

Étude du signal $H^0/A^0 \rightarrow \tau\mu$ aux
collisionneurs hadroniques
et
intercalibration du calorimètre de DØ
au Run II du Tevatron

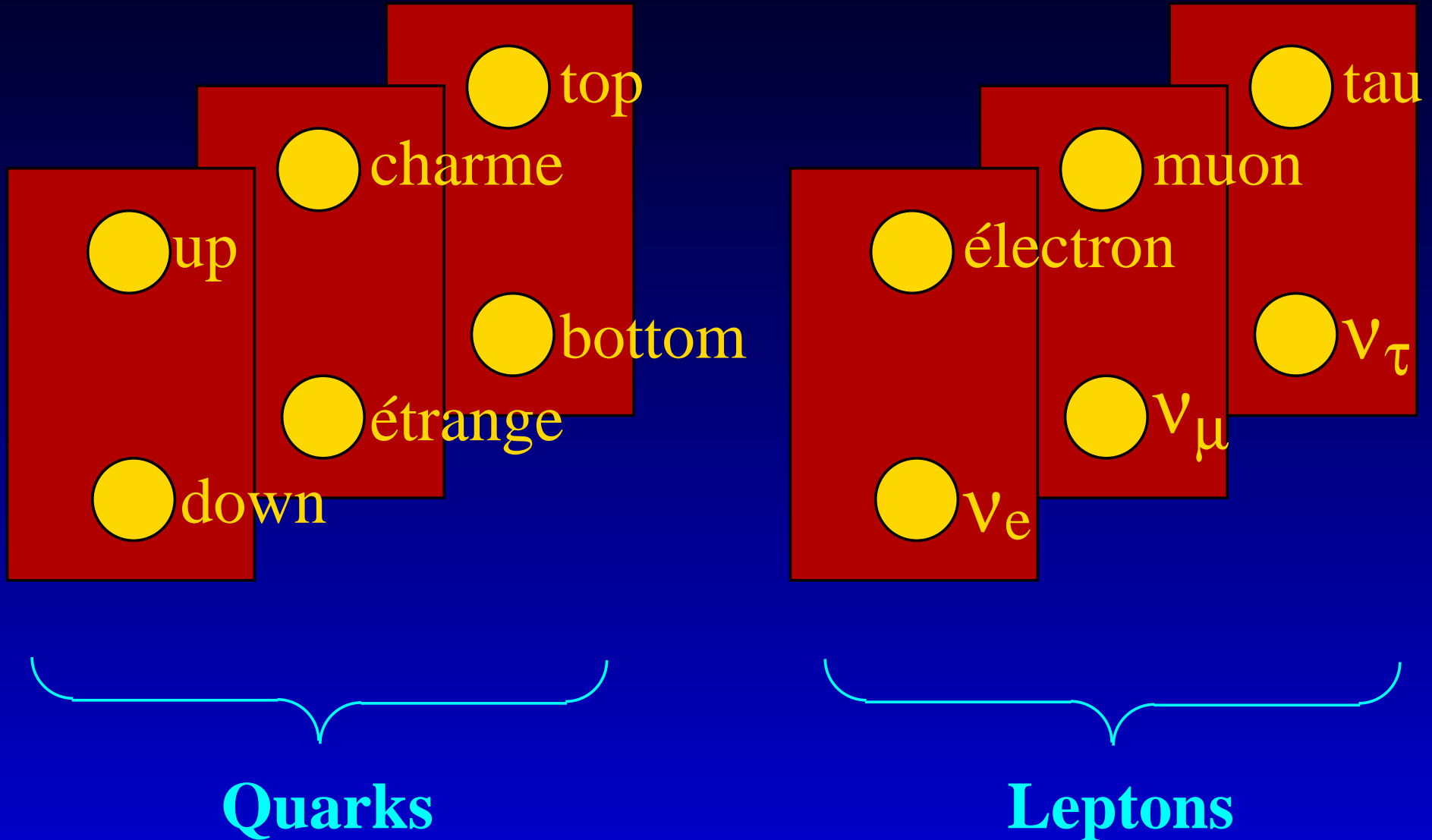
Pierre-Antoine Delsart

IPNL

Plan

- I Problematique. Rappel sur le modèle standard
- II L'expérience DØ, l'intercalibration du calorimètre
- III Les modèles à deux doublets de Higgs et la désintégration $A^0/H^0 \rightarrow \tau\mu$

Les particules élémentaires



Le modèle standard et ses symétries

Le modèle standard : une théorie de champs quantiques

Structure gouvernée par ses symétries

- ▶ La symétrie de l'espace-temps est celle de Poincaré (rotations, translations, transfo. de Lorentz)
 - ⇒ les particules élémentaires sont caractérisées par 3 nombres **la masse, le spin et la parité.**
- ▶ Le lagrangien du modèle standard possède une “symétrie jauge” : il est invariant sous

$$\psi \rightarrow U\psi \quad \text{avec} \quad U \in SU(3) \times SU(2) \times U(1)$$

Cette symétrie est locale ⇒ elle décrit les interactions en termes de Particules.

Le modèle standard et ses symétries

Le modèle standard : une théorie de champs quantiques

Structure gouvernée par ses symétries

- ▶ La symétrie de l'espace-temps est celle de Poincaré (rotations, translations, transfo. de Lorentz)
 - ⇒ les particules élémentaires sont caractérisées par 3 nombres **la masse, le spin et la parité.**
- ▶ Le lagrangien du modèle standard possède une “symétrie jauge” : il est invariant sous

$$\psi \rightarrow U\psi \quad \text{avec} \quad U \in SU(3) \times SU(2) \times U(1)$$

Cette symétrie est locale \implies elle décrit les interactions en termes de Particules.

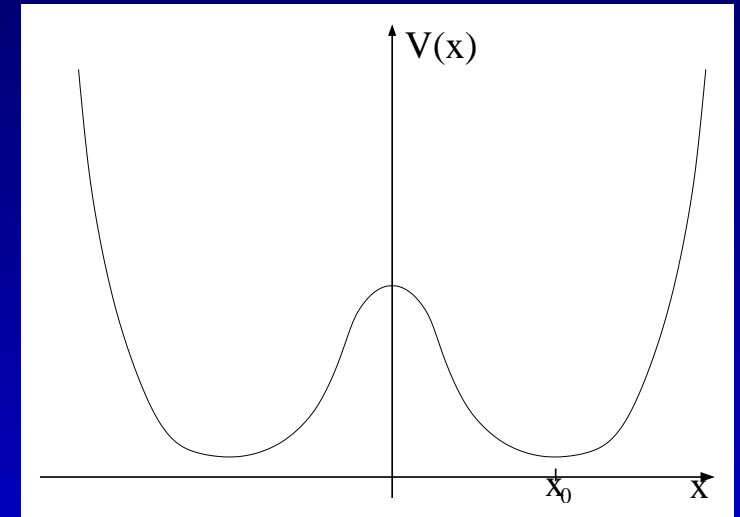
Problème : la symétrie $SU(2) \times U(1)$ est incompatible avec la description de particule massive

Le mécanisme de Higgs

Introduction d'un doublet sous $SU(2) \times U(1)$ de champs scalaires Φ :

$$-\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - V(\Phi) \quad \Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

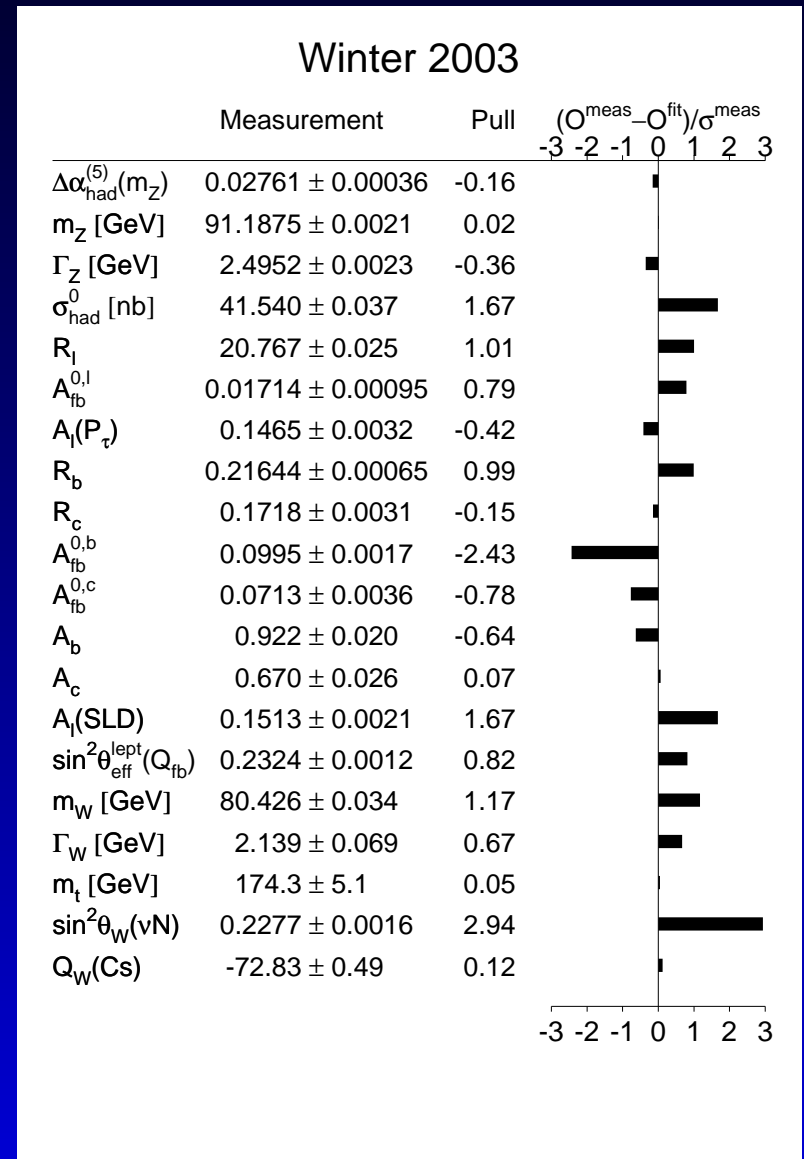
V est tel que l'état fondamental n'est pas symétrique : on développe la théorie autour de cet état fondamental.



- ▶ termes de masses pour quarks, leptons, W^\pm et Z^0
- ▶ Il reste 1 champ scalaire : celui du **boson de Higgs**

Succès du modèle standard

- ▶ Théorie cohérente et renormalisable.
- ▶ Très nombreux succès expérimentaux : prédiction et découvertes
 - des bosons W et Z
 - du lepton τ
 - du quark top



Faiblesses du modèle standard

Le modèle standard pose quelques problèmes gênants:

- ▶ D'un point de vue théoriques
 - nombre de familles, nombres de paramètres
 - problème de hiérarchie et de naturalité
 - pas de description de la gravitation
- ▶ D'un point de vue expérimental
 - **Le boson de Higgs n'a pas encore été observé** (limite dans le modèle standard $m_h > 113.3$ GeV)
 - problème cosmologique
 - Moment magnétique anormal du muon

Au-delà du modèle standard

De nombreuses théories sont développées pour étendre le modèle standard.

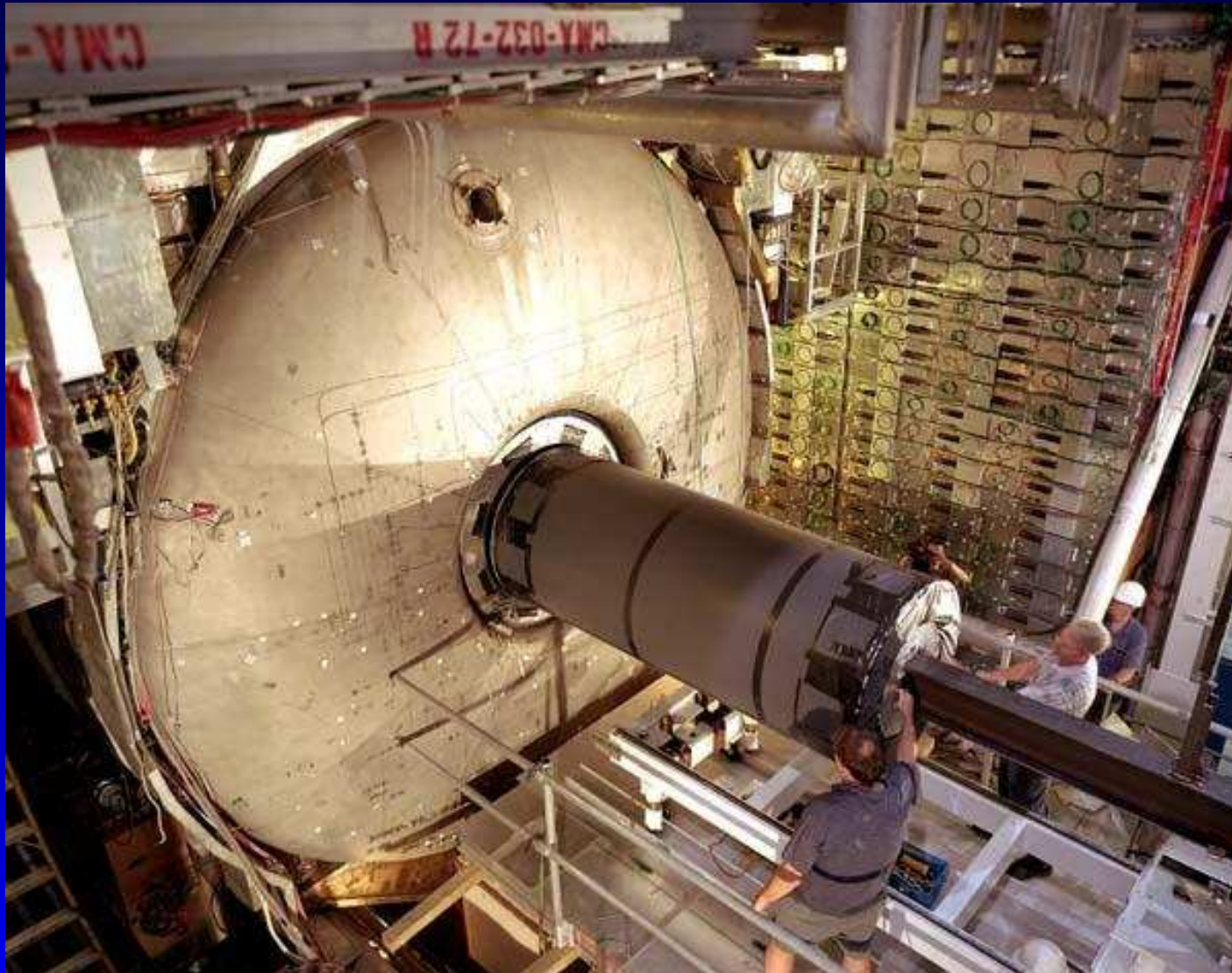
Beaucoup de tentatives d'extensions des symétries du modèle :

- ▶ Grande Unification : extension du groupe des symétries internes ($SU(5)$, $SO(10)$, ...)
- ▶ Dimensions supplémentaires : extension des symétries de l'espace-temps.
- ▶ La SuperSymétrie : symétrie bosons-fermions

Autre tentative

- ▶ La technicouleur : Le boson de Higgs n'est pas élémentaire mais un condensat d'autres particules, les "techni-fermions"
- ▶ Une extension très simple : les modèles à 2 doublets de Higgs

L'expérience DØ l'intercalibration du calorimètre.

