



ÉCOLE POLYTECHNIQUE  
FÉDÉRALE DE LAUSANNE

---

**Recherche d'une particule  
SuperSymétrique à LHCb avec  
violation de la R-parité : le  
neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$**

LPHE

Semestre d'automne 2008

---

**Pierre Jaton**

Projet de Master

Date: 9 mars 2009

Professeur: Aurelio Bay

Assistant: Neal Gueissaz

Expert externe: Helge Voss



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Le LHC</b>	<b>7</b>
2.1	L'expérience LHCb	7
<b>3</b>	<b>Introduction théorique</b>	<b>9</b>
3.1	Le Modèle Standard	9
3.1.1	Constituants fondamentaux	9
3.1.2	Bosons d'échange	10
3.2	La supersymétrie (SUSY)	11
3.2.1	Le neutralino	12
3.3	Problématique	13
3.4	Paramètres des 5 modèles SUSY étudiés	13
3.5	Modes de désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$ en leptons	14
3.6	Simulation du Bruit à LHCb	16
<b>4</b>	<b>Etude par Monte-Carlo</b>	<b>17</b>
4.1	Programme de génération des événements	17
4.2	Etudes préliminaires	17
4.2.1	Taux	17
4.2.2	Etude des vertex de production et de désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$	18
4.2.3	Evénements avec des $\gamma$ réels	19
4.2.4	Evénements avec $\tau$	20
<b>5</b>	<b>Analyse et résultats</b>	<b>23</b>
5.1	Programme de reconstruction	23
5.2	Coupures	26
5.3	Graphiques des différents paramètres avant coupures	27
5.3.1	Masse construite à partir des 2 leptons	28
5.3.2	DOCA des 2 leptons	30
5.3.3	Distance entre vertex primaire et secondaire	32
5.3.4	Paramètre d'impact au primaire	34
5.4	Application des filtres et méthode	36
5.4.1	Modèle N°1	36
5.4.2	Modèle N°2 (développé en détails)	37
5.4.3	Modèle N°3	42
5.4.4	Modèle N°4	42
5.4.5	Modèle N°5	43
5.5	Considération statistique sur le bruit et résultats	44
5.5.1	Modèle N°1	44
5.5.2	Modèle N°2	45
5.5.3	Modèle N°3	47
5.5.4	Modèle N°4	49
5.5.5	Modèle N°5	51
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>53</b>
<b>7</b>	<b>Annexe</b>	<b>55</b>



# 1. Introduction

---

Cette étude commence par un bref rappel du modèle standard, une manière de fixer les idées sur ce qui est acquis pour mieux visualiser le but à atteindre. En effet le modèle standard est pour l'heure bien établi dans le monde scientifique ; il comprend toutes les particules détectées jusqu'à présent. Sachant qu'il est incomplet, nous nous préoccupons donc de savoir ce qui le complète. Une proposition d'extension est la SuperSymétrie (SUSY). Cette famille de modèles consiste à imaginer que le modèle standard que nous connaissons s'agrandit, offrant ainsi tout une nouvelle gamme de particules qui pourraient répondre aux attentes des chercheurs. Au sein de cette extension existe une particule appelée neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ . Je vais étudier les caractéristiques de cette particule afin de trouver un moyen de la détecter. 4 modèles supersymétriques mSUGRA et 1 AMSB sont proposés ici ; pour chacun je vais donner une valeur du rapport  $signal/\sqrt{bruit}$  que l'on peut attendre pour une année LHCb.



## 2. Le LHC

---

Le Large Hadron Collider (LHC) est le nouveau collisionneur de particules de l'Organisation Européenne de Recherche Nucléaire (CERN). Il va permettre des collisions de protons à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. Les protons sont accélérés dans des tubes dont la circonférence est de 27 km enterrés sous la frontière franco-suisse jusqu'à 100 m de profondeur. Le LHC promet l'avènement d'une ère nouvelle dans le monde scientifique; nous attendons tous les réponses qui combleront le vide laissé par le modèle standard. La mise en fonction est attendue pour l'été 2009.



FIGURE 2.1 – Beam pipe du LHC

### 2.1 L'expérience LHCb

Il est prévu 4 points de collisions pour le LHC; sur ces points sont situés des détecteurs, se sont ATLAS, CMS, TOTEM, LHCb, ALICE et LHCf. Les deux premiers sont entre autres consacrés à la recherche du boson de Higgs et des particules supersymétriques. Le détecteur LHCb quant à lui est conçu pour étudier la violation de la symétrie CP à l'aide de particules contenant un quark b. [1, 2]

Le détecteur pèse environ 5600 tonnes et mesure plus de 20 m de long. La zone angulaire couverte (acceptance) est de  $15 < \theta < 390\text{mrad}$ ; cela correspond à une pseudorapidité de  $1.6 < \eta < 4.9$ .

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)) \quad (2.1)$$

Cet angle peut paraître faible, mais concernant les particules contenant un quark b créées lors de la collision proton-proton, leur quantité de mouvement transverse est plus faible que leur quantité

de mouvement longitudinal. De plus les détecteurs coûtent très cher. Le détecteur est constitué de différents éléments :

- Le Vertex Locator (VELO) : il entoure la région d'interaction et sert à mesurer avec une grande précision les positions des vertex secondaires. C'est l'atout majeur de ce détecteur, il mesure 1 m de long et est constitué de 25 stations de  $200 \mu\text{m}$  d'épaisseur avec capteurs de silicium.
- Les détecteurs RICH1 et RICH2 : ils servent à l'identification primaire de particules créant de la lumière Cherenkov dans ceux-ci. Notamment, ils font la distinction entre les pions et les kaons.
- Les Trackers TT, T1, T2, T3 : ils servent à mesurer les quantités de mouvement des particules chargées déviées par le champ magnétique.
- Le Scintillator Pad Detector (SPD) : il fait la distinction entre une particule neutre et chargée.
- Le PreShower (PS) : il est là pour la pré-détection des gerbes électromagnétiques engendrées par les électrons et les photons. Il fait la distinction entre les électrons et les pions.
- Les calorimètres ECAL et HCAL : ils servent à mesurer l'énergie totale déposée par les électrons ou photons et les hadrons.
- Le détecteur de Muons (M1-M5) : il mesure l'énergie totale des muons, il est placé à la fin car les muons interagissent faiblement.

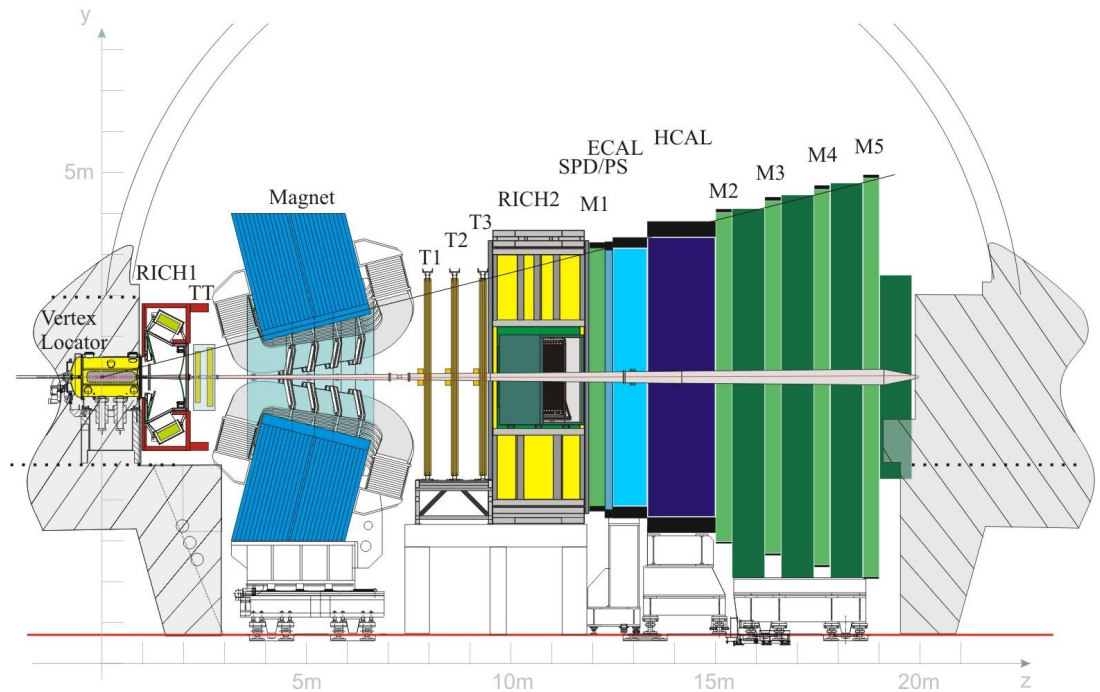


FIGURE 2.2 – Détecteur LHCb



# 3. Introduction théorique

---

## 3.1 Le Modèle Standard

### 3.1.1 Constituants fondamentaux

Les constituants fondamentaux de la matière sont les quarks et les leptons. Les constituants fondamentaux de l'anti-matière sont les anti-quarks et les anti-leptons. Les charges de toutes les particules d'anti-matière sont les opposées des charges des particules de matière.

saveur	charge électrique Q	nombre baryonique B	étrangereté S	charme qc	beauté qb	topness qt	3e comp isospin I3
d	-1/3	1/3					-1/2
u	2/3	1/3					+1/2
s	-1/3	1/3	-1				
c	2/3	1/3		+1			
b	-1/3	1/3			-1		
t	2/3	1/3				+1	

TABLE 3.1 – Quarks

	charge électrique Q	nombre baryonique B	nombre leptonique $L_e$	nombre leptonique $L_\mu$	nombre leptonique $L_\tau$
$e^-$	-1		+1		
$\nu_e$			+1		
$\mu^-$	-1			+1	
$\nu_\mu$				+1	
$\tau^-$	-1				+1
$\nu_\tau$					+1

TABLE 3.2 – Leptons

Les leptons sont présents dans notre monde sous leur forme élémentaire. Les quarks quant à eux doivent se grouper pour former une particule. Les particules formées de quarks sont appelées hadrons. Si les hadrons sont formés de 3 quarks on parle de baryons, tandis que si les hadrons sont formés d'un quark et d'un anti-quark on parle de mésons.

### 3.1.2 Bosons d'échange

Il existe 4 interactions fondamentales : ce sont les interactions gravitationnelle, électromagnétique, faible et forte. Chacune de ces interactions possède un médiateur, le boson d'échange, aussi appelé boson de jauge. L'interaction gravitationnelle ne figure pas dans la tableau ci-dessous. Le boson d'échange de cette interaction est le graviton. Bien que la force gravitationnelle ait été la première découverte par l'homme, elle est sans doute la moins bien comprise à l'heure actuelle. Elle ne fait pas partie à proprement parler du modèle standard. Il existe un autre boson, le boson de Higgs, seule particule scalaire du modèle standard qui devrait être imminemment découverte. Cette particule est indispensable pour clore le modèle standard ; elle intervient comme particule scalaire dans le mécanisme de Higgs pour expliquer la brisure de symétrie dans les théories de jauge, en particulier la brisure de symétrie électro-faible. Le mécanisme de Higgs est le mécanisme générateur de masse : plus une particule est sensible au champ de Higgs et plus elle est lourde.

interaction	électromagnétique	faible	forte
particules sensibles	chargées q,l,W	quarks et leptons q,l, $\nu$	quarks et gluons q,g
boson d'échange (spin 1)	photon $\gamma$	$W^+, W^-, Z^0$	8 gluons g

TABLE 3.3 – Bosons d'échange

## 3.2 La supersymétrie (SUSY)

La supersymétrie est une théorie proposée comme extension du modèle standard. Nous verrons dans ce chapitre un bref aperçu du Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM). Le MSSM introduit un minimum de nouvelles particules. La théorie supersymétrique associe à toutes les particules du modèle standard une particule supersymétrique à l'aide de l'opérateur supersymétrique  $Q$ . Cet opérateur agit sur les particules de la manière suivante :

$$Q|S\rangle = |S \pm \frac{1}{2}\rangle \quad (3.1)$$

$$Q|Boson\rangle = |Fermion\rangle \quad (3.2)$$

$$Q|Fermion\rangle = |Boson\rangle \quad (3.3)$$

Constituants fondamentaux			Bosons de jauge			
Quarks	Up	$(u)$	Gluons ( $g$ )	Photon ( $\gamma$ )	Bosons ( $W^+$ ) ( $W^-$ ) ( $Z^0$ )	Bosons de Higgs ( $H^+$ ) ( $H^-$ ) ( $H^0$ ) ( $h^0$ ) ( $A^0$ )
	Down	$(d)$				
	Charm	$(c)$				
	Strange	$(s)$				
	Top	$(t)$				
	Bottom	$(b)$				
Leptons	Electron	$(e^-)$	Gluinos ( $\tilde{g}$ )	Photino ( $\tilde{\gamma}$ )	Jauginos ( $\tilde{W}^+$ ) ( $\tilde{W}^-$ ) ( $\tilde{Z}^0$ )	Higgsinos ( $\tilde{h}^+$ ) ( $\tilde{h}^-$ ) ( $\tilde{h}_1^0$ ) ( $\tilde{h}_2^0$ )
	Muon	$(\mu^-)$				
	Tau	$(\tau^-)$				
	Neutrino e	$(\nu_e)$				
	Neutrino $\mu$	$(\nu_\mu)$				
	Neutrino $\tau$	$(\nu_\tau)$				
Particules supersymétriques						
sQuarks	sUp	$(\tilde{u})$	Gluinos ( $\tilde{g}$ )	Photino ( $\tilde{\gamma}$ )	Jauginos ( $\tilde{W}^+$ ) ( $\tilde{W}^-$ ) ( $\tilde{Z}^0$ )	Higgsinos ( $\tilde{h}^+$ ) ( $\tilde{h}^-$ ) ( $\tilde{h}_1^0$ ) ( $\tilde{h}_2^0$ )
	sDown	$(\tilde{d})$				
	sCharm	$(\tilde{c})$				
	sStrange	$(\tilde{s})$				
	sTop	$(\tilde{t})$				
	sBottom	$(\tilde{b})$				
sLeptons	sElectron	$(\tilde{e}^-)$	Gluinos ( $\tilde{g}$ )	Photino ( $\tilde{\gamma}$ )	Jauginos ( $\tilde{W}^+$ ) ( $\tilde{W}^-$ ) ( $\tilde{Z}^0$ )	Higgsinos ( $\tilde{h}^+$ ) ( $\tilde{h}^-$ ) ( $\tilde{h}_1^0$ ) ( $\tilde{h}_2^0$ )
	sMuon	$(\tilde{\mu}^-)$				
	sTau	$(\tilde{\tau}^-)$				
	sNeutrino e	$(\tilde{\nu}_e)$				
	sNeutrino $\mu$	$(\tilde{\nu}_\mu)$				
	sNeutrino $\tau$	$(\tilde{\nu}_\tau)$				

TABLE 3.4 – Particules du modèle standard et particules supersymétriques dans le MSSM

Les superpartenaires des bosons sont les bosinos, et les superpartenaires des fermions sont les sfermions. Ainsi les sfermions ont un spin entier et les bosinos ont un spin demi-entier. On remarque dans la table 3.4 que le MSSM ajoute 4 bosons de Higgs au modèle standard. Afin de différencier les particules des superparticules, le nombre quantique  $R$  est défini :

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (3.4)$$

où  $B$  est le nombre baryonique,  $L$  le nombre leptonique et  $S$  le spin. Dans le modèle standard  $R$  est conservé ; cela permet d'éviter la désintégration rapide du proton. En effet  $R$  permet la

conservation de B et L séparément.  $R = +1$  pour les particules et  $R = -1$  pour les superparticules. La supersymétrie est une symétrie brisée dans le fait que les masses des particules supersymétriques sont prévues supérieures aux masses de leur partenaire du modèle standard. C'est le problème de la hiérarchie des masses. De plus si elles étaient égales, les superparticules auraient déjà été détectées. Le MSSM est un modèle qui, non-contraint, possède 124 paramètres pour le Lagrangien (ce nombre de paramètres peut être réduit). Il existe différents modèles comme le minimal Super GRAvity (mSUGRA) et Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking (AMSB) brisant la supersymétrie, modèles qui seront utilisés dans cette étude pour la simulation. [3, 4, 5]

Le mSUGRA introduit le gravitino et possède 5 paramètres :

- $m_0$  : masse des scalaires à l'échelle de Grande Unification (GUT)
- $m_{\frac{1}{2}}$  : masse des gauginos à l'échelle de GUT
- $A_0$  : couplage trilinéaire
- $\tan\beta$  : rapport des vev des champs de Higgs
- $\text{signe}(\mu)$  : paramètre de mélange des higgsinos

Le AMSB introduit également le gravitino qui se trouve être la Lightest Supersymmetric Particle (LSP). Il introduit 4 paramètres :

- $m_0$  : masse des scalaires à l'échelle de GUT
- $m_{3/2}$  : masse du gravitino à l'échelle de GUT
- $\tan\beta$  : rapport des vev des champs de Higgs
- $\text{signe}(\mu)$  : paramètre de mélange des higgsinos

### 3.2.1 Le neutralino

Dans le MSSM, il existe 4 bosinos neutres : le photino  $\tilde{\gamma}$ , le zino  $\tilde{Z}^0$  et les 2 Higgsinos  $\tilde{h}_1^0$  et  $\tilde{h}_2^0$ . Il existe ainsi 4 combinaisons linéaires des bosinos neutres qui sont les neutralinos notés  $\tilde{\chi}_i^0$  ( $i = 1, 4$ ).

$$\tilde{\chi}_i^0 = a1 \cdot \tilde{\gamma} + a2 \cdot \tilde{Z}^0 + a3 \cdot \tilde{h}_1^0 + a4 \cdot \tilde{h}_2^0 \quad (3.5)$$

De plus il existe 4 charginos  $\tilde{\chi}_i^\pm$  ( $i = 1, 2$ ) issus des combinaisons linéaires des winos  $\tilde{W}^\pm$  et des Higgsinos chargés  $\tilde{h}^\pm$ .

$$\tilde{\chi}_i^\pm = b1 \cdot \tilde{W}^\pm + b2 \cdot \tilde{h}^\pm \quad (3.6)$$

La R-parité présentée précédemment peut ou non être conservée suivant les modèles. Si la R-parité est conservée, la LSP est stable car elle ne peut ni se désintégrer en particules du modèle standard ni en superparticules. De ce fait, la LSP qui peut suivant les modèles être le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  est un parfait candidat pour la matière noire. Mais si cette R-parité est violée, rien n'empêche ce même neutralino de se désintégrer en particules du modèle standard. C'est ce qui est proposé par le modèle d'Eboli et al. [6]. L'avantage considérable de cette hypothèse est qu'il serait possible de détecter cette superparticule par l'intermédiaire de ses produits de désintégration. Eboli propose dans son modèle une violation des nombres leptoniques dans la désintégration du neutralino  $\tilde{\chi}_i^0$ , engendrant les possibilités suivantes :

La désintégration peut être à 2 corps :

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp \quad (3.7)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0 \nu \quad (3.8)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow h^0 \nu \quad (3.9)$$

$$(3.10)$$

La désintégration peut être leptonique à 3 corps :

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^+ l^- \nu \quad (3.11)$$

La désintégration peut encore être semi-leptonique à 3 corps :

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q \bar{q} \nu \quad (3.12)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q' \bar{q} l \quad (3.13)$$

où  $l$  désigne un lepton  $e, \mu$  ou  $\tau$  et  $q'$  est tel que la charge électrique est conservée. [3, 4, 6]

### 3.3 Problématique

J'ai choisi de porter mon étude sur les modes de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$  en leptons uniquement car c'est dans ces modes que le bruit est le plus faible. Il sera ainsi plus facile de mettre en évidence l'existence de particules supersymétriques. Les modes de désintégration qui terminent en leptons sont les suivants :

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp \quad (3.14)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0 \nu \quad (3.15)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow h^0 \nu \quad (3.16)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^+ l^- \nu \quad (3.17)$$

avec les  $W^\pm$ ,  $Z^0$  et  $h^0$  tels que :

$$W^\pm \rightarrow l^\pm \nu \quad (3.18)$$

$$Z^0 \rightarrow l^+ l^- \quad (3.19)$$

$$h^0 \rightarrow l^+ l^- \quad (3.20)$$

C'est à partir des produits de désintégration que je vais reconstruire la particule  $\tilde{\chi}_1^0$ . Une analyse des caractéristiques proposées pour le neutralino par les différents modèles servira à mettre en place des filtres (coupures) qui serviront à éliminer tous les événements fortuits qui proviennent de particules du modèle standard. Ainsi seuls les événements supersymétriques demeureront et serviront à mettre en évidence l'existence du neutralino.

