

Chapitre X

Recherche d'un boson de Higgs de haute masse

Sommaire

1	Introduction	1
2	Sélection des objets reconstruits	2
2.1	Muons	2
2.2	Électrons	3
2.3	Taus hadroniques	5
2.4	Jets et <i>b-tagging</i>	8
2.5	Énergie transverse manquante	8
3	Corrections	8
4	Sélection des événements	8
4.1	Sélection pour l'enregistrement des données	8
4.2	Sélection finale	8
5	Catégorisation des événements	15
5.1	Région « BSM »	15
5.2	Région « SM »	16
6	Estimation du bruit de fond	16
6.1	Estimations à partir de simulations	16
6.2	Méthode de l'encapsulation ou <i>embedding</i>	16
6.3	Méthode du facteur de faux ou <i>fake factor</i>	16
7	Incertitudes systématiques	17
7.1	Incertitudes de forme	17
7.2	Incertitudes de normalisation	17
8	Extraction du signal	17
8.1	Traitement des incertitudes systématiques	17
8.2	Limites indépendantes du modèle et scans de <i>likelihood</i>	17
8.3	Interprétation dans les scénarios du MSSM	17
9	Résultats et interprétations	17
10	Conclusion	17

1 Introduction

Citer The CMS Collaboration. « Search for additional neutral MSSM Higgs bosons in the di-tau final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *Journal of High Energy Physics* **09.007** (sept. 2018). DOI : [10.1007/JHEP09\(2018\)007](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2018)007)

et aussi nouvelle version full runII si possible

Citer la thèse de Gaël :

G. TOUQUET. « Search for an additional neutral MSSM Higgs boson decaying to tau leptons with the CMS experiment ». Thèse de doct. Université Claude Bernard Lyon 1, oct. 2019. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-02526393>

Citer également la thèse d'Artur ?

A. GOTTMANN. « Global Interpretation of $\tau\tau$ Events in the Context of the Standard Model and

Beyond ». Thèse de doct. Fakultät für Physik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), juin 2020. URL : <https://publish.etp.kit.edu/record/22014>

Études déjà menées au LEP [4] et au Tevatron [5, 6]

LHC : aussi avec $b\bar{b}$ [7, 8]

ATLAS $\mu\mu$ et $\tau\tau$ [9-11]

CMS $\mu\mu$ [12] $\tau\tau$ [1, 13, 14]

données réelles, simulées et encapsulées -> appendix seulement quatre canaux, pas six L_1 , L_2
what were my tasks?

Artur Il Darovic Gottmann 12 :26 Homework concerning the $b\bar{b}H$ and ggH samples ? 12 :28

1) Monitor the production —> ask in case there are invalid samples 2) Process the new samples 3) Rederive the ggH weights based on input POWHEG samples 4) Update the signal modelling for new samples in CombineHarvester rWolf profile image Roger Wolf 12 :32 And on the experimental side I recall : newes FF's MET tail correction and uncertainty Are these the only items left before wrapping up or am I missing anything in addition ?

2 Sélection des objets reconstruits

2.1 Muons

Les muons utilisés sont les objets physiques identifiés comme étant des muons par l'algorithme de PF [15]. La sélection des muons se fait sur la base de critères supplémentaires discutés ci-après.

2.1.1 Identification

Il est possible de définir un critère de qualité sur l'objet reconstruit devant correspondre à un muon à partir des propriétés des éléments du PF ayant servi à sa reconstruction, exposée dans le chapitre 3. Il s'agit du *muonID* [16, 17]. Le χ^2 de l'ajustement de la trajectoire ainsi que la fraction des signaux du trajectographe valides associés au muon sont des métriques utilisées pour le *muonID*. Des plus, un algorithme (*kink finder*) sépare la trajectoire du muon et détermine un χ^2 afin de vérifier si cette trajectoire reconstruite peut en réalité provenir de deux traces réelles distinctes. Ce dernier cas de figure peut survenir suite à une déviation du muon par le matériel constituant le détecteur, par exemple.

Pour des critères d'identification stricts, il est possible d'utiliser le nombre de points de passage (*hits*) dans les chambres à muons utilisés pour l'ajustement global de la trajectoire du muon, $N_{\text{hits}}^{\text{MD}}$. Le nombre de stations de chambres à muons associées à la trajectoire, N_{MS} , est aussi exploité. Les informations issues du trajectographe sont également utilisées. Il s'agit du nombre de *hits* dans la partie à pixels, $N_{\text{hits}}^{\text{pixel}}$, et du nombre total de *hits* dans le trajectographe, $N_{\text{hits}}^{\text{tracker}}$.

Trois niveaux d'exigence ou points de fonctionnement (*Working Point*) sont ainsi définis, de plus en plus exigeants. En particulier, le *Medium muonID* est utilisé dans les canaux $\mu\tau_h$, $e\tau_h$ et $e\mu$ de l'analyse, comme le recommande le POG¹ Muons [17].

Loose muonID (exigence lâche)

- le muon est issu du PF;
- le muon est reconstruit comme muon global ou du trajectographe.

Medium muonID (exigence moyenne)

- le muon passe le *loose muonID*;
- au moins 80 % des signaux du trajectographe associés au muon sont valides.

De plus, un des deux ensembles de critères suivants doit être respecté :

- le muon est un muon global;
- l'ajustement de la trajectoire vérifie $\chi^2/N_{\text{dof}} < 3$, avec N_{dof} le nombre de degrés de liberté de l'ajustement;

1. POG : *Physics Object Group*, groupe responsable d'un objet physique, ici les muons.

- l'accord entre le muon seul et le muon du trajectographe issus des mêmes éléments de reconstruction que le muon global vérifie $\chi^2 < 12$;
- la compatibilité avec une déviation du muon due au matériel du détecteur (*kink finder*) vérifie $\chi^2 < 20$;
- la compatibilité du segment est supérieure à 0,303;

ou

- le muon est un muon du trajectographe;
- la compatibilité du segment est supérieure à 0,451.

Tight muonID (exigence stricte)

- le muon est issu du PF;
- le muon est reconstruit comme muon global;
- l'ajustement de la trajectoire vérifie $\chi^2/N_{\text{dof}} < 10$;
- les chambres à muon vérifient $N_{\text{hits}}^{\text{MD}} > 0$ et $N_{\text{MS}} > 1$;
- le trajectographe vérifie $N_{\text{hits}}^{\text{pixel}} > 0$ et $N_{\text{hits}}^{\text{tracker}} > 5$;
- les paramètres d'impact du muon vis-à-vis du vertex primaire principal vérifient $d_{xy} < 2$ mm et $d_z < 5$ mm.

2.1.2 Isolation

Des muons peuvent être produits lors de la désintégration de quarks de saveur lourde. Ces désintégrations sont accompagnées de jets, comme exposé dans le chapitre 4. Afin de réduire la contamination de l'analyse par ces muons, un critère d'isolation est appliqué.

L'isolation d'un muon est quantifiée à partir des particules situées dans un cône de rayon

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R_\mu = 0,4 \quad (\text{X.1})$$

autour de la direction du muon au niveau du vertex primaire principal, avec $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ les distances angulaires des particules au muon dans les directions η et ϕ , selon

$$I^{(\mu)} = \sum_{\text{ch,PV}} p_T^{\text{ch}} + \max \left(0, \sum_{h^0} E_T^{h^0} + \sum_{\gamma} E_T^{\gamma} - \Delta\beta \sum_{\text{ch,PU}} p_T^{\text{ch}} \right) \Big|_{\Delta R < R_\mu} \quad (\text{X.2})$$

où $\sum_{\text{ch,PV}} p_T^{\text{ch}}$ est la somme scalaire des impulsions transverses des particules chargées provenant du vertex primaire principal à l'exception de ce muon, $\sum_{h^0} E_T^{h^0}$ est la somme des énergies dans le plan transverse de tous les hadrons neutres, $\sum_{\gamma} E_T^{\gamma}$ est la somme des énergies dans le plan transverse de tous les photons, $\sum_{\text{ch,PU}} p_T^{\text{ch}}$ est la somme scalaire des impulsions transverses des particules chargées provenant de l'empilement et $\Delta\beta$ est une estimation du rapport entre particules neutres et particules chargées créées lors des collisions de protons. Le second terme de l'équation (X.2) permet ainsi d'estimer la contribution des particules neutres à l'isolation. La variable d'isolation ainsi construite est basse pour des particules isolées, haute pour des particules non isolées. Il est possible de définir l'isolation relative comme étant le rapport entre l'isolation et l'impulsion transverse de la particule,

$$I_{\text{rel}}^i = \frac{1}{p_T^i} I^i. \quad (\text{X.3})$$

2.2 Électrons

Les électrons utilisés sont les objets physiques identifiés comme étant des électrons par l'algorithme de PF [15]. La sélection des électrons se fait sur la base de critères supplémentaires discutés ci-après.