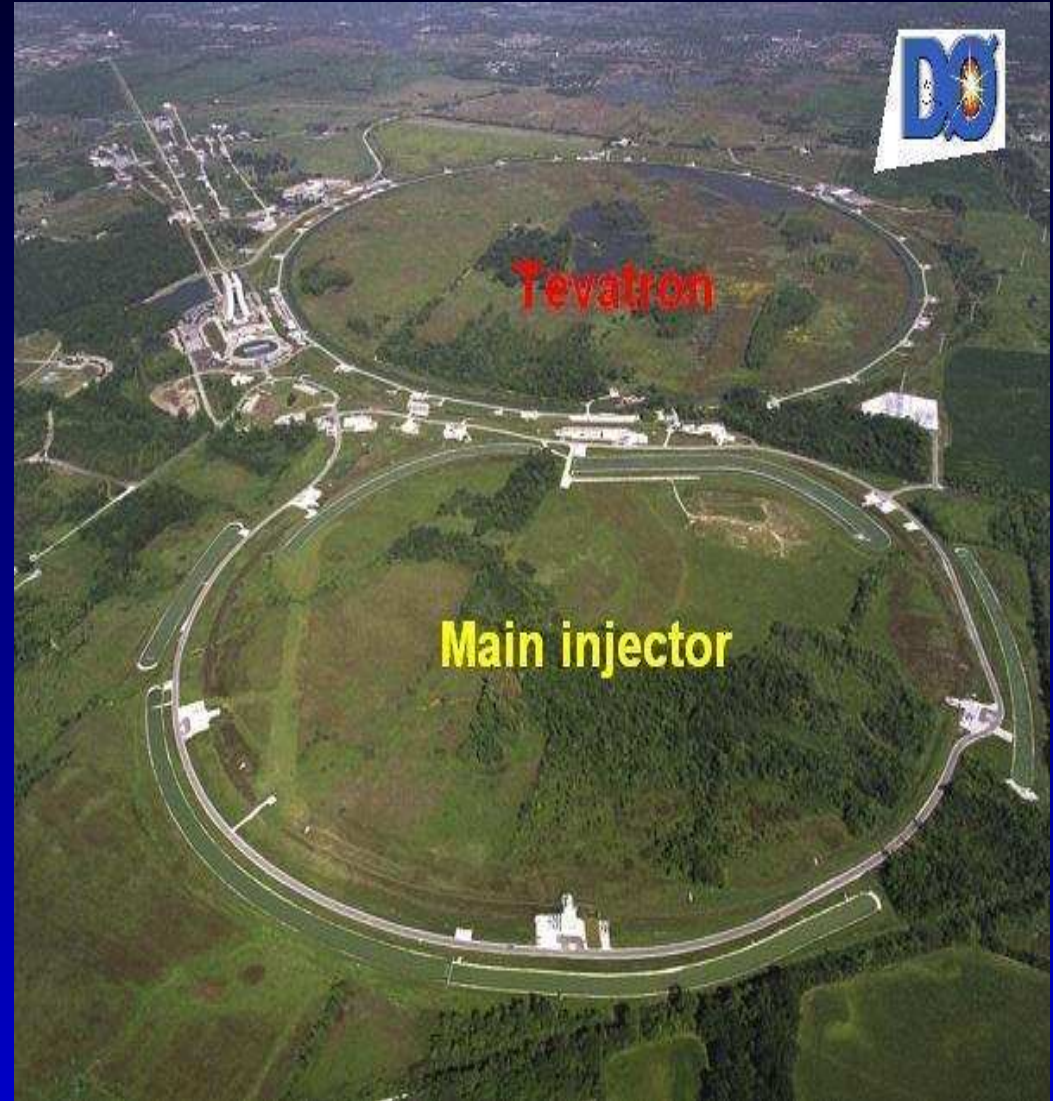


Le site du Fermilab

Complexe d'accélérateur comprenant le collisionneur proton-antiproton **Tevatron**

Deux détecteurs

- ▶ CDF : Collisions Detector at Fermilab
- ▶ DØ



Deux périodes de fonctionnement

- ▶ 1992-1996 : le Run I. Découverte du quark top à DØ et CDF
- ▶ à partir de 2001 : le Run IIa jusque 2005, puis le Run IIb

Caractéristiques du Tevatron

Énergie dans le CM

1.96 TeV

nombre paquets $p \times \bar{p}$

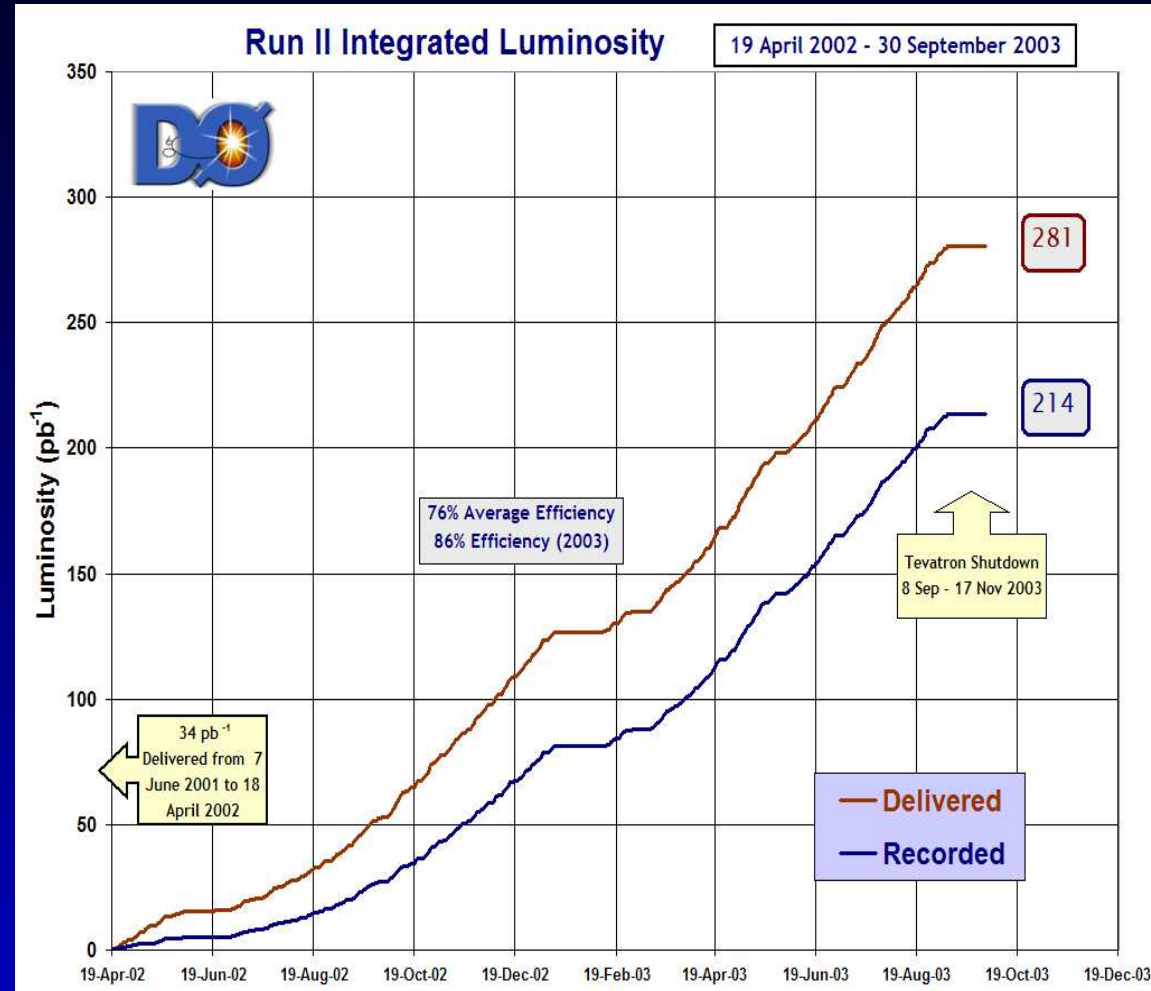
36×36

temps entre 2 paquets

396 ns

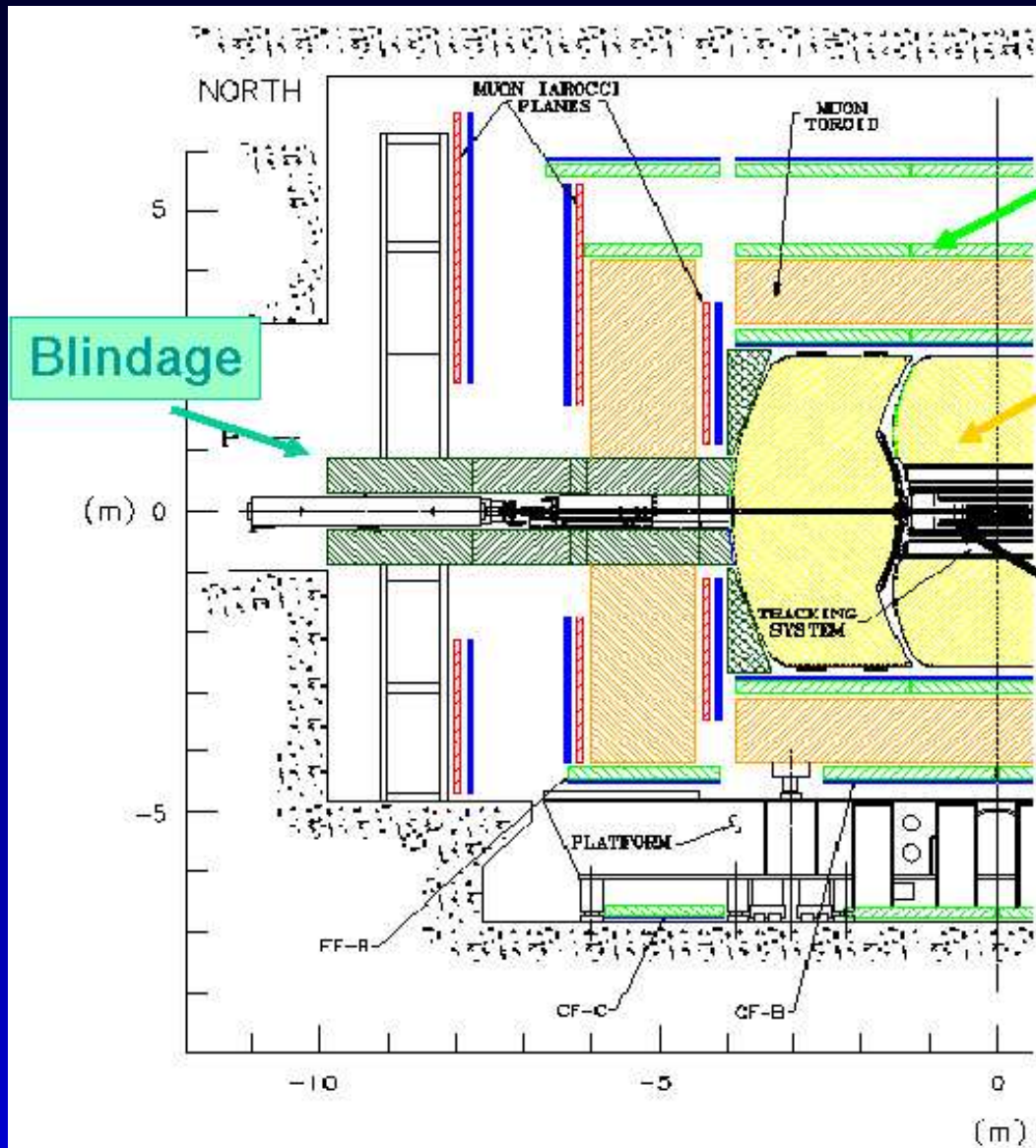
luminosité instantannée

$0.4(0.86) \times 10^{32} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$



Luminosité intégrée initialement prévue pour le Run IIa : 2fb^{-1}

Le détecteur DØ



Détecteurs à μ : MDT, PDT, scintillateurs

Calorimètre: *Electronique de lecture rapide, Trigger - conserve les performances du Run I dans l'environnement Run II*

Trajectographe: *solenoïde, détecteur de vertex au silicium, trajectographe à fibres*
Mesure de l'impulsion.
Détecteur de pied de gerbe

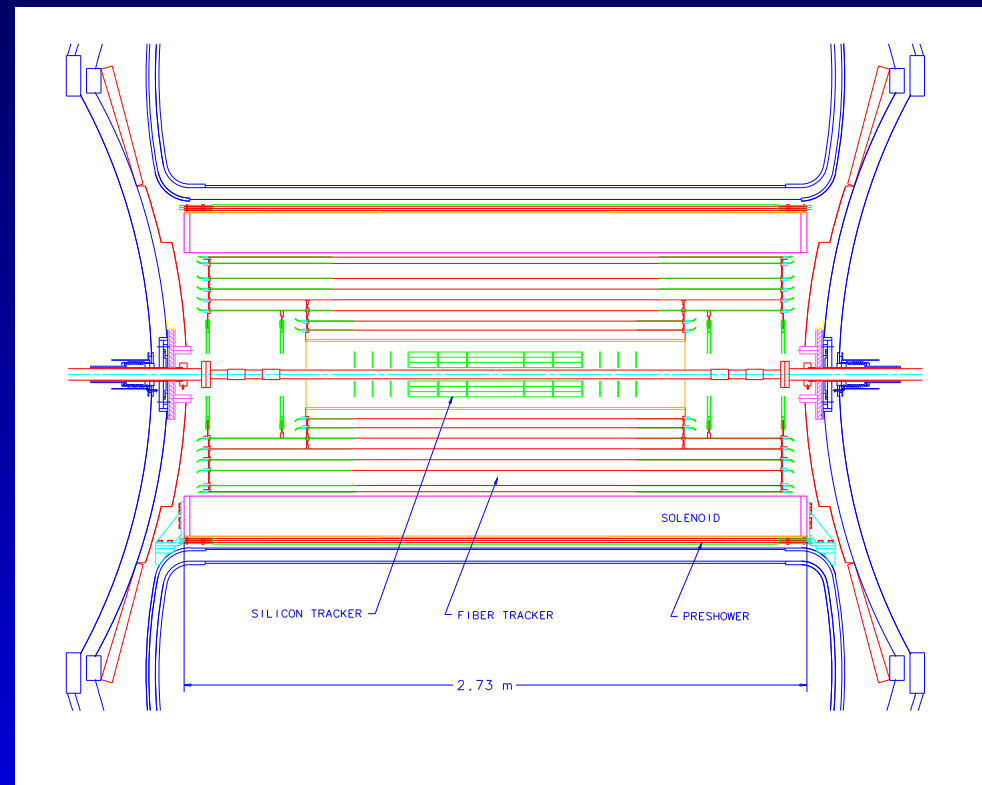
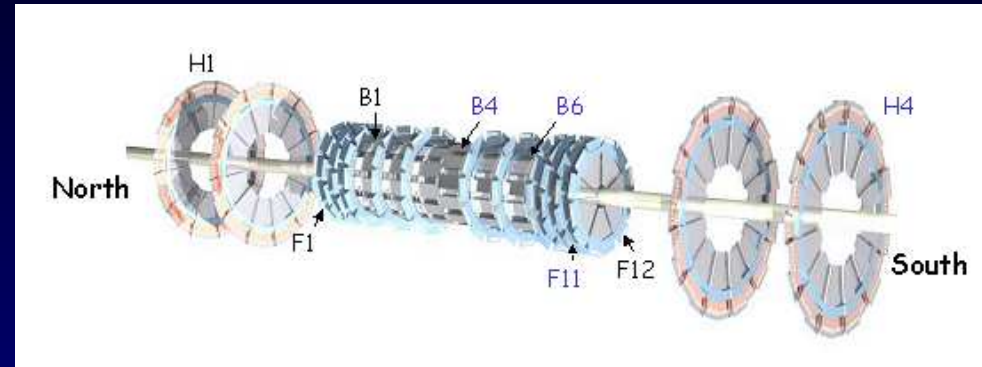
Trigger de niveau 3 (pipeline)
Améliorations du DAQ pour des croisements de paquets toutes les 132 ns (act. 396 ns)

