujours nulle. Cette propriété est importante : l'impulsion étant conservée, la somme des **impulsions transverses** (p_T), c'est-à-dire la projection de l'impulsion sur le plan (x,y) , sera toujours nulle. Ceci permet ainsi de définir l'**énergie transverse manquante** (MET),

qui correspond à l'énergie qu'il faut ajouter à la somme des impulsions dans le plan transverse pour qu'elle soit nulle. La MET est donc constituée des impulsions transverses des particules non détectées et, de fait, principalement des neutrinos.

Deux coordonnées angulaires sont également définies :

- l'angle ϕ , dans le plan transverse avec pour origine l'axe x ;
- la **pseudo-rapacité** η , définie comme $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ où θ est l'angle entre l'axe z et la trajectoire d'une particule donnée. Dans la limite des hautes impulsions, la pseudo-rapacité est égale à la **rapacité** $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$, dont les différences Δy sont invariantes de Lorentz selon l'axe z. L'hypothèse de la limite des hautes impulsions étant raisonnable au LHC, la pseudo-rapacité est donc préférée à l'angle θ , la mesure d'un $\Delta\eta$ entre deux particules ne dépendant ainsi pas de la définition d'un référentiel, contrairement à un $\Delta\theta$.

On peut, à partir de ces deux variables angulaires, définir une nouvelle observable $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$, qui représente la séparation angulaire entre deux particules.

2.3 Génération de données simulées

Les données, signal et bruit de fond, utilisées pour l'étude du modèle sont simulées à l'aide de **MadGraph** [6] et **Pythia** [7], dans le cadre de collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV.

MadGraph permet de générer tous les diagrammes de Feynman possibles pour un processus donné à partir d'un modèle (le Modèle Standard pour les bruits de fond, le modèle incluant le boson V pour le signal). Il peut ensuite générer des événements correspondant à ces diagrammes, suivant des paramètres à définir, tels que la masse et la largeur des particules, les couplages associés aux vertex entre ces particules, l'énergie des faisceaux de protons ou encore diverses contraintes cinématiques. De plus, il détermine la section efficace du processus pour lequel les événements ont été générés.

Pythia permet ensuite de déterminer les états finaux de chaque événement produit par MadGraph, en simulant en particulier deux processus :

- le **showering**, l'émission d'un photon ou d'un gluon par les particules présentes au niveau de l'arbre ;
- l'**hadronisation**, la formation de jets de hadrons à partir des quarks produits.

Les données ainsi simulées donnent accès à deux niveaux dans la collision :

- le niveau hadronique, concernant les particules stables tel que le détecteur les mesure ;
- le niveau partonique, qui concerne les particules intermédiaires ayant participé aux processus menant aux particules stables.

Les données utilisées dans la suite de ce rapport ne comportent cependant pas de simulation des effets du détecteur. Dans cette étude, la mesure de la charge électrique est un aspect important de l'analyse. Cette mesure est soumise à des imperfections qui doivent être incluses. C'est pourquoi ce manque est en partie compensé par l'ajout *a posteriori* d'une simulation de mauvaise identification de la charge des électrons (Cf Chapitre 4).

3 Combinaison des analyses *monotop* et *same-sign top*

Le modèle de matière noire étudié dans ce rapport autorise donc deux signatures, *monotop* et *same-sign top*. L'association des analyses basées sur ces signatures permet de mieux contraindre l'espace des paramètres que les deux analyses prises indépendamment. Cependant, il est nécessaire de comprendre comment le modèle définit le comportement de chacune des deux productions pour effectuer cette combinaison.

3.1 Modes de production additionnels

Contrairement à la signature *monotop* qui n'a qu'un seul mode de production, la signature *same-sign top* peut être atteinte grâce à plusieurs diagrammes :

- la voie $gu \rightarrow Vt \rightarrow tt\bar{u}$ (FIG. 3.1), commune aux deux signatures. Sa section efficace est égale à $\sigma_{Vt} \times BR$, où BR est le rapport de branchement de V en $t\bar{u}$ ou en matière noire, selon la signature ;
- la voie $gu \rightarrow tt\bar{u}$ (FIG. 3.2a), spécifique à *same-sign top*, menant au même état final que la voie $gu \rightarrow Vt$ mais en passant par un V virtuel¹. La section efficace de ce processus est notée $\sigma_{ttu}^{virtuel}$.
- la voie $uu \rightarrow tt$ (FIG. 3.2b), également spécifique à *same-sign top*. Sa section efficace est notée σ_{tt} ;

Les deux dernières voies mettent en jeu un V exclusivement virtuel, ce qui n'est en effet pas possible dans le cas d'une signature *monotop*.

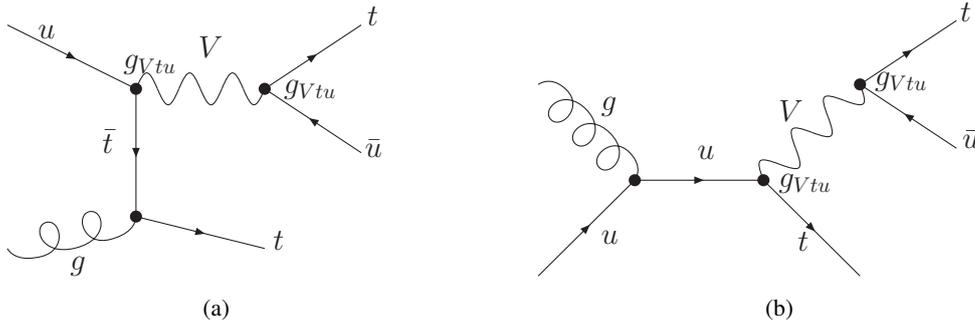


FIG. 3.1: Diagrammes de Feynman menant à une signature avec deux quarks *top* de même signe en passant par la voie $gu \rightarrow Vt$.

Le processus $gu \rightarrow Vt \rightarrow tt\bar{u}$ peut, quant à lui, passer par un V soit réel soit virtuel. En principe, ce mode et $gu \rightarrow tt\bar{u}$ sont indiscernables. Cependant, on peut les réorganiser en considérant d'une part les processus virtuels,

¹La virtualité d'une particule est définie par rapport à un critère sur la masse invariante $M^2 = E^2 - p^2$. Si celle-ci appartient à la couche de masse (zone de la distribution de masse invariante d'une particule définie autour de la valeur la plus probable), la particule est définie comme réelle (*on-shell*), dans le cas contraire elle est considérée virtuelle.

$gu \rightarrow tt\bar{u}$ et $gu \rightarrow Vt \rightarrow tt\bar{u}$ avec V hors couche de masse, et d'autre part le processus réel, $gu \rightarrow Vt \rightarrow tt\bar{u}$ avec V *on-shell*².

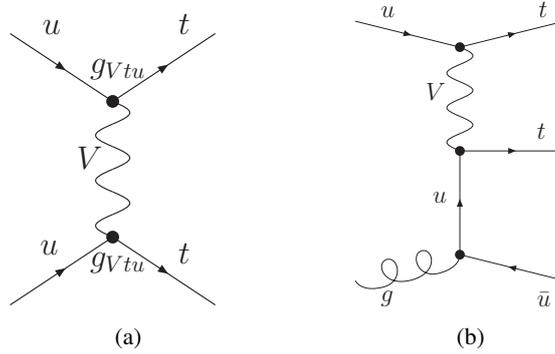


FIG. 3.2: Diagrammes de Feynman pour les voies $uu \rightarrow tt$ (a) et $gu \rightarrow tt\bar{u}$ (b).

3.2 Combinaison des analyses *monotop* et *same-sign top*

3.2.1 Cas naïf

On considère dans un premier temps un cas naïf, où l'on néglige les modes de production additionnels décrits précédemment. On va procéder à la combinaison en réinterprétant les limites déterminées pour les deux analyses au run 1.

L'analyse de la signature *monotop* menée auprès du détecteur ATLAS à 8 TeV [8], faisant l'hypothèse d'un rapport d'embranchement de V en matière noire égal à 1, a permis d'exclure la production de tV pour des sections efficaces supérieures à $\sigma_{monotop}^{excl} = 1$ pb, cette limite étant relativement constante en fonction de la masse de V.

Cependant, le rapport d'embranchement de V en matière noire doit être inférieur à 1. Pour déterminer la sensibilité de l'analyse pour de tels cas de figure, on peut réinterpréter la section efficace exclue en fonction du rapport d'embranchement. Ainsi, la section efficace de l'analyse est donnée par :

$$\sigma_{monotop} = \sigma_{Vt} \times BR[V \rightarrow \chi\chi] \quad (3.1)$$

où σ_{Vt} est la section efficace de production de V. Ce qui mène, en terme de section efficace exclue à :

$$\sigma_{Vt}^{excl} \geq \frac{\sigma_{monotop}^{excl}}{BR[V \rightarrow \chi\chi]} \quad (3.2)$$

L'équation 3.2 permet ainsi de déterminer la région de l'espace des paramètres $(\sigma_{Vt}, BR[V \rightarrow \chi\chi])$ contrainte par l'analyse *monotop* (FIG. 3.3).

La signature *same-sign top* n'a quant à elle pas été étudiée à 8 TeV. Cependant, une analyse a été développée à cette énergie sur un modèle présentant un Higgs autorisant les changements de saveur dans les courants neutre [9]. Ce modèle disposant d'une topologie proche, il est raisonnable de faire l'hypothèse de sections efficaces exclues équivalentes pour les deux analyses, en l'occurrence $\sigma_{SStop}^{excl} = 10$ fb, la limite étant encore une fois constante en fonction de V.