2.2.1 Identification

electron ID MVA Les électrons retenus pour l'analyse doivent passer un discriminateur d'identification issu d'une analyse multivariée (*MultiVariate Analysis*, MVA). Cette analyse est basée sur un arbre de décision (*Bossted Decision Tree*, BDT) afin de fournir l'identification d'électron « *electron ID MVA* » [18]. Les variables prises en compte sont :

- l'impulsion transverse de l'électron $p_T^{(e)}$;
- la pseudo-rapacité du *supercluster*, défini dans la section 4.2 du chapitre 3 ;
- la densité d'énergie issue de l'empilement dans l'événement ρ ;
- l'étalement en η et en ϕ du dépôt d'énergie dans le ECAL, $\sigma_{i\eta i\eta}$ et $\sigma_{i\phi i\phi}$ où $i\eta$ et $i\phi$ correspondent au nombre entier désignant le cristal du calorimètre ;
- la circularité du dépôt d'énergie, $1 - E_{1 \times 5} / E_{5 \times 5}$, où $E_{1 \times 5}$ et $E_{5 \times 5}$ correspondent respectivement aux énergies dans une région de 1×5 et 5×5 cristaux centré sur le cristal contenant le plus d'énergie dans le *supercluster* ;
- $R_9 = \frac{E_{3 \times 3}}{E_{SC}}$, où E_{SC} est l'énergie contenue dans le *supercluster* ;
- H / E_{SC} où H est l'énergie hadronique située dans un cône de $\Delta R < 0,15$ autour de l'électron ;
- $E_{SC}^{PS} / E_{SC}^{raw}$ le rapport de l'énergie du *supercluster* située dans le *PreShower* sur son énergie totale non corrigée. Le *PreShower* est défini dans le chapitre 3 ;
- la largeur du *supercluster*, $\Delta\eta_{SC}$ et $\Delta\phi_{SC}$;
- le χ^2 de l'ajustement de la trajectoire ;
- le nombre de *hits* valides utilisés pour l'ajustement de la trajectoire ;
- le χ^2 de l'ajustement de la trajectoire GSF (*GSFtrack*). Le *Gaussian Sum Filter* est une méthode de traitement du signal [19] ;
- le nombre de *hits* utilisés pour l'ajustement de la trajectoire GSF, N_{lost}^{GSF} ;
- le nombre attendu de *hits* manquants ;
- la fraction d'énergie perdue par *bremsstrahlung*, $f_{brem} = 1 - p_{out} / p_{in}$ où p_{in} est l'impulsion de l'électron obtenue d'après la courbe de sa trajectoire près du vertex primaire et p_{out} l'impulsion de l'électron obtenue d'après la courbe de sa trajectoire près de la surface de ECAL ;
- E_{SC} / p_{in} ;
- E_{PF} / p_{in} avec E_{PF} est l'énergie du *supercluster* le plus proche du point d'entrée de l'électron dans le ECAL ;
- les écarts $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ entre le *supercluster* et la direction de la trace associée à l'électron au niveau du vertex primaire ;
- l'écart $\Delta\eta$ entre le *supercluster* et la direction de la trace associée à l'électron au niveau de la surface du ECAL ;
- $1/E_e - 1/P_e$ où E_e est l'énergie de l'électron et P_e son impulsion.
- la probabilité que l'électron soit issu d'une conversion $\gamma \rightarrow e^+ e^-$;

Le BDT est ainsi entraîné sur des événements Drell-Yann (Z/γ^*) + jets simulés à l'aide de MADGRAPH [20]. L'entraînement se fait à l'aide de XGBOOST [21]. Le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité est défini à partir d'une valeur minimale de sortie du BDT. Cette valeur dépend de $p_T^{(e)}$ et $\eta^{(e)}$ ainsi que de l'année de prise de données.

cut-based ID Un autre critère d'identification est utilisé pour les électrons et consiste en une liste de coupures (*cut*) sur certaines variables. Il s'agit du *cut-based ID*. Les valeurs des coupures dépendent du point de fonctionnement. Dans l'analyse, seul le point de fonctionnement « veto » est utilisé, les coupures associées sont listées dans le tableau X.1. Les variables utilisées sont définies précédemment, à l'exception de

- $|\Delta\eta_{in}^{seed}|$ l'écart en η entre le point d'entrée de l'électron dans le ECAL et la position du *supercluster* identifié par l'algorithme de PF ;
- $I_{rel}^{\Delta\beta}$ l'isolation relative de l'électron obtenue avec la même formule que pour les muons (X.3), à l'exception de la taille du cône valant ici $R_e = 0,3$.

Variable	$ \eta^{(e)} < 1,479$	$ \eta^{(e)} \geq 1,479$
$\sigma_{i\eta i\eta}$	$< 0,0126$	$< 0,0457$
$ \Delta\eta_{\text{in}}^{\text{seed}} $	$< 0,00463$	$< 0,00814$
$ \Delta\phi_{\text{in}} $	$< 0,148$	$< 0,19$
H/E_{SC}	$< 0,05 + \frac{1,16}{E_{\text{SC}}[\text{GeV}]} + 0,0324 \frac{\rho}{E_{\text{SC}}}$	$< 0,05 + \frac{2,54}{E_{\text{SC}}[\text{GeV}]} + 0,183 \frac{\rho}{E_{\text{SC}}}$
$I_{\text{rel}}^{\Delta\beta}$	$< 0,198 + \frac{0,506}{p_{\text{T}}^{(e)}[\text{GeV}]}$	$< 0,203 + \frac{0,96}{p_{\text{T}}^{(e)}[\text{GeV}]}$
$ 1/E_{\text{SC}} - 1/p_{\text{in}} $	$< 0,209 \text{ GeV}^{-1}$	$< 0,132 \text{ GeV}^{-1}$
$N_{\text{lost}}^{\text{GSF}}$	≤ 2	≤ 3
veto de conversion	passé	passé

Tableau X.1 – Coupures du cut-based veto ID pour les deux régions en η du supercluster possibles. Les variables sont détaillées dans le texte.

2.2.2 Isolation

Tout comme les muons, des électrons peuvent être produits lors de la désintégration de quarks de saveur lourde. Un critère d'isolation, similaire à celui des muons présenté dans la section 2.1.2, est ainsi défini.

L'isolation d'un électron est quantifiée à partir des particules situées dans un cône de rayon

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R_e = 0,3 \quad (\text{X.4})$$

autour de la direction de l'électron au niveau du vertex primaire principal, avec $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ les distances angulaires des particules à l'électron dans les directions η et ϕ , selon

$$I^{(e)} = \sum_{\text{ch,PV}} p_{\text{T}}^{\text{ch}} + \max \left(0, \sum_{\text{h}^0} E_{\text{T}}^{\text{h}^0} + \sum_{\gamma} E_{\text{T}}^{\gamma} - \rho \times \mathcal{E}_{\mathcal{A}} \right) \Big|_{\Delta R < R_e} \quad (\text{X.5})$$

où $\sum_{\text{ch,PV}} p_{\text{T}}^{\text{ch}}$ est la somme scalaire des impulsions transverses des particules chargées provenant du vertex primaire principal à l'exception de cet électron, $\sum_{\text{h}^0} E_{\text{T}}^{\text{h}^0}$ est la somme des énergies dans le plan transverse de tous les hadrons neutres, $\sum_{\gamma} E_{\text{T}}^{\gamma}$ est la somme des énergies dans le plan transverse de tous les photons, ρ est la densité d'énergie issue de l'empilement dans l'événement et $\mathcal{E}_{\mathcal{A}}$ est l'aire effective, c'est-à-dire la fraction de l'espace (η, ϕ) correspondant à la zone d'isolation à corriger pour l'empilement. Les valeurs des aires effectives utilisées sont présentées dans le tableau X.2.

Région	$\mathcal{E}_{\mathcal{A}}$
$ \eta \leq 1,0$	0,1440
$1,0 < \eta \leq 1,479$	0,1562
$1,479 < \eta \leq 2,0$	0,1032
$2,0 < \eta \leq 2,2$	0,0859
$2,2 < \eta \leq 2,3$	0,1116
$2,3 < \eta \leq 2,4$	0,1321
$ \eta > 2,4$	0,1654

Tableau X.2 – Valeurs de l'aire effective $\mathcal{E}_{\mathcal{A}}$ utilisée pour corriger la contribution de l'empilement aux isolations des électrons vis-à-vis des autres particules.

2.3 Taus hadroniques

Lors d'une désintégration hadronique d'un lepton tau, une paire de quarks est émise. Il s'en suit donc un processus d'hadronisation, phénomène à l'origine de la formation des jets, ce qui est exposé dans le chapitre 4. Du lepton tau résulte alors un ensemble de hadrons, comme illustré sur la figure X.1. Ces hadrons, en général trois ou moins, sont éventuellement accompagnés de particules neutres, principalement des π^0 . Ces derniers se désintégrant majoritairement en deux photons. L'ensemble de ces particule forme un « tau hadronique », noté τ_{h} , et est initialement identifié comme un jet.