La caractéristique principale des événements avec  $\tilde{\chi}_1^0$  est : la présence de 2 leptons de charges opposées provenant d'un même vertex. La position de ce vertex par rapport au vertex primaire dépend du temps de vie du  $\tilde{\chi}_1^0$ .

Les leptons comme produits finals sont les  $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$  et  $\nu$ . Les  $\nu$  n'étant pas détectés, cela est très handicapant pour la reconstruction ; il faudra donc se concentrer sur les leptons chargés. Les particules  $\tau$  posent également des problèmes pour être détectées. Le problème des  $\tau$  sera traité en détails à la fin du chapitre "Etude par Monte-Carlo". Pour l'heure il est à savoir que les  $\tau$  ne serviront pas directement à la reconstruction. C'est l' $e$  ou le  $\mu$  dans la descendance leptonique des  $\tau$  qui remplacera le  $\tau$  avec pour argument que la trace du  $\tau$  et celle du  $\mu$  sont approximativement colinéaires à haute énergie (pour l'exemple :  $\tau \rightarrow \mu \nu \nu$ ).

Comme nous allons le voir dans la section "Modes de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$  en leptons", le neutralino dans les modèles 2 à 5 peut se désintégrer en un Higgs neutre ( $h^0$ ). Je ne vais pas chercher à détecter ce Higgs car la probabilité de ce canal est faible comparée à celles des autres canaux. Ce canal pourra être le sujet d'une étude ultérieure.

### 3.4 Paramètres des 5 modèles SUSY étudiés

Dans cette étude, 5 modèles supersymétriques seront traités, 4 modèles issus de mSUGRA et un modèle issu de AMSB. Les modèles mSUGRA sont définis par 5 paramètres. Le modèle AMSB est quant à lui défini par 4 paramètres. Ces paramètres sont donnés dans la table 3.5.

Modèle	$m_0$ [GeV]	$m_{1/2}$ [GeV]	$A^0$ [GeV]	$\tan(\beta)$	$sgn(\mu)$	masse du $\tilde{\chi}_1^0$ [GeV]	Largeur $\Gamma$ [GeV]
mSUGRA N°1	200	200	-100	10	+1	76	$9.26 \cdot 10^{-15}$
mSUGRA N°2	400	300	-100	10	+1	119.7	$1.30 \cdot 10^{-13}$
mSUGRA N°3	600	400	-100	10	+1	163.5	$4.37 \cdot 10^{-13}$
mSUGRA N°4	1000	600	-100	10	+1	251.7	$1.61 \cdot 10^{-12}$
AMSB N°5	800	400		15	+1	115.5	$2.95 \cdot 10^{-13}$

TABLE 3.5 – Valeurs des paramètres dans les différents modèles

### 3.5 Modes de désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$ en leptons

Dans les tables 3.6 à 3.11 figurent en détails les valeurs des rapports de branchement pour la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$  vers des produits finals leptoniques.

	$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow ee\nu$	$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e\mu\nu$	$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu\mu\nu$	$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e\tau\nu$	$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu\tau\nu$	$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tau\tau\nu$
Modèle N°1	0.062%	0.330%	0.303%	14.663%	15.214%	28.775%
Modèle N°2	0	0	0	1.331%	1.333%	2.647%
Modèle N°3	0	0	0	0.590%	0.592%	1.176%
Modèle N°4	0	0	0	0.337%	0.338%	0.673%
Modèle N°5	0	0	0	0.082%	0.082%	0.164%

TABLE 3.6 – Désintégrations du  $\tilde{\chi}_1^0$  à 3 corps en leptons

	$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow eW$	$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu W$	$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tau W$	$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0\nu$	$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow h^0\nu$
Modèle N°1	0	0	0	0	0
Modèle N°2	0.179%	30.418%	33.638%	25.483%	1.672%
Modèle N°3	0.144%	26.413%	28.969%	28.034%	12.602%
Modèle N°4	0.118%	24.408%	26.407%	26.611%	20.248%
Modèle N°5	0	41.044%	36.565%	20.903%	0.086%

TABLE 3.7 – Désintégrations du  $\tilde{\chi}_1^0$  à 2 corps

$W \rightarrow e\nu$	10.75%	$Z \rightarrow ee$	3.36%	$\tau \rightarrow e\nu\nu$	17.84%
$W \rightarrow \mu\nu$	10.57%	$Z \rightarrow \mu\mu$	3.37%	$\tau \rightarrow \mu\nu\nu$	17.36%
$W \rightarrow \tau\nu$	11.25%	$Z \rightarrow \tau\tau$	3.37%		

TABLE 3.8 – Désintégrations de  $W^\pm, Z^0$  et  $\tau$  en leptons

	$h^0 \rightarrow \mu\mu$	$h^0 \rightarrow \tau\tau$
Modèle N°1	0.043%	12.26%
Modèle N°2	0.044%	12.43%
Modèle N°3	0.045%	12.61%
Modèle N°4	0.046%	12.88%
Modèle N°5	0.040%	11.43%

TABLE 3.9 – Désintégrations du  $h^0$  en leptons

Si on somme toutes les probabilités qui terminent la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$  en leptons, on aboutit à la table 3.10.

	$e e \nu$	$e \mu \nu$	$\mu \mu \nu$	$e \tau \nu$	$\mu \tau \nu$	$\tau \tau \nu$
Modèle N°1	0.062%	0.330%	0.303%	14.663%	15.214%	28.755%
Modèle N°2	0.876%	3.289%	4.074%	4.967%	8.311%	7.334%
Modèle N°3	0.958%	2.855%	3.741%	3.720%	6.625%	6.969%
Modèle N°4	0.908%	2.636%	3.485%	3.189%	5.875%	7.148%
Modèle N°5	0.703%	4.412%	5.042%	4.013%	8.564%	4.992%

TABLE 3.10 – Désintégrations du  $\tilde{\chi}_1^0$ , produits finals :  $e, \mu, \tau$

Maintenant si on tient compte du fait qu'on ne s'intéresse qu'aux  $e$  et  $\mu$  pour produits finals, on peut simplifier la table 3.10 pour obtenir la table 3.11.

	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$	$\Sigma$
Modèle N°1	3.593%	7.371%	3.811%	14.775%
Modèle N°2	1.996%	6.088%	5.737%	13.821%
Modèle N°3	1.844%	5.114%	5.101%	12.059%
Modèle N°4	1.704%	4.681%	4.720%	11.105%
Modèle N°5	1.578%	6.946%	6.679%	15.203%

TABLE 3.11 – Désintégrations du  $\tilde{\chi}_1^0$ , produits finals :  $e, \mu$

### 3.6 Simulation du Bruit à LHCb

Pour que la modélisation de la recherche du  $\tilde{\chi}_1^0$  dans cette étude soit complète, il faut tenir compte du bruit inhérent dans le détecteur. Pour cela, je vais simuler avec Pythia [7] différents processus capables de créer des vertex déplacés qui seront du bruit pour la recherche du  $\tilde{\chi}_1^0$ . J'appellerai ce bruit : "bruit du modèle standard". (Pythia est un logiciel de simulation permettant de générer des événements tels que des collisions proton-proton. Les paramètres Pythia utilisés sont mentionnés en annexe.)

Une fois passées en revue, les particules du modèle standard qui peuvent créer des vertex déplacés sont les suivantes : (voir table 3.12)

Nom de la Particule	masse [Gev]	$c\tau$ [mm]	composition en quarks
$K_S^0$	0.498	26.8	$d\bar{s}, \bar{d}s$
$D^\pm$	1.869	0.312	$c\bar{d}, \bar{c}d$
$D^0, \bar{D}^0$	1.865	0.123	$c\bar{u}, \bar{c}u$
$D_s^\pm$	1.968	0.150	$c\bar{s}, \bar{c}s$
$B^\pm$	5.279	0.491	$u\bar{b}, \bar{u}b$
$B^0, \bar{B}^0$	5.279	0.459	$d\bar{b}, \bar{d}b$
$B_s^0, \bar{B}_s^0$	5.368	0.439	$s\bar{b}, \bar{s}b$
$B_c^\pm$	6.286	0.138	$\bar{c}b, c\bar{b}$
$\Lambda^0$	1.116	78.9	$uds$
$\Sigma^+$	1.189	24.04	$uus$
$\Sigma^-$	1.197	44.34	$dds$
$\Xi^0$	1.315	87.1	$uss$
$\Xi^-$	1.321	49.1	$dss$
$\Omega^-$	1.672	24.61	$sss$
$\Lambda_c^+$	2.286	0.06	$udc$
$\Xi_c^+$	2.468	0.132	$usc$
$\Xi_c^0$	2.471	0.034	$dsc$
$\Omega_c^0$	2.698	0.021	$ssc$
$\Lambda_b^0$	5.624	0.369	$udb$

TABLE 3.12 – Particules du MS pouvant induire des vertex déplacés

Le point commun de ces particules est qu'elles sont composées de quarks lourds  $s, c$  et  $b$  et qu'elles peuvent se désintégrer en leptons. Pour générer le bruit du modèle standard, je vais demander les processus générant des particules composées des quarks  $s, c, b$  et  $t$  ainsi que des  $Z^0$  et  $W^\pm$ .



# 4. Etude par Monte-Carlo

---

## 4.1 Programme de génération des événements

Afin d'étudier les caractéristiques de génération du neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ , j'ai écrit un programme utilisant Pythia [7] ainsi que les différents modèles supersymétriques mentionnés préalablement. (Les paramètres Pythia utilisés sont mentionnés en annexe.)

Ce programme réalise les opérations suivantes :

- Choix du modèle SUSY parmi les 5 proposés
- Collision proton-proton à 14 [TeV] dans le centre de masse
- Création d'un tableau contenant toutes les particules se trouvant dans l'acceptance
- Identification de la particule  $\tilde{\chi}_1^0$
- Etude de la descendance du  $\tilde{\chi}_1^0$
- Impression à l'écran de quelques statistiques sur le  $\tilde{\chi}_1^0$  et sur ses produits de désintégration
- Sauvegarde dans un fichier des données intéressantes sur l'événement, à savoir :
  - Quantité de mouvement du  $\tilde{\chi}_1^0$
  - Energie du  $\tilde{\chi}_1^0$
  - Vertex de création du  $\tilde{\chi}_1^0$
  - Vertex de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$
  - Temps de production du  $\tilde{\chi}_1^0$
  - Angles  $\theta$  et  $\phi$  du  $\tilde{\chi}_1^0$
  - Quantité de mouvement des filles du  $\tilde{\chi}_1^0$
  - Energie des filles du  $\tilde{\chi}_1^0$
  - Identificateur des filles du  $\tilde{\chi}_1^0$

Le détecteur est simulé seulement par son acceptance ainsi que par une incertitude gaussienne sur la position du vertex primaire. L'acceptance est de  $15 < \theta < 390\text{mrad}$  et l'étalement gaussien du vertex primaire est défini par :  $\sigma_x = \sigma_y = 7\mu\text{m}$  et  $\sigma_z = 59\mu\text{m}$ . Des coupures plus larges, à savoir  $50\mu\text{m}$  ou plus simulent la résolution au vertex secondaire (voir section "Coupures" dans le chapitre "Analyse et résultats").

## 4.2 Etudes préliminaires

### 4.2.1 Taux

Pour les 5 modèles, j'ai généré 100'000 événements  $N$  qui correspondent pour chacun à un temps  $t$  différent à LHCb. Le temps dépend également de la section efficace de production du processus  $\sigma$  ainsi que de la luminosité  $\mathcal{L}$  à LHCb.

$$N = \sigma \cdot \mathcal{L} \cdot \frac{1}{3} \cdot t \quad (4.1)$$

$$N = 100'000$$

$$\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

Le facteur  $\frac{1}{3}$  provient du fait que le détecteur n'est pas en fonction en permanence.

La table 4.1 résume les chiffres rendus par le programme d'analyse. Elle donne le nombre de particules  $\tilde{\chi}_1^0$  qui se désintègrent dans l'acceptance LHCb. La statistique est faite sur 100'000 événements pour les 5 modèles.

	$\sigma$ [mbarn]	Temps LHCb correspondant	Nb de $\tilde{\chi}_1^0$ produits sur $4\pi$	Nb d'événements utiles (min 1 $\tilde{\chi}_1^0$ )	Nb de $\tilde{\chi}_1^0$ dans l'acceptance
Modèle N°1	$7.653 \cdot 10^{-8}$	227 jours	200867	21689	25641
Modèle N°2	$8.805 \cdot 10^{-9}$	5.4 ans	201011	18906	21985
Modèle N°3	$1.708 \cdot 10^{-9}$	27.9 ans	201229	17785	20783
Modèle N°4	$1.442 \cdot 10^{-10}$	329.9 ans	201769	17022	19924
Modèle N°5	$1.676 \cdot 10^{-8}$	2.84 ans	124581	18157	35650

TABLE 4.1 – Statistique du programme d'analyse sur 100'000 événements

En tenant compte des facteurs de branchement des différents modes de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$  (voir table 3.11), il est possible de donner la valeur du nombre de  $\tilde{\chi}_1^0$  que l'on peut s'attendre au mieux en une année à LHCb.

	Nb de $\tilde{\chi}_1^0$ dans l'acceptance	fraction de $\tilde{\chi}_1^0$ désintégrés en leptons	fraction de $\tilde{\chi}_1^0$ avec $l^+l^-$ dans l'acceptance	Nb de $\tilde{\chi}_1^0$ au maximum reconstructibles
Modèle N°1	41256	14.78%	42.88%	2615
Modèle N°2	4070	13.82%	33.14%	186
Modèle N°3	746	12.06%	23.95%	22
Modèle N°4	60	11.11%	15.20%	1
Modèle N°5	12562	15.20%	42.73%	816

TABLE 4.2 – Estimation pour une année LHCb

#### 4.2.2 Etude des vertex de production et de désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$

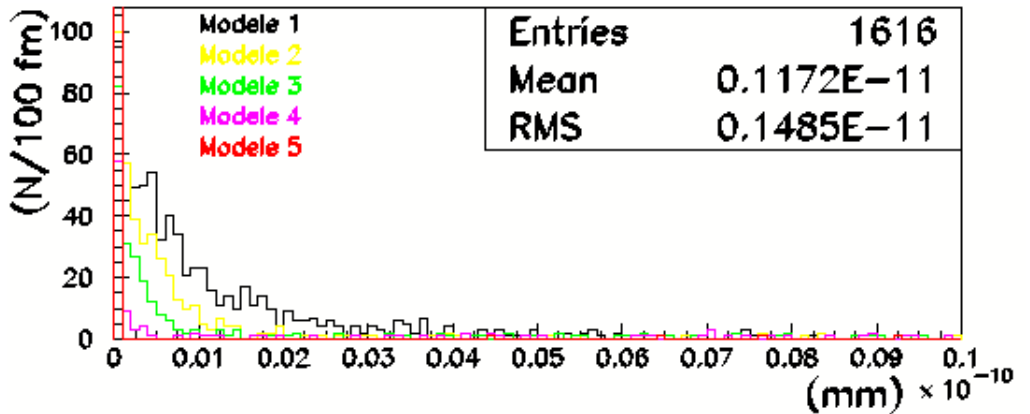


FIGURE 4.1 – Temps de production des  $\tilde{\chi}_1^0$

La figure 4.1 présente la distance entre le vertex primaire et le point de création de la particule  $\tilde{\chi}_1^0$ . Il est clair que ces 2 points sont expérimentalement confondus car la distance est bien inférieure à la résolution du détecteur.

La figure 4.2 présente la distance parcourue par les  $\tilde{\chi}_1^0$  jusqu'à leur désintégration. On voit que la distance parcourue est inversement proportionnelle à leur masse (si on compare les modèles). Le VELO mesurant 1 m de long, les  $\tilde{\chi}_1^0$  se désintègrent à l'intérieur quel que soit le modèle. Comme le VELO est excellent pour permettre une reconstruction des vertex secondaires, nous avons ici un bon point de départ pour établir une sélection.

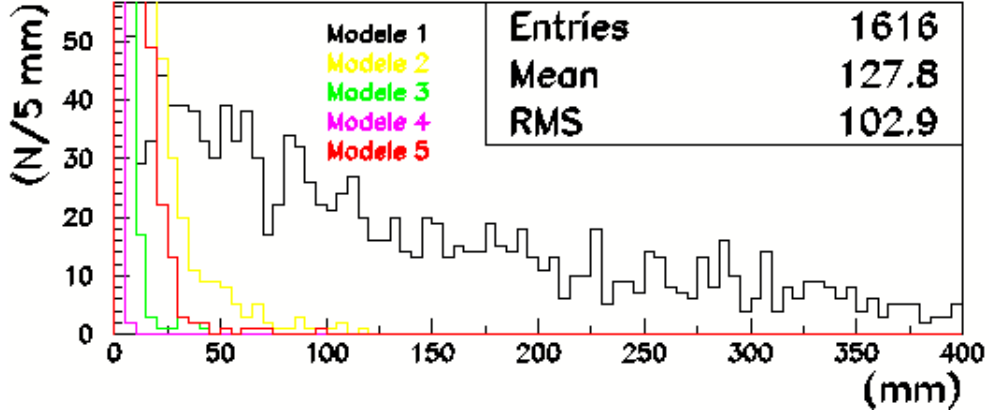


FIGURE 4.2 – distance parcourue par les  $\tilde{\chi}_1^0$

### 4.2.3 Événements avec des $\gamma$ réels

Lors des différents modes de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$ , à savoir :

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp \quad (4.2)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0 \nu \quad (4.3)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow h^0 \nu \quad (4.4)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^+ l^- \nu \quad (4.5)$$

il se peut que un (ou plusieurs) photons s'ajoutent aux produits de désintégration, ce qui nous amène aux modes suivants :

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp \gamma \quad (4.6)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0 \nu \gamma \quad (4.7)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow h^0 \nu \gamma \quad (4.8)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^+ l^- \nu \gamma \quad (4.9)$$

La question légitime que l'on peut se poser est : quelle influence peuvent avoir ces photons sur la reconstruction ? Il faut savoir s'il y a une différence non négligeable entre la masse des  $\tilde{\chi}_1^0$  reconstruite à partir des produits de désintégration, photons exclus et photons inclus. Comme le montre la figure 4.3, selon le Monte-Carlo, le rapport vaut quasiment 1 et donc l'énergie prise par les photons est négligeable. Il n'y a donc pas lieu de penser à inclure les photons pour reconstruire le  $\tilde{\chi}_1^0$ .

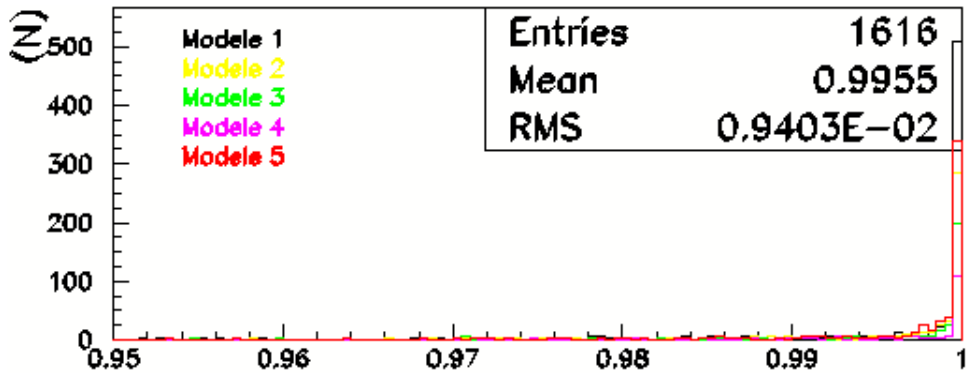


FIGURE 4.3 – (masse des  $\tilde{\chi}_1^0$  sans  $\gamma$ )/(masse des  $\tilde{\chi}_1^0$ )

#### 4.2.4 Événements avec $\tau$

La détection des  $\tau$  pose problème car le  $c\tau$  de cette particule vaut  $87.1 \mu\text{m}$ . En effet cette valeur est trop faible pour reconstruire une trace. On ne peut pas utiliser les produits de désintégrations du  $\tau$  pour sa reconstruction car dans la majeure partie des cas des neutrinos sont présents.