On peut, de la même manière que pour *monotop*, réinterpréter cette section efficace en fonction du rapport de branchement de V en matière noire :

$$\sigma_{SStop} = \sigma_{Vt} \times \frac{1 - BR[V \rightarrow \chi\chi]}{2} \quad (3.3)$$

²Techniquement, on sépare les cas où $gu \rightarrow Vt \rightarrow tt\bar{u}$ est virtuel de ceux où il est réel en générant un échantillon où l'on force V à être *on-shell*, puis en soustrayant la section efficace correspondante à la section efficace totale de ce mode de production.

où le facteur $\frac{1}{2}$ provient du fait que le V peut se désintégrer avec une probabilité égale en $t\bar{u}$ et $\bar{t}u$, ne menant ainsi à la signature *same-sign top* que dans 50% des cas.

La région de l'espace des paramètres exclue par l'analyse *same-sign top* (FIG. 3.3) est donc donnée par :

$$\sigma_{Vt}^{excl} \geq \frac{2 \times \sigma_{SStop}^{excl}}{1 - BR[V \rightarrow \chi\chi]} \quad (3.4)$$

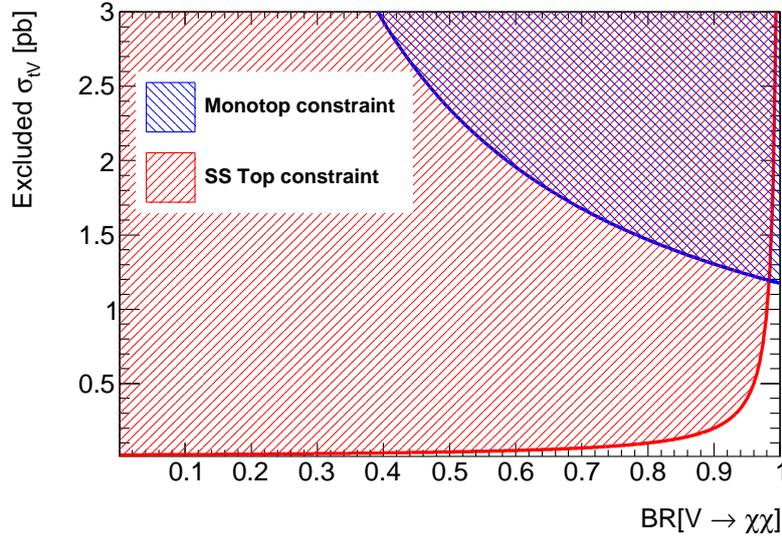


FIG. 3.3: Section efficace de production de V exclue par les signatures *monotop* (en bleu) et *same-sign top* (en rouge), en fonction du rapport d'embranchement de V en matière noire.

Il est donc possible de combiner les résultats des deux analyses grâce à seulement deux paramètres, σ_{Vt} et $BR[V \rightarrow \chi\chi]$, dans ce cas de figure simplifié.

Cependant, si on ne néglige pas les sections efficaces de modes de production spécifiques à *same-sign top* σ_{tt} et σ_{ttu} , la section efficace de l'analyse devient :

$$\sigma_{SStop} = \sigma_{Vt} \times \frac{1 - BR[V \rightarrow \chi\chi]}{2} + \sigma_{tt} + \sigma_{ttu}^{virtuel} \quad (3.5)$$

Ceci ne permettrait plus l'utilisation du plan $(\sigma_{Vt}, BR[V \rightarrow \chi\chi])$ pour effectuer la combinaison. La problématique est donc de déterminer s'il est pertinent de considérer ces deux nouvelles voies, et si c'est le cas, de trouver le jeu de paramètres minimal nécessaire pour combiner les deux analyses.

3.2.2 Étude de l'importance des voies spécifiques à *same-sign top*

On va chercher en premier lieu à déterminer si les sections efficaces des voies additionnelles sont négligeables, en s'intéressant à l'importance relative de leurs sections efficaces.

On détermine l'influence du canal $uu \rightarrow tt$ en traçant le ratio $\frac{\sigma_{tt}}{\sigma_{SStop}}$ en fonction de la masse de V, pour deux largeurs de V différentes³ (FIG. 3.4). Il en ressort que même à son minimum, pour la largeur "auto" qui est typiquement de inférieure au pourcent, σ_{tt} représente près de 25% de la section efficace totale. De plus, son importance croît avec la masse de V, jusqu'à atteindre plus de 60% pour la largeur "auto" et 80% pour l'autre largeur. En effet, plus la masse du

³La largeur "auto" est celle calculée automatiquement par MadGraph en incluant toutes les désintégrations à l'ordre de l'arbre permises par le modèle.

médiateur est grande, plus il est difficile de le produire *on-shell*, ce qui entraîne une baisse de σ_{Vt} et donc une hausse de la fraction du mode de production $uu \rightarrow tt$. La largeur diminue également la production *on-shell*, ce qui explique la fraction plus importante du processus $uu \rightarrow tt$ pour une largeur plus grande.

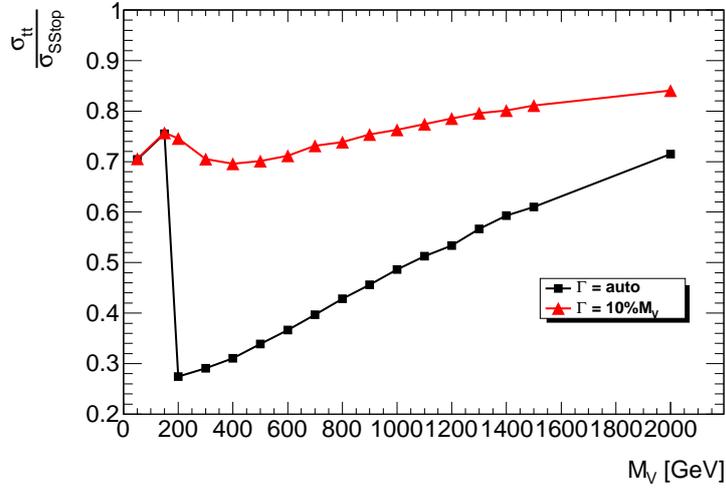


FIG. 3.4: Influence relative de la voie $uu \rightarrow tt$ au sein de la signature *same-sign top* en fonction de la masse du médiateur V .

On détermine l'influence des canaux virtuels menant à $tt\bar{u}$ en traçant le ratio entre leur section efficace et σ_{ttu} , la somme des sections efficaces des voies $gu \rightarrow Vt \rightarrow tt\bar{u}$ et $gu \rightarrow tt\bar{u}$ (FIG. 3.5). Pour les mêmes raisons que pour le canal $uu \rightarrow tt$, la fraction de $\sigma_{ttu}^{\text{virtuel}}$ augmente avec la masse et la largeur de V , avec cependant un influence de la largeur bien plus grande sur le ratio. La part virtuelle reste supérieure à 10% même à son minimum.

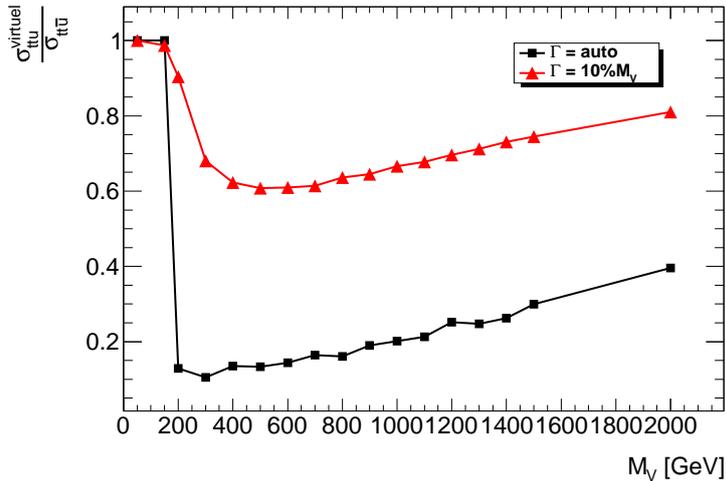


FIG. 3.5: Importance relative des processus virtuels au sein des modes menant à l'état final $tt\bar{u}$.

Il apparaît donc que les deux voies additionnelles ne peuvent pas être négligées, et il faudra donc trouver un moyen de prendre en compte ces paramètres.

3.2.3 Étude de l'influence de la largeur de V sur la cinématique des événements

On cherche à déterminer si la largeur du médiateur a une influence sur la cinématique des événements. En effet, si c'est le cas, la forme des distributions cinématiques évoluera avec la largeur et il faudra donc optimiser l'analyse pour chaque valeur sur toute une gamme de largeur. Ce paramètre serait donc indispensable pour décrire l'analyse *same-sign top* et la combiner avec l'analyse *monotop*.

L'étude précédente montre que la largeur de V a un impact sur l'importance relative des différents modes de production. On peut expliciter cette influence en traçant les mêmes ratios mais en fonction de la largeur plutôt que de la masse (FIG. 3.6).