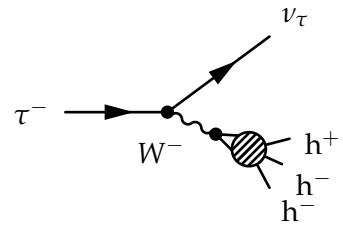


Figure X.1 – Diagramme de Feynman de désintégration hadronique d'un τ^- .

2.3.1 Obtention de candidats tau hadronique

L'identification des taus hadroniques est réalisée par l'algorithme *Hadrons Plus Strips* (HPS) [22, 23] à partir des jets reconstruits par l'algorithme de PF vérifiant $p_T > 14 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2,5$. Les hadrons chargés contenus dans le jet initial tels que $p_T > 0,5 \text{ GeV}$ et de paramètre d'impact transverse $d_{xy} < 0,1 \text{ cm}$ vis-à-vis du vertex primaire principal sont utilisés pour former des candidats τ_h .

Afin d'identifier les dépôts d'énergie dans le ECAL dus aux π^0 , les photons et les électrons contenus dans le jet initial sont regroupés en bandes (*strips*). La construction d'une bande est un procédé itératif :

1. Une bande est créée à partir de l'électron ou du photon (e/γ) de plus haut p_T contenu dans le jet initial et n'ayant pas déjà été associé à une bande. La position de cette particule dans le plan (η, ϕ) , ainsi que son p_T , sont associés à la bande.
2. L'électron ou photon de plus haut p_T restant est ajouté à la bande s'il est situé à une distance par rapport à la bande dans le plan (η, ϕ) telle que

$$\Delta\eta < f(p_T^{(e/\gamma)}) + f(p_T^{\text{bande}}), \quad f(p_T) = 0,20(p_T[\text{GeV}])^{-0,66} \quad (\text{X.6})$$

$$\Delta\phi < g(p_T^{(e/\gamma)}) + g(p_T^{\text{bande}}), \quad g(p_T) = 0,35(p_T[\text{GeV}])^{-0,71} \quad (\text{X.7})$$

avec $p_T^{(e/\gamma)}$ l'impulsion transverse de l'électron ou du photon à ajouter à la bande et p_T^{bande} l'impulsion transverse associée à la bande avant ajout de l'électron ou du photon.

Si l'ajout se fait, la bande est mise à jour selon

$$p_T^{\text{bande}} = \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)}, \quad (\text{X.8})$$

$$\eta^{\text{bande}} = \frac{1}{p_T^{\text{bande}}} \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)} \eta_{(e/\gamma)}, \quad (\text{X.9})$$

$$\phi^{\text{bande}} = \frac{1}{p_T^{\text{bande}}} \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)} \phi_{(e/\gamma)}, \quad (\text{X.10})$$

ce qui rend la bande dynamique lors de sa construction. Les dimensions de la bande sont limitées à $0,05 < \Delta\eta < 0,15$ et $0,05 < \Delta\phi < 0,3$.

3. L'étape précédente est répétée jusqu'à ce qu'une limite de taille de la bande soit atteinte ou qu'il ne reste plus d'électron ni de photon tels que $p_T > 0,5 \text{ GeV}$ dans la zone de la bande.
4. Les éléments associés à la bande sont retirés de la liste des électrons et photons en attente d'association à une bande.
5. Le procédé reprend à l'étape 1.

Toute bande vérifiant $p_T > 2,5 \text{ GeV}$ est considérée comme un candidat π^0 .

Des candidats τ_h compatibles avec un des modes de désintégration hadronique du tau sont ainsi formés à partir de toutes les combinaisons possibles de hadrons chargés et de candidats π^0 .

2.3.2 Modes de désintégration hadronique du tau

Les modes de désintégration (*Decay Modes*, DM) considérés dans l'analyse sont ainsi listé dans le tableau X.3. À chaque DM correspond une valeur afin de le désigner, définie comme

$$\text{DM} = 5 \times (N_{h^\pm} - 1) - N_{\pi^0} \quad (\text{X.11})$$

où N_{h^\pm} est le nombre de hadrons chargés et N_{π^0} le nombre de π^0 contenus dans le τ_h . Lorsqu'un des hadrons chargés n'est pas reconstruit, il est possible d'obtenir les DM 5, 6 ou 7. Ces cas de figure sont largement contaminés par le bruit de fond « QCD multijet », ils sont donc rejetés dans l'analyse.

Code	Mode de désintégration	\mathcal{BR} (%)
0	$\tau^- \rightarrow h^- \bar{\nu}_\tau$	11,51
1	$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	25,93
2	$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	9,48
10	$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \bar{\nu}_\tau$	9,80
11	$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	4,76

Tableau X.3 – Modes de désintégration du τ considérés. La désintégration d'un τ^- correspondant au DM, ainsi que le rapport de branchement $\tau^- \rightarrow \tau_h^-$ correspondant [24] sont également donnés.

Certains DM présentent des contraintes supplémentaires sur la masse du τ_h :

$$\begin{aligned}
 \text{DM 1 :} & \quad 0,3 \text{ GeV} < m_{\tau_h} < 1,3 \sqrt{\frac{p_T[\text{GeV}]}{100}} \text{ GeV}, \\
 \text{DM 2 :} & \quad 0,4 \text{ GeV} < m_{\tau_h} < 1,2 \sqrt{\frac{p_T[\text{GeV}]}{100}} \text{ GeV}, \\
 \text{DM 10 et 11 :} & \quad 0,8 \text{ GeV} < m_{\tau_h} < 1,5 \text{ GeV},
 \end{aligned}$$

et, dans le cas du DM 10, les traces des hadrons chargés doivent provenir du même vertex dans la limite de $\Delta z < 0,4 \text{ cm}$.

2.3.3 Sélection d'un candidat τ_h

Il est possible d'obtenir plusieurs candidats τ_h au sein d'un même jet. Des critères de qualité sur les candidats leur sont alors imposés.

Par conservation, la somme des charges électriques des hadrons contenus dans le candidat τ_h doit valoir ± 1 . Ces hadrons chargés doivent de plus être contenus dans le cône dit « de signal » défini et contraint selon

$$\Delta R_{\text{sig}} = \frac{3 \text{ GeV}}{p_T(\tau_h)}, \quad 0,05 < \Delta R_{\text{sig}} < 0,1. \quad (\text{X.12})$$

Les centres des bandes du candidat τ_h doivent également se situer dans ce cône. S'il reste plusieurs candidats à ce stade, celui de plus haut p_T est retenu. Il existe donc au plus un τ_h par jet.

2.3.4 Mauvaises reconstruction de τ_h

Un τ_h peut être reconstruit à partir de jets n'étant pas des τ_h , d'électrons ou de muons. Afin de réduire la quantité de mauvais τ_h (*fake* τ_h), un réseau de neurones profond convolutionnel (DNN) [25] a été développé à CMS. Il s'agit de l'algorithme DEEPTAU [26] qui fournit les discriminateurs *deepTau vs jet*, *deepTau anti-electron* et *deepTau anti-muon* utilisés dans cette analyse.

Les points de fonctionnement utilisés pour chacun de ces discriminateurs dépendent de l'état final, comme présenté dans la section 4. Les efficacités d'identification de chacun des points de fonctionnement existants sont donnés dans le tableau X.4. Les taux d'identification de jet, électron ou muon comme étant un τ_h , c'est-à-dire les faux positifs, dépendent de la nature des événements sur lesquels ces discriminateurs sont appliqués et se situent entre 10^{-4} et 10^{-2} .

Discriminateur	VVTight	VTight	Tight	Medium	Loose	VLoose	VVLoose	VVVLoose
vs jet	40	50	60	70	80	90	95	98
anti-electron	60	70	80	90	95	98	99	99,5
anti-muon	-	-	99,5	99,8	99,9	99,95	-	-

Tableau X.4 – Efficacités d'identification en % de l'algorithme DEEPTAU pour chacun des points de fonctionnement disponibles [26, 27].

2.4 Jets et *b*-tagging

Les événements sont répartis en différentes catégories d'après les différents mécanismes de production des bosons de Higgs. Cette catégorisation est détaillée dans la section 5. À cette fin, les jets présents dans l'événement sont exploités.

Pour réduire la contamination par les jets issus de l'empilement, les hadrons chargés sont soumis à la procédure de *pile-up Charged Hadron Subtraction* (CHS) [28] décrite dans le chapitre 4. Les jets utilisés sont ceux obtenus à partir des particules restantes à l'aide de l'algorithme anti- k_T [29] avec un paramètre $R = 0,4$.