La reconstruction du  $\tilde{\chi}_1^0$  peut se faire à l'aide des  $e$ ,  $\mu$  et  $\tau$ . Comme les  $\tau$  posent des problèmes pour leur détection, ce sont les  $e$  et  $\mu$  de la désintégration du  $\tau$  qui se substitueront en partie à la place des  $\tau$  dans les événements concernés.  $BR(\tau \rightarrow e\nu\nu) = 17.84\%$  et  $BR(\tau \rightarrow \mu\nu\nu) = 17.36\%$ , cela signifie que plus d'un tiers des  $\tau$  se désintègrent via un mode leptonique.

Il y a deux points importants à discuter. Premièrement : quel est le rapport d'énergie entre l' $e$  ou le  $\mu$  et le  $\tau$ ? Pour cette substitution, il serait préférable que ce rapport ne soit pas trop inférieur à 1.

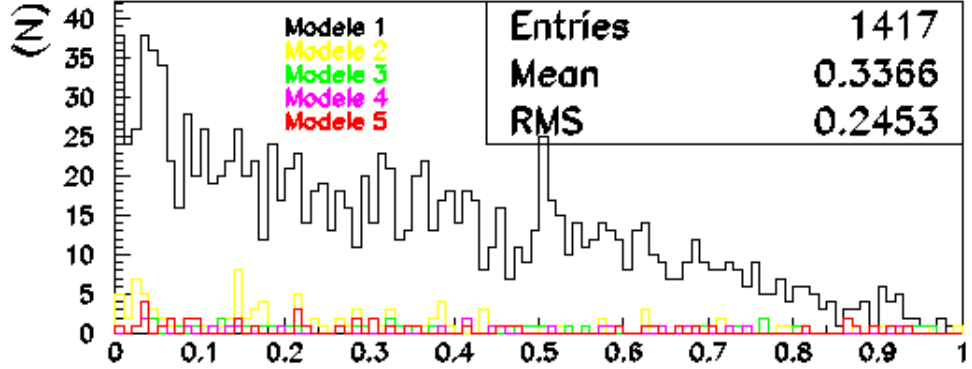


FIGURE 4.4 – (Energie des  $e$  ou  $\mu$ )/(Energie des  $\tau$ ) dans les désintégrations  $\tau \rightarrow e\nu\nu$  et  $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$

Dans la désintégration du  $\tau$ , une partie de l'énergie est prise par les  $\nu$ . Comme le montre la figure 4.4, le rapport pré-cité peut prendre toutes les valeurs comprises entre 0 et 1. Les événements avec un mauvais rapport poseront problème pour donner une valeur à la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ .

Le deuxième point à discuter est : Est-ce que la direction de l' $e$  ou du  $\mu$  peut être rattachée au vertex auquel le  $\tau$  est produit? Pour cela, je propose de voir ce que vaut l'angle  $\alpha$  entre les deux traces ainsi que la distance séparant le point de création du  $\tau$  et la trace de l' $e$  ou du  $\mu$  (paramètre d'impact  $b$ ). (voir figure 4.5)

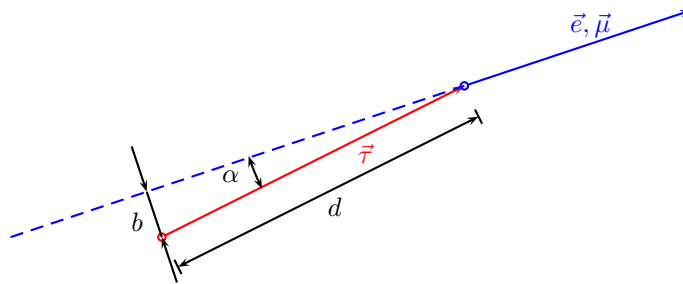


FIGURE 4.5 – Directions du  $\tau$  et de sa fille  $e$  ou  $\mu$

Il faut séparer les cas où la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$  est à 2 ou 3 corps. En effet, les valeurs de l'angle  $\alpha$  et donc de  $b$  sont différentes dans les 2 cas.

La figure 4.6 présente le cosinus de l'angle  $\alpha$  dans le cas où la désintégration est à 3 corps, c'est à dire sans intermédiaire  $W$  ou  $Z$ .

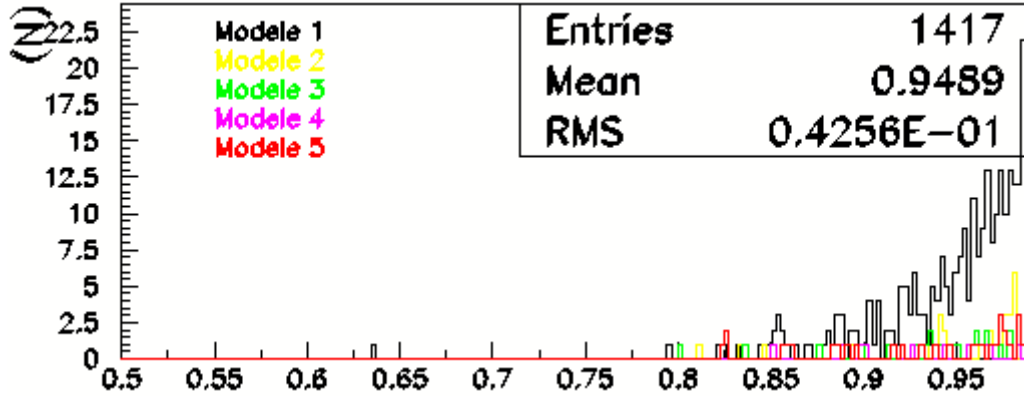


FIGURE 4.6 – Cosinus de l'angle  $\alpha$  dans la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$  à 3 corps

J'ai volontairement supprimé 1000 événements pour le premier modèle dont le  $\cos(\alpha)$  valait 1 afin de rendre le graphe plus lisible pour les autres modèles. Hormis 1 événement, ils sont tous compris entre 0.8 et 1. Le premier modèle se présente très bien, les autres moins.

La figure 4.7 présente le cosinus de l'angle  $\alpha$  dans le cas où la désintégration est à 2 corps avec comme intermédiaire  $W$ .

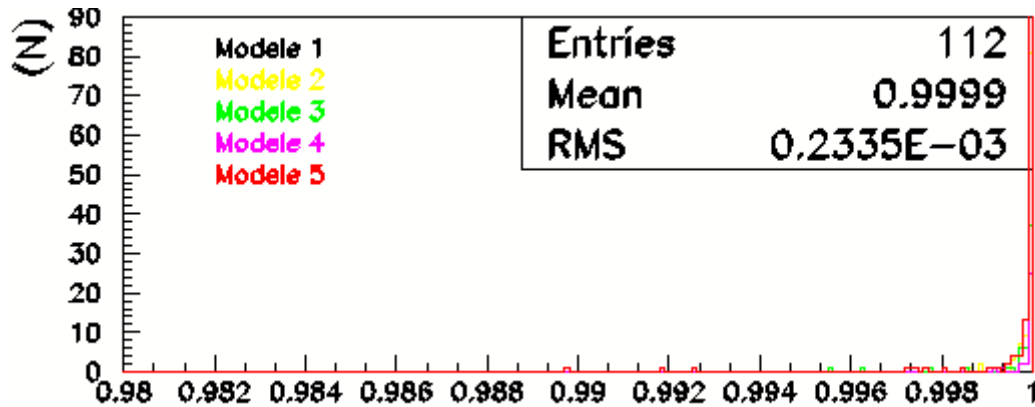


FIGURE 4.7 – Cosinus de l'angle  $\alpha$  dans la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$  à 2 corps via  $W$

Il n'y a aucun événement pour le premier modèle, en effet dans ce modèle une désintégration via  $W$  n'existe pas. Pour les 4 autres modèles, le  $\cos(\alpha)$  vaut quasiment 1, ce qui signifie que les directions des  $\tau$  et des  $e$  ou  $\mu$  sont quasiment colinéaires. Le  $\cos(\alpha)$  est bien meilleur lors d'une désintégration via  $W$ ; cela provient du fait que le  $W$  est très lourd et que lors de sa désintégration, son énergie de masse se transforme en énergie cinétique offrant un boost au  $\tau$ .

Pour pouvoir reconstruire un vertex secondaire à partir de l' $e$  ou du  $\mu$  plutôt que du  $\tau$ , c'est en fait la distance "b" (paramètre d'impact) qui nous intéresse et qui devrait être suffisamment faible pour permettre la substitution.

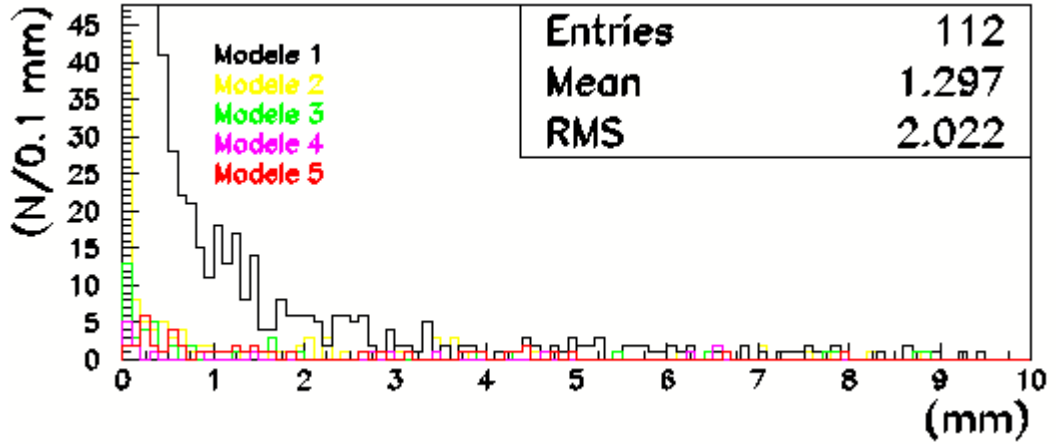


FIGURE 4.8 – Paramètre d'impact dans la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$  à 3 corps

En se fixant comme critère de sélection 0.1 mm pour le paramètre d'impact, il est clair que la majeure partie des événements sont hors course, mais néanmoins une bonne partie des événements sont bons, surtout pour les modèles 1 et 2. (voir table 4.8.)

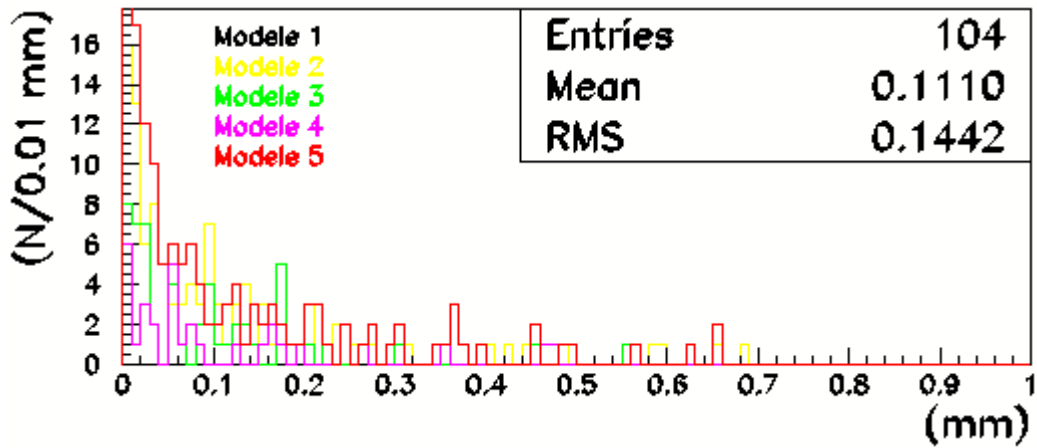


FIGURE 4.9 – Paramètre d'impact dans la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$  à 2 corps via  $W$

Sur la table 4.9, comme on pouvait s'y attendre, les résultats sont meilleurs pour les modèles 2 à 5. La majeure partie des événements ont cette fois-ci un paramètre d'impact inférieur à 0.1 mm.

Pour finaliser la discussion, il est à comprendre que substituer les  $\tau$  par des  $e$  ou  $\mu$  n'est pas un choix mais une conséquence. Si la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$  se fait par l'intermédiaire d'un  $\tau$  et que le paramètre d'impact est trop élevé, l'événement ne sera pas pris en compte. Maintenant si le paramètre d'impact est suffisamment petit, l'événement sera pris en considération mais il ne sera a priori pas possible de savoir si on est passé ou non par l'intermédiaire d'un  $\tau$ . L'événement aura quand même été sélectionné (ce qui est le but), et c'est la masse reconstruite du  $\tilde{\chi}_1^0$  qui sera affectée.

# 5. Analyse et résultats

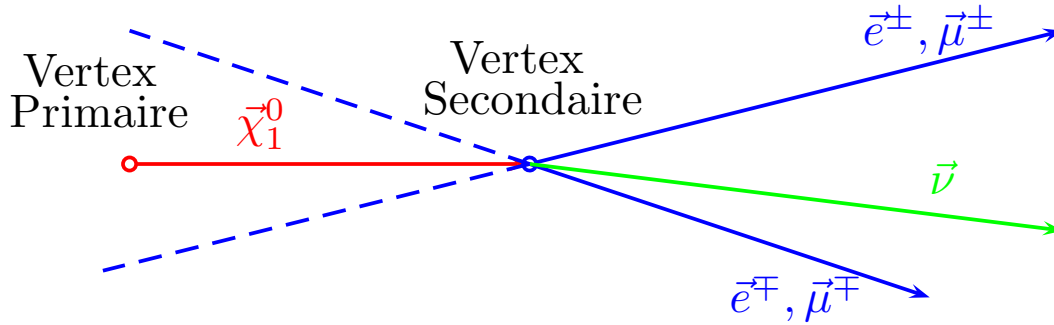


FIGURE 5.1 – Schéma de la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$

La figure 5.1 présente le schéma de la désintégration du neutralino. Il est créé au vertex primaire ; il parcourt une certaine distance où il se désintègre (vertex secondaire). On obtient au final 3 produits de désintégration, à savoir deux électrons ou muons et un neutrino. Le neutrino ne peut pas être détecté.

## 5.1 Programme de reconstruction

Afin de mettre en évidence les neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$ , j'ai écrit un second programme utilisant Pythia [7], toujours avec les 5 différents modèles mSUGRA et AMSB. Pour chaque événement, ce programme passe en revue toutes les particules et ne garde que les électrons et les muons se trouvant dans l'acceptance. En associant deux à deux ces leptons, on obtient des candidats possibles pour l'identification d'un neutralino. A ce stade, pour la quasi totalité des événements, il s'agit de bruit. Ce bruit sera filtré par différentes coupures qui font l'objet d'une section dans ce chapitre. (Les paramètres Pythia utilisés sont mentionnés en annexe.)

Le premier modèle ne propose pour la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$  que des modes à 3 corps.

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l^+ l^- \nu \quad (5.1)$$

Ne connaissant pas la valeur du quadri-vecteur quantité de mouvement du neutrino, il est impossible de reconstruire exactement la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ .

Les modèles 2 à 5 sont différents ; ils proposent des modes de désintégrations à 2 corps.

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0 \nu \quad (5.2)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp \quad (5.3)$$

Pour ces modèles je vais chercher des  $Z^0$  déplacés ; ce qui est un critère puissant car on ne trouve pas de  $Z^0$  déplacés dans le modèle standard. De plus je vais travailler sur la désintégration à 2 corps comprenant un  $W^\pm$ . En effet le  $W^\pm$  se trouvant sur sa couche de masse va permettre de s'approcher d'une reconstruction complète de la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ .

En effet, la reconstruction de la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$  n'est possible que dans un mode de désintégration à 2 corps via un  $W^\pm$ . La méthode proposée ci-dessous est basée sur le mode suivant :

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu W \quad (5.4)$$

$$W \rightarrow e\nu \quad (5.5)$$

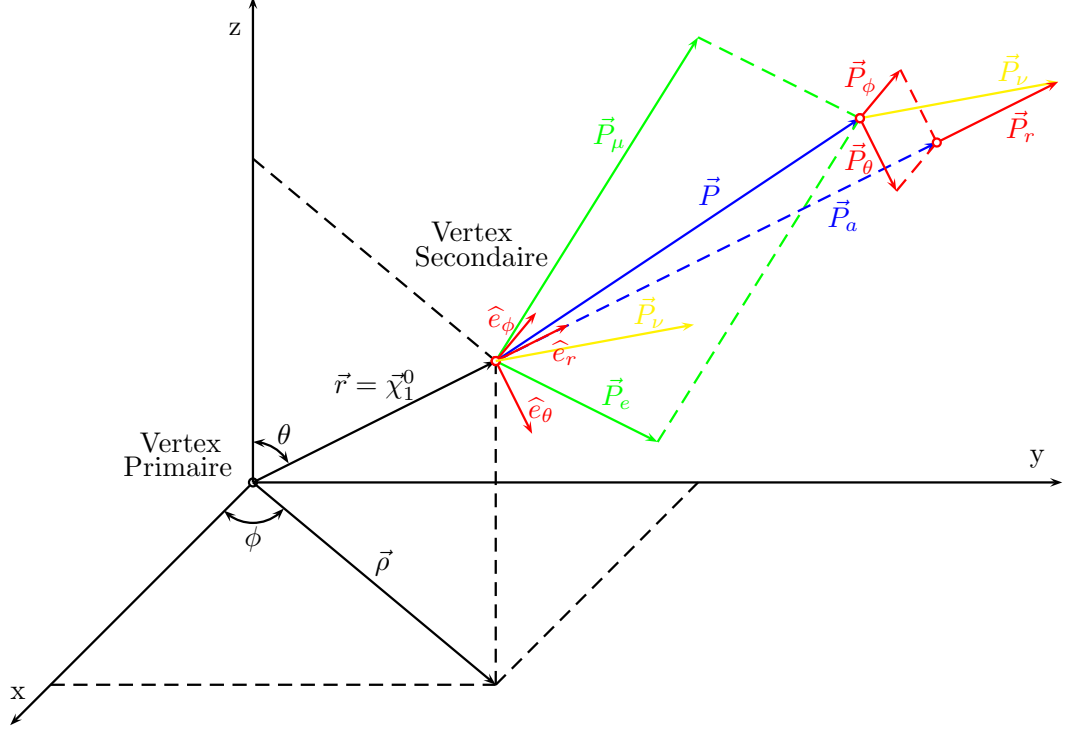


FIGURE 5.2 – Schéma de reconstruction de la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$

Le  $\tilde{\chi}_1^0$  est créé au vertex primaire et se désintègre au vertex secondaire. Le vecteur  $\vec{r} = \vec{\chi}_1^0$  représente la direction de la quantité de mouvement du  $\tilde{\chi}_1^0$ . Le  $W$  issu de cette désintégration n'est pas virtuel ; il est donc sur sa couche de masse. Cependant, son temps de vie est si court qu'il se désintègre immédiatement, c'est à dire au vertex secondaire également. On se retrouve avec 3 particules issues du vertex secondaire : un muon, un électron et un neutrino. Sur le dessin,  $\vec{P}_\mu$ ,  $\vec{P}_e$  et  $\vec{P}_\nu$  représentent leur quantité de mouvement. Si on utilise  $\vec{P}_\mu$  et  $\vec{P}_e$  pour construire  $\vec{P}$ ,  $\vec{P}$  ne sera certainement pas colinéaire à  $\vec{\chi}_1^0$ . En ajoutant à  $\vec{P}$  les quantités de mouvement  $\vec{P}_\theta$  et  $\vec{P}_\phi$  en utilisant le repère de coordonnées sphériques du vertex secondaire, on obtient le vecteur quantité de mouvement  $\vec{P}_a$  de tel sorte que  $\vec{P}_a$  soit colinéaire à  $\vec{\chi}_1^0$ . Et il se trouve que  $\vec{P}_\theta$  et  $\vec{P}_\phi$  sont précisément les quantités de mouvement selon  $\hat{e}_\theta$  et  $\hat{e}_\phi$  du neutrino.