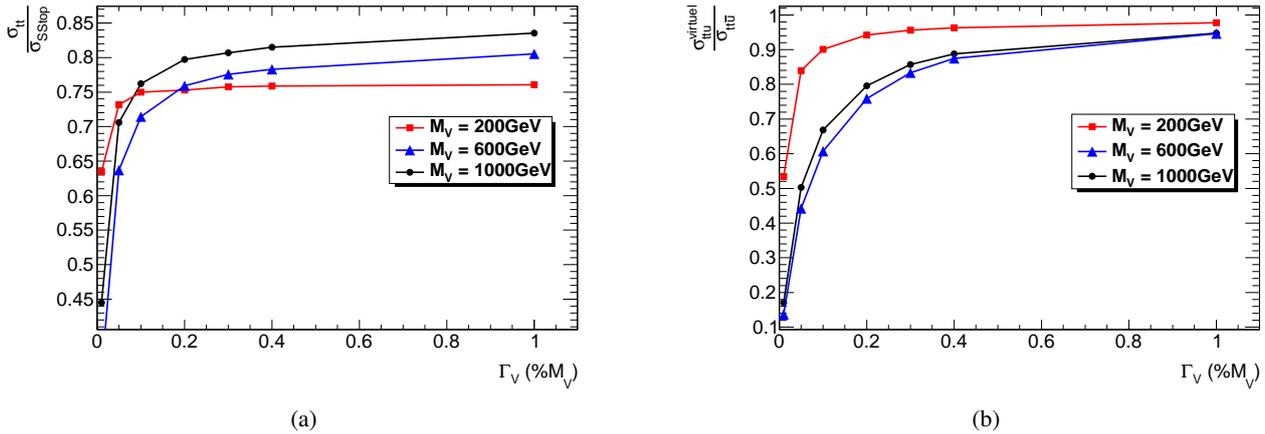


FIG. 3.6: Influence relative des voies $uu \rightarrow tt$ (a) et $gu \rightarrow tt\bar{u}$ (b) au sein de la signature *same-sign top* en fonction de la largeur.

Cet effet de largeur, associé à la différence de la forme des distributions pour les différents canaux (FIG. 3.7), entraîne une modification de la cinématique des événements quand on s'intéresse à tous les processus confondus. Cet effet est illustré ici grâce à la distribution de l'impulsion transverse des *tops* pour trois masses et trois largeurs de V (FIG. 3.8). L'impulsion des *tops* est déplacée vers les grandes valeurs lorsque la largeur augmente. En effet, le canal $uu \rightarrow tt$ produit des *tops* avec un pT plus grand et son importance croît avec la largeur de V.

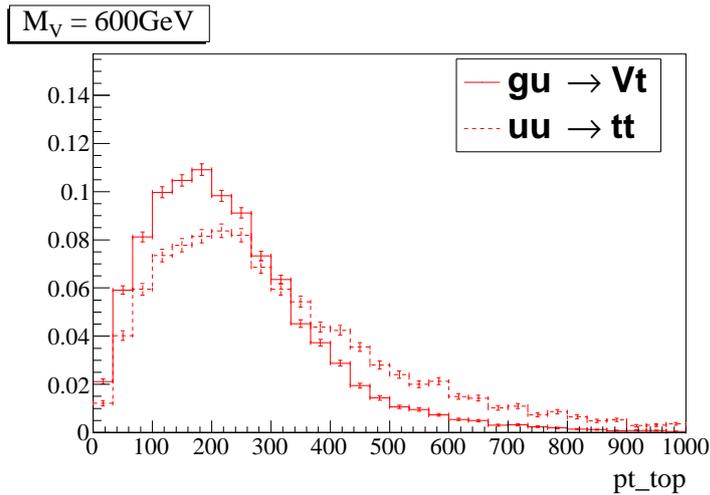


FIG. 3.7: Distribution de l'impulsion transverse des *tops* pour les voies $uu \rightarrow tt$ et $gu \rightarrow Vt \rightarrow tt\bar{u}$.

Au final, la largeur de V n'influe pas directement sur la cinématique des événements et ne fait que modifier

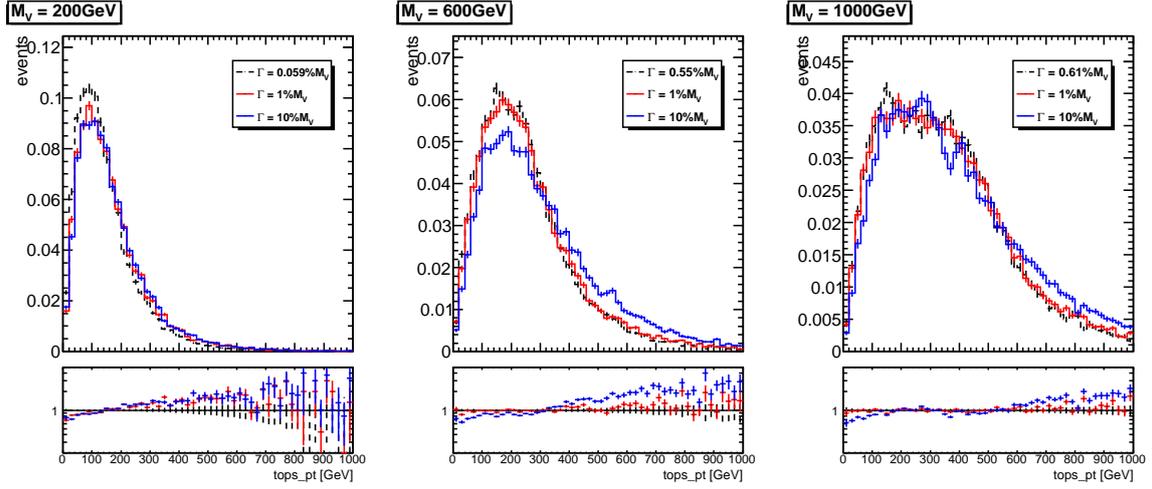


FIG. 3.8: Distribution de l'impulsion transverse des $tops$ pour trois masses et trois largeurs de V .

les proportions entre les différents canaux. Il n'est donc pas nécessaire de prendre en compte ce paramètre pour la génération des événements. Il suffit de connaître l'importance relative de chaque voie en fonction de la largeur pour inclure *a posteriori* ces effets dans la simulation, en pondérant chaque processus avec un facteur dépendant de la largeur.

3.3 Perspectives

On a montré que les modes de production spécifiques à *same-sign top* ne pouvaient pas être négligés. La problématique est donc de déterminer comment combiner les deux analyses en prenant en compte ces paramètres, qui ne sont pas communs aux deux.

On choisit en premier lieu de conserver le rapport d'embranchement de V en matière noire et la masse du médiateur M_V , qui sont communs aux deux analyses. On leur ajoute le couplage de V avec la modèle standard g_{Vtu} qui permet de résoudre le problème soulevé par les canaux supplémentaires de *same-sign top*. En effet, chaque section efficace est fonction de $(g_{Vtu}, M_V, \Gamma_{tot})$, où Γ_{tot} est la largeur totale de V , définie comme la somme des largeurs visible Γ_{vis} et invisible Γ_{inv} :

$$\begin{aligned}\Gamma_{tot} &= \Gamma_{vis}(M_V, g_{Vtu}) + \Gamma_{inv} \\ &= \Gamma_{vis}(M_V, g_{Vtu}) + \Gamma_{tot} \times BR[V \rightarrow \chi\chi]\end{aligned}$$

La largeur totale de V est donc une fonction de $(M_V, g_{Vtu}, BR[V \rightarrow \chi\chi])$. Or, on a les sections efficaces associées à chaque analyse :

$$\begin{aligned}\sigma_{monotop} &= \sigma_{Vi}(g_{Vtu}, M_V, \Gamma_{tot}) \times BR[V \rightarrow \chi\chi] \\ \sigma_{SStop} &= \sigma_{Vi}(g_{Vtu}, M_V, \Gamma_{tot}) \times \frac{1 - BR[V \rightarrow \chi\chi]}{2} + \sigma_{It}(g_{Vtu}, M_V, \Gamma_{tot}) + \sigma_{Itu}(g_{Vtu}, M_V, \Gamma_{tot})\end{aligned}$$

qui sont donc simplement des fonctions de trois paramètres $(g_{Vtu}, BR[V \rightarrow \chi\chi], M_V)$.

Une solution considérant cet ensemble de paramètres est actuellement en train d'être élaborée en collaboration avec les théoriciens : les lignes d'iso-masse exclue seraient représentées dans le plan $(g_{Vtu}, BR[V \rightarrow \chi\chi])$. Il faudrait ainsi, pour chaque analyse, balayer ce plan et déterminer pour chaque point la masse pouvant être exclue.

4 Analyse *same-sign dilepton*

L'analyse qui va être développée ici a pour but d'établir la sensibilité au modèle de matière noire présenté au Chapitre 1 que l'on peut obtenir pour des collisions à 13 TeV.

4.1 Bruits de fond

La signature *same-sign top* peut mener à trois états finaux distincts : tout hadronique, semi-leptonique et dileptonique. Avoir deux *tops* de même signe est une propriété importante qui se transmet aux produits de désintégration, ainsi la somme des charges des objets issus de chaque *top* sera la même. Cette propriété permet de réduire drastiquement le bruit de fond provenant du Modèle Standard. Cependant, connaître la charge des produits de désintégration des *tops* dans le cas hadronique n'est pas réalisable expérimentalement. En effet, il faudrait pouvoir délimiter parfaitement les jets et mesurer la charge de chacun de leurs constituants. Les leptons, quant à eux, portent directement la propriété qui nous intéresse et, au contraire des jets, la charge des leptons est clairement mesurable dans le détecteur. On s'intéressera donc par la suite aux événements possédant deux leptons de même signe dans l'état final (*same-sign dilepton*), même s'ils ne représentent que 5,6% des cas.