Ces jets doivent également passer les critères d'identification discutés dans le chapitre 4. De plus, afin d'exclure les électrons, muons et taus hadroniques de la liste des jets, il est requis que les jets soient distants du *dilepton* de $\Delta R > 0,5$. Le *dilepton* est défini dans la section 4. Seuls les jets tels que $p_T > 30 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 4,7$ sont retenus.

L'identification des jets issus de quarks *b* (*b*-tagging), l'algorithme DEEPIET [30] est utilisé. Les jets tels que $p_T > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2,4(2,5)$ en 2016 (2017, 2018) sont considérés comme issus d'un *b* si leur score est supérieur à 0,3093 (2016), 0,3033 (2017) ou 0,2770 (2018).

2.5 Énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante (MET) est reconstruite à l'aide de l'algorithme PUPPI [31]. La « PUPPI MET » ainsi obtenue est moins sensible à l'empilement que la MET issue de l'algorithme de PF (PF MET), introduite au chapitre 3. Le principe de PUPPI est d'associer un poids à chaque particule, lié à la probabilité que celle-ci proviennent de l'empilement au lieu du vertex primaire principal. La correction en énergie des jets, présentée dans le chapitre 4, est également propagée à PUPPI MET selon

$$\text{Puppi} \vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{corr.}) = \text{Puppi} \vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{non corr.}) - \sum_{\text{jets}} (\vec{p}_T^{\text{corr.}} - \vec{p}_T^{\text{non corr.}}) . \quad (\text{X.13})$$

3 Corrections

4 Sélection des événements

4.1 Sélection pour l'enregistrement des données

Les chemins de déclenchement (HLT *paths*) permettent une présélection en temps réel des événements observés à CMS afin de les enregistrer, comme abordé dans le chapitre 3. Des listes de chemins de déclenchement sont ainsi définies, pour chacune des trois années (2016, 2017 et 2018) et chacun des états finaux considérés ($\tau_h \tau_h$, $\mu \tau_h$, $e \tau_h$ et $e \mu$). Ces listes sont données dans l'annexe E. Les événements, une fois enregistrés sur décision d'au moins un des chemins de déclenchement, sont sélectionnés plus précisément selon la procédure détaillée dans la section 4.2.

Par rapport à l'analyse analogue menée précédemment sur les données récoltées en 2016 [1], des chemins de déclenchement « τ_h seul » sont également utilisés pour les canaux $\tau_h \tau_h$, $\mu \tau_h$ et $e \tau_h$. Ces chemins de déclenchement sont très sensibles aux τ_h de haut p_T , les rendant pertinents dans le cadre de la recherche d'un boson de Higgs lourd. Leur utilisation conjointe avec les autres chemins de déclenchement est explicitée dans la section 4.2.

4.2 Sélection finale

La phénoménologie des événements $H \rightarrow \tau \tau$ est décrite dans le chapitre 2. Les leptons tau peuvent se désintégrer hadroniquement en tau hadronique (τ_h) ou leptoniquement en électron (e) ou en muon (μ), ces désintégrations s'accompagnent de l'émission de un (cas hadronique) ou deux (cas leptoniques) neutrinos. Il existe ainsi six états finaux différents ou canaux pour ces événements dont seulement quatre sont considérés dans l'analyse : le canal hadronique ($\tau_h \tau_h$), les deux canaux semi-leptoniques ($\mu \tau_h$, $e \tau_h$) et un canal leptonique ($e \mu$).

Les produits de désintégration visibles des leptons tau sont notés L_1 et L_2 et correspondent, selon le canal, à un tau hadronique, un muon ou un électron comme exposé dans le tableau X.5. Pour L_1 comme L_2 , une liste de candidats est obtenue à partir des particules reconstruites auxquelles sont appliquées des coupures détaillées dans les sections qui suivent pour chacun des canaux. À partir de ces deux listes de candidats, des paires $L_1 L_2$ compatibles avec le cas de figure $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow L_1 L_2$ sont formées. Une paire $L_1 L_2$ est un *dilepton*. Un seul des *dileptons* candidats est retenu selon la logique exposée dans la section 4.2.5.

Canal	L_1	L_2
$\tau_h \tau_h$	$\tau_h, p_T^{(L_1)} > p_T^{(L_2)}$	
$\mu \tau_h$	μ	τ_h
$e \tau_h$	e	τ_h
$e \mu$	μ	e

Tableau X.5 – Particules correspondant à L_1 et L_2 selon le canal.

Il est nécessaire de s’assurer, à cause de l’utilisation de canaux différents, qu’un événement donné ne peut être sélectionné dans le traitement de plusieurs canaux. Pour cela, après avoir sélectionné le *dilepton*, des vetos sur la présence de leptons supplémentaires à ceux du *dilepton* sont appliqués. Ces vetos sont explicités pour chaque canal dans les sections ci-après et sont au moins aussi lâches que les coupures de sélection les plus lâches des leptons de signal, c’est-à-dire ceux utilisés pour les *dileptons*, de tous les canaux. Ainsi, si un lepton est sélectionné dans un canal pour former un *dilepton*, alors il déclenche forcément le veto correspondant dans les autres canaux.

4.2.1 Canal $\tau_h \tau_h$

Sélection des taus hadroniques Tout tau hadronique respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_1 ou L_2 dans le *dilepton* :

- $p_T^{\tau_h} > 40 \text{ GeV}$;
- $|\eta^{\tau_h}| < 2,1$;
- la distance d_z entre la trace principale du tau hadronique et le vertex primaire d’interaction vérifie $d_z < 0,2 \text{ cm}$;
- passer le discriminateur NewDecayModeFinding avec les modes de désintégration 5, 6, et 7 (deux *prongs*²) interdits;
- passer les points de fonctionnement :
 - *very very loose* du discriminateur deepTau anti-electron,
 - *very loose* du discriminateur deepTau anti-muon,
 - *medium* du discriminateur deepTau vs jet.

Sélection du *dilepton* L’événement est retenu à condition qu’au moins une paire $L_1 L_2 = \tau_h \tau_h$ puisse être construite avec L_1 et L_2 de charges électriques opposées. Il est de plus requis que L_1 et L_2 soient séparés dans le plan (η, ϕ) tel que $\Delta R > 0,5$. Si plus d’une paire possible existe dans l’événement, une seule est retenue selon la logique exposée dans la section 4.2.5.

Correspondance du *dilepton* avec les chemins de déclenchement Les deux taus hadroniques de la paire sélectionnée doivent correspondre, le cas échéant, aux objets ayant activé un des chemins de déclenchement utilisé pour enregistrer l’événement. Les objets considérés pour chacun des chemins de déclenchement sont donnés dans l’annexe E. La correspondance est établie lorsque la particule reconstruite et l’objet du chemin de déclenchement sont séparés de moins de 0,5 dans le plan (η, ϕ) , c’est-à-dire $\Delta R < 0,5$. Ce critère est appliqué de manière cohérente dans les données réelles, simulées et encapsulées. Trois catégories sont définies pour les événements enregistrés en 2016 (respectivement 2017 et 2018) :

- bas p_T : $p_T^{\tau_h^1} < 120 (180) \text{ GeV}$, $p_T^{\tau_h^2} < 120 (180) \text{ GeV}$. Seuls les chemins de déclenchement « double τ_h » sont considérés pour L_1 et L_2 ;

2. Un *prong* est un hadron chargé issu directement de la désintégration initiale. Par conservation de la charge, il en faut nécessairement un nombre impair dans un tau hadronique. Lorsqu’un des hadrons chargés n’est pas reconstruit, il est possible d’obtenir les DM 5, 6 ou 7. Ces cas de figure sont largement contaminés par le bruit de fond « QCD multijet », ils sont donc rejetés dans l’analyse.

- moyen $p_T : p_T^{\tau_h^1} > 120$ (180) GeV, $p_T^{\tau_h^2} < 120$ (180) GeV. Une combinaison logique « ou » des chemins de déclenchement « τ_h seul » et « double τ_h » est considérée pour L_1 et seulement les « double τ_h » pour L_2 ;
- haut $p_T : p_T^{\tau_h^1} > 120$ (180) GeV, $p_T^{\tau_h^2} > 120$ (180) GeV. Une combinaison logique « ou » des chemins de déclenchement « τ_h seul » et « double τ_h » est considérée pour L_1 et L_2 .

Les taus hadroniques ne sont considérés comme correspondant aux objets HLT qu'à condition que leurs impulsions soient supérieure d'au moins 5 GeV au seuil d'activation du chemin de déclenchement.

Vétos de leptons supplémentaires Les vetos de leptons supplémentaires doivent être respectés, c'est-à-dire que l'événement ne contient pas :

- de muon tel que $p_T^\mu > 10$ GeV, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *medium* du *muonID* et d'isolation $I_\mu < 0,3 p_T^\mu$;
- d'électron tel que $p_T^e > 10$ GeV, $|\eta^e| < 2,5$, passant le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* et d'isolation $I_e < 0,3 p_T^e$.