A ce stade, pour tout connaître du quadri-vecteur quantité de mouvement du  $\tilde{\chi}_1^0$ , il ne nous manque que  $\vec{P}_r$  qui est la quantité de mouvement selon  $\hat{e}_r$  du neutrino ; en effet la masse du neutrino étant nulle (ou quasi...),  $\vec{P}_r$  est la dernière inconnue du problème. Comme dans cet exemple le  $W$  se désintègre en un électron et un neutrino, on a que  $|\vec{P}_e + \vec{P}_\nu| = M_W$ . C'est pourquoi le  $W$  étant sur sa couche de masse, il permet de connaître  $\vec{P}_r$ . Le seul point négatif à ça est qu'il existe deux solutions pour  $\vec{P}_r$ , seule une des deux est la bonne. Sur le dessin je n'ai représenté qu'une solution pour  $\vec{P}_r$  pour ne pas l'alourdir. De plus, il n'est à priori pas possible de savoir laquelle des deux particules est issue du  $W$ . Donc il faut faire les deux constructions possibles, ce qui nous amène à une bonne solution sur quatre.



Les 2 solutions sont données par les équations :

$$P_\theta = \frac{\sin\phi (y P_z - z P_y) + \cos\phi (x P_z - z P_x)}{r} \quad (5.6)$$

$$P_\phi = \frac{(z P_x - x P_z)(y \sin\theta + z \sin\phi \cos\theta) + (y P_z - z P_y)(x \sin\theta + z \cos\phi \cos\theta)}{r z} \quad (5.7)$$

$$P_r = \frac{P_{er} A \pm E_e \sqrt{(P_{er}^2 - E_e^2)(P_\theta^2 + P_\phi^2) + A^2}}{(E_e^2 - P_{er}^2)} \quad (5.8)$$

$$A = \frac{M_W^2 - M_e^2}{2} + P_\theta P_{e\theta} + P_\phi P_{e\phi} \quad (5.9)$$

Avec :

$$\vec{r} = (x, y, z) \quad (5.10)$$

$$\vec{P} = (P_x, P_y, P_z) \quad (5.11)$$

$$\vec{P}_e = (P_{er}, P_{e\theta}, P_{e\phi}) \quad (5.12)$$

$$\vec{P}_r = (P_r, 0, 0) \quad (5.13)$$

$$\vec{P}_\theta = (0, P_\theta, 0) \quad (5.14)$$

$$\vec{P}_\phi = (0, 0, P_\phi) \quad (5.15)$$

$M_e$  étant la masse de l'électron et  $M_W$  celle du  $W$ .

## 5.2 Coupures

L'étude par Monte-Carlo permet d'établir une série de coupures afin de détecter le neutralino. Les deux premières coupures sont indépendantes du modèle contrairement aux 4 suivantes. Les valeurs numériques pour les coupures 3 à 6 sont données dans la section "Application des filtres et méthode".

Première coupure : Charge électrique

Le neutralino est électriquement neutre. Dans la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^0$ , la charge électrique est conservée, de ce fait je vais chercher 2 leptons de charges opposées.

Deuxième coupure : Seulement 2 traces au vertex commun

Le point de l'espace où se désintègre le  $\tilde{\chi}_1^0$  définit le vertex secondaire. Je demande que seulement 2 traces y convergent. Pour cela, je localise le milieu du segment de droite le plus court séparant les 2 traces des leptons chargés; et si une troisième trace passe à une distance inférieure à 100  $\mu\text{m}$ , j'élimine l'événement. Cette distance de 100  $\mu\text{m}$  représente la résolution spatiale au vertex secondaire.

Troisième coupure : Distance Of Closest Approach (DOCA)

Les deux leptons chargés doivent converger en un même point : c'est le vertex secondaire. Il faut donc que la distance séparant les deux traces (DOCA) soit inférieure à une valeur critique qui est de l'ordre de 50  $\mu\text{m}$ .

Quatrième coupure : Distance entre vertex

Le neutralino est prédit avec un temps de vie suffisamment long pour pouvoir parcourir une distance allant du millimètre à quelques centaines de millimètres suivant les modèles. Il faut rechercher un vertex secondaire déplacé, c'est à dire définir une distance minimum entre les vertex primaire et secondaire.

Cinquième coupure : Paramètre d'impact au primaire

La majeure partie des électrons et muons détectés ont une trace qui converge vers le vertex primaire. Dans le cas qui nous intéresse, il est peu probable que les traces des deux leptons chargés passent par ce vertex. Je demande donc que les traces de ces deux leptons possèdent un paramètre d'impact au vertex primaire suffisamment grand. Ce paramètre dépend du modèle et est lié à la distance parcourue par le neutralino.

Sixième coupure : Masse

La masse du neutralino est élevée, elle est prédite dans les modèles entre 76 GeV et 251.7 GeV. Je demande que la masse reconstruite avec les deux leptons chargés soit supérieure à une certaine valeur. Cette coupure est très efficace car hormis le quark top, le  $Z^0$  et le  $W^\pm$ , aucune particule du modèle standard ne rivalise avec une telle masse. Quelques bons événements seront supprimés; ce sont ceux où le neutrino prendrait une trop grande partie de l'énergie. En vérité cette coupure est plutôt une "pré-sélection".

### 5.3 Graphiques des différents paramètres avant coupures

Je présente dans cette section les graphiques des différents paramètres sans coupures tels que la masse, le DOCA, la distance entre vertex primaire et secondaire et le paramètre d'impact au primaire.

Pour chaque paramètre figure les graphes suivants :

- Événements vrais, c'est à dire des événements avec des leptons qui sont issus de la désintégration d'un  $\tilde{\chi}_1^0$ , et ce pour les 5 modèles.
- Bruit "supersymétrique", c'est à dire des événements avec au moins un lepton ne provenant pas de la désintégration d'un  $\tilde{\chi}_1^0$ . Ce bruit provient des processus qui accompagnent la génération du  $\tilde{\chi}_1^0$ .
- Bruits issus du modèle standard, à savoir : événements avec Z et W, quark s, quark c, quark b et quark t.

Ces graphes ne sont pas normalisés à une année LHCb. Le table 5.1 donne les valeurs en temps que représente chaque graphe dans l'hypothèse que le temps efficace LHCb vaut  $\frac{1}{3}$  du temps réel.

Sujet	Nb d'événements générés	Section efficace [mbarn]	Temps correspondant au LHCb
Modèle 1	482'800	$7.653 \cdot 10^{-8}$	3 ans
Modèle 2	55'540	$8.805 \cdot 10^{-9}$	3 ans
Modèle 3	33'440	$1.708 \cdot 10^{-9}$	9.3 ans
Modèle 4	9'100	$1.442 \cdot 10^{-10}$	30 ans
Modèle 5	105'820	$1.676 \cdot 10^{-8}$	3 ans
Bruit ZW	$10^7$	$2.165 \cdot 10^{-5}$	80.19 jours
Bruit quark s	$10^7$	$6.149 \cdot 10^{-2}$	40.65 min
Bruit quark c	$10^7$	$5.762 \cdot 10^{-2}$	43.4 min
Bruit quark b	$10^7$	$3.362 \cdot 10^{-2}$	74.35 min
Bruit quark t	$2 \cdot 10^6$	$3.678 \cdot 10^{-7}$	314 jours

TABLE 5.1 – Temps LHCb pour les modèles et les sources de bruit

### 5.3.1 Masse construite à partir des 2 leptons

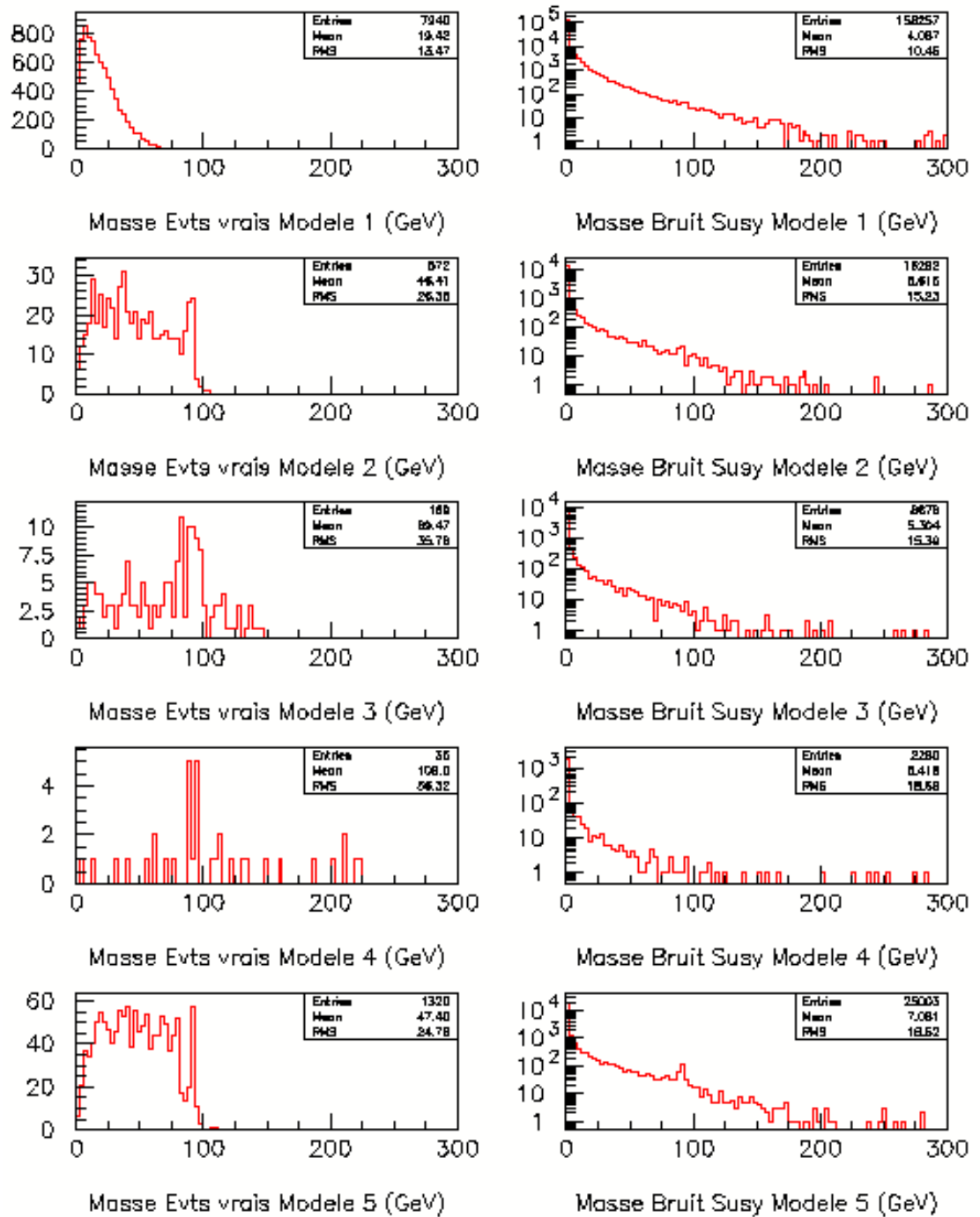


FIGURE 5.3 – Masse construite à partir de deux leptons pour les événements SuSy

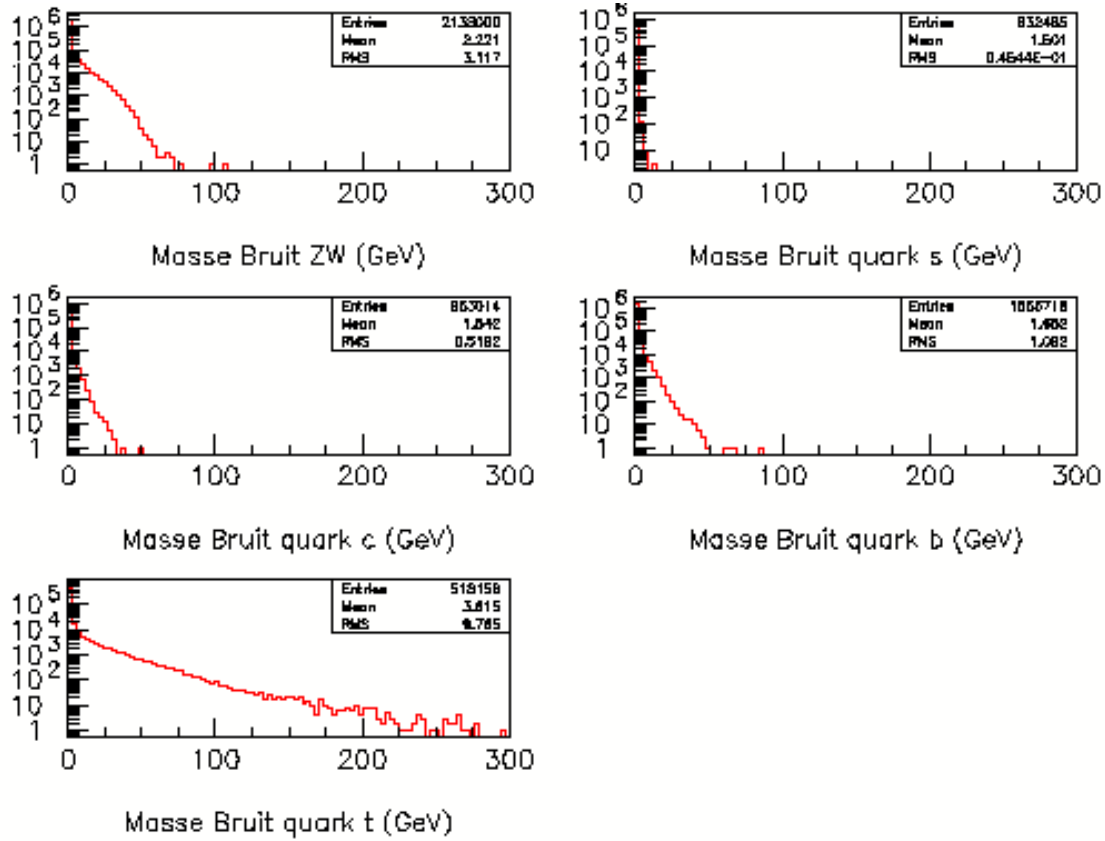


FIGURE 5.4 – Masse construite à partir de deux leptons pour les événements de bruit du MS

La masse des événements vrais montre pour les modèles 2 à 5 un pic à environ 90 GeV, il s'agit du  $Z^0$  dont la masse est de 91.18 GeV. Le bruit, qu'il soit supersymétrique ou provenant du modèle standard, présente une forte densité pour les valeurs faibles (inférieur à quelques dizaines de GeV). Il est clair qu'une coupure sur la masse éliminera la majorité du bruit.

### 5.3.2 DOCA des 2 leptons

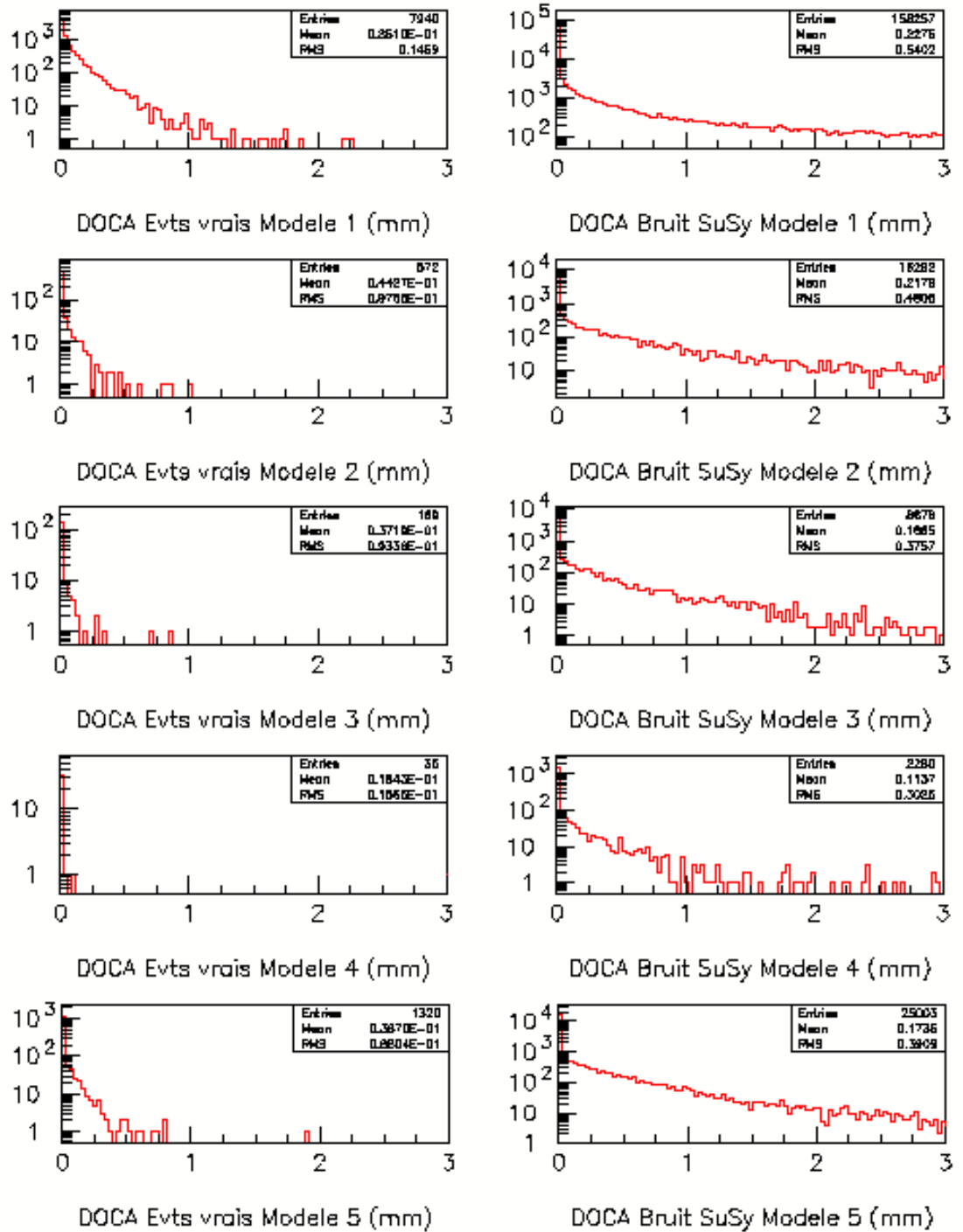


FIGURE 5.5 – DOCA des deux leptons pour les événements SuSy

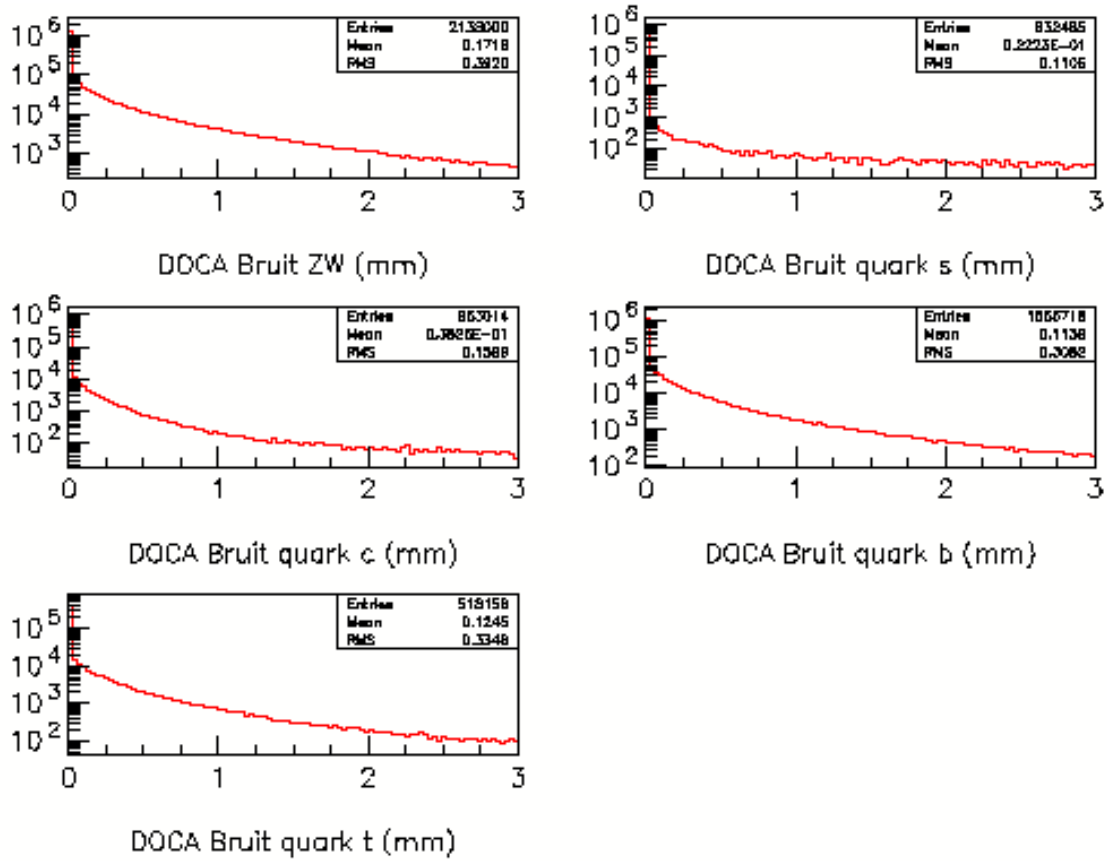


FIGURE 5.6 – DOCA des deux leptons pour les événements de bruit du MS

Le DOCA des modèles 1 à 5 est concentré proche de 0 (entre 0.1 et 2 mm suivant les modèles). Le DOCA des événements de bruit s'étend sur une plus longue distance, ce qui permet la coupure. Le problème est que ici le DOCA du bruit est très dense proche de 0 comme pour les événements vrais, cela rend la coupure difficile, risquant de perdre beaucoup de signal. Les modèles 3 et 4 permettront une plus grande suppression de bruit, en particulier le modèle N°4.