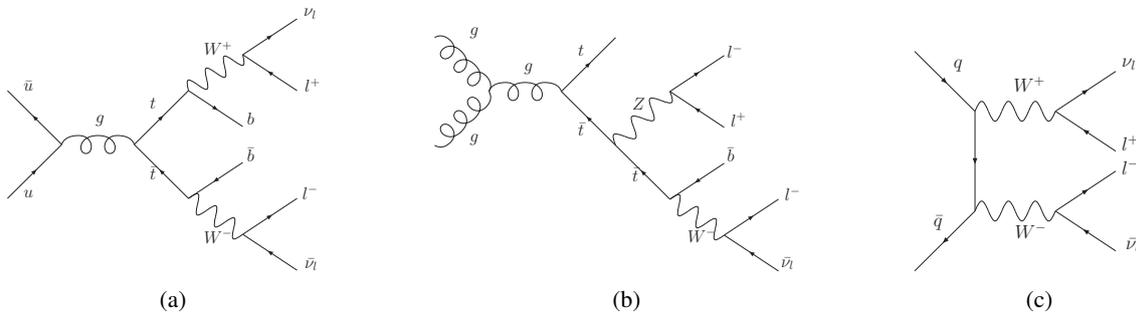


FIG. 4.1: Bruits de fond $t\bar{t}$ (a), $t\bar{t}V$ (b) et Dibosons (c).

Cette signature expérimentale n'est soumise qu'à très peu de bruits de fond du Modèle Standard. Ceux-ci peuvent être divisés en deux catégories :

- les bruits de fond irréductibles, qui proviennent réellement de processus physiques menant à un état *same-sign dilepton*. Le bruit de fond $t\bar{t}V$ (FIG. 4.1b), où V peut être un boson W ou Z, utilisé dans cette analyse appartient à cette catégorie ;
- les bruits de fond réductibles, induits par des erreurs instrumentales et qui peuvent donc être supprimés par des améliorations du détecteur et des algorithmes. Un seul de ces effets de détecteur est implémenté dans cette analyse : la mauvaise identification des charges des électrons. Cette erreur expérimentale a pour effet principal d'accroître les bruits de fond menant à des états finaux comportant deux leptons de signe opposé tels que $t\bar{t}$. Les bruits de fond $t\bar{t}H$ et Dibosons (FIG. 4.1c) mènent aussi à de tels états finaux mais n'ont pas été pris en compte dans cette étude préliminaire.

Un autre effet de détecteur pouvant avoir un impact significatif qui n'est pas pris en compte : les jets ayant une faible dispersion transversale peuvent être identifiés comme des électrons.

4.2 Signature du signal

On travaille avec un signal à deux composantes : la première venant du canal $uu \rightarrow tt$ et la seconde du mode $gu \rightarrow tt\bar{u}$, où les processus réels et virtuels sont confondus. On va étudier la signature de ces deux processus en se concentrant sur le cas où $M_V=600\text{GeV}$.

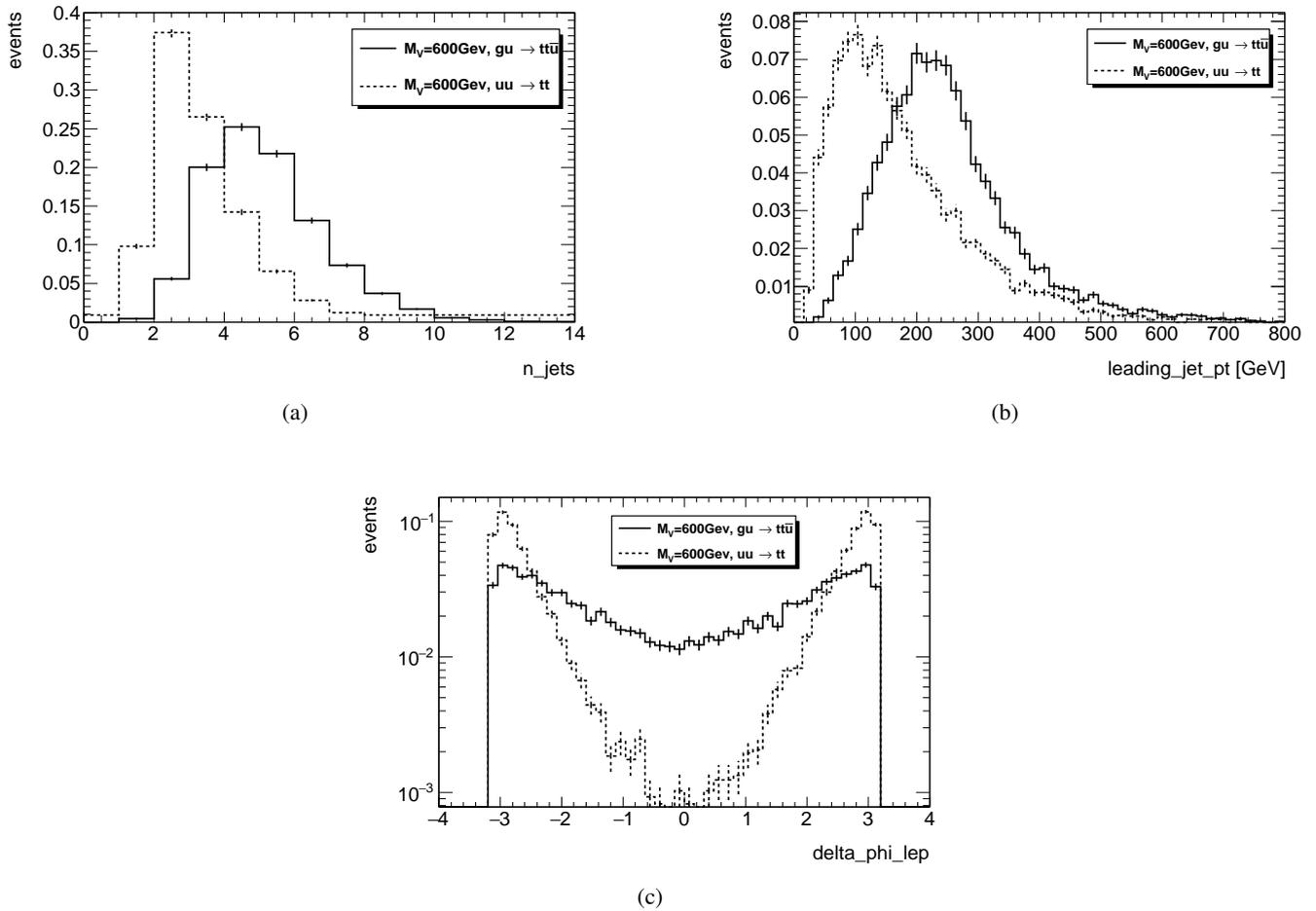


FIG. 4.2: Distributions du nombre de jets (a), du pT du *leading jet* (b) et du $\Delta\Phi$ entre les deux leptons (c) pour les deux processus du signal.

Pour cela, on trace les distributions, normalisées à un, de plusieurs variables pour ces deux processus. Les deux composantes du signal présentent un comportement différent pour certaines d'entre elles (FIG. 4.2), la plupart des différences étant expliquées par la production du quark *up* pour le processus $gu \rightarrow tt\bar{u}$. Ainsi, le nombre de jets est plus grand pour le processus $gu \rightarrow tt\bar{u}$ (maximum à quatre jets) que pour $uu \rightarrow tt$ (maximum à deux jets). Ceci s'explique assez simplement par le fait que dans le premier cas un quark *up* supplémentaire est produit, menant à au moins un jet dans le détecteur. Il peut conduire à plusieurs jets dans le cas où, très énergétique, il radie un gluon, qui va à son tour produire des jets.

On observe également des distributions différentes pour l'impulsion transverse du *leading jet*¹, celle-ci étant bien plus élevée pour le processus $gu \rightarrow tt\bar{u}$. Encore une fois on peut expliquer ce comportement grâce au quark *up* issu de la résonance lourde. En effet, celui-ci produit un jet très énergétique, qui se trouve être le *leading jet* dans plus de 60% des événements (FIG. 4.3), déplaçant ainsi la distribution de $gu \rightarrow tt\bar{u}$ vers les hautes impulsions.

Enfin, en observant l'angle $\Delta\Phi$ entre les deux leptons, on voit qu'ils ont une plus grande probabilité d'être émis dos-à-dos pour le processus $uu \rightarrow tt$. En effet, les deux *tops* sont eux-mêmes parfaitement produits dos-à-dos et cette propriété va globalement se transmettre jusqu'aux leptons.

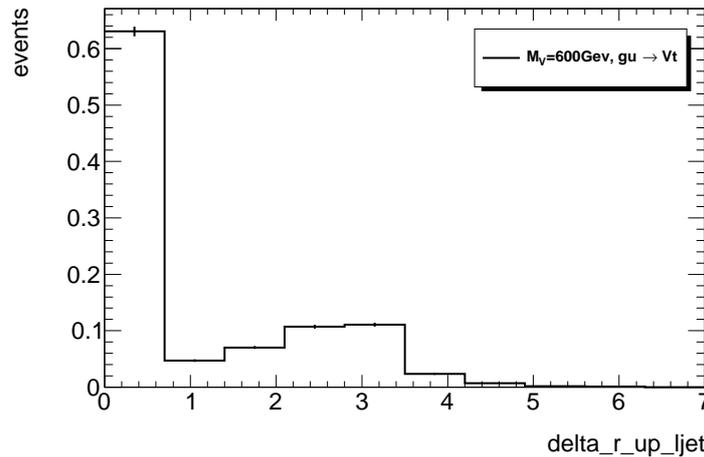


FIG. 4.3: Distribution, pour le processus $gu \rightarrow tt\bar{u}$ du signal, du ΔR entre le quark *up* au niveau partonique et le *leading jet* au niveau hadronique.

La signature du signal sera donc donnée par la combinaison des signatures de ses deux processus. La variation du ratio entre les différents modes en fonction de la masse du médiateur pourra ainsi avoir une influence sur cette signature globale.

4.3 Analyse

Après avoir étudié la signature du signal, la problématique est de la confronter au bruit de fond. On cherchera ainsi à déterminer les caractéristiques du signal permettant de le distinguer du bruit de fond. Ceci permettra ensuite d'établir une sélection permettant d'éliminer une grande partie du bruit de fond tout en conservant un maximum d'événements de signal, ce qui permettra d'avoir un échantillon d'événements aussi pur en signal que possible.