4.2.2 Canal $\mu\tau_h$

Sélection des muons Tout muon respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_1 dans le *dilepton* :

- $p_T^\mu > 23$ (25) GeV en 2016 (2017, 2018) et correspondre à l'objet HLT du chemin de déclenchement « muon seul » ou 20 (21) $< p_T^\mu \leq 23$ (25) GeV en 2016 (2017, 2018) et correspondre à l'objet HLT de type muon du chemin de déclenchement « muon et τ_h »;
- $|\eta^\mu| < 2,1$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm;
- $I_\mu < 0,15 p_T^\mu$;
- passer le point de fonctionnement *medium* du *muonID*.

Sélection des taus hadroniques Tout tau hadronique respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_2 dans le *dilepton* :

- $p_T^{\tau_h} > 30$ GeV;
- $|\eta^{\tau_h}| < 2,3$;
- la distance d_z entre la trace principale du tau hadronique et le vertex primaire d'interaction vérifie $d_z < 0,2$ cm;
- passer le discriminateur *NewDecayModeFinding* avec les modes de désintégration 5, 6, et 7 (deux *prongs*) interdits;
- passer les points de fonctionnement :
 - *very very loose* du discriminateur *deepTau anti-electron*,
 - *tight* du discriminateur *deepTau anti-muon*,
 - *medium* du discriminateur *deepTau vs jet*.

Sélection du *dilepton* L'événement est retenu à condition qu'au moins une paire $L_1 L_2 = \mu\tau_h$ puisse être construite avec L_1 et L_2 de charges électriques opposées. Il est de plus requis que L_1 et L_2 soient séparés dans le plan (η, ϕ) tel que $\Delta R > 0,5$. Si plus d'une paire possible existe dans l'événement, une seule est retenue selon la logique exposée dans la section 4.2.5.

Correspondance du *dilepton* avec les chemins de déclenchement Le muon et le tau hadronique de la paire sélectionnée doivent correspondre, le cas échéant, aux objets ayant activé un des chemins de déclenchement utilisé pour enregistrer l'événement. Les objets considérés pour chacun des chemins de déclenchement sont donnés dans l'annexe E. La correspondance est établie lorsque la particule reconstruite et l'objet du chemin de déclenchement sont séparés de moins de 0,5 dans le plan (η, ϕ) , c'est-à-dire $\Delta R < 0,5$. Ce critère est appliqué de manière cohérente dans les données réelles, simulées et encapsulées. Deux catégories sont définies pour les événements enregistrés en 2016 (respectivement 2017 et 2018) :

- bas p_T : $p_T^{\tau_h} < 120$ (180) GeV en 2016 (2017, 2018). Une combinaison logique « ou » des chemins de déclenchement « muon seul » et « muon et τ_h » est considérée ;
- haut p_T : $p_T^{\tau_h} > 120$ (180) GeV en 2016 (2017, 2018). Une combinaison logique « ou » des chemins de déclenchement « muon seul » et « τ_h seul » est considérée.

Dans le cas de l'utilisation du chemin de déclenchement « muon et τ_h », le tau hadronique doit de plus :

- correspondre à l'objet HLT ;
- $p_T^{\tau_h} > 25$ (32) GeV en 2016 (2017, 2018).

Masse transverse du muon La masse transverse du muon, définie par

$$m_T^{(\mu)} = \sqrt{2 p_T^{(\mu)} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (\text{X.14})$$

avec $\Delta\phi = \phi^{(\mu)} - \phi^{E_T^{\text{miss}}}$ doit vérifier $m_T < 70$ GeV. Cette coupure permet de s'assurer que la région de signal soit orthogonale à la région de détermination des facteurs de faux des événements $W + \text{jets}$. Les facteurs de faux sont abordés dans la section 6.3.

Vétos de leptons supplémentaires Les vetos de leptons supplémentaires doivent être respectés, c'est-à-dire que l'événement ne contient pas :

- de second muon tel que $p_T^\mu > 10$ GeV, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *medium* du *muonID* et d'isolation $I_\mu < 0,3 p_T^\mu$;
- d'électron tel que $p_T^e > 10$ GeV, $|\eta^e| < 2,5$, passant le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* et d'isolation $I_e < 0,3 p_T^e$;
- de paire de muons de charges opposées avec $\Delta R > 0,15$, tous deux vérifiant $p_T^\mu > 15$ GeV, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *loose* du *muonID*, de paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm et d'isolation $I_\mu < 0,3 p_T^\mu$.

4.2.3 Canal $e\tau_h$

Sélection des électrons Tout électron respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_1 dans le *dilepton* :

- $p_T^e > 26$ GeV en 2016, 28 en 2017 et 33 en 2018 et correspondre à l'objet HLT du chemin de déclenchement « électron seul » ou p_T^e entre 25 GeV et la valeur précédente et correspondre à l'objet HLT de type électron du chemin de déclenchement « électron et τ_h » ;
- $|\eta^e| < 2,1$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm ;
- $I_e < 0,15 p_T^e$;
- passer le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA*.

Sélection des taus hadroniques Tout tau hadronique respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_2 dans le *dilepton* :

- $p_T^{\tau_h} > 30$ GeV,
- $|\eta^{\tau_h}| < 2,3$,
- la distance d_z entre la trace principale du tau hadronique et le vertex primaire d'interaction vérifie $d_z < 0,2$ cm,
- passer le discriminateur *NewDecayModeFinding* avec les modes de désintégration 5, 6, et 7 (deux *prongs*) interdits,
- passer les points de fonctionnement :
 - *tight* du discriminateur *deepTau anti-electron*,
 - *very loose* du discriminateur *deepTau anti-muon*,
 - *medium* du discriminateur *deepTau vs jet*.

Sélection du *dilepton* L'événement est retenu à condition qu'au moins une paire $L_1 L_2 = e \tau_h$ puisse être construite avec L_1 et L_2 de charges électriques opposées. Il est de plus requis que L_1 et L_2 soient séparés dans le plan (η, ϕ) tel que $\Delta R > 0,5$. Si plus d'une paire possible existe dans l'événement, une seule est retenue selon la logique exposée dans la section 4.2.5.

Correspondance du *dilepton* avec les chemins de déclenchement L'électron et le tau hadronique de la paire sélectionnée doivent correspondre, le cas échéant, aux objets ayant activé un des chemins de déclenchement utilisé pour enregistrer l'événement. Les objets considérés pour chacun des chemins de déclenchement sont donnés dans l'annexe E. La correspondance est établie lorsque la particule reconstruite et l'objet du chemin de déclenchement sont séparés de moins de 0,5 dans le plan (η, ϕ) , c'est-à-dire $\Delta R < 0,5$. Ce critère est appliqué de manière cohérente dans les données réelles, simulées et encapsulées. Deux catégories sont définies pour les événements enregistrés en 2016 (respectivement 2017 et 2018) :

- bas p_T : $p_T^{\tau_h} < 120$ (180) GeV en 2016 (2017, 2018). Une combinaison logique « ou » des chemins de déclenchement « électron seul » et « électron et τ_h » est considérée ;
- haut p_T : $p_T^{\tau_h} > 120$ (180) GeV en 2016 (2017, 2018). Une combinaison logique « ou » des chemins de déclenchement « électron seul » et « τ_h seul » est considérée.

Dans le cas de l'utilisation du chemin de déclenchement « électron et τ_h », le tau hadronique doit de plus :

- correspondre à l'objet HLT ;
- vérifier $p_T^{\tau_h} > 25$ (35) GeV en 2016 (2017, 2018) ;
- vérifier $|\eta^{\tau_h}| < 2,1$.

Masse transverse de l'électron La masse transverse de l'électron, définie par

$$m_T^{(e)} = \sqrt{2 p_T^{(e)} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (\text{X.15})$$

avec $\Delta\phi = \phi^{(e)} - \phi^{E_T^{\text{miss}}}$ doit vérifier $m_T < 70$ GeV. Cette coupure permet de s'assurer que la région de signal soit orthogonale à la région de détermination des facteurs de faux des événements $W + \text{jets}$. Les facteurs de faux sont abordés dans la section 6.3.

Vétos de leptons supplémentaires Les vetos de leptons supplémentaires doivent être respectés, c'est-à-dire que l'événement ne contient pas :

- de muon tel que $p_T^\mu > 10$ GeV, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *medium* du *muonID* et d'isolation $I_\mu < 0,3 p_T^\mu$;
- de second électron tel que $p_T^e > 10$ GeV, $|\eta^e| < 2,5$, passant le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* et d'isolation $I_e < 0,3 p_T^e$;
- de paire d'électrons de charges opposées avec $\Delta R > 0,15$, tous deux vérifiant $p_T^e > 15$ GeV, $|\eta^e| < 2,5$, passant le *cut-based veto ID*, de paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm et d'isolation $I_e < 0,3 p_T^e$.