### 5.3.3 Distance entre vertex primaire et secondaire

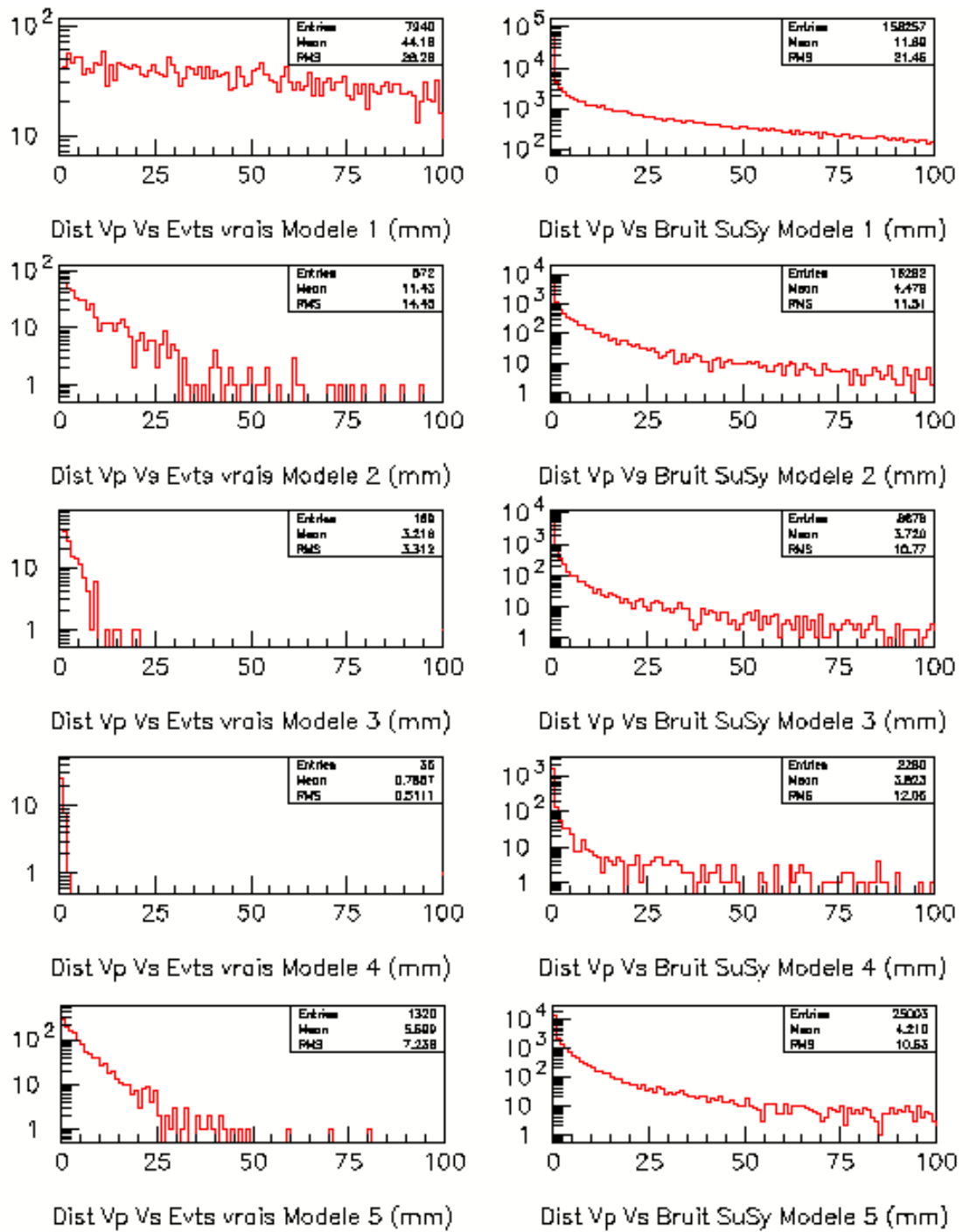


FIGURE 5.7 – Distance entre vertex primaire et secondaire pour les événements SuSy



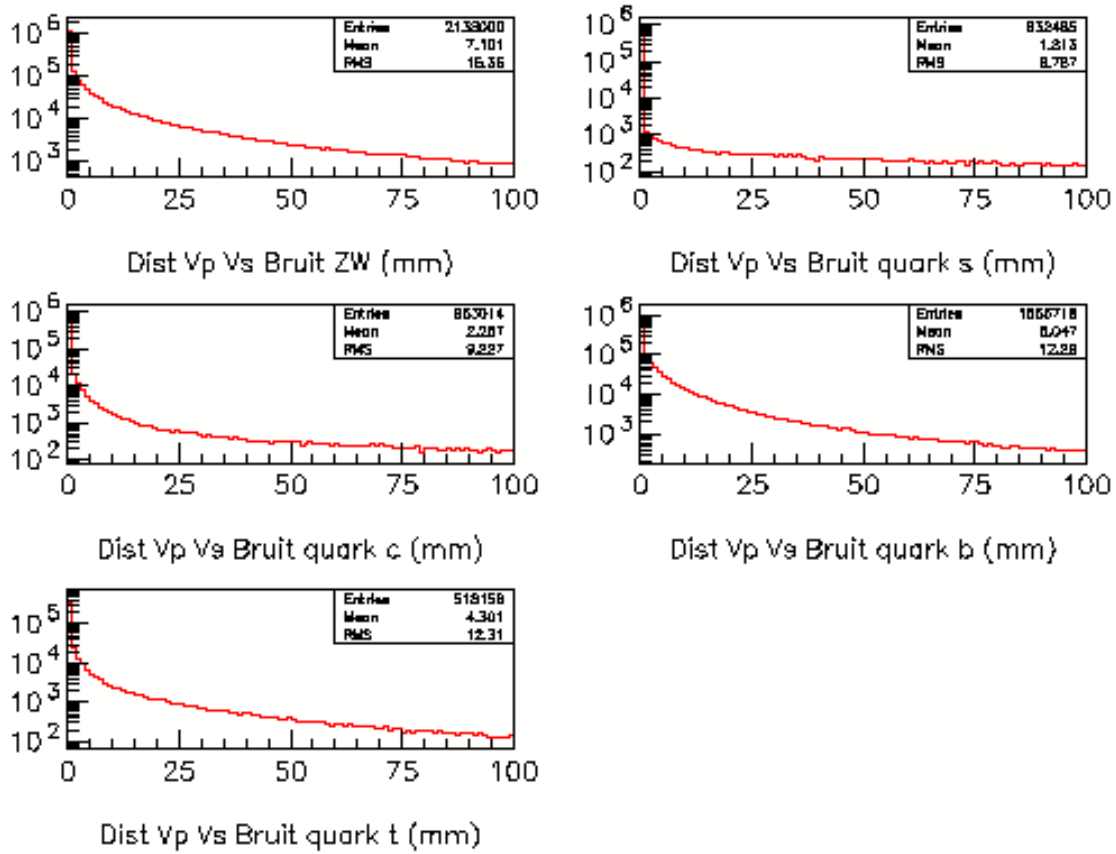


FIGURE 5.8 – Distance entre vertex primaire et secondaire pour les événements de bruit du MS

En établissant une coupure sur la distance entre les vertex, le but est de chercher un vertex déplacé. Il faut donc couper les valeurs faibles. Il est clair que le bruit est plus dense proche de 0; c'est également le cas pour les événements vrais. Ainsi en établissant cette coupure, une partie du signal sera coupé. Les modèles 3 et 4 supporteront assez mal cette coupure, en particulier le modèle N°4.

### 5.3.4 Paramètre d'impact au primaire

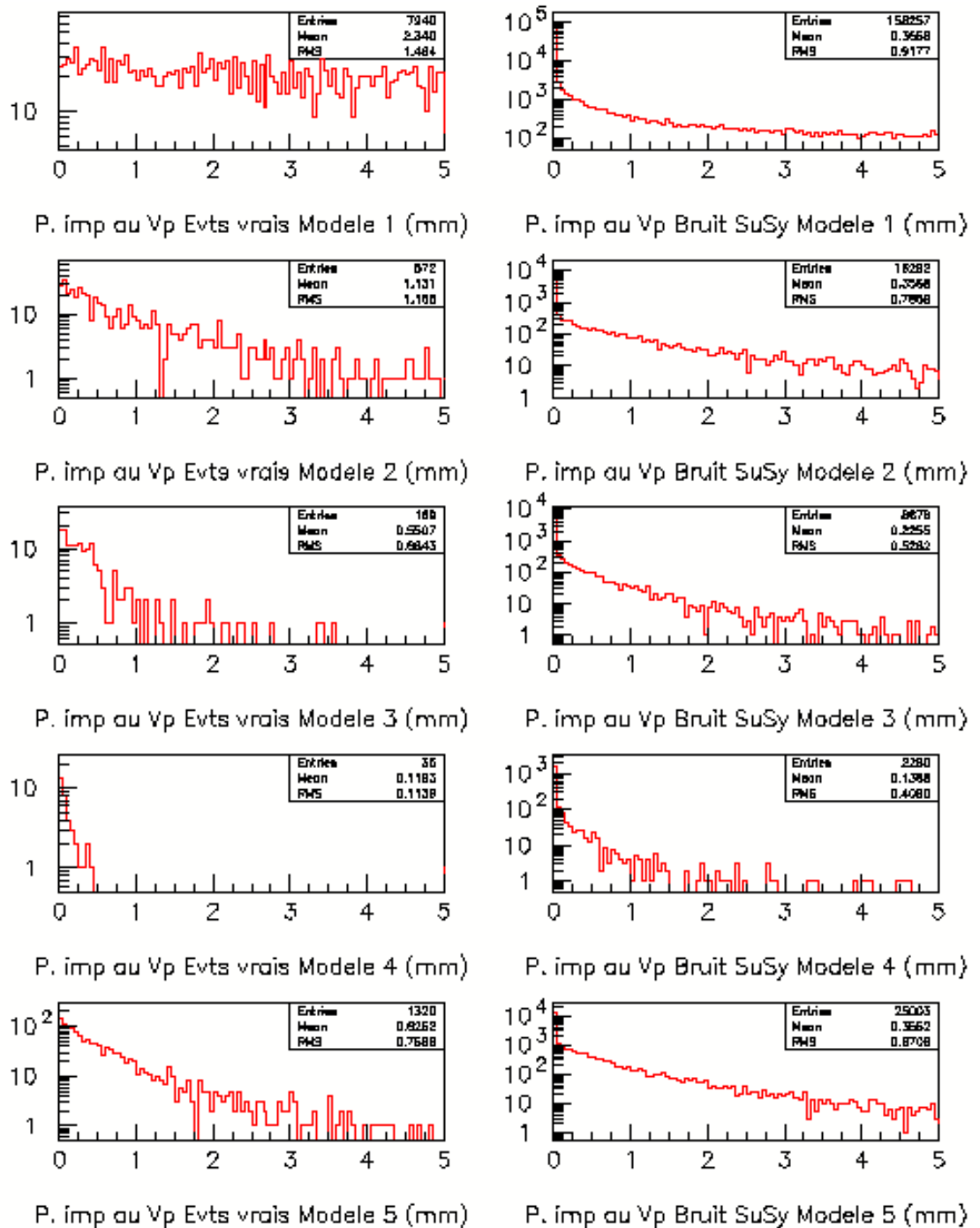


FIGURE 5.9 – Paramètre d'impact au primaire pour les événements SuSy

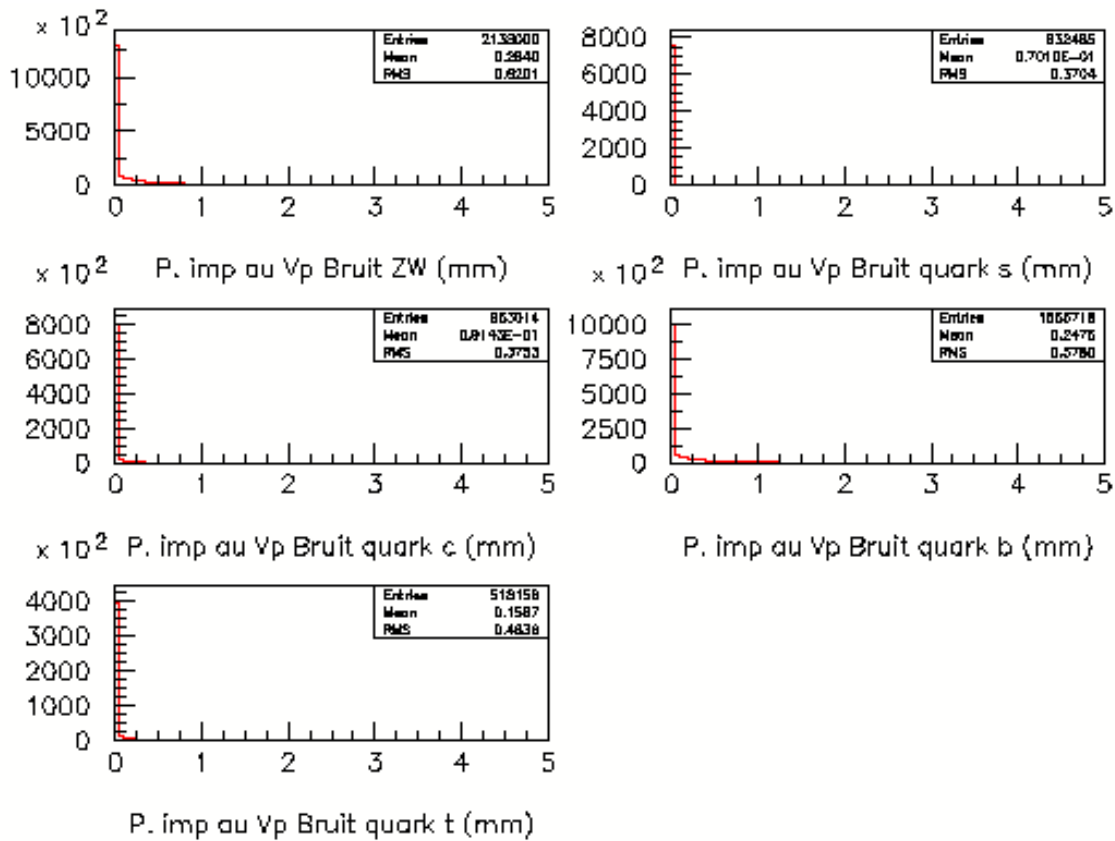


FIGURE 5.10 – Paramètre d'impact au primaire pour les événements de bruit du MS

On voit que la quasi totalité des événements de bruit est concentrée proche de 0. Bien que les événements vrais soient plus denses proches de 0, la différence est flagrante. Cette coupure va s'avérer très efficace pour la suppression de bruit. Une partie des événements vrais sera perdue. Comme il existe deux paramètres d'impact puisque la reconstruction est faite à partir de 2 particules, la coupure ne s'en trouvera que plus efficace. Ici les graphes montrent le paramètre d'impact pour une des deux particules.

## 5.4 Application des filtres et méthode

Je ne vais pas chercher à supprimer le bruit supersymétrique car cela reste des événements supersymétriques et donc à priori intéressants. Je vais chercher à éliminer le bruit du modèle standard dans sa totalité. Pour ce faire je travaille avec chaque modèle indépendamment. Je commence par éliminer tous les événements de bruit qui peuvent l'être sans diminuer le nombre d'événements vrais. Pour exemple : DOCA > 1 mm pour le modèle N°3. La valeur large du DOCA sert à accepter les événements avec  $\tau$ . Ensuite en commençant par la coupure la plus prononcée (en l'occurrence il s'agit du paramètre d'impact au primaire) je calcule le rapport  $signal/\sqrt{bruit} = S/\sqrt{B}$  normalisé sur une année LHCb. Je fais varier la valeur de la coupure et je choisis la valeur pour laquelle le rapport  $S/\sqrt{B}$  est le meilleur. S'il est constant, je préserve le maximum d'événements vrais.

### 5.4.1 Modèle N°1

En résumé, les coupures pour le modèle N°1 sont les suivantes :

- Masse > 16 GeV
- DOCA < 1 mm
- Distance entre vertex > 45 mm
- Paramètre d'impact au primaire > 0.1 mm

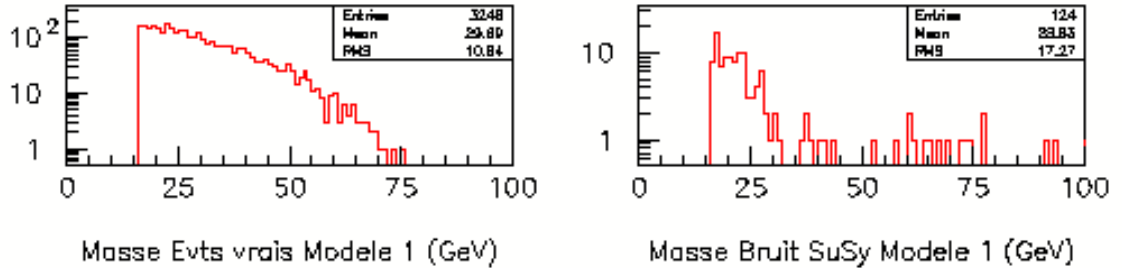


FIGURE 5.11 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons pour le modèle N°1

Le nombre d'événements vrais est passé de 7940 à 3248, soit un rapport de 40.9%. Il ne reste après ces coupures plus de bruit du modèle standard. Le bruit supersymétrique restant peut être réduit en majorité en établissant une coupure sur la masse plus sévère, comme par exemple : masse > 35 GeV.