On considérera dans la suite de ce rapport une luminosité intégrée de $1fb^{-1}$.

4.3.1 Génération des événements et sélection des objets

Cette étude sera donc menée, comme expliqué précédemment, sur des événements comportant deux leptons de même charge dans l'état final. On génère donc les données en appliquant un filtre dans Madgraph. Pour le signal et le bruit de fond $t\bar{t}$, on force les deux *tops* à se désintégrer leptoniquement. Pour le bruit de fond $t\bar{t}V$ on autorise seulement les configurations menant à deux leptons de même signe.

On applique des sélections cinématiques sur certains objets :

- on ne garde que les jets et les leptons ayant une impulsion transverse supérieure à 25 GeV ;

¹Le *leading jet* est le jet qui possède la plus grande impulsion transverse dans un événement.

- des conditions sur la pseudo-rapacité sont appliquées pour rendre compte de la réalité expérimentale du détecteur ATLAS. En effet, on exclue les valeurs qui correspondent aux zones mortes du détecteur, c'est à dire les régions où les mesures sont impossibles : on exclue les électrons pour lesquels $|\eta| \geq 2.47$ ou $1.37 \leq |\eta| \leq 1.52$ et on élimine les muons si $|\eta| \leq 2.5$;
- on discrimine les leptons appartenant au processus dur de ceux produits par les jets en leur appliquant un **critère d'isolation** : les leptons se situant près d'un jet ($\Delta R(e, j) \leq 0.4$) sont considérés comme appartenant à ce jet et ne sont donc pas comptabilisés comme leptons. En raison de ce critère, des événements générés avec deux leptons dans MadGraph peuvent être interprétés comme ayant un, voir aucun leptons si ceux-ci sont produits trop près des jets.

Pour la majorité des événements $t\bar{t}V$, le nombre total de leptons est supérieur à deux. En ne sélectionnant que les événements comportant **exactement deux leptons** on pourra limiter fortement ce bruit de fond.

Par la suite les événements de signal et de bruit de fond seront pondérés avec leur section efficace calculée dans MadGraph. On leur applique ainsi le poids $W = \frac{\mathcal{L} \times \sigma_{MadGraph}}{N_{evts}}$, où N_{evts} est le nombre d'événements générés pour le processus pondéré et \mathcal{L} est la luminosité intégrée².

Processus	$t\bar{t}$	$t\bar{t}V$	Signal					
			$M_V = 200\text{GeV}$	400GeV	600GeV	1000GeV	1200GeV	1400GeV
Section efficace [pb]	19.95	0.02984	1.7403	0.3262	0.1187	0.02193	0.01279	0.007454
Nombre d'événements générés	120000	15000						

TAB. 4.1: Section efficace et nombre d'événements générés pour le signal, pour différentes hypothèses en masse, et les bruits de fond.

4.3.2 Estimation des bruits de fond

On cherche ensuite à estimer l'importance des deux bruits de fond pris en compte, $t\bar{t}$ et $t\bar{t}V$. Sans la mauvaise identification des charges des électrons, $t\bar{t}$ ne mènerait qu'à des événements avec deux leptons de signes opposés. On va donc déterminer l'influence de cet effet de détecteur.

Mauvaise identification de la charge des électrons Il y a une probabilité non-nulle ε , dépendante de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapacité de l'électron (FIG. 4.4), que la charge mesurée d'un électron soit différente de sa charge réelle. Ainsi, plus l'impulsion d'un électron est grande moins le rayon de courbure de sa trajectoire dans le détecteur sera importante, rendant le signe de la charge de l'électron plus difficile à mesurer. Le signe de la charge est également plus difficile à mesurer lorsque l'électron est émis vers l'avant du détecteur, c'est à dire pour de grandes valeurs de η .

Les muons ne sont pas soumis à cet effet de détecteur. En effet, la trajectoire des muons est reconstruite grâce à l'association des données mesurées dans les trajectographes et dans les spectromètres à muons, qui forment la dernière couche du détecteur. On dispose ainsi d'un grand bras de levier permettant de mesurer précisément le rayon de courbure de la trajectoire.

La mauvaise identification des charges est appliquée en donnant à chaque événement simulé un poids correspondant à la probabilité qu'il a de contenir deux leptons de même charge. On va considérer des événements contenant deux leptons, électrons ou muons. Les événements peuvent donc présenter quatre types de configuration :

²La luminosité intégrée représente le nombre de collisions par unité de section efficace sur un intervalle de temps donné.

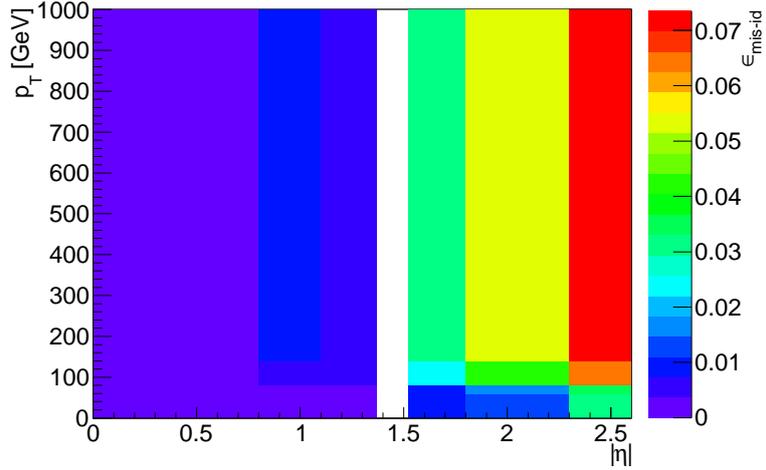


FIG. 4.4: Probabilité de mauvaise identification de la charge d'un électron en fonction de son impulsion transverse et de sa pseudo-rapidité déterminée pour le détecteur ATLAS à 8 TeV.

- un électron et un muon de signes opposés : l'électron a un probabilité ε de voir sa charge inversée et cet effet n'impacte pas les muons, la probabilité que la même charge soit mesurée pour les deux leptons est donc tout simplement ε ;
- un électron et un muon de même signe : dans ce cas, si la charge de l'électron est inversée, l'événement ne sera plus mesuré comme *same-sign dilepton*. La probabilité qu'il le reste est donc $(1 - \varepsilon)$;
- deux électrons de signes opposés : pour que l'événement soit mesuré comme *same-sign dilepton*, il faut que la charge d'un seul des deux électrons soit inversée. La probabilité que cela se produise est

$$[(1 - \varepsilon_1)\varepsilon_2 + \varepsilon_1(1 - \varepsilon_2)]$$

, où ε_1 et ε_2 sont les probabilités de mauvaise identification de charge associées aux deux électrons ;

- deux électrons de même signe : pour que l'événement soit mesuré comme *same-sign dilepton*, il faut que le signe des deux électrons change, ou aucun des deux. La probabilité correspondante est

$$[(1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2) + \varepsilon_1\varepsilon_2]$$

L'effet de l'application de la mauvaise identification des charges est présenté dans le tableau 4.2. Celui-ci contient les nombre d'événements avec deux leptons (*dilepton*) générés, puis le nombre d'événements dans lesquels ces deux leptons sont de même signe. Il donne enfin ce même nombre d'événements après avoir pris en compte la mauvaise identification de la charge des électrons (*misId*).

On voit que sans cet effet, $t\bar{t}$ ne mènerait qu'à huit événements *same-sign dilepton*, provenant d'erreurs dues au critère d'isolation des électrons, alors qu'après application ce nombre est multiplié par huit.

Processus	Nombre d'événements <i>dilepton</i>	Nombre d'événements <i>same-sign dilepton</i>	Nombre d'événements <i>same-sign dilepton+misId</i>
$t\bar{t}V$	12.63	7.498	7.481
$t\bar{t}$	9615	7.980	54.85

TAB. 4.2: Nombre d'événements passant la sélection pour les deux bruits de fond pris en compte.

4.3.3 Comparaison du signal et du bruit de fond

On va maintenant s'intéresser à des distributions cinématiques pour le signal et le bruit de fond, en commençant par des variables basiques (FIG. 4.5). On observe pour ces différentes variables que la distribution du signal est décalée vers les grandes valeurs par rapport à celle de bruit de fond.