Le détecteur de traces central

Nouveau système pour le Run II:

- ▶ Détecteur de vertex au silicium. Précision sur les vertex (plan transverse):
 - primaire : 15-30 μm
 - secondaire : 40 μm
- ▶ Détecteur de traces à fibres scintillantes
 - précision 100 μm

L'ensemble contenu dans un solénoïde (champs magnétique 2T)



Le calorimètre

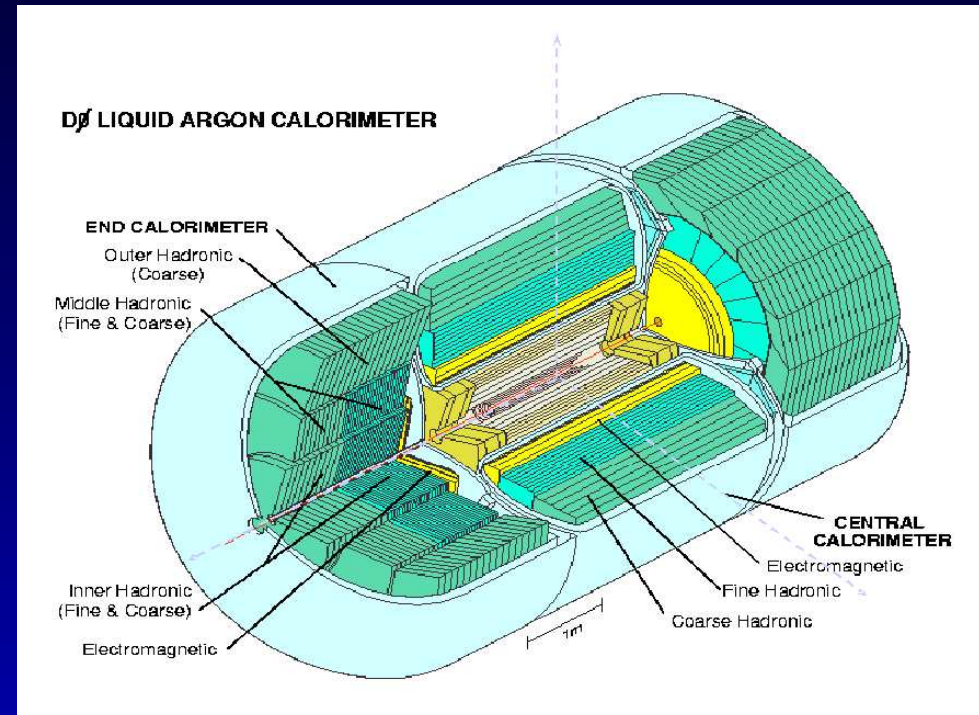
Même calorimètre à argon liquide et uranium qu'au Run I.

3 qualités essentielles :

- ▶ fine granularité (0.1×0.1)
- ▶ bonne compensation
- ▶ bonne couverture angulaire

Nouveautés pour le Run II :

- ▶ électronique de lecture
- ▶ détecteurs de pieds de gerbes



$$\left(\frac{\sigma E}{E}\right)^2 = C^2 + \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2$$

$$C = 0.003$$

$$S = 0.157 \text{ GeV}^{1/2}$$

$$N = 0.140 \text{ GeV}$$

$$C = 0.032$$

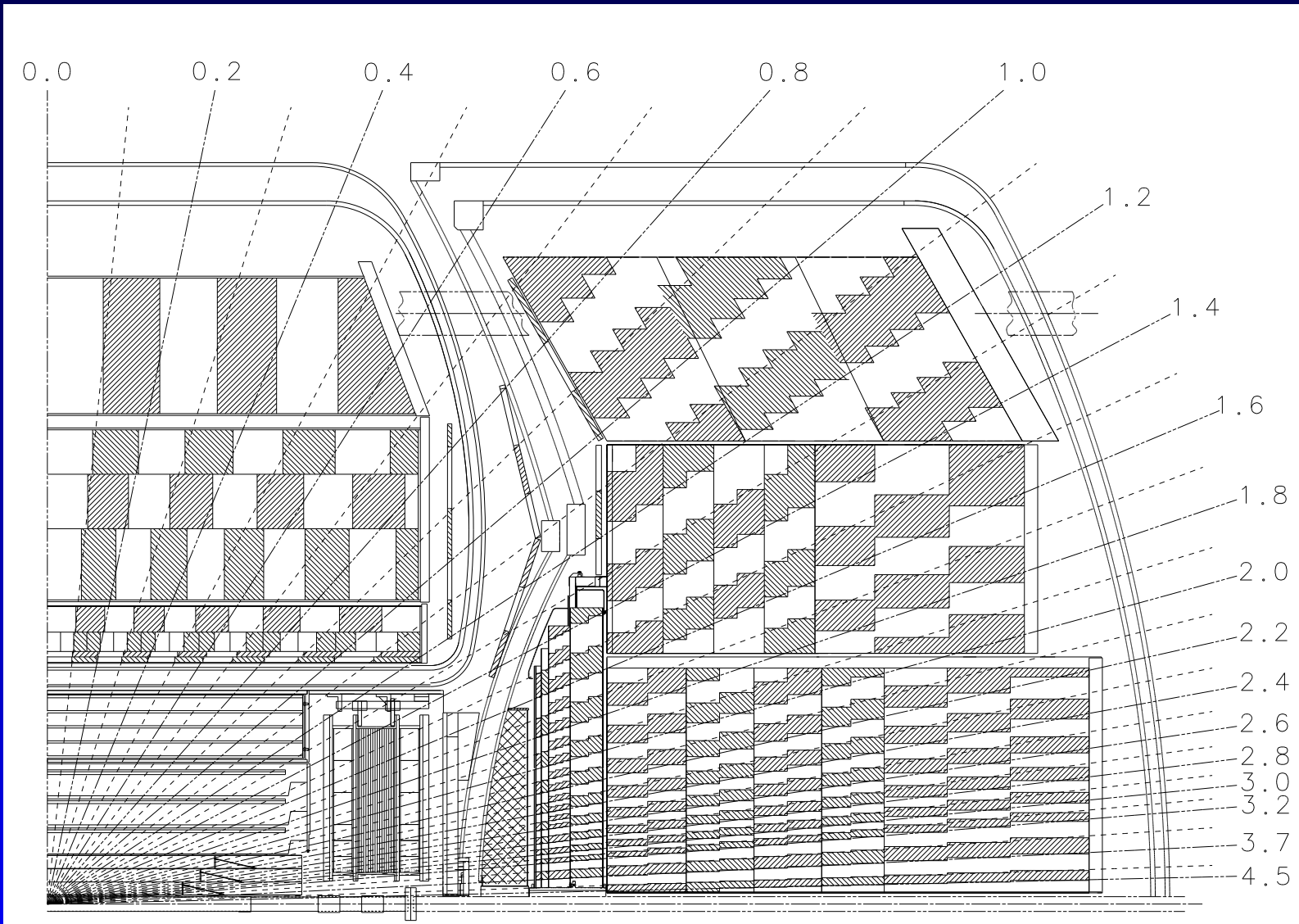
$$S = 0.41 \text{ GeV}^{1/2}$$

$$N = 0.128 \text{ GeV}$$

Le calorimètre : structure

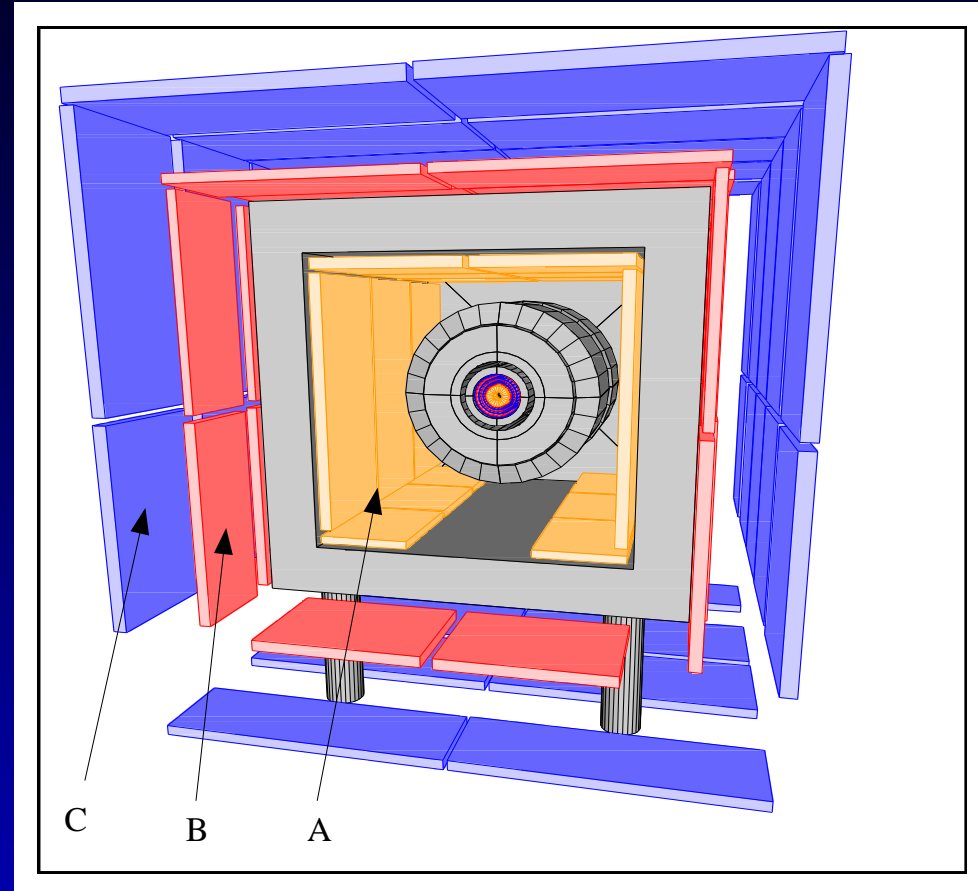
La brique élémentaire du calorimètre : la cellule.

Les cellules sont réparties en couches concentriques et en tours pseudo projectives.



Détecteur de muon

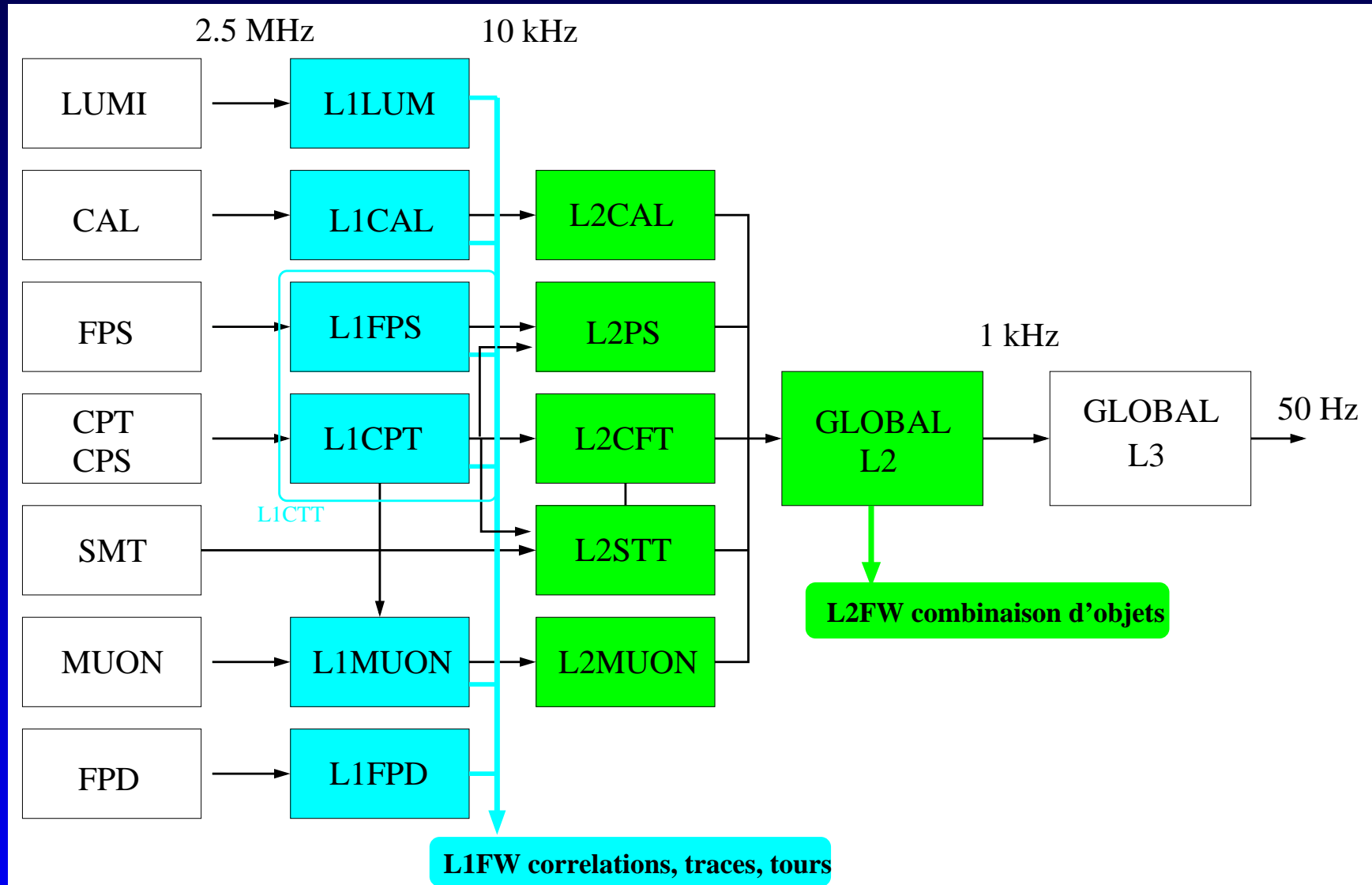
Composé de 3 couches de chambres à dérive (A, B, C) associées à des scintillateurs et un aimant toroidale