### 5.4.2 Modèle N°2 (développé en détails)

Pour ce modèle, je présente l'analyse complète de la suppression du bruit. Avant toute coupure, le rapport  $R = S/\sqrt{B} = 0.174 \cdot 10^{-3}$  et  $S = 572$  où  $S$  est le nombre d'événements vrais et  $B$  est le bruit. Le bruit  $B$  est la somme de tous les bruits normalisés. La première coupure simple est  $\text{DOCA} < 1.1$  mm. A ce stade,  $S$  reste inchangé et  $R = 0.176 \cdot 10^{-3}$ .

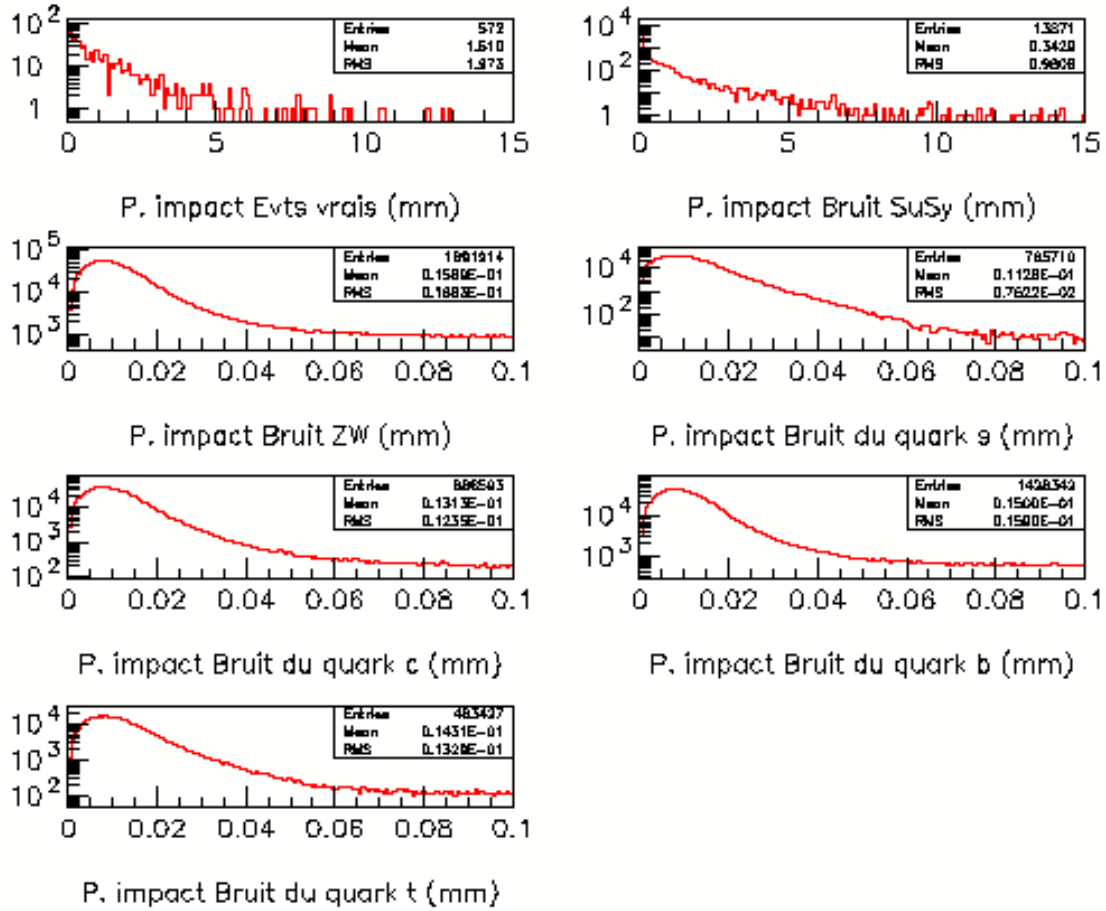


FIGURE 5.12 – Paramètre d'impact au primaire pour le modèle N°2 et les événements de bruit

En faisant varier la valeur de la coupure pour le paramètre d'impact des 2 leptons entre 0 et 0.1 mm,  $R$  varie comme suit :

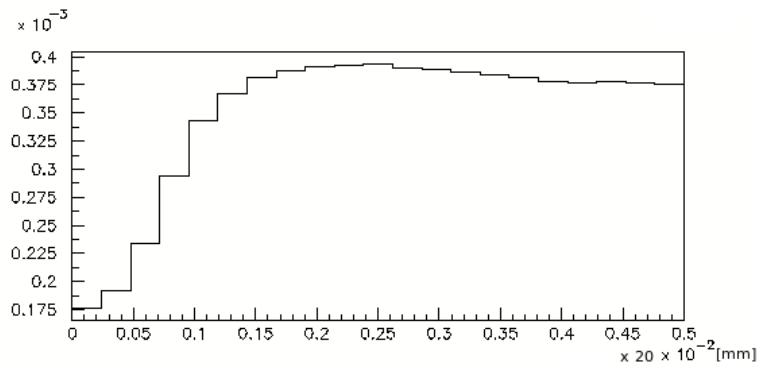


FIGURE 5.13 – Rapport  $S/\sqrt{B}$  en fonction du paramètre d'impact au primaire

La figure 5.13 montre que la coupure idéale est pour environ 0.05 mm. Après cette coupure,  $S = 529$  et  $R$  monte à  $0.39 \cdot 10^{-3}$ .

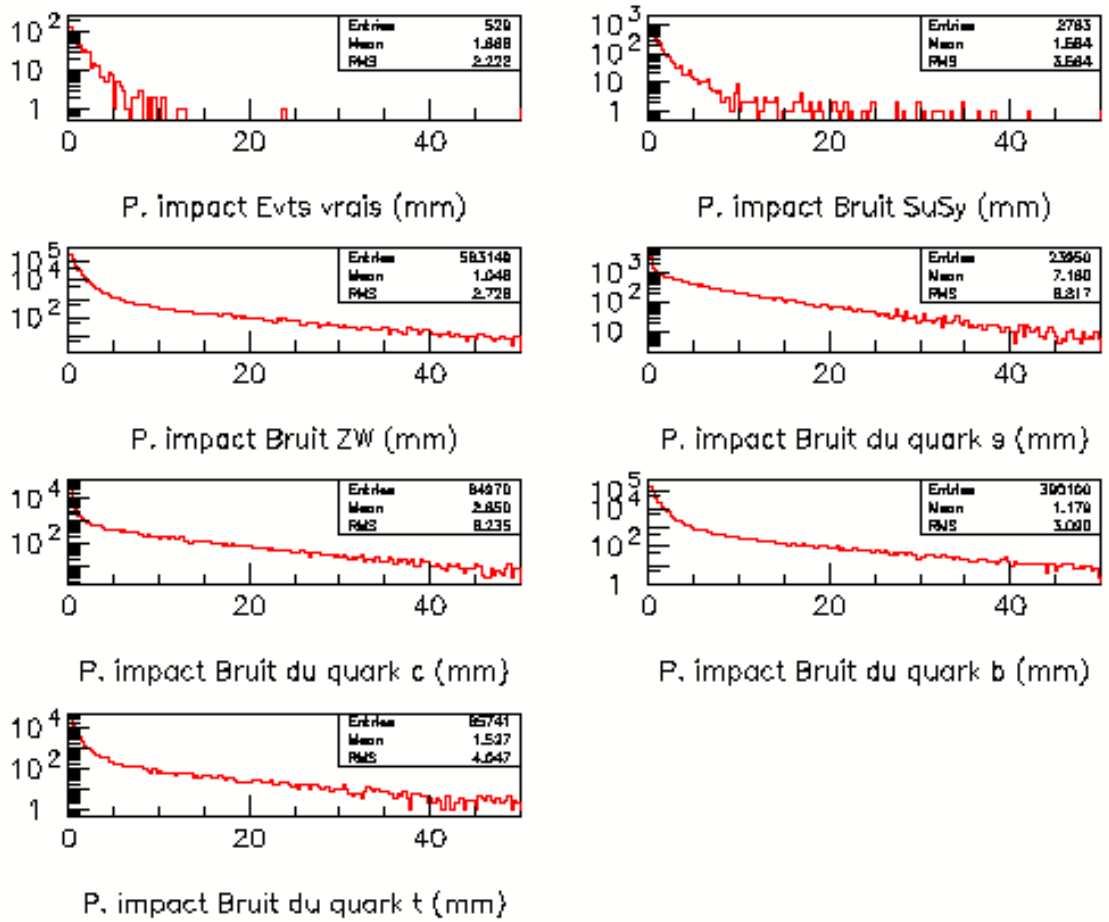


FIGURE 5.14 – Paramètre d’impact au primaire pour le modèle N<sup>2</sup> et les événements de bruit

Sur la figure 5.14, on voit que le bruit possède un paramètre d’impact qui s’étend sur des valeurs qui dépassent de loin celles des événements vrais. Je vais faire varier  $R$  entre 0 et 15 mm pour établir la nouvelle coupure.

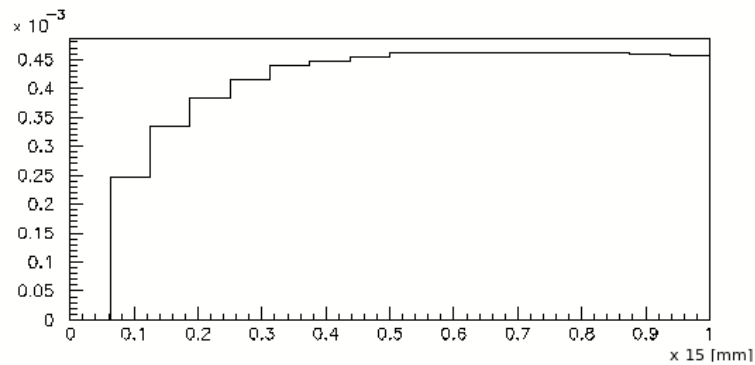


FIGURE 5.15 – Rapport  $S/\sqrt{B}$  en fonction du paramètre d’impact au primaire

La figure 5.15 montre que la coupure idéale est pour environ 14 mm. Après cette coupure,  $S = 528$  et  $R = 0.46 \cdot 10^{-3}$ .

Je vais maintenant établir une coupure sur la masse, de manière à supprimer les éléments de masse faible.

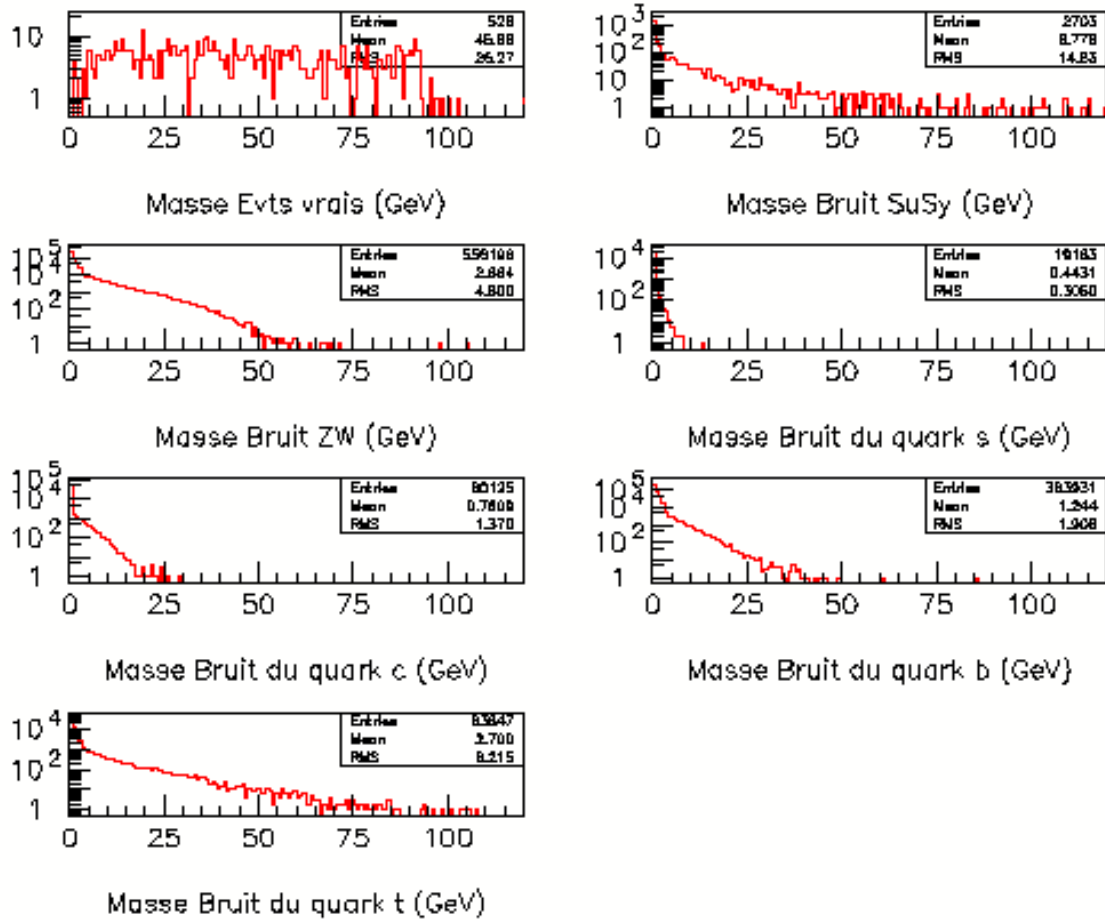


FIGURE 5.16 – Masse construite à partir des 2 leptons pour le modèle  $N^2$  et les événements de bruit

Je fais varier la coupure sur la masse entre 0 et 60 GeV pour observer la variation de  $R$ .

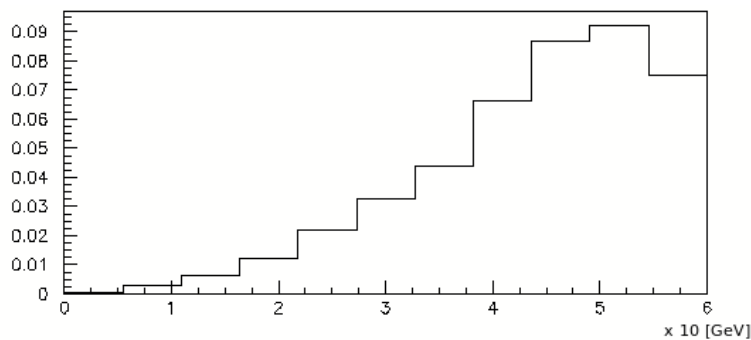


FIGURE 5.17 – Rapport  $S/\sqrt{B}$  en fonction de la masse construite à partir des 2 leptons

La figure 5.17 montre que  $R$  est le meilleur pour 54 GeV, mais pour cette valeur le nombre d'événements vrais chute à 199. Cette coupure est beaucoup trop sévère, je fais le choix de couper dans un premier temps à 25 GeV. Cette action portera un coup fatal au bruit du quark s et réduira considérablement le bruit des quarks c et b. En se rappelant que les bruits des quarks s, c et b sont les plus imposants car avec 10 millions d'événements générés par Pythia, je n'ai simulé qu'environ une heure LHCb.

Après cette coupure,  $S = 390$  et  $R = 23.3 \cdot 10^{-3}$ .

Je vais maintenant établir une coupure sur la distance entre vertex primaire et secondaire, de manière à demander un vertex déplacé.

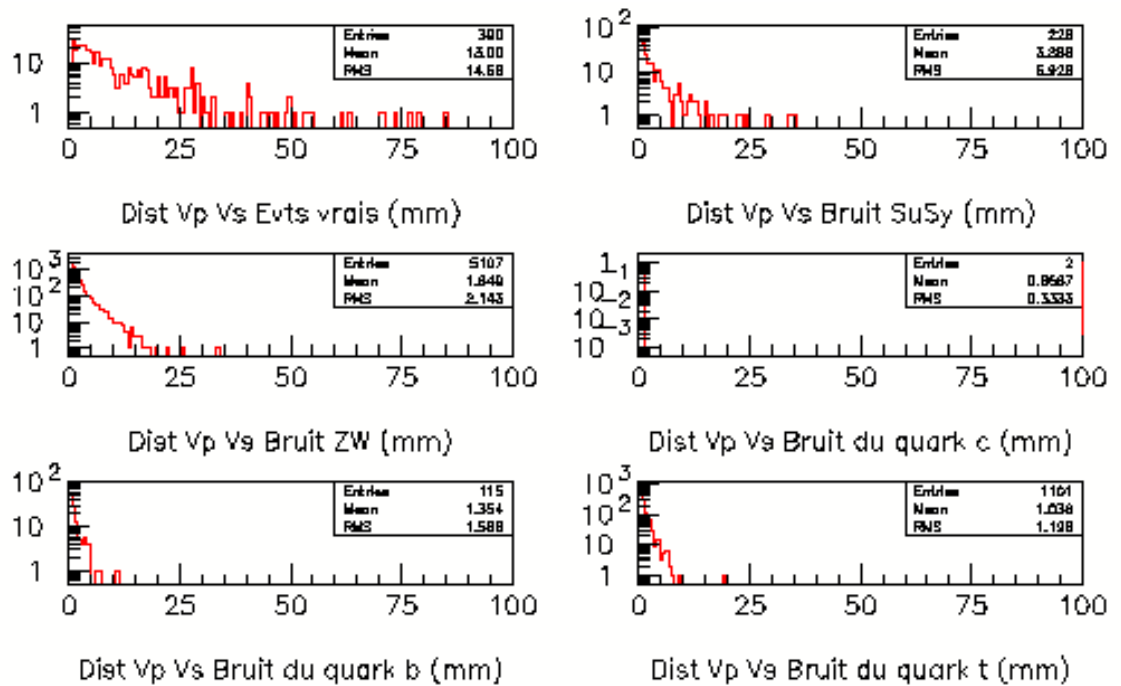


FIGURE 5.18 – Distance entre vertex pour le modèle N<sup>2</sup> et les événements de bruit

Je fais varier la coupure de la distance entre vertex entre 0 et 20 mm pour observer la variation de R.

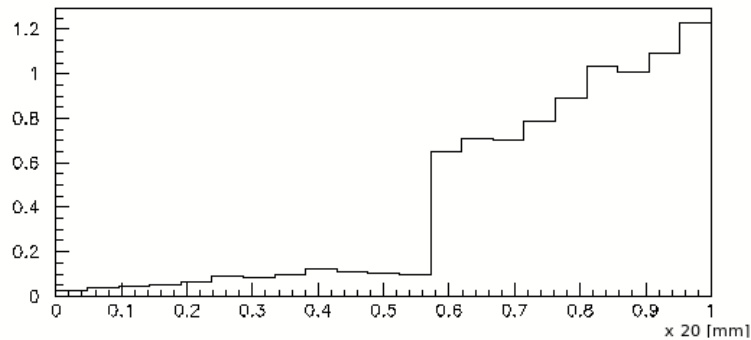


FIGURE 5.19 – Rapport  $S/\sqrt{B}$  en fonction de la distance entre vertex

A 12 mm, R grimpe d'un coup (voir figure 5.19), cela vient du fait que le bruit du quark b est éliminé complètement. C'est cette valeur que je garde pour la coupure. Le bruit du quark c disparaît lui aussi. Le nombre d'événements vrais diminue de plus de la moitié sur cette coupure. Mais cette coupure est certainement la plus essentielle, car c'est elle qui demande que le vertex soit déplacé.

Après cette coupure,  $S = 146$  et  $R = 0.65$ .



Regardons ce que vaut le DOCA dans l'état actuel des coupures.