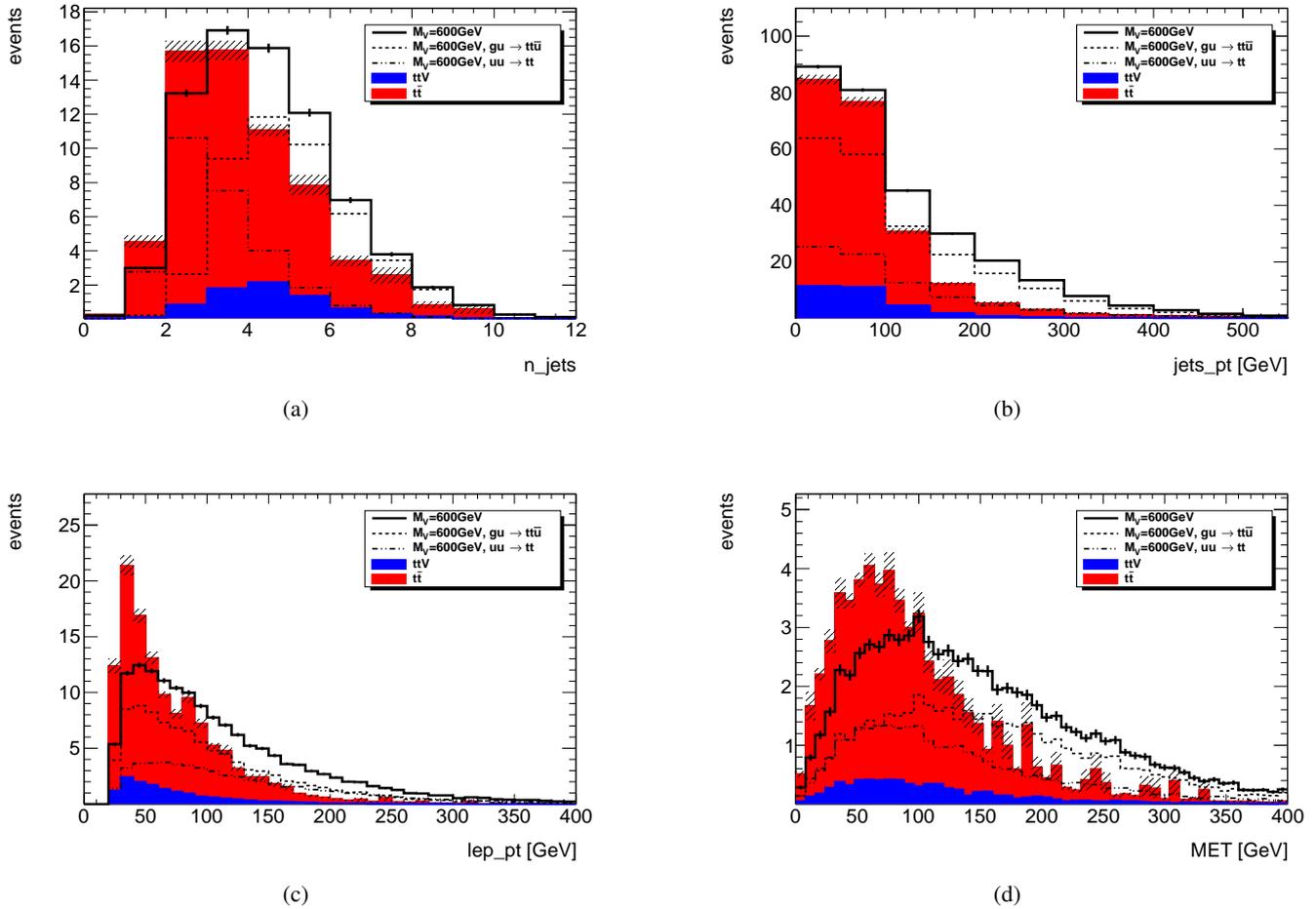


FIG. 4.5: Distributions du nombre de jets (a), du pT des jets (b) et des leptons (c) et de l'énergie transverse manquante (d) pour le signal et le bruit de fond.

On cherche ensuite d'autres variables, pour lesquelles la forme de la distribution du signal serait encore plus différente de celle du bruit de fond. On trace en particulier la distribution du pT du *leading* jet, puisqu'on a vu que la distribution pour le processus $gu \rightarrow tt\bar{u}$ du signal était décalée vers les hautes valeurs (FIG. 4.6). Ces variables sont clairement discriminantes, c'est à dire qu'une sélection sur ces variables permettra d'extraire le signal.

Le signal produisant des jets et des leptons plus énergétiques que les bruits de fond, ainsi que plus de jets, on va définir une nouvelle variable combinant ces effets dans le but de maximiser son caractère discriminant : Ht qui est la somme des impulsions transverses des leptons et des jets.

$$Ht = \sum pt_{leptons} + \sum pt_{jets} \quad (4.1)$$

Pour quantifier le caractère discriminant des variables on va tracer une courbe représentant l'efficacité du bruit de fond soustraite à un en fonction de l'efficacité du signal (FIG. 4.8a). Efficacité signifie ici le ratio d'événements

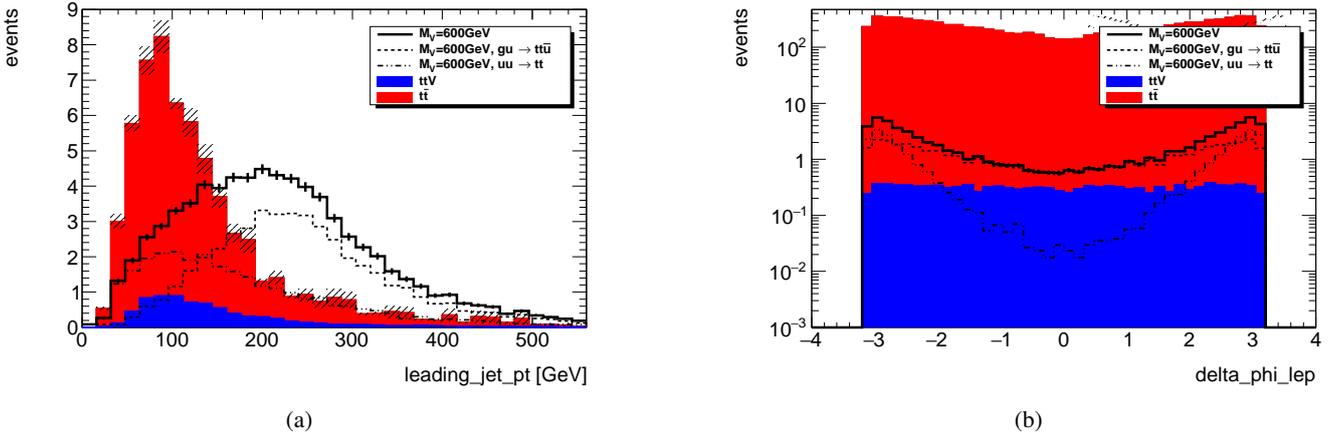


FIG. 4.6: Distributions du pT du *leading jet* (a) et du $\Delta\Phi$ entre les deux leptons (b) pour le signal et le bruit de fond.

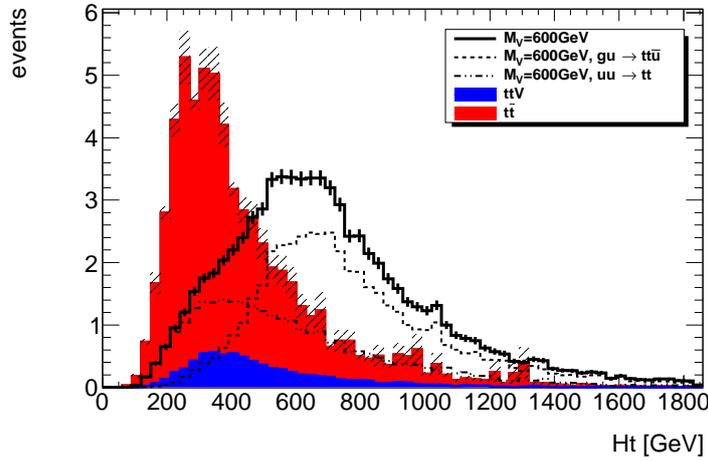


FIG. 4.7: Distribution de H_t pour le signal et le bruit de fond.

restant après une sélection. Cette courbe est donc tracée en effectuant une série de sélections sur une variable (*cut*) et en comptant le nombre d'événements de signal et de bruit de fond restant pour chacune d'elles ($N_{evt}(x \geq cut)$).

$$\varepsilon(cut) = \frac{N_{evt}(x \geq cut)}{N_{evt}^{tot}} \quad (4.2)$$

Lorsqu'il n'y a aucune sélection on a ainsi une efficacité égale à un pour le signal et le bruit de fond et on se trouve donc au point de coordonnées (1,0).

Ces efficacités vont baisser lorsqu'on va augmenter la contrainte et on cherche les variables pour lesquelles l'efficacité du signal va baisser moins rapidement que celle du bruit de fond. La variable la plus discriminante sera ainsi celle présentant une efficacité du signal maximale et celle du bruit de fond minimale. C'est donc celle dont la courbe est la plus éloignée de l'origine.

La figure 4.8a montre que H_t est la variable la plus discriminante parmi celles étudiées. Elle sera utilisée pour la suite de l'analyse.

Pour une masse de V égale à 600 GeV, le caractère discriminant de H_t semble être apporté en grande partie par le processus $gu \rightarrow tt\bar{u}$. Or, l'importance relative de ce mode décroît lorsque la masse augmente, on peut donc s'attendre

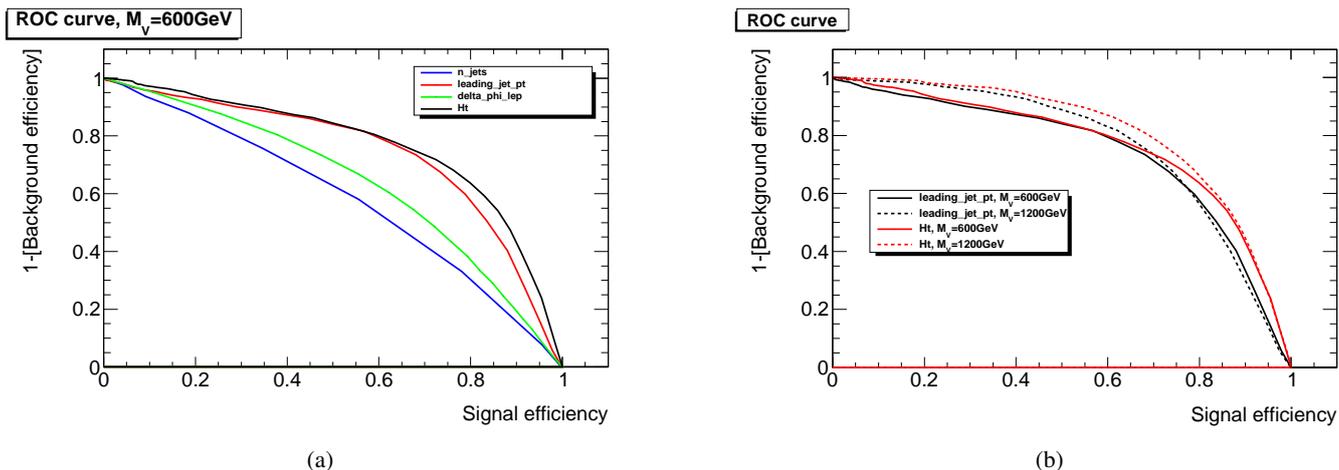


FIG. 4.8: Courbe d'efficacité du bruit de fond en fonction de l'efficacité du signal pour le nombre de jets, le pT du *leading jet*, le $\Delta\Phi$ entre les deux leptons et Ht (a) et en fonction de Ht et du pT du *leading jet* pour deux masses de V (b).