4.2.4 Canal $e\mu$

Sélection des muons Tout muon respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_1 dans le *dilepton* :

- $p_T^\mu > 15$ GeV ;
- $|\eta^\mu| < 2,4$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm ;
- $I_\mu < 0,2 p_T^\mu$;
- passer le point de fonctionnement *medium* du *muonID*.

Sélection des électrons Tout électron respectant les critères listés ci-après est retenu pour jouer le rôle de L_2 dans le *dilepton* :

- $p_T^e > 15$ GeV ;

- $|\eta^e| < 2.4$;
- paramètres d'impact $d_z < 0,2$ cm et $d_{xy} < 0,045$ cm;
- $I_e < 0,15 p_T^e$;
- passer le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* sans utilisation des variables d'isolation;
- présenter moins de deux points de passage manquants dans le trajectographe;
- passer le veto d'électron de conversion.

Sélection du *dilepton* L'événement est retenu à condition qu'au moins une paire $L_1 L_2 = \mu e$ puisse être construite avec L_1 et L_2 de charges électriques opposées. Il est de plus requis que L_1 et L_2 soient séparés dans le plan (η, ϕ) tel que $\Delta R > 0,3$. Si plus d'une paire possible existe dans l'événement, une seule est retenue selon la logique exposée dans la section 4.2.5.

Correspondance du *dilepton* avec les chemins de déclenchement L'électron et le muon de la paire sélectionnée doivent correspondre, le cas échéant, aux objets ayant activé un des chemins de déclenchement utilisé pour enregistrer l'événement. Les objets considérés pour chacun des chemins de déclenchement sont donnés dans l'annexe E. La correspondance est établie lorsque la particule reconstruite et l'objet du chemin de déclenchement sont séparés de moins de 0,5 dans le plan (η, ϕ) , c'est-à-dire $\Delta R < 0,5$. Ce critère est appliqué de manière cohérente dans les données réelles, simulées et encapsulées.

Cas de la période 2016GH Pour les *runs* G et H de l'année 2016, le filtre en d_z des chemins de déclenchement utilisés pour le canal $e\mu$ n'est pas modélisé dans les données simulées. Il ne peut donc être appliqué que sur les données réelles. Afin de prendre en compte ce filtre manquant, un filtre moins strict, sans le critère portant sur d_z , est appliqué sur les données simulées qui sont renormalisées selon l'efficacité du filtre sur d_z manquant.

La mesure sur un jeu de données simulées $t\bar{t}$ avec un électron et un muon dans l'état final donne une efficacité de 95,3 %. Aucune dépendance en p_T ou η de l'électron ou du muon n'a été observée. Pour les *runs* B à F, ce filtre en d_z n'est pas utilisé. Ainsi, sur l'ensemble de l'année 2016, le facteur $SF(d_z)$ à appliquer aux événements simulés vaut

$$SF(d_z) = \frac{\mathcal{L}_{B-F}}{\mathcal{L}_{B-H}} + 0,953 \frac{\mathcal{L}_{G-H}}{\mathcal{L}_{B-H}} = 0,979 \quad (\text{X.16})$$

avec \mathcal{L}_x la luminosité intégrée sur la période x , notion introduite dans le chapitre 3.

Vétos de leptons supplémentaires Les vetos de leptons supplémentaires doivent être respectés, c'est-à-dire que l'événement ne contient pas :

- de second muon tel que $p_T^\mu > 10$ GeV, $|\eta^\mu| < 2,4$, passant le point de fonctionnement *medium* du *muonID* et d'isolation $I_\mu < 0,3 p_T^\mu$;
- de second électron tel que $p_T^e > 10$ GeV, $|\eta^e| < 2,5$, passant le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité de l'*electron ID MVA* et d'isolation $I_e < 0,3 p_T^e$, l'électron devant passer le veto d'électron de conversion et présenter moins de deux points de passage manquants dans le trajectographe.

4.2.5 Sélection d'un unique *dilepton*

Il est possible d'obtenir plusieurs candidats *dilepton* après application des coupures précédemment exposées. Dans ce cas, une seule et unique paire est conservée à l'aide des étapes de réjection suivantes :

1. préférer une paire avec L_1 le plus isolé possible (le tau hadronique avec le plus haut p_T pour le canal $\tau_h \tau_h$, le muon pour les canaux $\mu \tau_h$ et $e\mu$, l'électron pour le canal $e \tau_h$);
2. en cas d'égalité, préférer une paire avec L_1 de plus haut p_T ;

3. en cas d'égalité, préférer une paire avec L_1 le plus isolé possible (le tau hadronique avec le plus bas p_T pour le canal $\tau_h \tau_h$, le tau hadronique pour les canaux $\mu \tau_h$ et $e \tau_h$, l'électron pour le canal $e \mu$);
4. en cas d'égalité, préférer une paire avec L_2 de plus haut p_T .

5 Catégorisation des événements

Afin d'augmenter la sensibilité de l'analyse à un signal particulier, il est possible de définir des catégories. Par exemple, comme exposé dans le chapitre 2, le mode de production dominant des bosons H et A peut être celui en association avec des quarks b . Le signal correspondant, dans ce cas, se trouve dans les événements comportant des jets issus de quarks b . Il est donc pertinent de séparer les événements en deux groupes, avec et sans jets de quarks b .

La recherche d'un boson de Higgs de haute masse se désintégrant en paire de taus a été menée avec les données enregistrées en 2016 par l'expérience CMS [1]. Les catégories y étant utilisées, définies dans la section 5.1 ci-après, sont également exploitées dans la présente analyse. Cette catégorisation utilisée dans le cadre du MSSM, c'est-à-dire au-delà du modèle standard (*Beyond Standard Model*), est notée « BSM ». Une autre catégorisation des événements est utilisée pour l'analyse des événements $h \rightarrow \tau\tau$ dans le cadre du modèle standard [32]. Elle est notée « SM » et est présentée dans la section 5.2.

Des travaux récents [3] ont montré qu'une combinaison des catégories SM et BSM permet d'obtenir de plus fortes contraintes sur les modèles testés. Deux régions sont ainsi définies, SM et BSM, chacune utilisant les catégories correspondantes. La région SM concerne les événements ne comportant pas de jets issus de quark b ($N_{b\text{-tag}} = 0$) et tels que $m_{\tau\tau} < 250$ GeV où $m_{\tau\tau}$ est la masse du dilepton estimée par SVFIT [33]. La région BSM, quant à elle, concerne les événements contenant des jets issus de quark b ($N_{b\text{-tag}} \geq 1$) ou tels que $m_{\tau\tau} \geq 250$ GeV. Les deux régions ainsi obtenues ne se recouvrent pas et peuvent se résumer selon le schéma de la figure X.2.

see comments in tex file

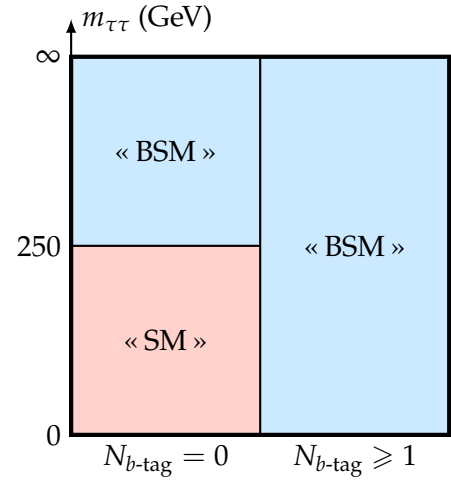


Figure X.2 – Définition des deux régions utilisant des catégories différentes.

5.1 Région « BSM »

Les catégories BSM, introduites dans la référence [1], sont construites dans le but de chercher une résonance correspondant à un boson de Higgs lourd. Les coupures présentées dans cette section sont appliquées en plus des coupures permettant de séparer les régions SM et BSM.

Une première catégorisation est basée sur la présence de jets issus de quarks b . Deux catégories sont ainsi définies :

- no-btag : $N_{b\text{-tag}} = 0$;
- btag : $N_{b\text{-tag}} \geq 1$.

Dans le cas des canaux $\mu\tau_h$, $e\tau_h$ et $e\mu$, chacune de ces deux catégories est à nouveau subdivisée.