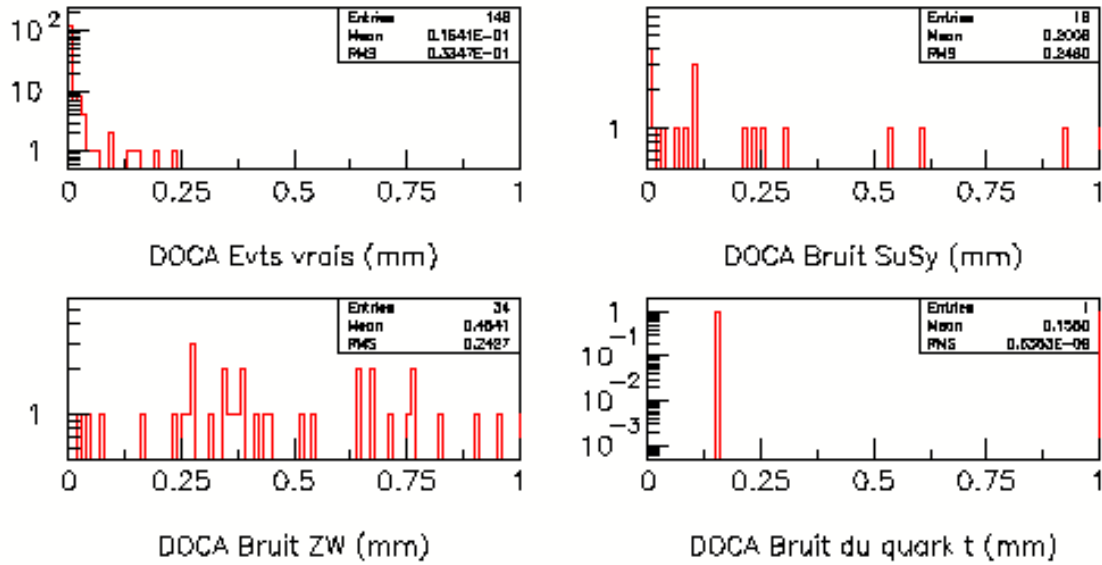


FIGURE 5.20 – DOCA pour le modèle  $N^2$  et les événements de bruit du MS

Je coupe tel que  $DOCA < 0.15$  mm. Après cette coupure,  $S = 143$  et  $R = 15.84$ .

Suite à ça, il ne reste que 3 événement de bruit ZW. Il faut accentuer une ou deux coupures de manière à supprimer ces derniers événements en préservant au mieux les événements vrais. Les nouvelles coupures permettant de la suppression du bruit sont : Paramètre d'impact au primaire  $> 0.125$  mm et distance entre vertex  $> 13$  mm. Après cette coupure,  $S = 134$  et  $R = 31$ . Le bruit du modèle standard a entièrement disparu, seuls quelques événements de bruit "super-symétrique" subsistent.

En résumé, les coupures pour le modèle  $N^2$  sont les suivantes :

- Masse  $> 25$  GeV
- $DOCA < 0.15$  mm
- Distance entre vertex  $> 13$  mm
- Paramètre d'impact au primaire  $> 0.125$  mm et  $< 14$  mm

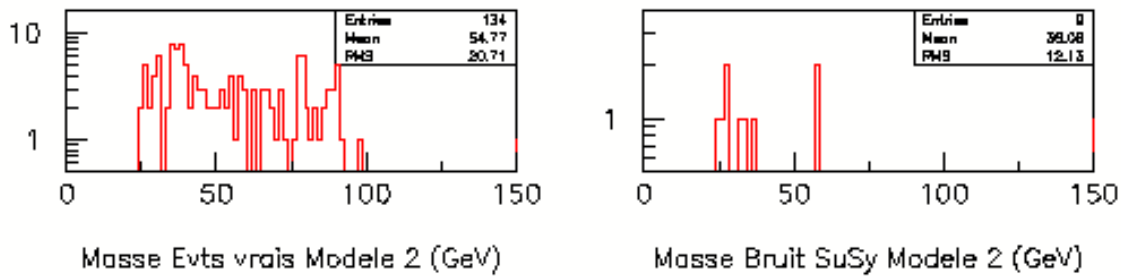


FIGURE 5.21 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons pour le modèle  $N^2$

Le nombre d'événements vrais est passé de 572 à 134, soit un rapport de 24.4%. Il ne reste après ces coupures plus de bruit du modèle standard.

### 5.4.3 Modèle N°3

En résumé, les coupures pour le modèle N°3 sont les suivantes :

- Masse  $> 50$  GeV
- DOCA  $< 0.05$  mm
- Distance entre vertex  $> 2$  mm
- Paramètre d'impact au primaire  $> 0.035$  mm et  $< 3.96$  mm

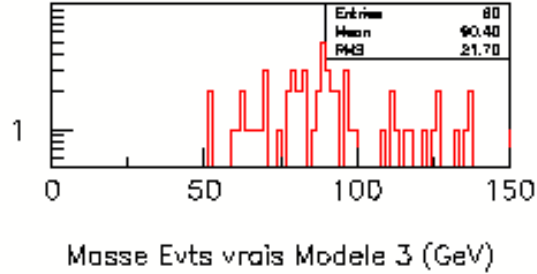


FIGURE 5.22 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons pour le modèle N°3

Le nombre d'événements vrais est passé de 169 à 60, soit un rapport de 35.5%. Il ne reste après ces coupures plus de bruit supersymétrique ni du modèle standard.

### 5.4.4 Modèle N°4

En résumé, les coupures pour le modèle N°4 sont les suivantes :

- Masse  $> 85$  GeV
- DOCA  $< 0.05$  mm
- Distance entre vertex  $> 0.5$  mm
- Paramètre d'impact au primaire  $> 0.05$  mm et  $< 0.5$  mm

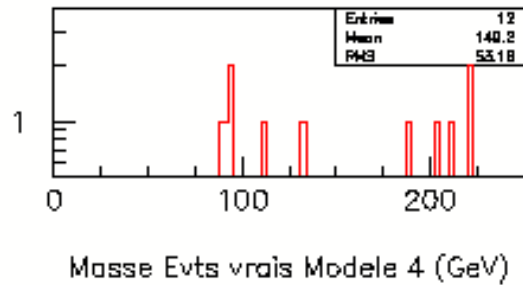


FIGURE 5.23 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons pour le modèle N°4

Le nombre d'événements vrais est passé de 35 à 12, soit un rapport de 34.3%. Il ne reste après ces coupures plus de bruit supersymétrique ni du modèle standard.

### 5.4.5 Modèle N°5

En résumé, les coupures pour le modèle N°5 sont les suivantes :

- Masse  $> 50$  GeV
- DOCA  $< 0.1$  mm
- Distance entre vertex  $> 3$  mm
- Paramètre d'impact au primaire  $> 0.04$  mm et  $< 5$  mm

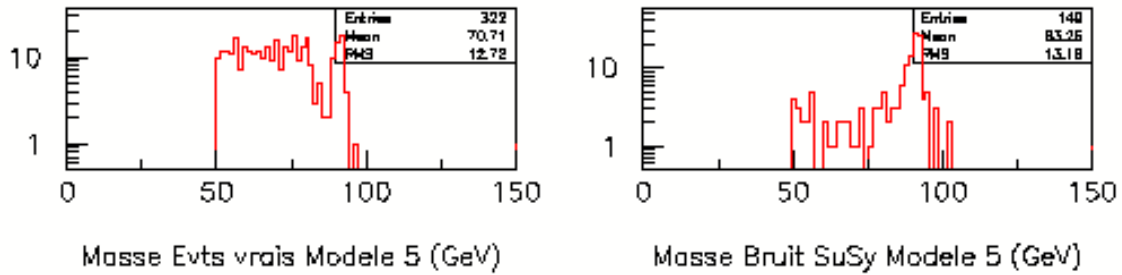


FIGURE 5.24 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons pour le modèle N°5

Le nombre d'événements vrais est passé de 1320 à 322, soit un rapport de 24.4%. Il ne reste après ces coupures plus de bruit du modèle standard.

## 5.5 Considération statistique sur le bruit et résultats

Je commence cette analyse par une discussion sur le bruit du modèle standard en prenant le cas le plus défavorable, c'est à dire celui du quark s. Pour une simulation de 10 millions d'événements, étant donné la forte section efficace du processus de génération pour le quark s ( $6.149 \cdot 10^{-2} mbarn$ ), Pythia n'a généré que 40.65 min. Bien que les coupures aient éliminé tous les événements de bruit, dans l'hypothèse d'un bruit poissonien :  $B_{40.65min} \in [0, 3.09] CL = 95\%$ . Cela implique que  $B_{1an} \in [0, 39953] CL = 95\%$ . La borne supérieure de cet intervalle est énorme. Ce problème provient du fait que générer environ une heure de bruit est insuffisant. De ce fait c'est la variance du bruit qui est bien trop importante. Face à une telle valeur pour le bruit du modèle standard, les événements de bruit résiduels supersymétriques deviennent négligeables, et ce quel que soit le modèle.

### 5.5.1 Modèle N°1

Sur la figure 5.25 est montré le résultat obtenu après application des filtres pour ce modèle, en rappelant que le temps LHCb pour obtenir ce nombre d'événements est de 3 ans.

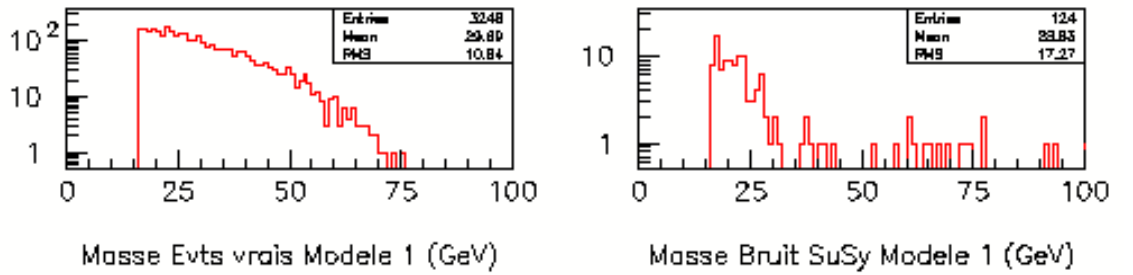


FIGURE 5.25 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons pour le modèle N°1

Ce modèle ne propose que des désintégrations à 3 corps. Il n'y a donc pas de reconstruction de la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$  possible par l'intermédiaire du  $W$ , ou de  $Z^0$  déplacés. Le signal est donc pour ce modèle uniquement sa masse reconstruite à partir des 2 leptons. On a pour une année LHCb :

$$S = \frac{3248 \pm 57}{3} = 1083 \pm 19 \quad CL = 95\% \quad (5.16)$$

$$\frac{S}{\sqrt{B}} > \frac{1083 \pm 19}{\sqrt{39953}} \geq 5.3 \quad CL = 95\% \quad (5.17)$$

Si la réalité concorde à ce modèle, il serait relativement aisé de distinguer le signal sur le bruit. En effet la section efficace de création du  $\tilde{\chi}_1^0$  est suffisamment élevée pour permettre la distinction rapidement.

### 5.5.2 Modèle N°2

Sur la figure 5.26 est montré le résultat obtenu après application des filtres pour ce modèle, en rappelant que le temps LHCb pour obtenir ce nombre d'événements est de 3 ans.

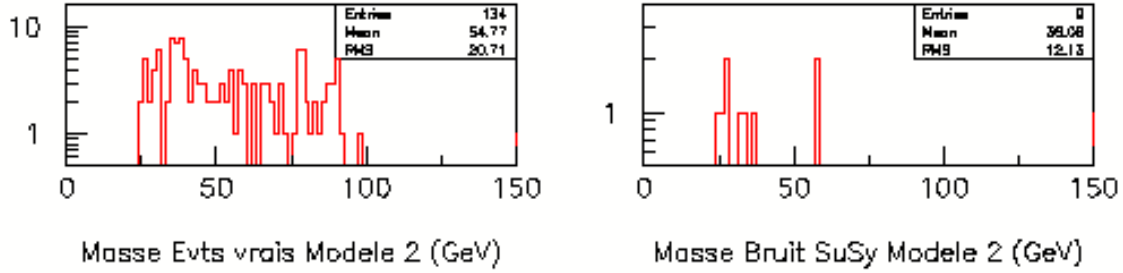


FIGURE 5.26 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons pour le modèle N°2

Maintenant, en demandant d'afficher uniquement les événements tels que :  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0\nu$ , on obtient la figure 5.27 :

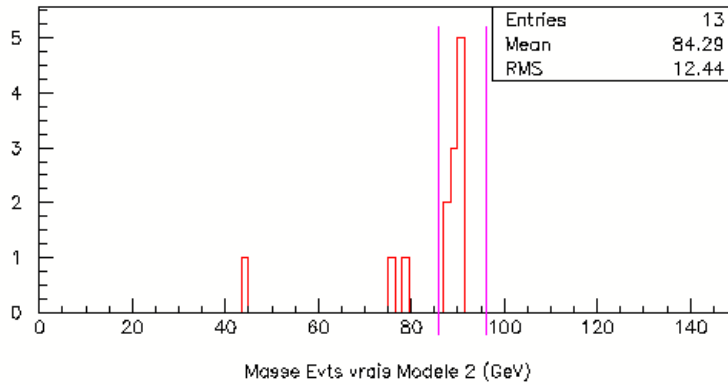


FIGURE 5.27 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons. Événements  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0\nu$ . Modèle N°2

Les 3 événements se trouvant en dehors de la fenêtre le sont car le  $Z^0$  s'est désintégré en  $\tau$ . En ouvrant une fenêtre entre 86 et 96 GeV pour la recherche d'un  $Z^0$ , n'ayant pas de bruit du modèle standard à partir de 25 GeV, il est possible de réduire la valeur théorique des bornes du bruit au moins par le rapport des tailles des fenêtres. La fenêtre du bruit va de 25 à 157 GeV. Le rapport de la taille des fenêtres vaut ici 13,2. J'ai fait l'hypothèse d'un bruit uniformément distribué dans cette fenêtre centrée sur le pic du  $Z^0$ . Ainsi le bruit est :  $B_{40,65min} \in [0, 0.234]$   $CL = 95\%$ , soit  $B_{1an} \in [0, 3027]$   $CL = 95\%$ . On a pour une année LHCb :

$$S = \frac{10^{+7.82}_{-5.25}}{3} = 3.33^{+2.61}_{-1.75} \quad CL = 95\% \quad (5.18)$$

$$\frac{S}{\sqrt{B}} > \frac{3.33^{+2.61}_{-1.75}}{\sqrt{3027}} \geq 3 \cdot 10^{-2} \quad CL = 95\% \quad (5.19)$$

Ce résultat pessimiste montre bien qu'il est nécessaire de simuler une bien plus grande quantité de bruit, 40 minutes LHCb ne suffisant pas pour conclure. Mais quand bien même le bruit serait plus faible, le nombre d'événements vrais après les filtres est d'environ 3 par année, autrement dit la section efficace de ce processus est trop faible pour permettre la détection en une année. (Considérant bien sûr que la section efficace prédite est correcte.)

Occupons-nous maintenant uniquement des événements tels que :  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp$ . Grâce à la méthode de reconstruction de la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ , on obtient la figure 5.28, en supposant toujours que seulement  $\frac{1}{4}$  des événements sont du signal.

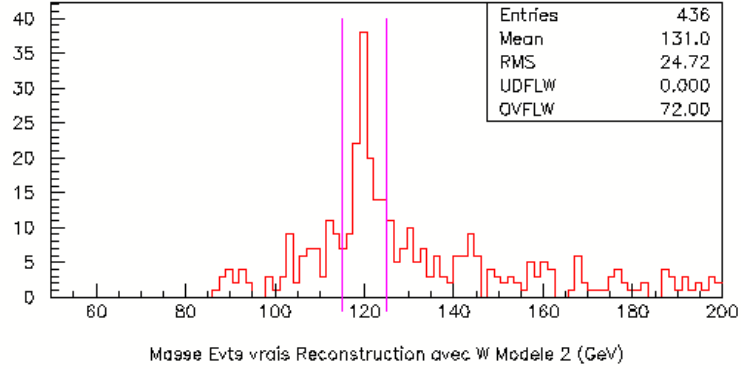


FIGURE 5.28 – Reconstruction de la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ . Evénements  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp$ . Modèle N°2

La figure 5.28 montre un pic très net à environ 120 GeV, la méthode de reconstruction fonctionne bien. En effet ce modèle proposait une masse pour le  $\tilde{\chi}_1^0$  de 119.7 GeV. L'ouverture de la fenêtre du signal est de 10 GeV, et la fenêtre du bruit s'étend de 25 à 157 GeV. 123 éléments se trouvent dans l'ouverture de la fenêtre pour le signal. On a pour une année LHCb :

$$S = \frac{123/4 \pm 5.5}{3} = 10.3 \pm 1.8 \quad CL = 95\% \quad (5.20)$$

$$\frac{S}{\sqrt{B}} > \frac{10.3 \pm 1.8}{\sqrt{3027}} \geq 0.15 \quad CL = 95\% \quad (5.21)$$

La section efficace de ce processus est toujours trop faible pour permettre la détection en une année avec ces considérations sur le bruit ; mais le signal étant de 10 événements par année il est envisageable de le détecter. J'ai divisé par 4 le nombre d'événements dans la fenêtre, mais en réalité je pense qu'il faut diviser par moins que 4 car le bon quart devrait se trouver en majorité dans la fenêtre alors que les mauvais trois quarts devraient se trouver en majorité en dehors. Ce dernier point améliorerait le rapport  $\frac{S}{\sqrt{B}}$ .

### 5.5.3 Modèle N°3

Sur la figure 5.29 est montré le résultat obtenu après application des filtres pour ce modèle, en rappelant que le temps LHCb pour obtenir ce nombre d'événements est de 9.3 ans.

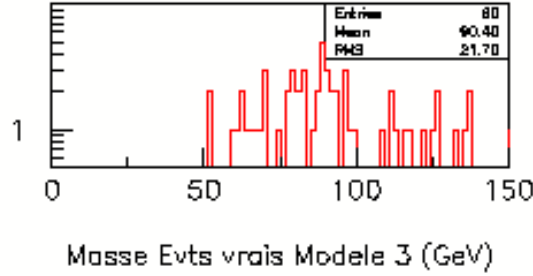


FIGURE 5.29 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons pour le modèle N°3

Maintenant, en demandant d'afficher uniquement les événements tels que :  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0\nu$ , on obtient la figure 5.30 :

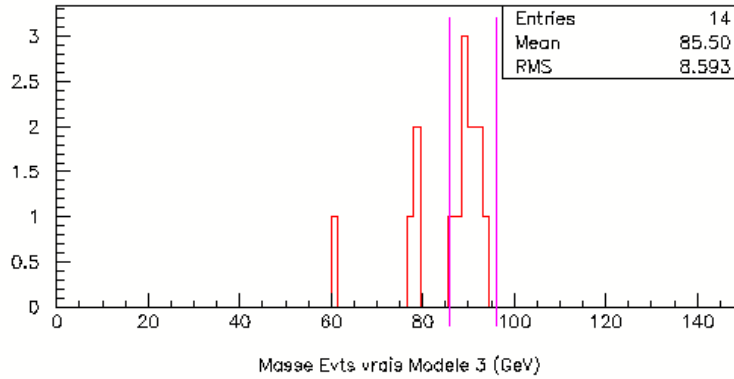


FIGURE 5.30 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons. Evénements  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0\nu$ . Modèle N°3

Les 4 événements se trouvant en dehors de la fenêtre le sont car le  $Z^0$  s'est désintégré en  $\tau$ . En ouvrant une fenêtre entre 86 et 96 GeV pour la recherche d'un  $Z^0$ , n'ayant pas de bruit du modèle standard à partir de 50 GeV, il est possible de réduire la valeur théorique des bornes du bruit par le rapport des tailles des fenêtres. La fenêtre du bruit va de 50 à 132 GeV. Le rapport de la taille des fenêtre vaut ici 8,2. Ainsi le bruit est :  $B_{40.65min} \in [0, 0.377]$   $CL = 95\%$ , soit  $B_{1an} \in [0, 4872]$   $CL = 95\%$ . On a pour une année LHCb :

$$S = \frac{10^{+7.82}_{-5.25}}{9.3} = 1.1^{+0.8}_{-0.6} \quad CL = 95\% \quad (5.22)$$

$$\frac{S}{\sqrt{B}} > \frac{1.1^{+0.8}_{-0.6}}{\sqrt{4872}} \geq 7 \cdot 10^{-3} \quad CL = 95\% \quad (5.23)$$

Le signal étant d'un événement par année, il faudrait plusieurs années pour détecter le signal même en améliorant la statistique sur le bruit de fond.