Le système d'acquisition

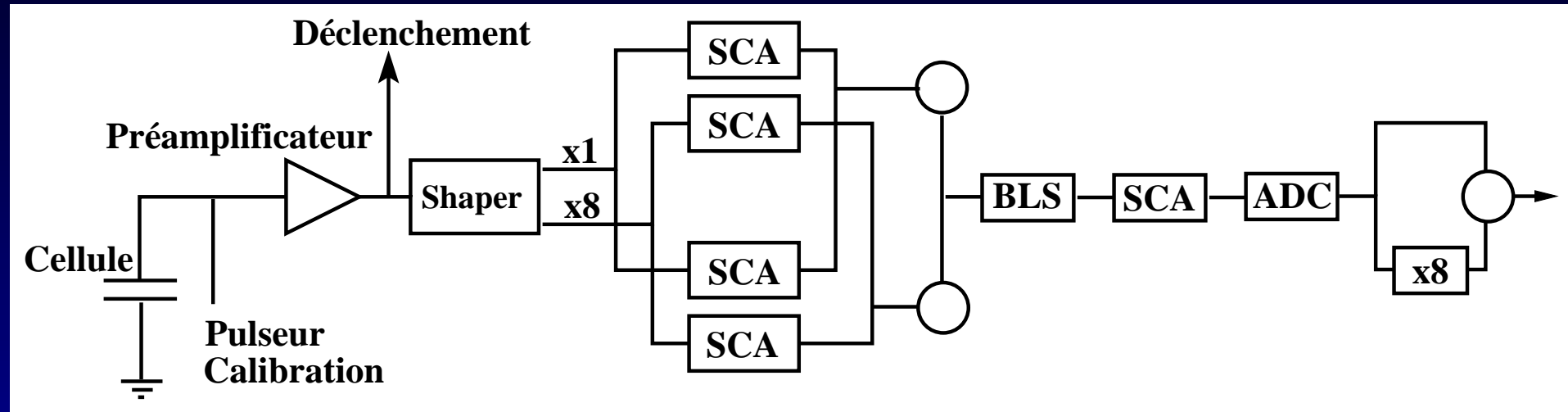
Nouveau système d'acquisition :

- ▶ Niveau 1 : 2.5MHz → 10 kHz
- ▶ Niveau 2 : 10kHz → 1 kHz
- ▶ Niveau 3 : 1kHz → 50 Hz



La calibration du calorimètre

Nouvelle électronique de lecture



et pas de test en faisceaux : gros efforts de calibration

- ▶ calibrations électroniques (non-linéarité, gains, en temps)
- ▶ calibrations “intermédiaires” (intercalibration, facteurs d'échelle)
- ▶ calibrations sur les objets EM (géométrique, sur la masse du Z)
- ▶ calibration des jets de particules

Principes de l'intercalibration en phi

La physique est symétrique en ϕ **et** le calorimètre est symétrique en ϕ

⇒ Les grandeurs mesurée dans des parties symétriques en ϕ (anneaux de cellules) doivent être uniformes en moyenne.

En faisant l'hypothèse

$$E_{\text{mesurée}} = \alpha E_{\text{déposée}} + \beta$$

non-uniformité \implies calcul de corrections aux constantes α et β .

Source des non-uniformité :

- ▶ Imperfections de la calibration électronique
- ▶ Différences cellules à cellules
- ▶ Matériaux morts devant le calorimètre

Méthodes d'intercalibration

On compare des grandeurs mesurée dans des parties symétriques (**cellules**) par rapport à celle dans un ensemble de référence (**anneau de cellules**)

On ne compare que les grandeurs d'événement d'énergie suffisante : seuils E_i, E

$S_i(E_i), S(E)$, flux d'énergies

$N_i(E_i), N(E)$, nombre d'occurrences

Plusieurs algorithmes ont été envisagés

- ▶ Cas simple $E_i = \alpha_i E$ ($\beta_i = 0$, α_i constante **relative**)

$$S_i(E_i) = \alpha_i S(E) \implies E_i = \alpha_i E$$

alors $\alpha_i = E_i/E$ quand $E_i/E = S_i(E_i)/S(E)$

Méthodes d'intercalibration

- ▶ Cas $\beta \neq 0$

$$N_i(E_i) = N(E) \implies \begin{cases} E_i = \alpha_i E + \beta_i \\ S_i(E_i) = \alpha_i S(E) + N(E)\beta_i \end{cases}$$

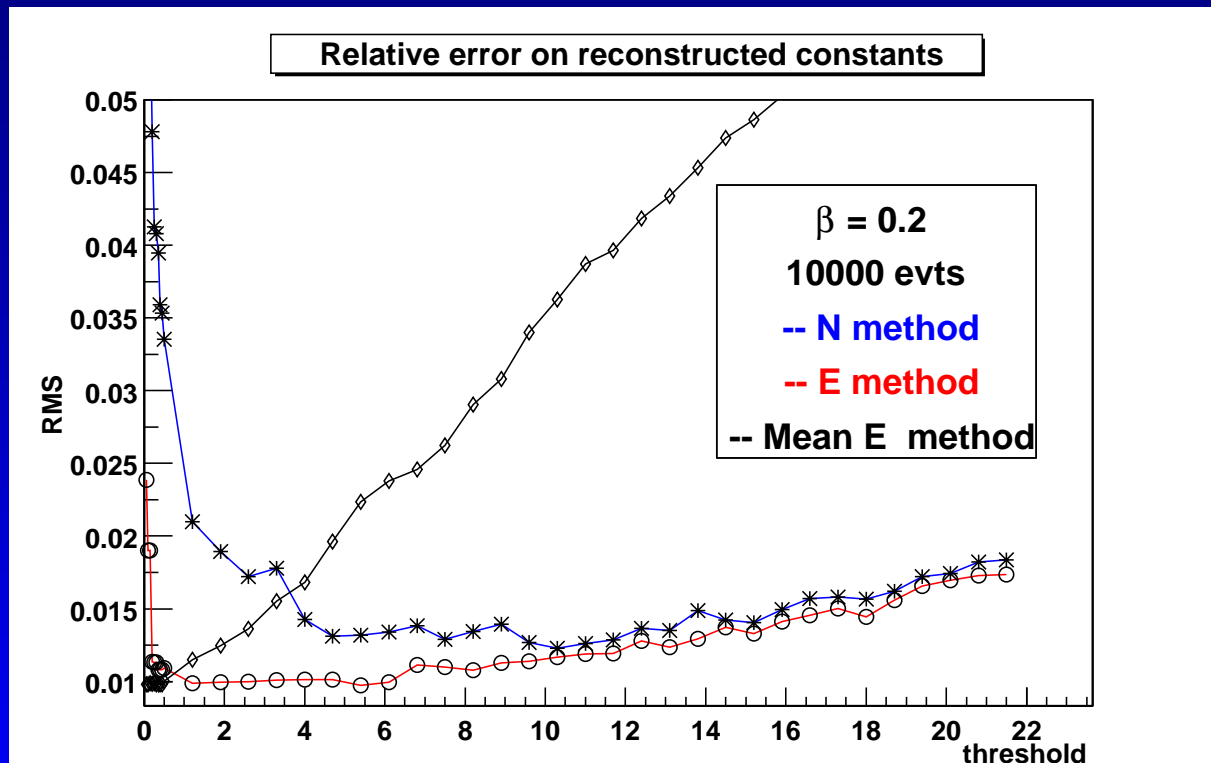
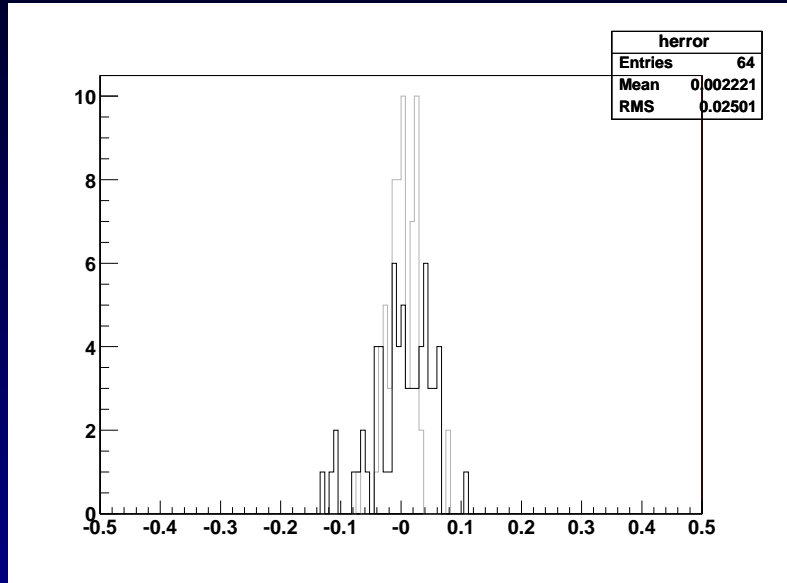
alors

$$\alpha_i = \frac{E_i N_i(E_i) - S_i(E_i)}{E N(E) - S(E)} \quad \beta_i = E_i - \alpha_i E$$

Après le test d'une dizaine d'algorithmes, 2 ont été sélectionnés :

- ▶ Optimization de la reconstruction
- ▶ Calibration à haute énergie (≥ 1 GeV par cellule)
- ▶ Moins sensible aux biais de déclenchement.

Méthodes d'intercalibration, illustrations



Estimation des effets de la décalibration

Effets de la décalibration et de l'intercalibration sur la résolution en énergie des électrons : influence sur le terme constant.

Hypothèse : constantes α répartie avec un écart-type σ_α

$$C_{\text{decal}} \sim \sigma_\alpha$$

après intercalibration

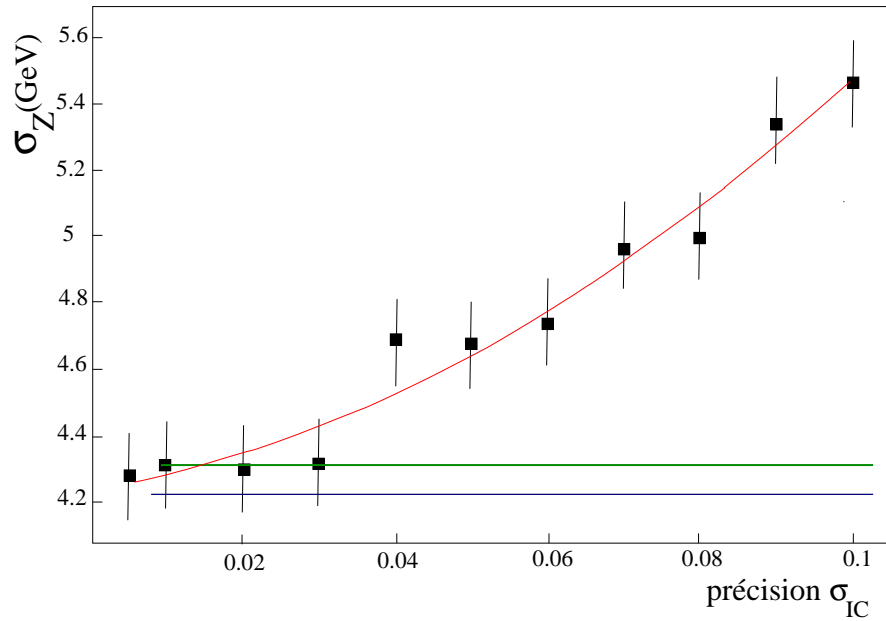
$$C_{\text{corrigé}} \sim \sigma_\alpha/8 + \sigma_{IC}$$

Vérification avec évènements $Z \rightarrow ee$ simulés

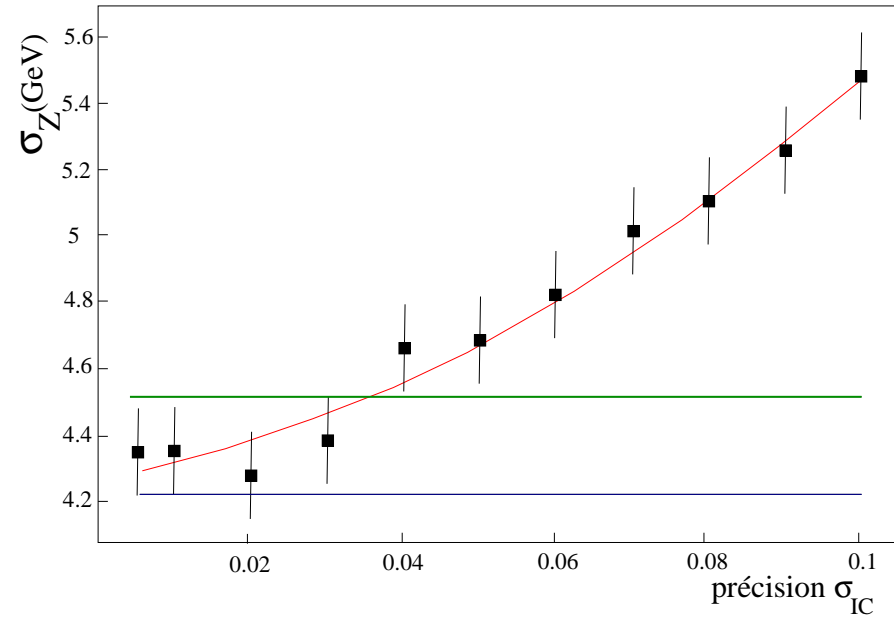
- ▶ On simule une décalibration dans chaque cellule σ_α
- ▶ On simule une correction avec une précision donnée σ_{IC}
- ▶ On compare les largeurs du pic de masse