Canaux $\mu\tau_h$ et $e\tau_h$ Dans ces deux canaux, la masse transverse de L_1 (le muon ou l'électron, notés ℓ) définie par

$$m_T^{(\ell)} = \sqrt{2 p_T^{(\ell)} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (\text{X.17})$$

avec $\Delta\phi = \phi^{(\ell)} - \phi^{(E_T^{\text{miss}})}$ et utilisée afin de définir deux catégories :

- tight- m_T : $m_T^{(\ell)} < 40$ GeV;
- loose- m_T : $40 \text{ GeV} \leq m_T^{(\ell)} < 70$ GeV;

la limite haute sur m_T pour la catégorie loose- m_T étant appliquée afin de s'assurer que la région de signal soit orthogonale à la région de détermination des facteurs de faux des événements W + jets. Les facteurs de faux sont abordés dans la section 6.3.

gen_match	Type de particule	Propriétés de l'objet au niveau générateur
1	électron natif	$ \text{pdgID} = 11, p_T > 8 \text{ GeV}, \text{IsPrompt} == \text{True}$
2	muon natif	$ \text{pdgID} = 13, p_T > 8 \text{ GeV}, \text{IsPrompt} == \text{True}$
3	$\tau \rightarrow e$	$ \text{pdgID} = 11, p_T > 8 \text{ GeV},$ $\text{IsDirectPromptTauDecayProduct} == \text{True}$
4	$\tau \rightarrow \mu$	$ \text{pdgID} = 13, p_T > 8 \text{ GeV},$ $\text{IsDirectPromptTauDecayProduct} == \text{True}$
5	$\tau \rightarrow \tau_h$	Tau hadronique généré
6	Faux τ_h, τ_h de l'empilement	Tout objet ne rentrant pas dans les catégories 1 à 5

Tableau X.6 – Valeurs prises par *gen_match*, variable de correspondance des taus hadroniques à l'objet généré dans les événements simulés.

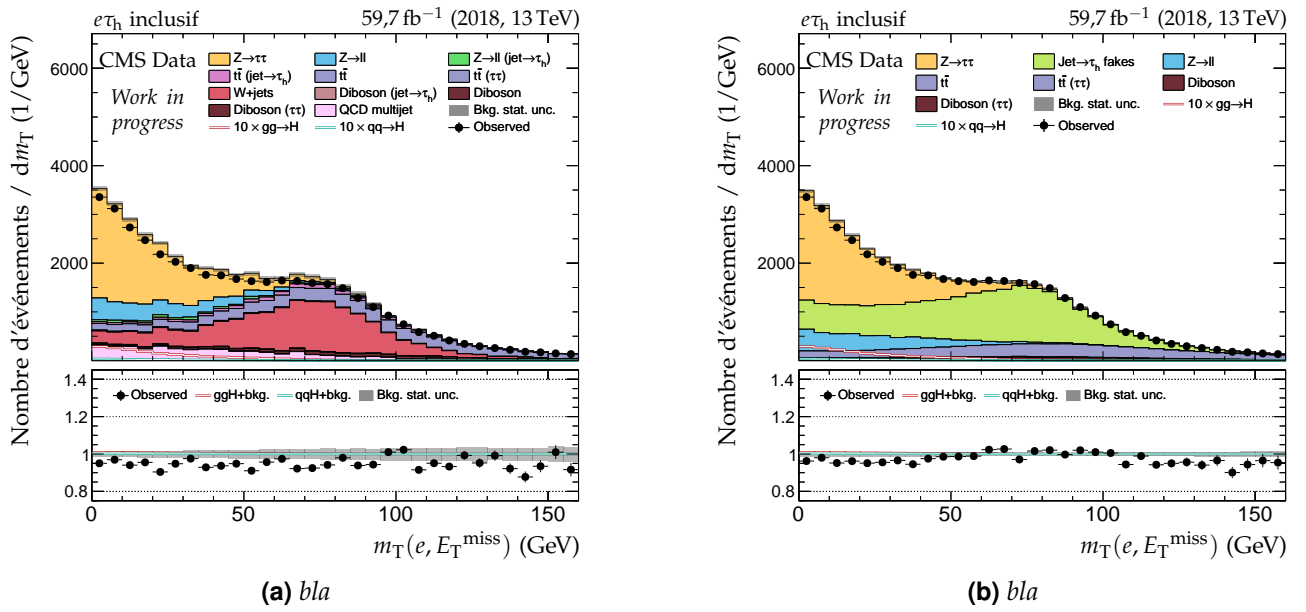


Figure X.3 – bla

Canal $e\mu$

5.2 Région « SM »

Les catégories SM, introduites dans la référence [32], sont construites dans le but d'étudier le boson de Higgs du modèle standard, noté ici h , avec une masse de 125 GeV. Les coupures présentées dans cette section sont appliquées en plus des coupures permettant de séparer les régions SM et BSM.

6 Estimation du bruit de fond

see comments in tex file

6.1 Estimations à partir de simulations

6.2 Méthode de l'encapsulation ou *embedding*

6.3 Méthode du facteur de faux ou *fake factor*

7 Incertitudes systématiques

systematics EGamma recommendation [34].

7.1 Incertitudes de forme

7.2 Incertitudes de normalisation

lumi unc. [35]

8 Extraction du signal

For the fit we use the implementation of the CL_S method [36] provided by COMBINE, the CMS Higgs combination tool based on RooStats [37].

In the absence of a signal, upper limits on the $\sigma \times \mathcal{B}^{\tau\tau}$ are set using the modified frequentist approach [38, 39].

systematic unc. shifts [40, 41]

8.1 Traitement des incertitudes systématiques

8.2 Limites indépendantes du modèle et scans de *likelihood*

8.3 Interprétation dans les scénarios du MSSM

see comments in tex file

9 Résultats et interprétations

in transverse plane, with all neutrinos as one single particle, with $m \ll E$ for final decays,

$$m^2 = E^2 - p^2 = \left(\sum_{i \in \{L_1, L_2, \nu\}} E_i \right)^2 - \left(\sum_{i \in \{L_1, L_2, \nu\}} \vec{p}_T^i \right)^2 \quad (\text{X.18})$$

$$= \left(E_1 + E_2 + E_T^{\text{miss}} \right)^2 - \left(\vec{p}_T^{(1)} + \vec{p}_T^{(2)} + \vec{E}_T^{\text{miss}} \right)^2 \quad (\text{X.19})$$

$$= E_1^2 + E_2^2 + E_T^{\text{miss}^2} + 2 \left(E_1 E_2 + E_1 E_T^{\text{miss}} + E_2 E_T^{\text{miss}} \right) \quad (\text{X.20})$$

$$- \left(\vec{p}_T^{(1)2} + \vec{p}_T^{(2)2} + \vec{E}_T^{\text{miss}^2} \right) - 2 \left(\vec{p}_T^{(1)} \cdot \vec{p}_T^{(2)} + \vec{p}_T^{(1)} \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}} + \vec{p}_T^{(2)} \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}} \right) \quad (\text{X.21})$$

$$= 2 \left(p_T^{(1)} p_T^{(2)} (1 - \cos \phi_{12}) + p_T^{(1)} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \phi_{1m}) + p_T^{(2)} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \phi_{2m}) \right) \quad (\text{X.22})$$

$$= m_T^{\tau\tau^2} + m_T^{(1)2} + m_T^{(2)2} = m_T^{\text{tot}^2} \quad (\text{X.23})$$

see comments in tex file

10 Conclusion

Références

- [1] The CMS Collaboration. « Search for additional neutral MSSM Higgs bosons in the di-tau final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *Journal of High Energy Physics* **09.007** (sept. 2018). DOI : [10.1007/JHEP09\(2018\)007](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2018)007).
- [2] G. TOUQUET. « Search for an additional neutral MSSM Higgs boson decaying to tau leptons with the CMS experiment ». Thèse de doct. Université Claude Bernard Lyon 1, oct. 2019. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-02526393>.