à ce que la variable devienne moins discriminante pour de plus hautes masses, dans l'absolu. Cependant, cet effet impacte aussi les autres variables et Ht reste donc la plus discriminante (FIG. 4.8b).

4.4 Estimation de la sensibilité

On va chercher par la suite à estimer la sensibilité au modèle que l'analyse pourra atteindre au cours du run 2 du LHC. On va en particulier déterminer la masse limite de V jusqu'à laquelle le signal sera détectable.

4.4.1 Méthode CL_s

Pour déterminer cette masse limite il faudra calculer pour chaque point de masse étudié la section efficace minimale que doit atteindre le signal pour être détectable. On va utiliser pour cela la méthode statistique CL_s .

Calcul de limite On va définir la grandeur CL_s en introduisant deux hypothèses sur le nombre d'événements :

- une hypothèse de bruit de fond, notée b ;
- une hypothèse de bruit de fond associé à du signal, notée s+b.

Ces deux hypothèses sont distribuées selon une loi de Poisson. On peut définir une *p-value*³ pour chaque hypothèse en comparant les distributions à un nombre d'événements référence. On définit ainsi CL_b et CL_{s+b} , respectivement les *p-values* associées aux hypothèses b et s+b (FIG. 4.9), qui permettent de définir la grandeur

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}$$

Celle-ci quantifie la compatibilité entre l'hypothèse s+b et la référence. On considère que l'on peut exclure l'existence du signal si CL_s est inférieur ou égal à 5%. Le signal est, dans ce cas, exclu avec un niveau de confiance de 95%.

La **force du signal** μ est définie comme le rapport entre un nombre d'événements et le nombre d'événements de signal N_{th} prédit par le modèle. La limite sur μ avec un niveau de confiance de 95% est déterminée en résolvant

³La *p-value*, pour une hypothèse, est la fraction de pseudo-expériences pour lesquelles le nombre d'événements est compatible, ou inférieur, avec la valeur observée.

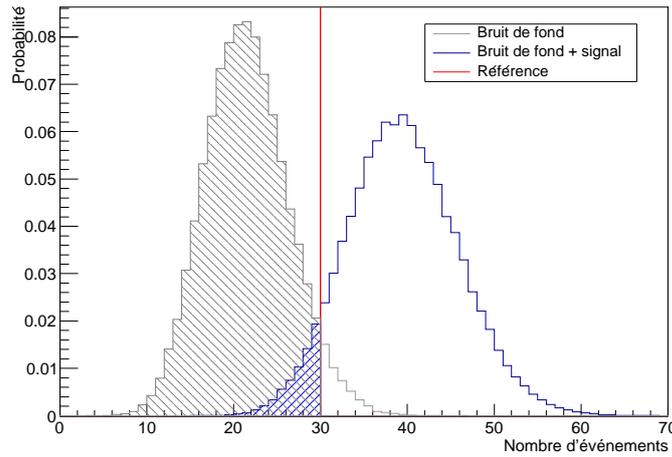


FIG. 4.9: Distributions du nombre d'événements pour les hypothèses b et $s+b$. CL_{s+b} et CL_b sont respectivement représentés par les surfaces hachurées vers la gauche et vers la droite.

l'équation $CL_s(\mu)=0.05$. OpTHyLiC renvoie ainsi la valeur $\mu_{lim} = \frac{N_{lim}}{N_{th}}$, où N_{lim} est le nombre d'événements de signal minimal nécessaire pour exclure le signal. Celle-ci donnera accès à la section efficace exclue grâce à $\sigma_{lim} = \mu_{lim} \times \sigma_{th}$.

La limite attendue est calculée dans le cas où la référence est le nombre d'événements de bruit de fond médian attendu. On peut également définir les valeurs attendues à $+1\sigma$, -1σ , $+2\sigma$ et -2σ qui sont obtenues en utilisant le nombre d'événements de bruit de fond médian plus ou moins l'écart type (ou deux fois l'écart type) comme référence.

On peut aussi calculer une limite observée en utilisant un nombre d'événements mesurés expérimentalement comme référence. C'est cette limite observée qui rend compte de la réalité.

On ne dispose ici que de données simulées, on se limitera donc à des calculs de limites attendues.

Mise en oeuvre Ces calculs de limite seront réalisés à l'aide de l'outil statistique OpTHyLiC[10] qui utilise la méthode CL_s décrite précédemment, à la différence près que ce n'est pas le nombre d'événements qui est utilisé mais une variable plus complexe. Les calculs peuvent être réalisés suivant deux méthodes différentes, différenciées par les données d'entrée à fournir :

- le mode *cut&count*, où l'on fournit le nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus. La limite pourra dans ce cas être optimisée en appliquant une sélection sur les événements permettant de discriminer signal et bruit de fond ;
- le mode *shape*, pour lequel le fichier d'entrée est un histogramme représentant les distributions de signal et de bruit de fond d'une variable que l'on souhaite étudier. La limite est ici obtenue en combinant les sensibilités calculées pour chaque *bin* de l'histogramme, ce qui permet ainsi de prendre en compte la forme des distributions. On peut s'attendre à ce que cette méthode donne de meilleures limites puisqu'elle prend en compte toute l'information disponible, alors que le *cut&count* en élimine une partie.

4.4.2 Optimisation de la sélection en Ht

On veut obtenir la meilleure masse limite possible. Pour cela il faut être sensible à des sections efficaces aussi petites que possible, et ce pour chaque masse. On va donc procéder à une optimisation de la sélection en Ht pour chaque masse étudiée. Pour effectuer cette optimisation on se place à une masse de V donnée et on sonde toute une gamme de valeurs de Ht pour la sélection : pour chaque sélection on calcule, grâce à OpTHyLiC, la section efficace

minimum que l'on peut observer. On peut ainsi tracer l'évolution de la section efficace exclue en fonction de la sélection (FIG. 4.10), le minimum de la courbe donnant la sélection optimale pour la masse étudiée.

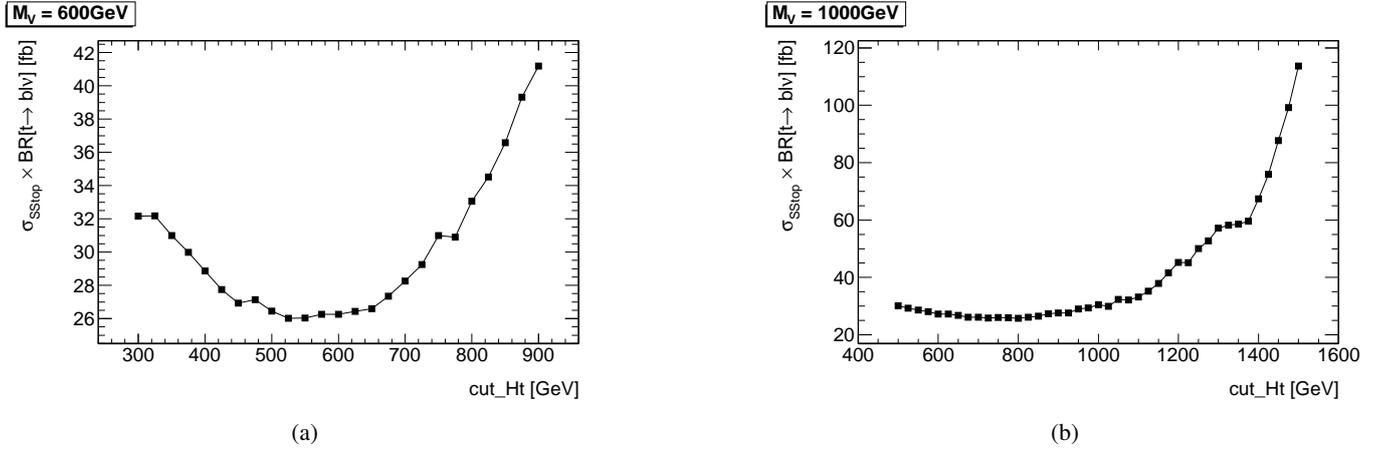


FIG. 4.10: Section efficace exclue en fonction de la sélection sur Ht.

Le valeurs ainsi déterminées sont présentées dans le tableau 4.3.

4.4.3 Détermination d'une masse limite

On calcule ensuite la section efficace exclue pour chaque point de masse étudié grâce à OpTHyLiC et aux sélections déterminées précédemment, puis on la trace en fonction de la masse du médiateur V (FIG. 4.11). On trace sur le même graphique l'évolution de la section efficace attendue pour le signal, l'intersection des deux courbes nous donnant la masse limite. Ainsi, pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} , on peut s'attendre à exclure le modèle jusqu'à une masse de V de près de 950 GeV.