Occupons-nous maintenant uniquement des événements tels que :  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp$ . Grâce à la méthode de reconstruction de la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ , on obtient la figure 5.31, en supposant toujours que seulement  $\frac{1}{4}$  des événements sont du signal.

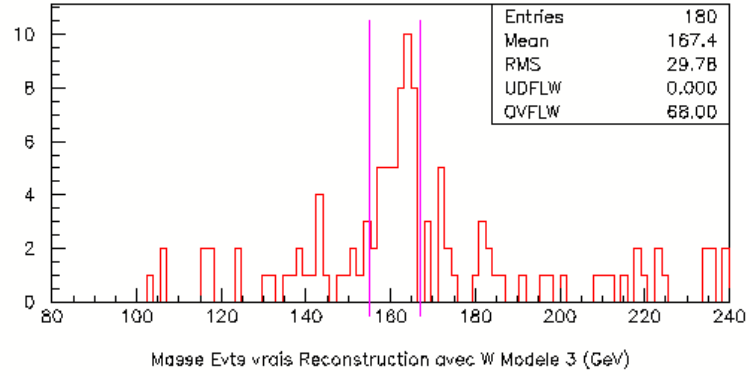


FIGURE 5.31 – Reconstruction de la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ . Événements  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp$ . Modèle N°3

La figure 5.31 montre un pic très net à environ 160 GeV. Ce modèle proposait une masse pour le  $\tilde{\chi}_1^0$  de 163.5 GeV. L'ouverture de la fenêtre du signal est de 12 GeV, et la fenêtre du bruit s'étend de 50 à 132 GeV. 43 éléments se trouvent dans l'ouverture de la fenêtre pour le signal. On a pour une année LHCb :

$$S = \frac{(43/4) \pm 3.3}{9.3} = 1.2 \pm 0.4 \quad CL = 95\% \quad (5.24)$$

$$\frac{S}{\sqrt{B}} > \frac{1.2 \pm 0.4}{\sqrt{5847}} \geq 1 \cdot 10^{-2} \quad CL = 95\% \quad (5.25)$$

Le signal étant d'un événement par année, il faudrait plusieurs années pour détecter le signal même en améliorant la statistique sur le bruit de fond.



### 5.5.4 Modèle N°4

Sur la figure 5.32 est montré le résultat obtenu après application des filtres pour ce modèle, en rappelant que le temps LHCb pour obtenir ce nombre d'événements est de 30 ans.

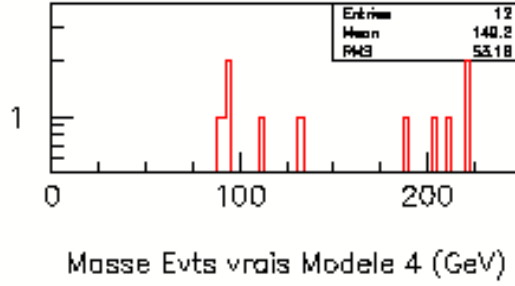


FIGURE 5.32 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons pour le modèle N°4

Maintenant, en demandant d'afficher uniquement les événements tels que :  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0\nu$ , on obtient la figure 5.33 :

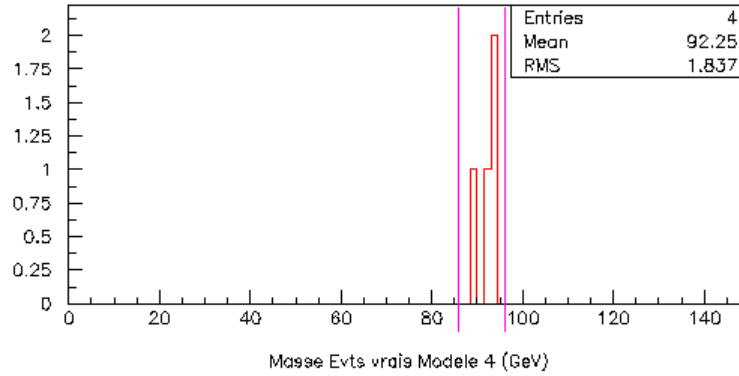


FIGURE 5.33 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons. Evénements  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0\nu$ . Modèle N°4

Ainsi le bruit est :  $B_{40.65min} \in [0, 3.09] CL = 95\%$ , soit  $B_{1an} \in [0, 39953] CL = 95\%$ . On a pour une année LHCb :

$$S = \frac{4^{+5.76}_{-2.63}}{30} = 0.13^{+0.2}_{-0.1} CL = 95\% \quad (5.26)$$

$$\frac{S}{\sqrt{B}} > \frac{0.13^{+0.2}_{-0.1}}{\sqrt{39953}} \geq 2.3 \cdot 10^{-4} CL = 95\% \quad (5.27)$$

A ce stade, il est impensable de détecter le signal.

Occupons-nous maintenant uniquement des événements tels que :  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp$ . Grâce à la méthode de reconstruction de la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ , on obtient la figure 5.34, en supposant toujours que seulement  $\frac{1}{4}$  des événements sont du signal.

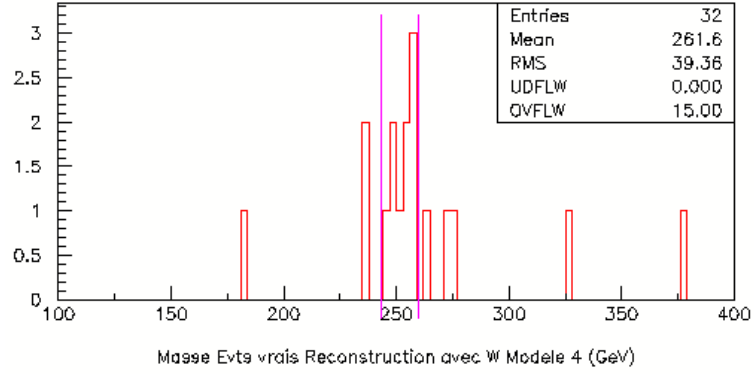


FIGURE 5.34 – Reconstruction de la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ . Événements  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp$ . Modèle N°4

La figure 5.34 montre un pic très net à environ 250 GeV. Ce modèle proposait une masse pour le  $\tilde{\chi}_1^0$  de 251.7 GeV. L'ouverture de la fenêtre du signal est de 17 GeV, et la fenêtre du bruit s'étend de 85 à 419 GeV. 9 éléments se trouvent dans l'ouverture de la fenêtre pour le signal. On a pour une année LHCb :

$$S = \frac{(9/4)^{+4.72}_{-1.64}}{30} = 0.08^{+0.16}_{-0.06} \quad CL = 95\% \quad (5.28)$$

$$\frac{S}{\sqrt{B}} > \frac{0.08^{+0.16}_{-0.06}}{\sqrt{2033}} \geq 5 \cdot 10^{-4} \quad CL = 95\% \quad (5.29)$$

A ce stade, il est impensable de détecter le signal.

### 5.5.5 Modèle N°5

Sur la figure 5.35 est montré le résultat obtenu après application des filtres pour ce modèle, en rappelant que le temps LHCb pour obtenir ce nombre d'événements est de 3 ans.

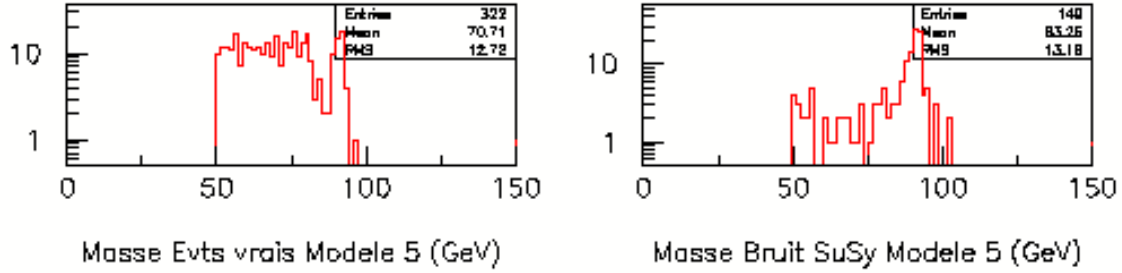


FIGURE 5.35 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons pour le modèle N°5

Maintenant, en demandant d'afficher uniquement les événements tels que :  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0\nu$ , on obtient la figure 5.36 :

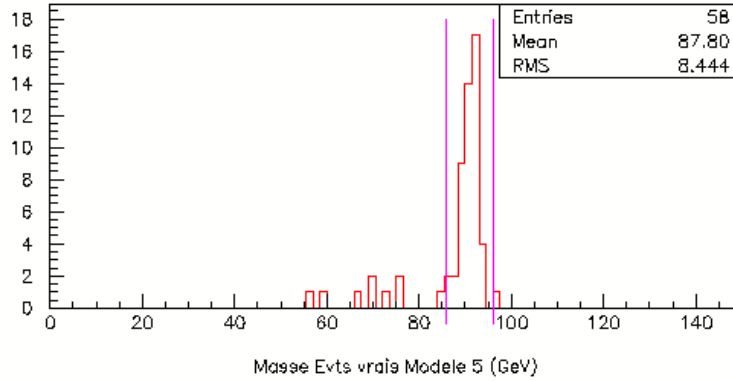


FIGURE 5.36 – Masse reconstruite à partir des 2 leptons. Evénements  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0\nu$ . Modèle N°5

Les quelques événements se trouvant bien en dessous de la fenêtre le sont car le  $Z^0$  s'est désintégré en  $\tau$ . En ouvrant une fenêtre entre 86 et 96 GeV pour la recherche d'un  $Z^0$ , n'ayant pas de bruit du modèle standard à partir de 50 GeV, il est possible de réduire la valeur théorique des bornes du bruit par le rapport des tailles des fenêtres. La fenêtre du bruit va de 50 à 132 GeV. Le rapport de la taille des fenêtre vaut ici 8,2. Ainsi le bruit est :  $B_{40.65min} \in [0, 0.377] CL = 95\%$ , soit  $B_{1an} \in [0, 4872] CL = 95\%$ . On a pour une année LHCb :

$$S = \frac{48 \pm 6.9}{3} = 16 \pm 2.3 \quad CL = 95\% \quad (5.30)$$

$$\frac{S}{\sqrt{B}} > \frac{16 \pm 2.3}{\sqrt{4872}} \geq 0.2 \quad CL = 95\% \quad (5.31)$$

Le signal est d'environ 16 événements par année, il serait utile d'améliorer la statistique sur le bruit pour déterminer précisément  $\frac{S}{\sqrt{B}}$ .

Occupons-nous maintenant uniquement des événements tels que :  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp$ . Grâce à la méthode de reconstruction de la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ , on obtient la figure 5.37, en supposant toujours que seulement  $\frac{1}{4}$  des événements sont du signal.

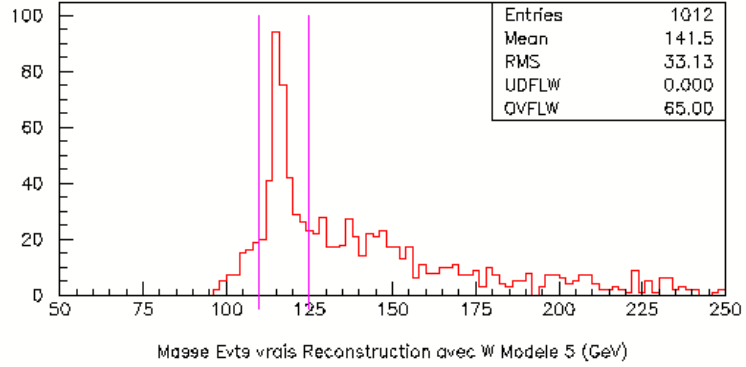


FIGURE 5.37 – Reconstruction de la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ . Événements  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm l^\mp$ . Modèle N°5

La figure 5.37 montre un pic très net à environ 115 GeV. Ce modèle proposait une masse pour le  $\tilde{\chi}_1^0$  de 115.5 GeV. L'ouverture de la fenêtre du signal est de 15 GeV, et la fenêtre du bruit s'étend de 50 à 184 GeV. 341 éléments se trouvent dans l'ouverture de la fenêtre pour le signal. On a pour une année LHCb :

$$S = \frac{(341/4) \pm 9}{3} = 28 \pm 3 \quad CL = 95\% \quad (5.32)$$

$$\frac{S}{\sqrt{B}} > \frac{28 \pm 3}{\sqrt{4472}} \geq 0.4 \quad CL = 95\% \quad (5.33)$$

Le signal est d'environ 28 événements par année, il serait utile d'améliorer la statistique sur le bruit pour déterminer précisément  $\frac{S}{\sqrt{B}}$ .

## 6. Conclusion

---

Dans cette étude, j'ai utilisé Pythia pour simuler des collisions proton-proton. Le détecteur est simulé par une acceptance angulaire, par une erreur gaussienne au vertex primaire ainsi que par une résolution spatiale au vertex secondaire. Le détecteur LHCb n'est pas parfait et les informations prises après le détecteur peuvent être erronées. Pour faire une étude qui reflète correctement la réalité, il faudrait une description complète du détecteur.

De plus, dans cette étude, toutes les collisions proton-proton sont uniques. En utilisant les pile-up, il se peut pour un événement que l'on ait à traiter deux collisions proton-proton ou plus. On se retrouve quelquesfois avec plusieurs points de vertex primaires à des positions différentes de l'espace, et cela peut entraîner une confusion entre vertex primaire et secondaire, rendant le modèle plus proche de la réalité. Dans le cadre de cette étude, ce problème est une vraie menace.

J'ai établi mes coupures sur un échantillon de plusieurs millions d'événements. Après les coupures, il ne reste plus d'événements de bruit et donc je tire une statistique en prenant 0 comme valeur de fond. La manière la plus correcte de donner un nombre d'événements restant de bruit après les coupures est de posséder deux échantillons de bruit. En effet le premier sert à établir la valeur des coupures et le second sert à les tester. Quand il ne reste plus qu'une dizaine d'événements de bruit, il est facile de déplacer très légèrement la valeur d'une coupure pour éliminer le bruit complètement. Cela marche sur le premier échantillon mais le deuxième est certainement moins sensible à cette dernière coupure.

Pour savoir si un processus sera détecté ou non en un temps fixé, il suffit de comprendre la formule simple  $N = \sigma \cdot \mathcal{L} \cdot t$  et de connaître le nombre d'événements de bruit durant ce temps. Le LHC fixe la luminosité, les coupures fixent le nombre d'événements de bruit résiduels, ainsi le temps fixé au départ détermine quels processus peuvent être ou non détectés. En fin de compte, en regardant simplement la valeur de la section efficace du processus cherché, on sait si le processus pourra être détecté ou non. Cette étude placerait la limite de détection à une valeur d'environ  $1 \cdot 10^{-8}$  mbarn. Les modèles proposant un nombre d'événements pour le signal supérieur à 5 par année sont les modèles 1,2 et 5. Seul le premier modèle offre avec certitude un rapport  $S/\sqrt{B}$  assez élevé pour permettre la détection du neutralino. Pour les modèles 2 à 5, il est impératif d'augmenter la statistique du bruit pour déterminer avec suffisamment de précision  $S/\sqrt{B}$ .



# 7. Annexe

---

Dans cette annexe figure les paramètres Pythia utilisés pour la simulation. En indiquant principalement les valeurs différentes de 0.

```
IMSS(1)=11 !Switch on SUSY MSSM input from an SLHA file.
do i=201,265
msub(i)=1
end do
do i=271,296
msub(i)=1
end do
MSTP(61) = 1! QED QCD initial state radiation on=1/off=0. Should be =1
MSTP(71) = 1! QED QCD final state radiation on=1/off=0
MSTP(81)=1! multiple interactions on=1/off=0. d=0,=21 if pile-up cons.
MSTP(82) = 3! structure of multiple interactions D=4
MSTP(111)=1! fragmentation and decay
MSTP(131)=0! Master switch for pile-up events
MSTP(132)=1! d=4 isub=91,92,93,94,95 allowed
MSTP(133)=0! p.u. biased distrib.-j for rare evnts when=2
MSTP(134)=1! multiplicity when MSTP(133)=0
MSTP(151)=1! Smear pos. of primary vertex acc.to gaussians (PARP(151-4)
MSTU(21)=1! p. conf. checked, misb. progr. exited, gen of event cont.
MSTP(2)=2! Compute alphas to second order L
MSTP(128)=2
PARP(89)=14000.0! reference energy scale
PARP(131)=0.0048! luminosity for pile-up events
PARP(151)=0.007! [mm] sigma x of beam
PARP(152)=0.007! [mm] sigma y of beam
PARP(153)=0.059! [mm] sigma z of beam
PARP(154)=0.! [mm/c] sigma t of beam
PARP(67)=1.0
PARP(81)=21
PARP(82)=4.50
PARP(90)=0.116
PARP(85)=0.33
PARP(86)=0.66
PARP(91)=1.0
MSTJ(26)=0
PARJ(11)=0.5
PARJ(12)=0.4
PARJ(13)=0.79
PARJ(14)=0.0
PARJ(15)=0.018
PARJ(16)=0.054
PARJ(17)=0.131
PARJ(33)=0.4
```

Pour la simulation du bruit du modèle standard, les paramètres suivants sont différents :

```
subroutine initZW
MSEL=0! full user control
MSUB(1)=1! W Z production, look at p.147 pythia L
MSUB(2)=0! L
MSUB(15)=1
MSUB(16)=0
MSUB(19)=1
MSUB(20)=0
MSUB(30)=1
MSUB(31)=0
MSUB(35)=0
MSUB(36)=0
MSUB(22)=1! LA
MSUB(23)=1! LA
MSUB(25)=0
MSUB(69)=0! LA
MSUB(70)=0
MSTP(43)=2! only Z in gamma/Z production
! Allow only Z->b bbar
do i=174,189
MDME(i,1)=0
end do
MDME(178,1)=1
end subroutine initZW

subroutine initqqbar
select case (bruit)
case (2)! quark s
MSTP(7) = 3! choice of heavy flavour in proc. 81-85
case (3)! quark c
MSTP(7) = 4! choice of heavy flavour in proc. 81-85
case (4)! quark b
MSTP(7) = 5! choice of heavy flavour in proc. 81-85
case (5)! quark t
MSTP(7) = 6! choice of heavy flavour in proc. 81-85
end select
MSEL = 0
MSUB( :) = 0
MSUB(81) = 1! qqbar->QQbar
MSUB(82) = 1! ggbar->QQbar
MSTU(21)=1! p. conf. checked, misb. progr. exited, gen of event cont.
ckin(1)=30! sqrt(shat) minv
end subroutine initqqbar
```



# Bibliographie

- [1] CERN. Geneva. LHC Experiments Committee. LHCb Collaboration. LHCb reoptimized detector design and performance : Technical Design Report. 2003.
- [2] CERN. Geneva. LHC Experiments Committee. LHCb : Technical Proposal. 1998.
- [3] Stephen P. Martin. A Supersymmetry Primer. Submitted on 16 Sep 1997 (v1), last revised 10 Dec 2008 (this version, v5).
- [4] Sabes David. Travaux sur le Neutralino dans le cadre de l experience LHCb. Travail de stage au LPHE 2008.
- [5] P. Antilogus, JE Augustin, R. Barbier, M. Berggren, L. Chaussard, V. Chorowicz, A. Duperrin, N. Ghodbane, P. Jonsson, and P. Verdier. Physique des saveurs lourdes, mesures électrofaibles et recherche de particules supersymétriques dans DELPHI.
- [6] F. de Campos, O. J. P. Eboli, M. B. Magro, and D. Restrepo. Searching supersymmetry at the LHCb with displaced vertices. 2008.
- [7] Pythia 6.415. 25 Feb 2008.
- [8] Johan Luisier. Etude de faisabilité et implémentation d'un trigger à di-électron pour le HLT de LHCb. 2007.
- [9] WM Yao, C. Amsler, D. Asner, et al. Particle Data Group. *J. Phys. G*, 33(1) :34, 2006.