Simulation de la décalibration

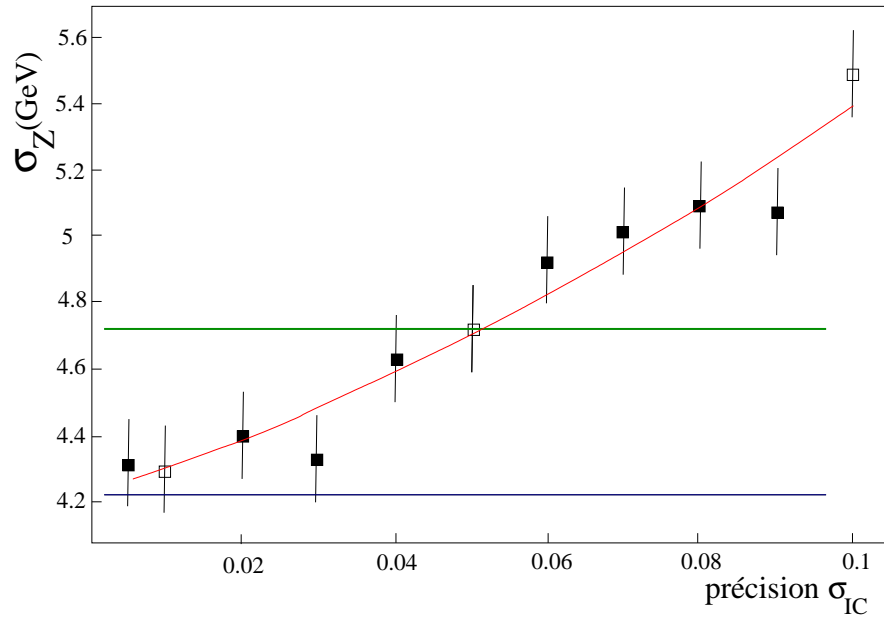
Décalibration = 1%



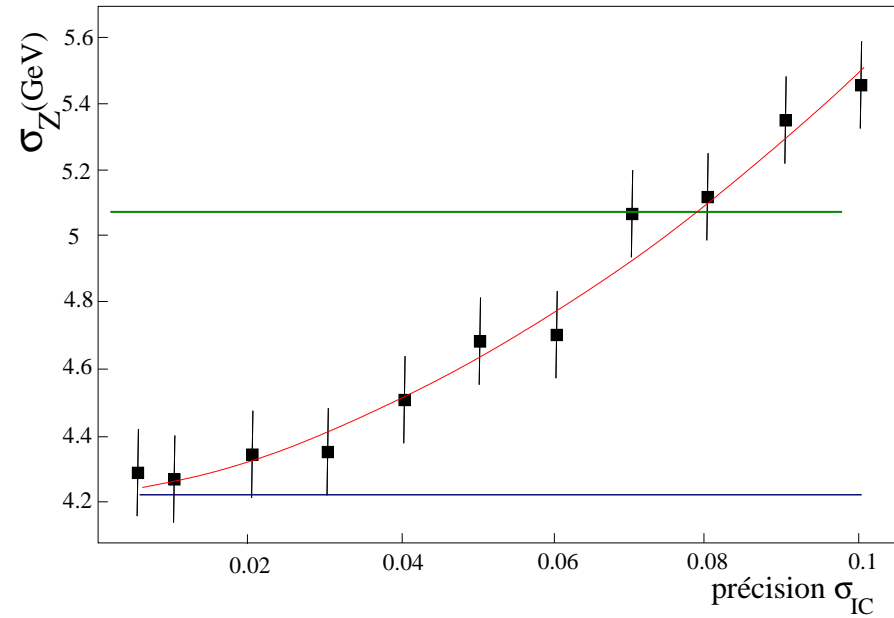
Décalibration = 3%



Décalibration = 5%

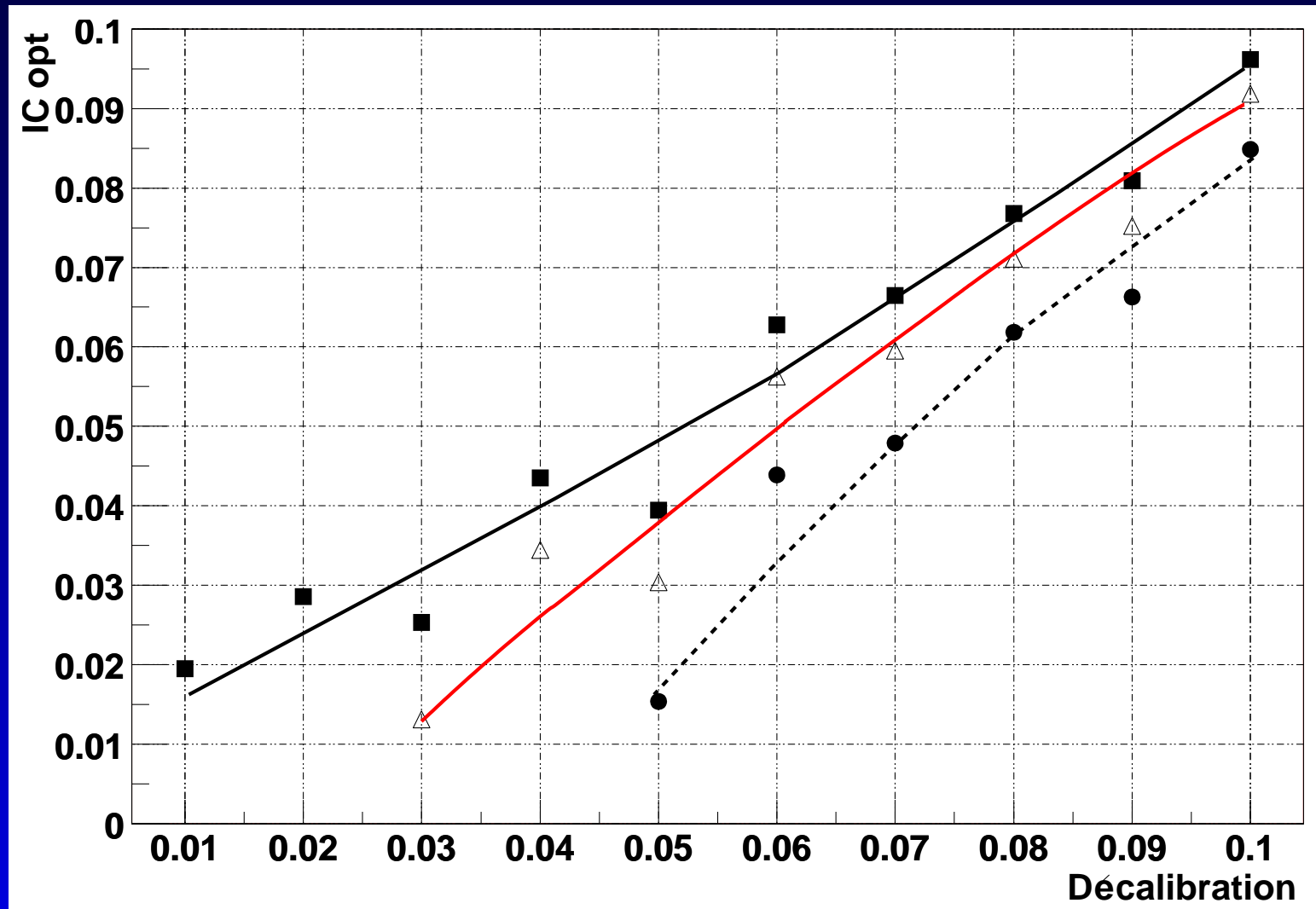


Décalibration = 7%



Simulation de la décalibration

On en déduit la précision nécessaire pour apporter une amélioration à la résolution :

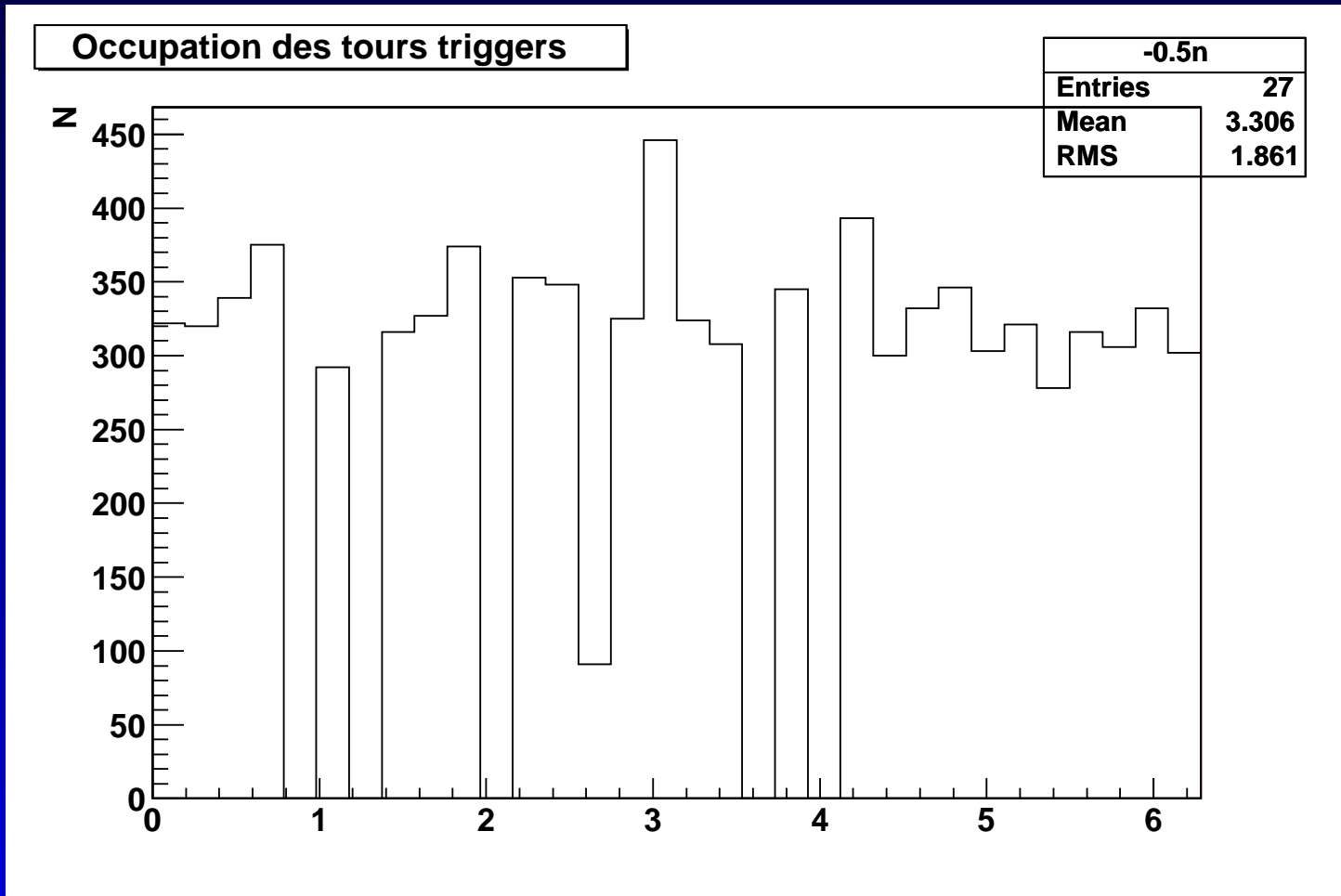


Acquisition des données

- ▶ Calibration statistique : 3.8 millions d'évènements, 48000 cellules potentiellement touchées
⇒ nécessité de structure informatiques particulières
- ▶ Qualité des données. Cellules peuvent être chaudes, mortes ou bruyantes d'un "run" à l'autre.

Acquisition des données

- ▶ Système de déclenchement. Le niveau 1 n'est pas uniforme en ϕ (tours défectueuses ou éteintes).

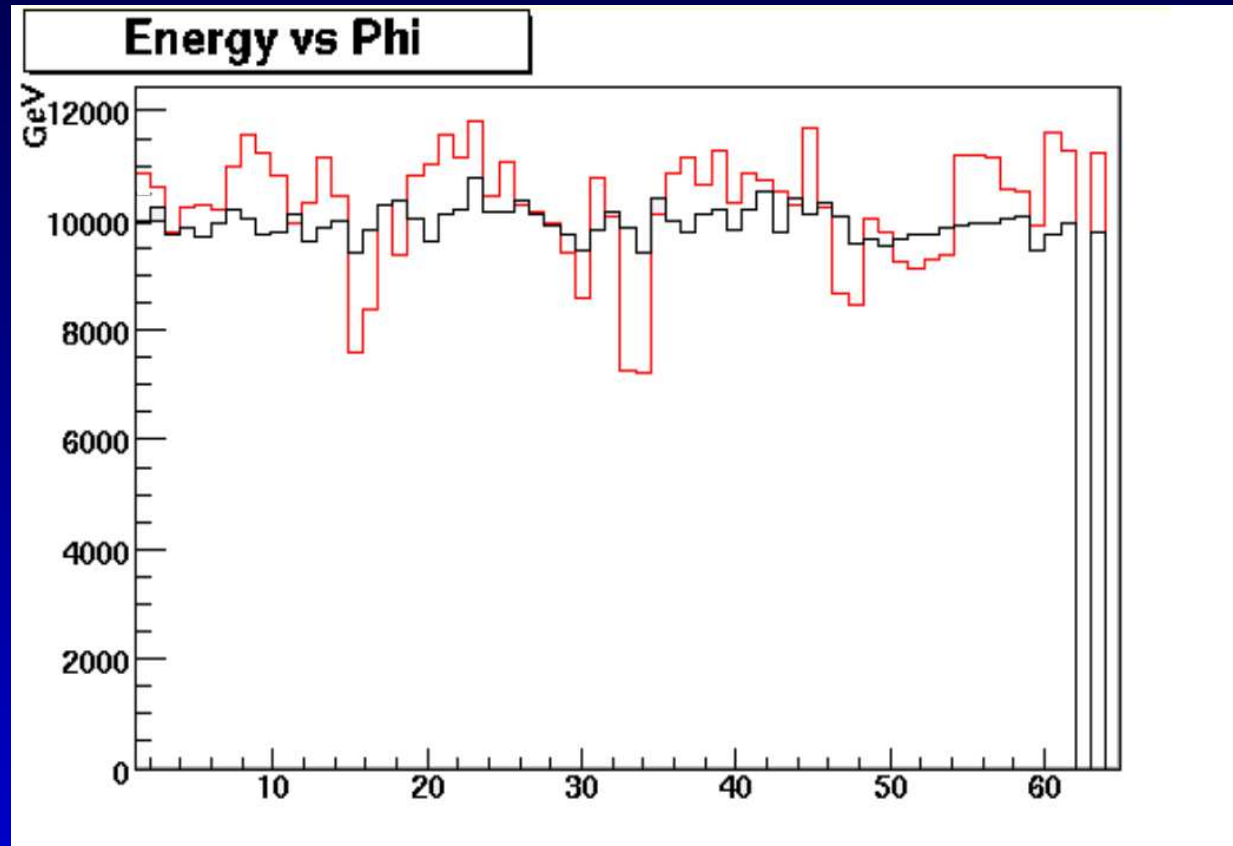


Nous avons appliqué une sélection

- ⇒ Dans le lot de données final le taux de déclenchement niveau 1 est uniforme en ϕ

Estimation de la décalibration

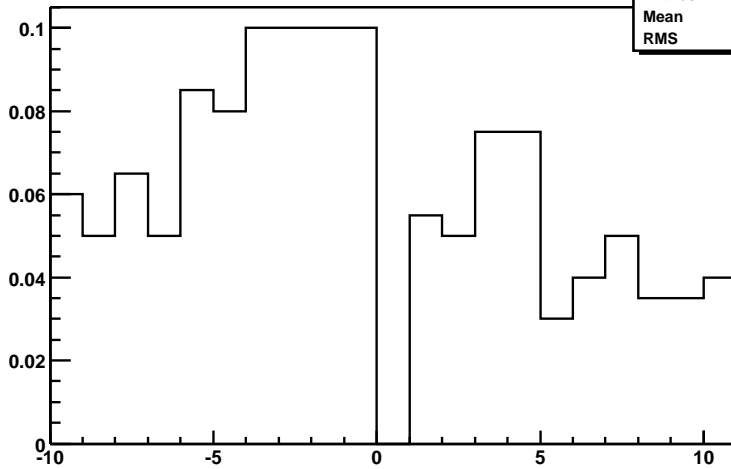
- ▶ Écart-type du flux d'énergie dans les cellules d'un anneau. Comparaison avec des "anneaux virtuels" décalibrés avec des constantes connues.