- [3] A. GOTTMANN. « Global Interpretation of $\tau\tau$ Events in the Context of the Standard Model and Beyond ». Thèse de doct. Fakultät für Physik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), juin 2020. URL : <https://publish.etp.kit.edu/record/22014>.
- [4] DELPHI, OPAL, ALEPH, LEP Working Group for Higgs Boson Searches, L3. « Search for neutral MSSM Higgs bosons at LEP ». *European Physical Journal C* **47** (2006), p. 547-587. DOI : [10.1140/epjc/s2006-02569-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s2006-02569-7). arXiv : [hep-ex/0602042](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0602042) [hep-ex].
- [5] The CDF Collaboration. « Search for Higgs bosons predicted in two-Higgs-doublet models via decays to tau lepton pairs in 1,96 TeV $p\bar{p}$ collisions ». *Physical Review Letters* **103** (2009). DOI : [10.1103/PhysRevLett.103.201801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.201801). arXiv : [0906.1014](https://arxiv.org/abs/0906.1014) [hep-ex].
- [6] The DØ Collaboration. « Search for Higgs bosons decaying to $\tau\tau$ pairs in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,96$ TeV ». *Physics Letters B* **707** (2012), p. 323-329. DOI : [10.1016/j.physletb.2011.12.050](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.12.050). arXiv : [1106.4555](https://arxiv.org/abs/1106.4555) [hep-ex].
- [7] The CMS Collaboration. « Search for a Higgs boson decaying into a b -quark pair and produced in association with b quarks in proton-proton collisions at 7 TeV ». *Physics Letters B* **722** (2013), p. 207-232. DOI : [10.1016/j.physletb.2013.04.017](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.04.017). arXiv : [1302.2892](https://arxiv.org/abs/1302.2892) [hep-ex].
- [8] The CMS Collaboration. « Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying into a pair of bottom quarks ». *Journal of High Energy Physics* **11** (2015). DOI : [10.1007/JHEP11\(2015\)071](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2015)071). arXiv : [1506.08329](https://arxiv.org/abs/1506.08329) [hep-ex].
- [9] The ATLAS Collaboration. « Search for the neutral Higgs bosons of the Minimal Supersymmetric Standard Model in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector ». *Journal of High Energy Physics* **02** (2013). DOI : [10.1007/JHEP02\(2013\)095](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2013)095). arXiv : [1211.6956](https://arxiv.org/abs/1211.6956) [hep-ex].
- [10] The ATLAS Collaboration. « Search for additional heavy neutral Higgs and gauge bosons in the ditau final state produced in 36 fb⁻¹ of pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector ». *Journal of High Energy Physics* **1** (jan. 2018). DOI : [10.1007/jhep01\(2018\)055](https://doi.org/10.1007/jhep01(2018)055).
- [11] The ATLAS Collaboration. « Search for Heavy Higgs Bosons Decaying into Two Tau Leptons with the ATLAS Detector Using pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *Physical Review Letters* **125** (5 juil. 2020), p. 051801. DOI : [10.1103/PhysRevLett.125.051801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.051801). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.051801>.
- [12] The CMS Collaboration. « Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to $\mu^+\mu^-$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ». *Physics Letters B* **752** (2016), p. 221-246. DOI : [10.1016/j.physletb.2015.11.042](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.11.042). arXiv : [1508.01437](https://arxiv.org/abs/1508.01437) [hep-ex].
- [13] The CMS Collaboration. « Search for neutral Higgs bosons decaying to tau pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV ». *Physics Letters B* **713** (2012), p. 68-90. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.05.028](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.05.028). arXiv : [1202.4083](https://arxiv.org/abs/1202.4083) [hep-ex].
- [14] The CMS Collaboration. « Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to a pair of tau leptons in pp collisions ». *Journal of High Energy Physics* **10** (oct. 2014). DOI : [10.1007/jhep10\(2014\)160](https://doi.org/10.1007/jhep10(2014)160).
- [15] The CMS Collaboration. « Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector ». *Journal of Instrumentation* **12.10** (juin 2017). DOI : [10.1088/1748-0221/12/10/P10003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/P10003). arXiv : [1706.04965v2](https://arxiv.org/abs/1706.04965v2) [physics.ins-det]. URL : <http://stacks.iop.org/1748-0221/12/i=10/a=P10003>.
- [16] The CMS Collaboration. « Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *Journal of Instrumentation* **13** (avr. 2018). DOI : [10.1088/1748-0221/13/06/P06015](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/06/P06015). URL : <https://cds.cern.ch/record/2313130>.
- [17] The CMS Collaboration. *Baseline muon selections for Run-II*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideMuonIdRun2>.
- [18] The CMS Collaboration. *Multivariate Electron Identification for Run2*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/MultivariateElectronIdentificationRun2>.

- [19] D. ALSPACH & H. SORENSON. « Nonlinear Bayesian estimation using Gaussian sum approximations ». *IEEE Transactions on Automatic Control* **17.4** (1972), p. 439-448. DOI : [10.1109/TAC.1972.1100034](https://doi.org/10.1109/TAC.1972.1100034).
- [20] J. ALWALL & coll. « MADGRAPH 5 : Going Beyond ». *Journal of High Energy Physics* **06** (2011). DOI : [10.1007/jhep06\(2011\)128](https://doi.org/10.1007/jhep06(2011)128). arXiv : [1106.0522](https://arxiv.org/abs/1106.0522) [hep-ph].
- [21] T. CHEN & C. GUESTRIN. « XGBOOST : A Scalable Tree Boosting System ». *Proceedings of the 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining* (août 2016). DOI : [10.1145/2939672.2939785](https://doi.org/10.1145/2939672.2939785).
- [22] The CMS Collaboration. « Reconstruction and identification of tau lepton decays to hadrons and tau neutrino at CMS ». *Journal of Instrumentation* **11.1** (2016). DOI : [10.1088/1748-0221/11/01/P01019](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/01/P01019). arXiv : [1510.07488](https://arxiv.org/abs/1510.07488) [physics.ins-det].
- [23] The CMS Collaboration. « Performance of reconstruction and identification of τ leptons decaying to hadrons and ν_τ in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *Journal of Instrumentation* **13.10** (2018). DOI : [10.1088/1748-0221/13/10/P10005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/10/P10005). arXiv : [1809.02816](https://arxiv.org/abs/1809.02816) [hep-ex].
- [24] Particle Data Group. « Review of Particle Physics ». *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **8** (août 2020). DOI : [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104).
- [25] I. GOODFELLOW, Y. BENGIO & A. COURVILLE. *Deep Learning*. <http://www.deeplearningbook.org>. MIT Press, 2016.
- [26] The CMS Collaboration. « Performance of the DeepTau algorithm for the discrimination of taus against jets, electron, and muons » (oct. 2019). URL : <https://cds.cern.ch/record/2694158>.
- [27] K. ANDROSOV. « DeepTau ID ». *Meeting calcolo CMS Italia*. Juin 2019. URL : https://indico.cern.ch/event/819693/contributions/3438506/attachments/1858497/3053529/2019-06-07_DeepTau_ID.pdf.
- [28] The CMS Collaboration. *Pileup Removal Algorithms*. Rapp. tech. CMS-PAS-JME-14-001. Geneva : CERN, 2014. URL : <https://cds.cern.ch/record/1751454>.
- [29] M. CACCIARI, G. P. SALAM & G. SOYEZ. « The Anti- k_T jet clustering algorithm ». *Journal of High Energy Physics* **04** (avr. 2008). DOI : [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063). arXiv : [0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189) [hep-ph].
- [30] The CMS Collaboration. *DeepJet : deep learning based on physics objects for jet reconstruction*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/DeepFlavour>.
- [31] D. BERTOLINI & coll. « Pileup per particle identification ». *Journal of High Energy Physics* **10** (oct. 2014). DOI : [10.1007/jhep10\(2014\)059](https://doi.org/10.1007/jhep10(2014)059).
- [32] The CMS Collaboration. *Measurement of Higgs boson production in the decay channel with a pair of τ leptons*. Rapp. tech. CMS-PAS-HIG-19-010. Geneva : CERN, 2020. URL : <http://cds.cern.ch/record/2725590>.
- [33] L. BIANCHINI & coll. « Reconstruction of the Higgs mass in $H \rightarrow \tau\tau$ Events by Dynamical Likelihood techniques ». *Journal of Physics : Conference Series* **513.2** (juin 2014). DOI : [10.1088/1742-6596/513/2/022035](https://doi.org/10.1088/1742-6596/513/2/022035).
- [34] The CMS Collaboration. *Egamma Run II recommendations*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/EgammaRunIIRecommendations>.
- [35] The CMS Collaboration. *Luminosity Physics Object Group (Lumi POG)*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TWikiLUM>.
- [36] A. L. READ. « Modified frequentist analysis of search results (the CL_s method) ». *Workshop on confidence limits, CERN, Geneva, Switzerland, 17-18 Jan 2000 : Proceedings*. CERN-OPEN-2000-205. Mai 2000. DOI : [10.5170/CERN-2000-005.81](https://doi.org/10.5170/CERN-2000-005.81). URL : <http://cds.cern.ch/record/451614>.
- [37] L. MONETA & coll. « The RooStats Project ». *13th International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research (ACAT2010)*. 2010. URL : http://pos.sissa.it/archive/conferences/093/057/ACAT2010_057.pdf.

- [38] T. JUNK. « Confidence level computation for combining searches with small statistics ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A434.2–3** (sept. 1999), p. 435-443. DOI : [10.1016/S0168-9002\(99\)00498-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00498-2). arXiv : [hep-ex/9902006](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9902006) [[hep-ex](#)].
- [39] A. L. READ. « Presentation of search results : The CL(s) technique ». *Journal of Physics* **G28.10** (sept. 2002), p. 2693-2704. DOI : [10.1088/0954-3899/28/10/313](https://doi.org/10.1088/0954-3899/28/10/313).
- [40] R. BARLOW & C. BEESTON. « Fitting using finite Monte Carlo samples ». *Computer Physics Communications* **77.2** (1993), p. 219-228. DOI : [10.1016/0010-4655\(93\)90005-W](https://doi.org/10.1016/0010-4655(93)90005-W).
- [41] J. S. CONWAY. « Incorporating Nuisance Parameters in Likelihoods for Multisource Spectra » (2011), p. 115-120. DOI : [10.5170/CERN-2011-006.115](https://doi.org/10.5170/CERN-2011-006.115).