M_V [GeV]	Sélection HT [GeV]	Nombre d'événements de signal	Nombre d'événements de bruit de fond
200	175	1013 ± 31.83	62.41 ± 10.14
400	400	167.2 ± 12.93	32.93 ± 7.541
600	550	54.45 ± 7.379	17.68 ± 5.532
1000	800	7.662 ± 2.768	7.137 ± 3.504
1200	800	4.308 ± 2.076	7.137 ± 3.504
1400	800	2.421 ± 1.556	7.137 ± 3.504

TAB. 4.3: Nombre d'événements de signal et de bruit de fond sélectionnés pour chaque masse de V étudiée. Seule l'incertitude statistique est prise en compte.

On peut comparer cette masse limite à celle déterminée en mode *shape* : de la même manière que pour le mode *cut&count* on calcule la section efficace exclue pour chaque masse et on trace l'évolution (FIG. 4.12). La masse limite est bien plus haute dans ce cas de figure, près de 1100 GeV. Le mode *shape* permet ainsi de bien mieux minimiser les sections efficaces exclues que le mode *cut&count*, même en ayant optimisé la sélection sur Ht.

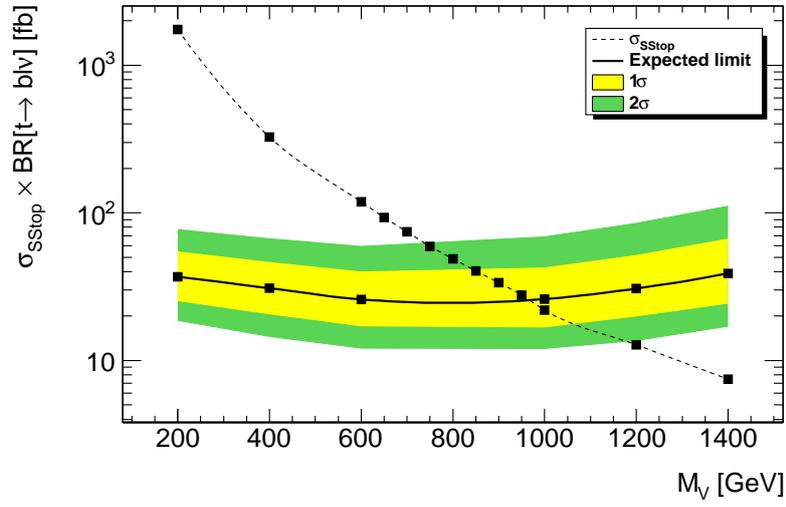


FIG. 4.11: Sections efficaces exclue, en mode *cut&count*, et théorique en fonction de la masse du médiateur V.

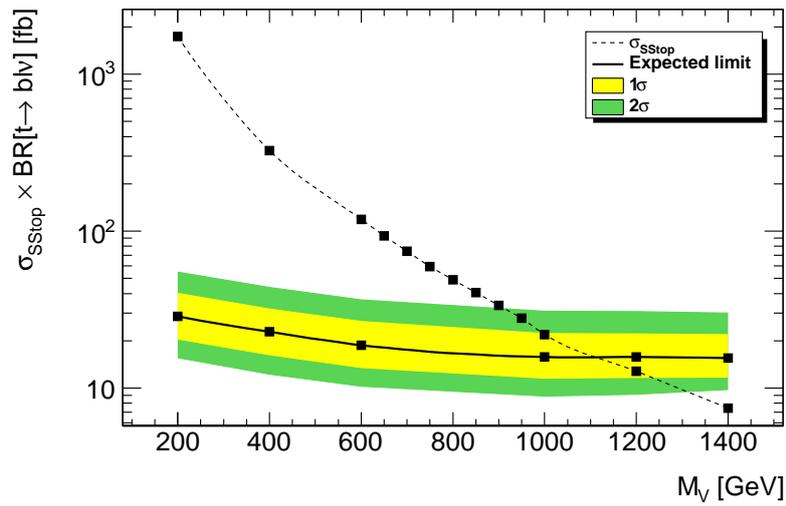


FIG. 4.12: Sections efficaces exclue, en mode *shape*, et théorique en fonction de la masse du médiateur V.

Conclusion et perspectives

Le Modèle Standard présentant certaines limites, l'étude des différents modèles se proposant de le compléter est capitale pour la compréhension des phénomènes encore inexpliqués. Le modèle étudié dans ce stage cherche en particulier à résoudre le problème posé par l'observation de la matière noire et prédit l'existence d'un boson vecteur portant les interactions entre le Modèle Standard et la matière noire.

L'étude qui a été faite ici avait pour buts principaux d'une part de développer une analyse basée sur une signature comportant deux quarks *tops* de même signe et d'autre part de mettre en place une stratégie pour la combiner avec une analyse basée sur une autre signature autorisée par le modèle, avec un *top* dans l'état final, de manière à maximiser la contrainte sur le modèle.

Le question de la combinaison a été investiguée en définissant les différents paramètres régissant le modèle et ses deux signatures et en déterminant la pertinence de leur prise en compte. Cette étude nous a permis d'avancer une solution viable, qui doit encore être développée.

L'analyse de la signature *same-sign top* a été développée à partir de données simulées dans le cadre du détecteur ATLAS pour des collisions de 13 TeV, en se concentrant sur l'état final comportant deux leptons de même signe. Après une étude de la signature du signal et de ses composantes, une variable discriminante, la somme des impulsions transverses des leptons et des jets, a été déterminée. Une optimisation de la sélection sur cette variable a ensuite été effectuée pour chaque hypothèse en masse du médiateur étudiée, permettant ainsi le calcul d'une masse limite attendue pour une luminosité intégrée de $1fb^{-1}$.

Cette analyse reste cependant une première approche qui demande à être approfondie. Il faudra en particulier prendre en compte les différents bruits de fond qui ont été négligés, ainsi que les incertitudes statistiques, et soumettre les données à une simulation complète du détecteur. D'autre part, plusieurs développements rapides peuvent être mis en place, tel que la détermination de la masse limite en fonction de la luminosité intégrée. Une étude à 8 TeV est également en train d'être développée de manière à pouvoir estimer l'amélioration que l'on peut espérer en passant à 13 TeV.

Cette analyse, si elle est poursuivie, permettra de sonder des régions de l'espace des paramètres jusque là inaccessibles et ainsi de contraindre de manière très poussée le modèle. Cette contrainte pourra dans un premier temps être combinée avec celle obtenue par l'analyse *monotop*, avant de confronter le résultat de cette combinaison aux contraintes cosmologiques sur la densité relique de matière noire qui peuvent être déterminées par ailleurs.

Bibliographie

- [1] First combination of tevatron and lhc measurements of the top-quark mass. 2014.
- [2] J.Beringer et al. (Particle Data Group). Phys. rev. d86, 010001(2012) and 2013 partial update for the 2014 edition.
- [3] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Phys.Lett.*, B716 :1–29, 2012.
- [4] Idir Boucheneb, Giacomo Cacciapaglia, Aldo Deandrea, and Benjamin Fuks. Revisiting monotop production at the LHC. *JHEP*, 1501 :017, 2015.
- [5] Amos Breskin and Rudiger Voss, editors. *The CERN Large Hadron Collider : Accelerator and Experiments*, volume 1 :LHC Machine, ALICE, and ATLAS. CERN, 2009.
- [6] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP*, 1407 :079, 2014.
- [7] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput.Phys.Commun.*, 178 :852–867, 2008.
- [8] Georges Aad et al. Search for invisible particles produced in association with single-top-quarks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Eur.Phys.J.*, C75(2) :79, 2015.
- [9] Georges Aad et al. Analysis of events with b -jets and a pair of leptons of the same charge in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. 2015.
- [10] Emmanuel Busato, David Calvet, and Timothée Theveneaux-Pelzer. OpTHyLiC : an Optimised Tool for Hybrid Limits Computation. 2015.

Résumé

Le Modèle Standard est une théorie très robuste décrivant notre monde à l'échelle élémentaire qui présente cependant des limites.

Dans ce rapport, est étudié un modèle se proposant de résoudre une de ces limites : la matière noire. Ce modèle prédit ainsi l'existence d'un boson vecteur véhiculant les interactions entre le Modèle Standard et la matière noire. Il peut mener à deux signatures, comportant soit un quark *top* (*monotop*) ou deux *tops* de même signe (*same-sign top*) dans l'état final, qui peuvent chacune faire l'objet d'une analyse. Ce rapport présente l'analyse *same-sign top* développée auprès du détecteur ATLAS pour une énergie de 13 TeV, ainsi qu'une étude sur la combinaison des deux analyses.

Le Modèle Standard et ce modèle de Nouvelle Physique sont présentés dans un premier temps. Le choix de l'étude de la signature *same-sign top* à travers la signature expérimentale comportant deux leptons de même signe est ensuite justifié, avant que l'estimation des bruits de fond ne soit discutée. Une optimisation de la sélection sur la variable H_t est effectué, permettant le calcul d'une masse limite du médiateur optimale par la méthode CL_s .

Mots clés : matière noire, same-sign top, same-sign dilepton

Abstract

The Standard Model is a very reliable theory describing our universe at the subatomic scale which has however some limitations.

A model proposing a solution to the dark matter issue is studied in this report. This model predicts the existence of a spin-1 boson mediating the interactions between Standard Model particles and dark matter. It can lead to two signatures, either with one top quark or two same-sign tops, both needing to be studied. This report contains the same-sign top analysis developed in the context of the ATLAS detector for collisions of 13 TeV, and the study dealing with the issue about combining both analyses.

Firstly, the Standard Model and this model of New Physics are described. Then, the choice of a same-sign dilepton final state to lead the analysis is discussed, before an estimation of backgrounds. Eventually, a selection over the H_t variable is optimised, thus enabling the computation of a limit mass for the mediator, using the CL_s method.

Keywords : dark matter, same-sign top, same-sign dilepton