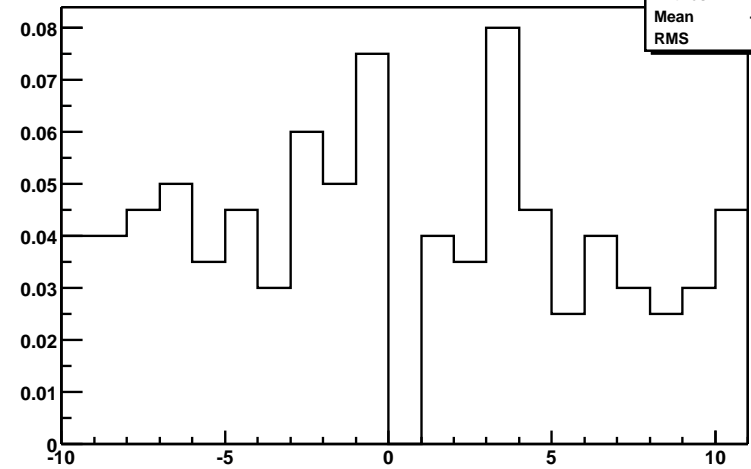
- ▶ À partir des constantes reconstruites : leur écart-type par anneau mesure la décalibration.

Estimation de la décalibration

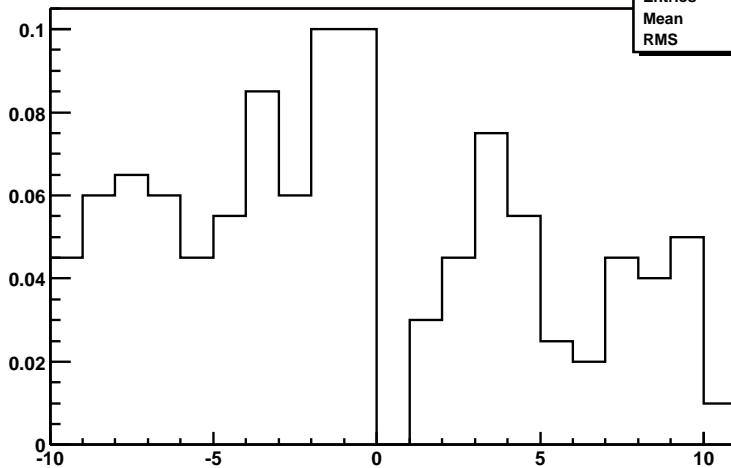
Estimation de la d calibration EM1



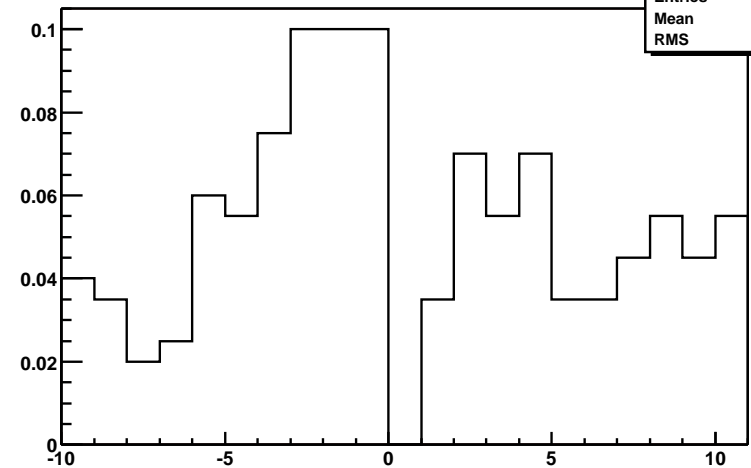
Estimation de la d calibration EM2



Estimation de la d calibration EM3

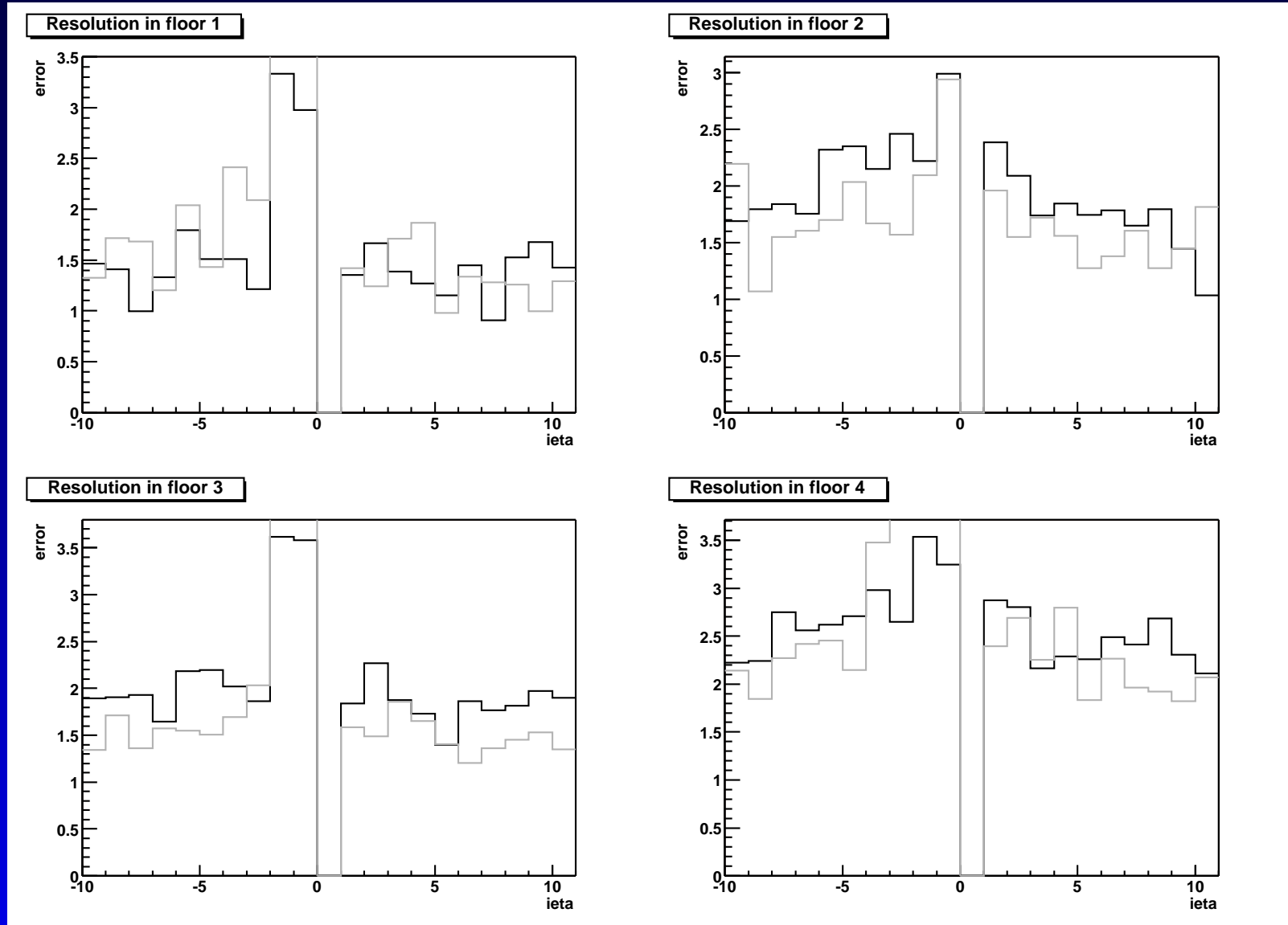


Estimation de la d calibration EM4



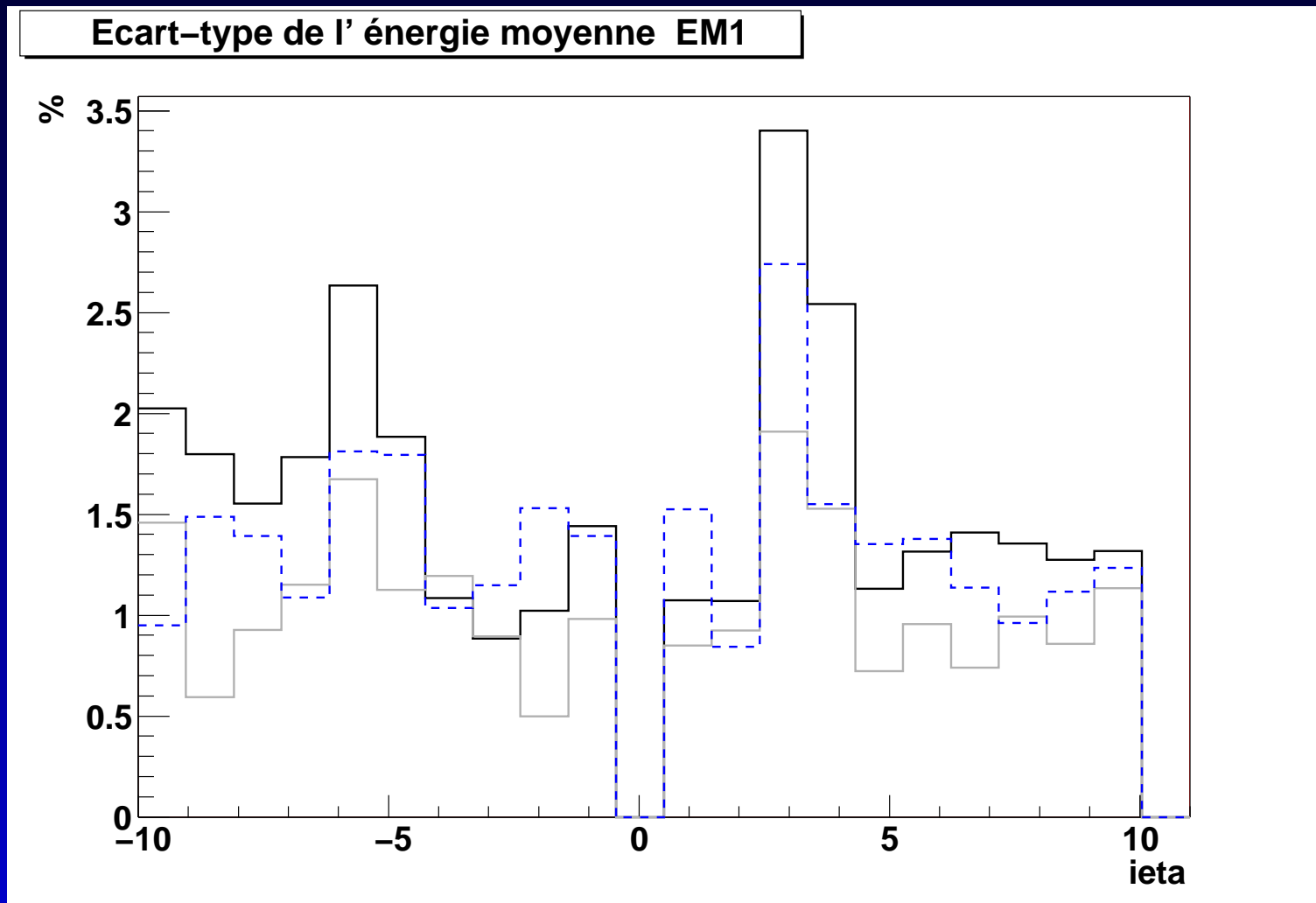
Précision de reconstruction

Tests des méthodes sur des anneaux virtuels décalibrés selon l'estimation précédente.



Effets de l'intercalibration

Premier test : sur l'uniformité en phi des flux d'énergie.



Noir : avant intercalibration

Gris et bleu : après correction par 1ère et 2ème méthode.

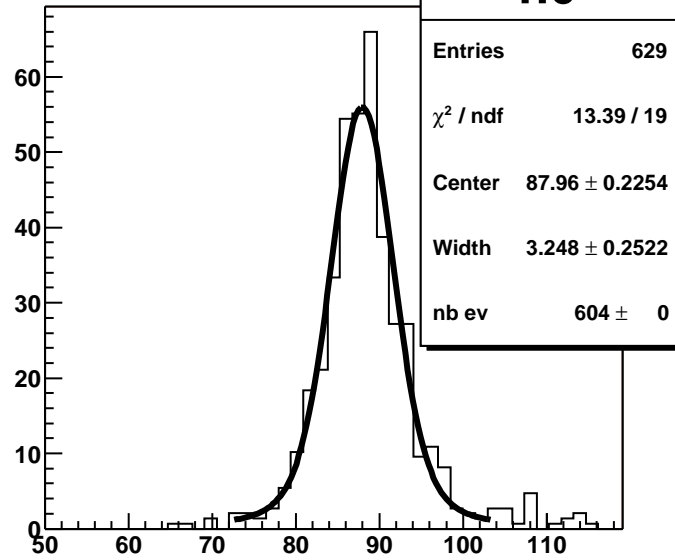
Effet sur le pic de masse du Z

On applique les constantes à une sélection de données “di-électron”

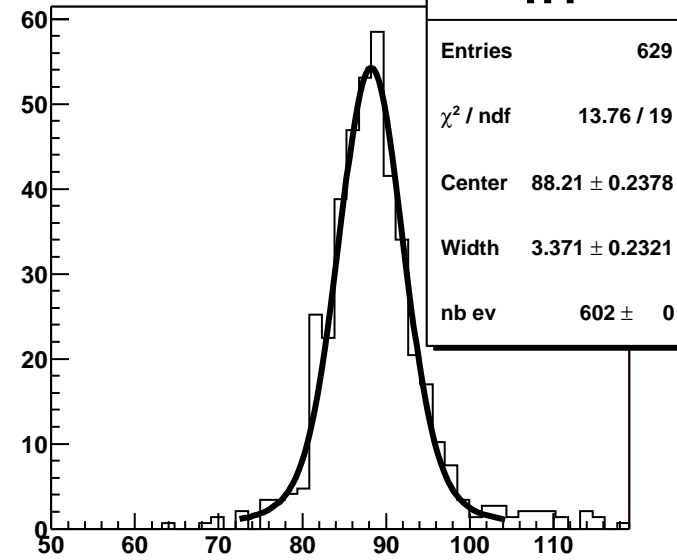
- ▶ Constantes reconstruites sur des données complètement indépendantes (version p11.11) du lot “di-électron” (p13.05)
- ▶ Application de quelques coupures (coupures EM officielles, traces associés, $P_T > 20$ GeV)
- ▶ Ajustement par convolution Breit-Wigner et gaussienne.
- ▶ Comparaison de la largeur pour différents jeux de corrections

Effet sur le pic de masse du Z

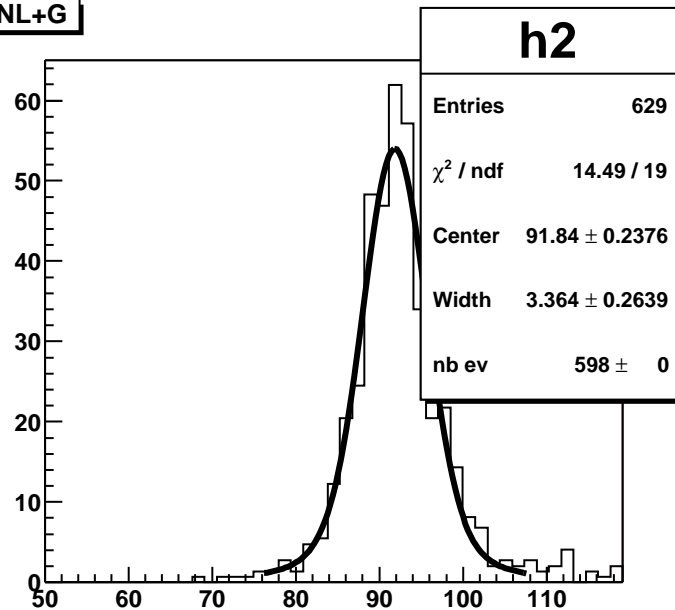
NL



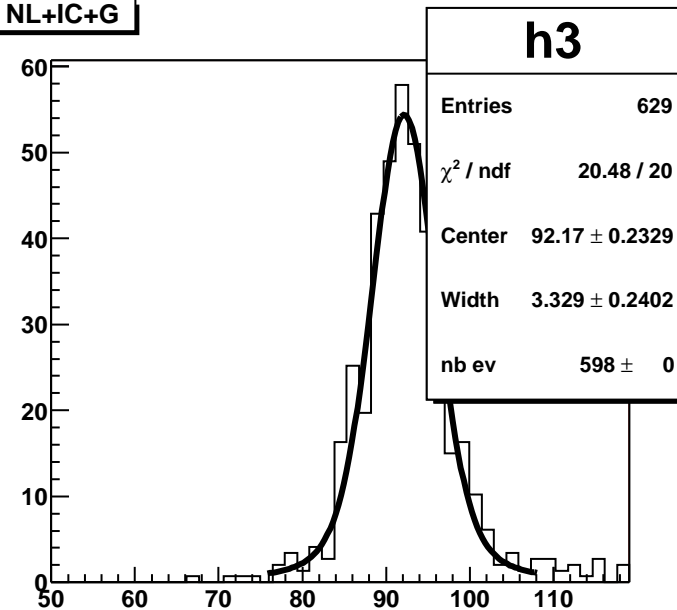
NL+IC



NL+G

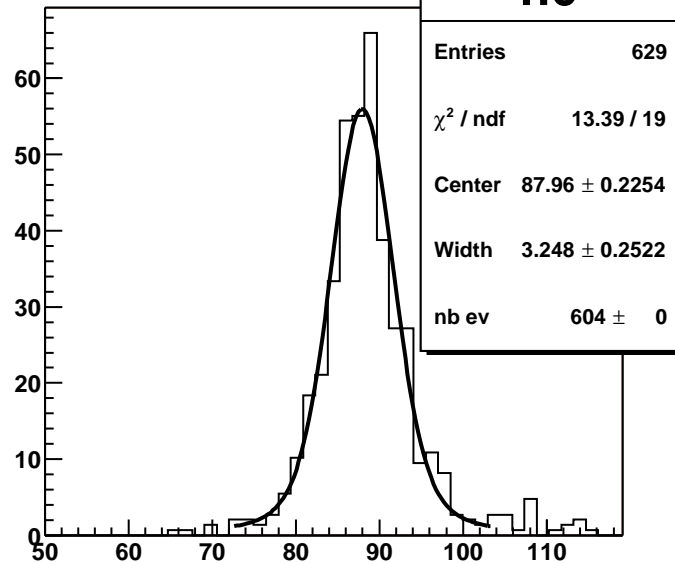


NL+IC+G

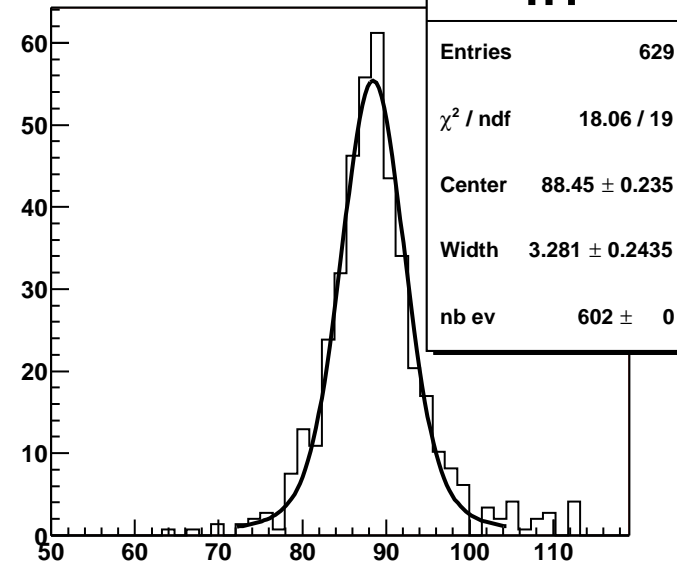


Effet sur le pic de masse du Z

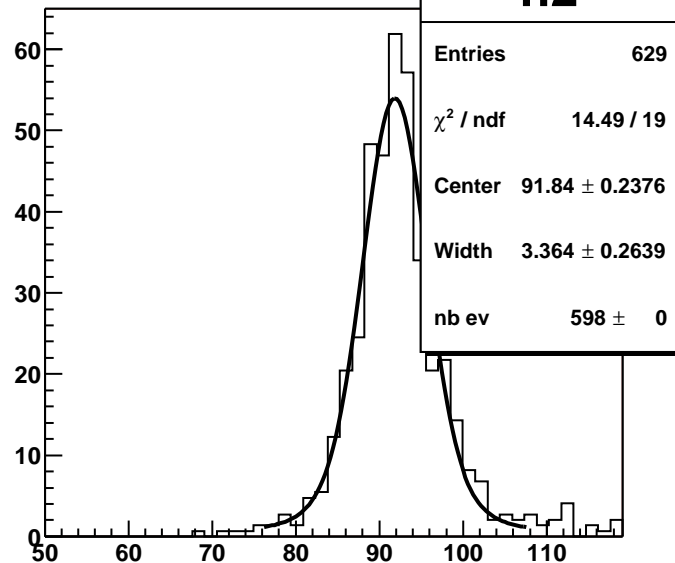
NL



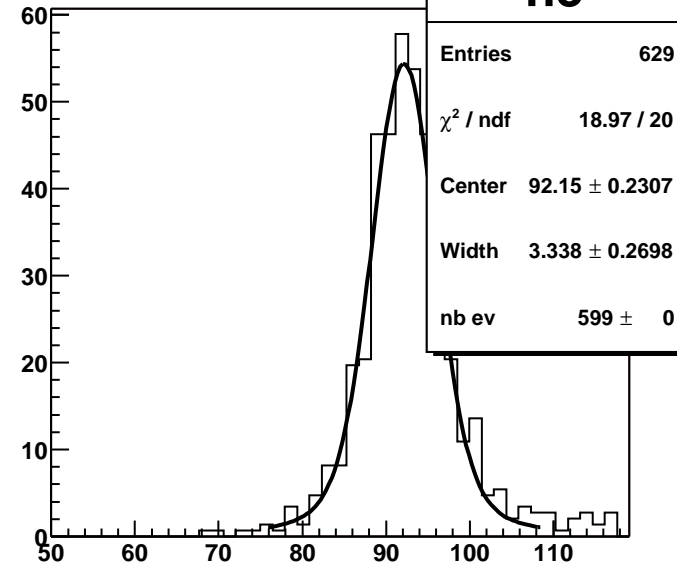
NL+IC



NL+G



NL+IC+G



Conclusion

- ▶ Structures et méthodes opérationnelles.
- ▶ Procédures d'évaluation de la décalibration du calorimètre et de la précision de reconstruction.
- ▶ On s'attend à une amélioration de 400 MeV de largeur du Pic Z . Pourquoi est-ce non observé ?

Conclusion

- ▶ Structures et méthodes opérationnelles.
- ▶ Procédures d'évaluation de la décalibration du calorimètre et de la précision de reconstruction.
- ▶ On s'attend à une amélioration de 400 MeV de largeur du Pic Z .
Pourquoi est-ce non observé ?
 - Procédure de sélection trigger
 - Effets systématiques en amont de l'intercalibration
 - Il reste une différence données-simulation : effets dominants ?

Conclusion

- ▶ Structures et méthodes opérationnelles.
- ▶ Procédures d'évaluation de la décalibration du calorimètre et de la précision de reconstruction.
- ▶ On s'attend à une amélioration de 400 MeV de largeur du Pic Z . Pourquoi est-ce non observé ?
 - Procédure de sélection trigger
 - Effets systématiques en amont de l'intercalibration
 - Il reste une différence données-simulation : effets dominants ?

La compréhension du calorimètre progresse continuellement, plus de statistique, meilleure sélection des événements



Incertitudes sur l'uniformité et l'intercalibrations peuvent être levées

Modèles à 2 Doublets de Higgs

Désintégration $H^0/A^0 \rightarrow \tau\mu$

Introduction

Les 2HDM (2 Higgs Doublet Model) :
Modèle standard + un doublet de Higgs supplémentaire.
Motivations

- ▶ plus simple extension du modèle standard
- ▶ inclus en supersymétrie
- ▶ permet d'expliquer une non découverte au LEP pour faible m_H

Conséquences phénoménologiques :

- ▶ potentiel scalaire élargi
- ▶ couplages de Yukawa supplémentaires

Différents types de 2HDM :

- ▶ 2HDM-I et 2HDM-II

symétries imposées dans $\mathcal{L} \implies$ pas de couplages non-diagonaux.

- ▶ 2HDM-III

pas de symétries supplémentaires \implies couplages non-diagonaux, violation de la saveur leptonique

Paramètres supplémentaires :

$$\lambda_{ij} \quad \alpha \quad \tan \beta \quad m_{h^0} \quad m_{H^0} \quad m_{A^0} \quad m_{H^\pm}$$

Paramétrisation

- ▶ couplages supplémentaires paramétrisés par une matrice respectant la hiérarchie

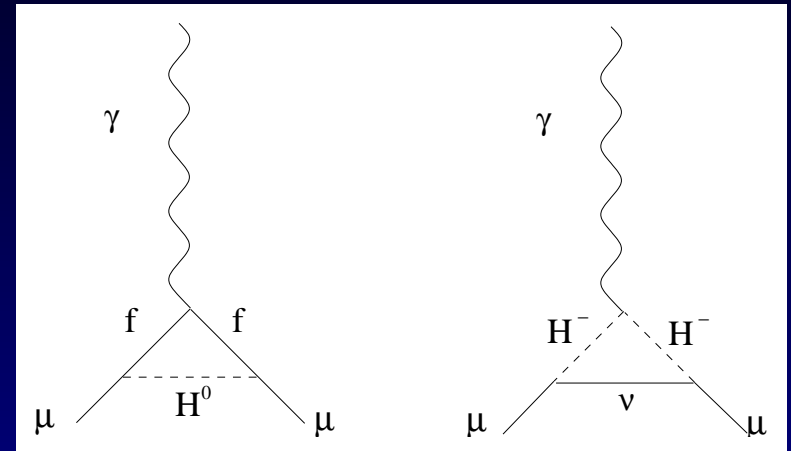
$$\lambda_{ij} \frac{\sqrt{m_i m_j}}{v}$$

- ▶ 2HDM-III : potentiel de Higgs étendu \implies on peut choisir $\tan\beta = 0$
- ▶ Hypothèse simplificatrice : tous les couplages diagonaux supplémentaires λ_{ii} égaux
- ▶ on se restreint aux masses de Higgs < 160 GeV
- ▶ paramètres restants :

$$\lambda_{\tau\mu} \propto \lambda_{ii} \text{ masses des Higgs}$$

Moment magnétique anormal du muon

$\lambda_{\tau\mu}$ contribue au calcul de a_μ



À partir de :

- ▶ dernière mesure, Brookhaven (E821)
- ▶ calcul de toutes les contributions du modèle standard

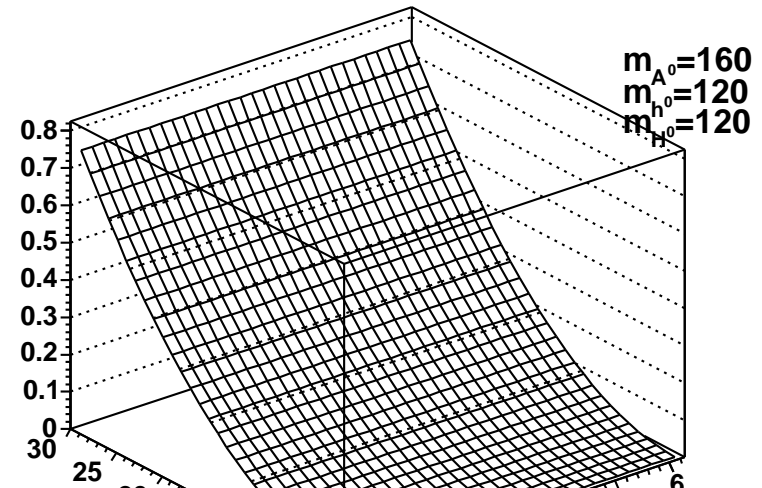
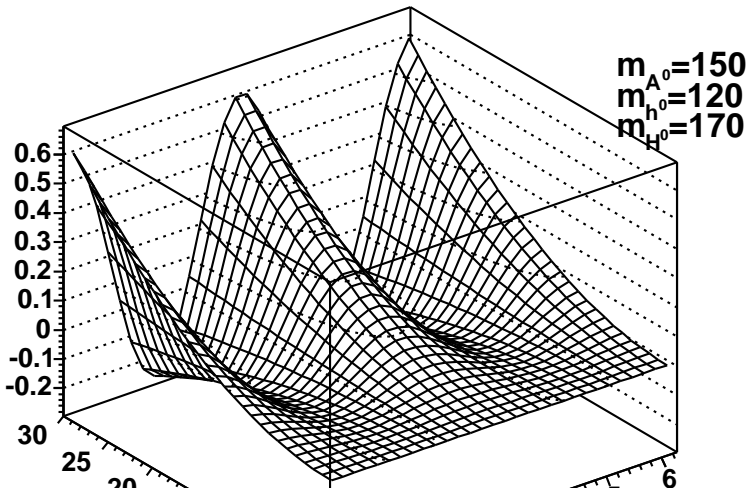
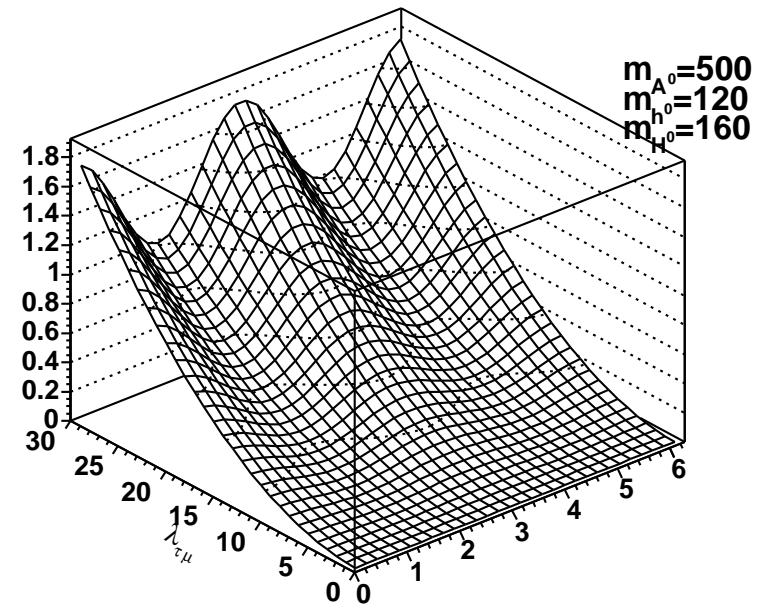
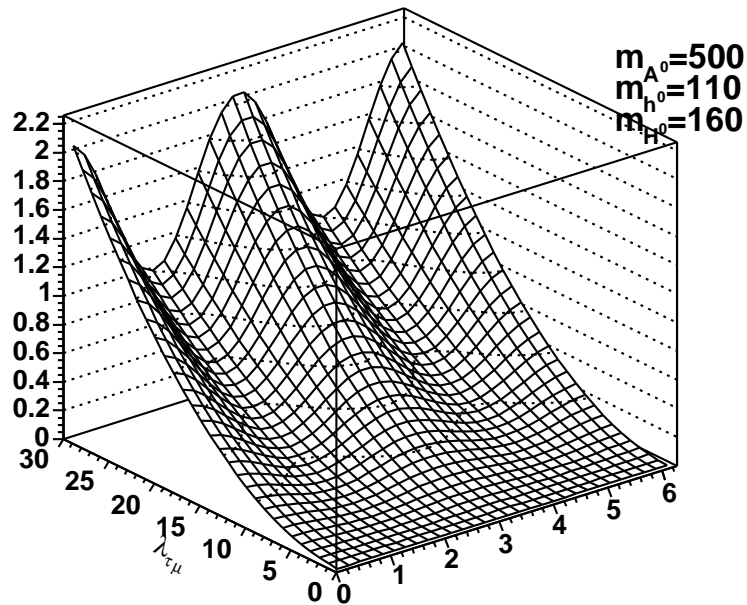
intervalle de confiance pour une compatibilité à 90% du 2hDM-III

$$8 \times 10^{-10} < \Delta a_\mu < 44 \times 10^{-10}$$

⇒ contraintes sur $\lambda_{\tau\mu}$ dépendantes de α et des masses des Higgs
(pas de dépendance en λ_{ii})

Moment magnétique anormal du muon

Quelques valeurs de Δa_μ



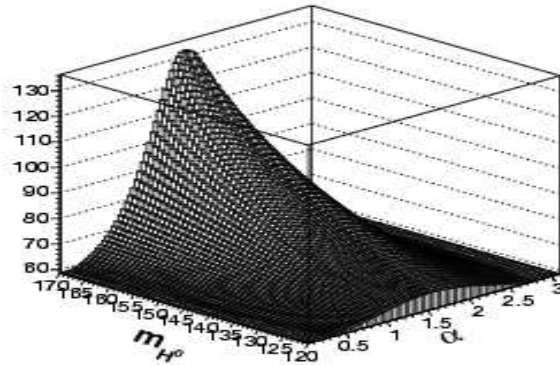
Maximum et minimum de $\lambda_{\tau\mu}$

Maximum

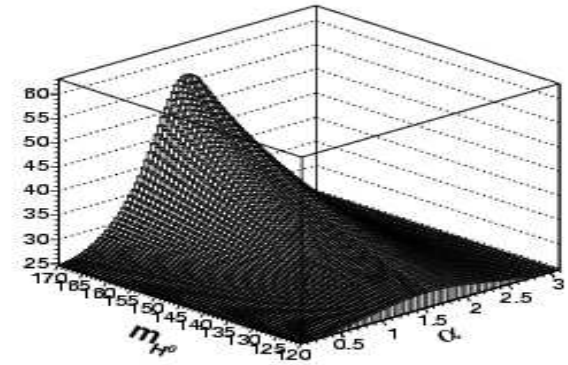
Minimum

$$m_A = 200 \text{ GeV}$$

Maximum pour $m_a=200$ $m_b=110$

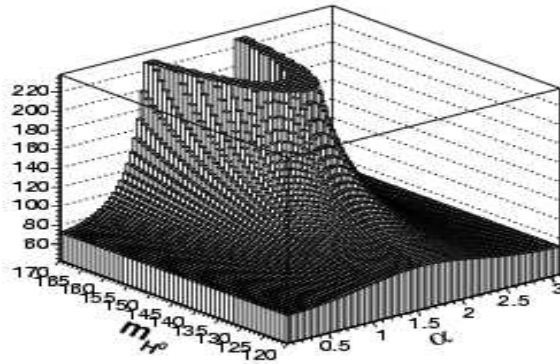


Minimum pour $m_a=200$ $m_b=110$

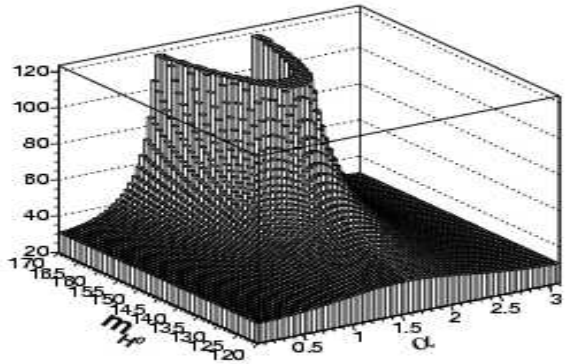


$$m_A = 150 \text{ GeV}$$

Maximum pour $m_a=150$ $m_b=110$

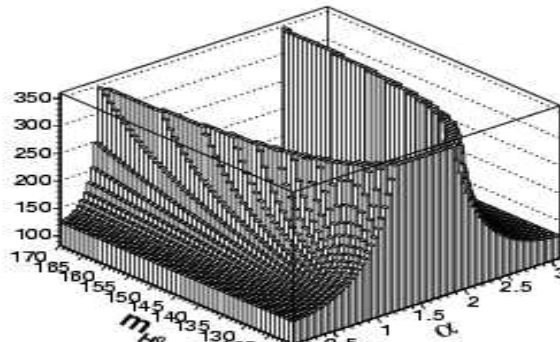


Minimum pour $m_a=150$ $m_b=110$

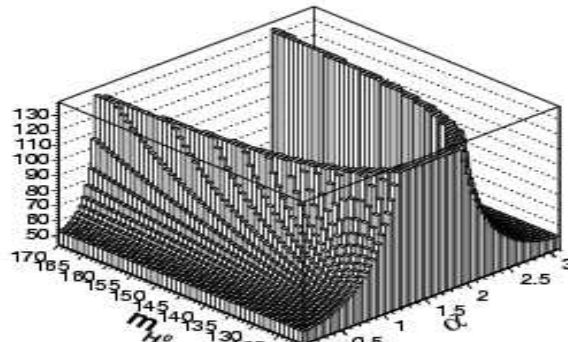


$$m_A = 120 \text{ GeV}$$

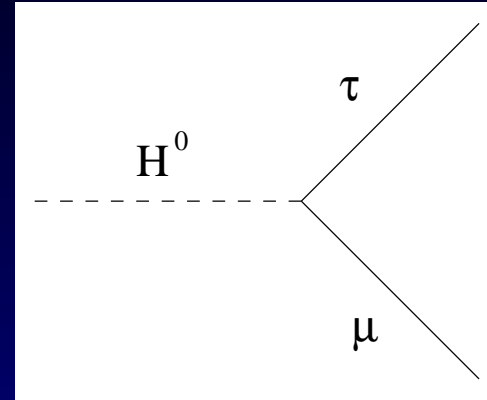
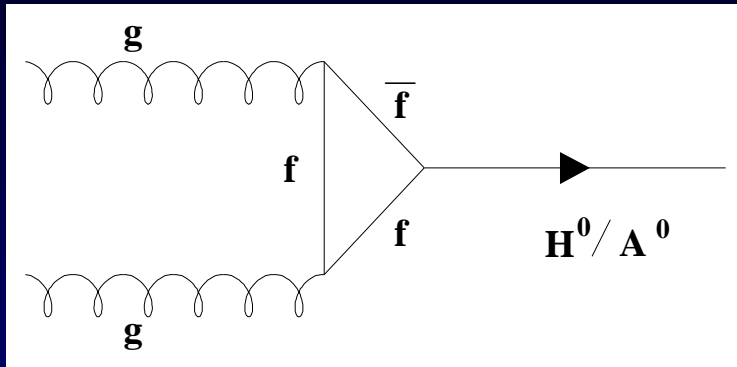
Maximum pour $m_a=120$ $m_b=110$



Minimum pour $m_a=120$ $m_b=110$



La désintégration $H^0/A^0 \rightarrow \tau\mu$



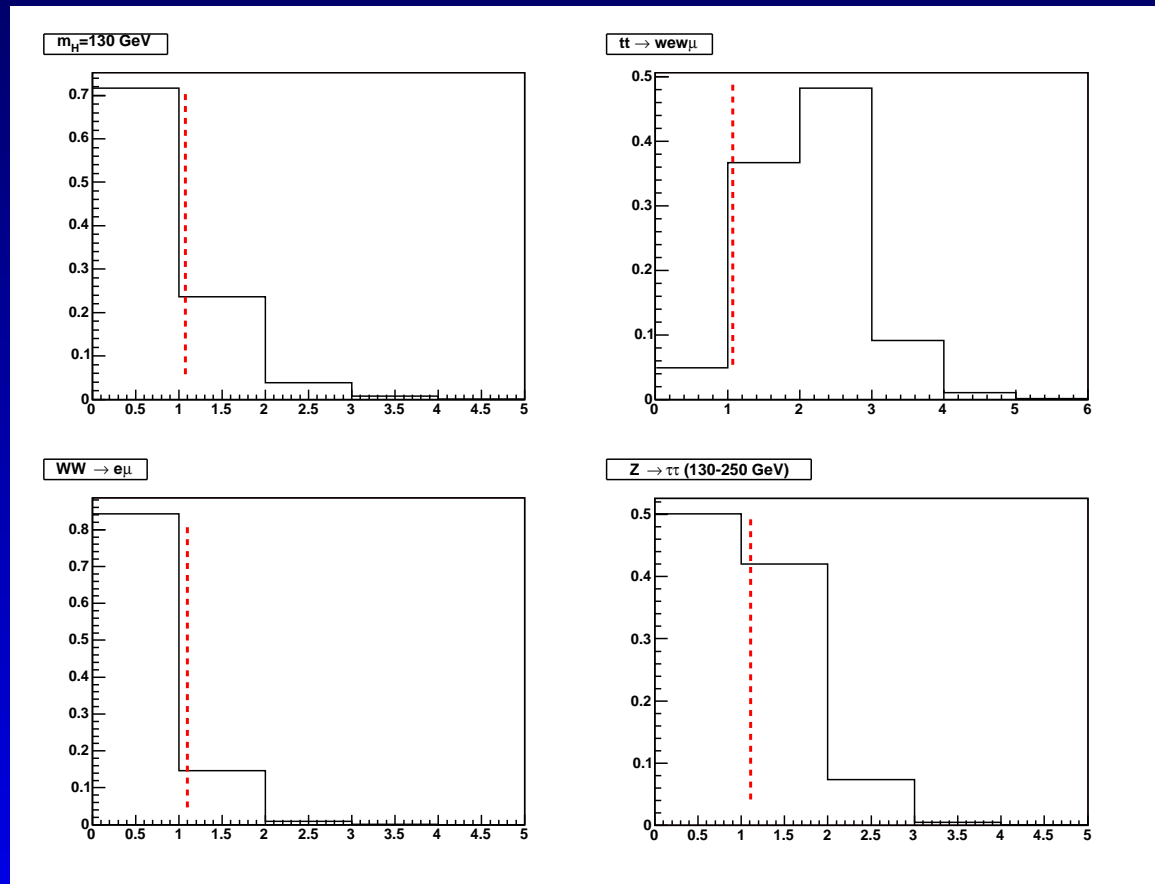
► Simulation signal et fond dans la chaîne complète de D0

Processus	m_H (GeV)	Sections effi caces en pb
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu b e^\pm \nu_e \bar{b}$		0.128
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu b \tau^\pm \nu_\tau \bar{b}$		0.128
$pp \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \tau^- \bar{\nu}_\tau$		0.225
$pp \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+ \nu_\mu e^- \bar{\nu}_e$		0.225
$pp \rightarrow W^\pm Z^0 \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu \tau^+ \tau^-$		0.019
$pp \rightarrow Z^0(\gamma^*) \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (130 - 250 GeV)		1.71
$pp \rightarrow Z^0(\gamma^*) \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (60 - 130 GeV spécial)		0.054

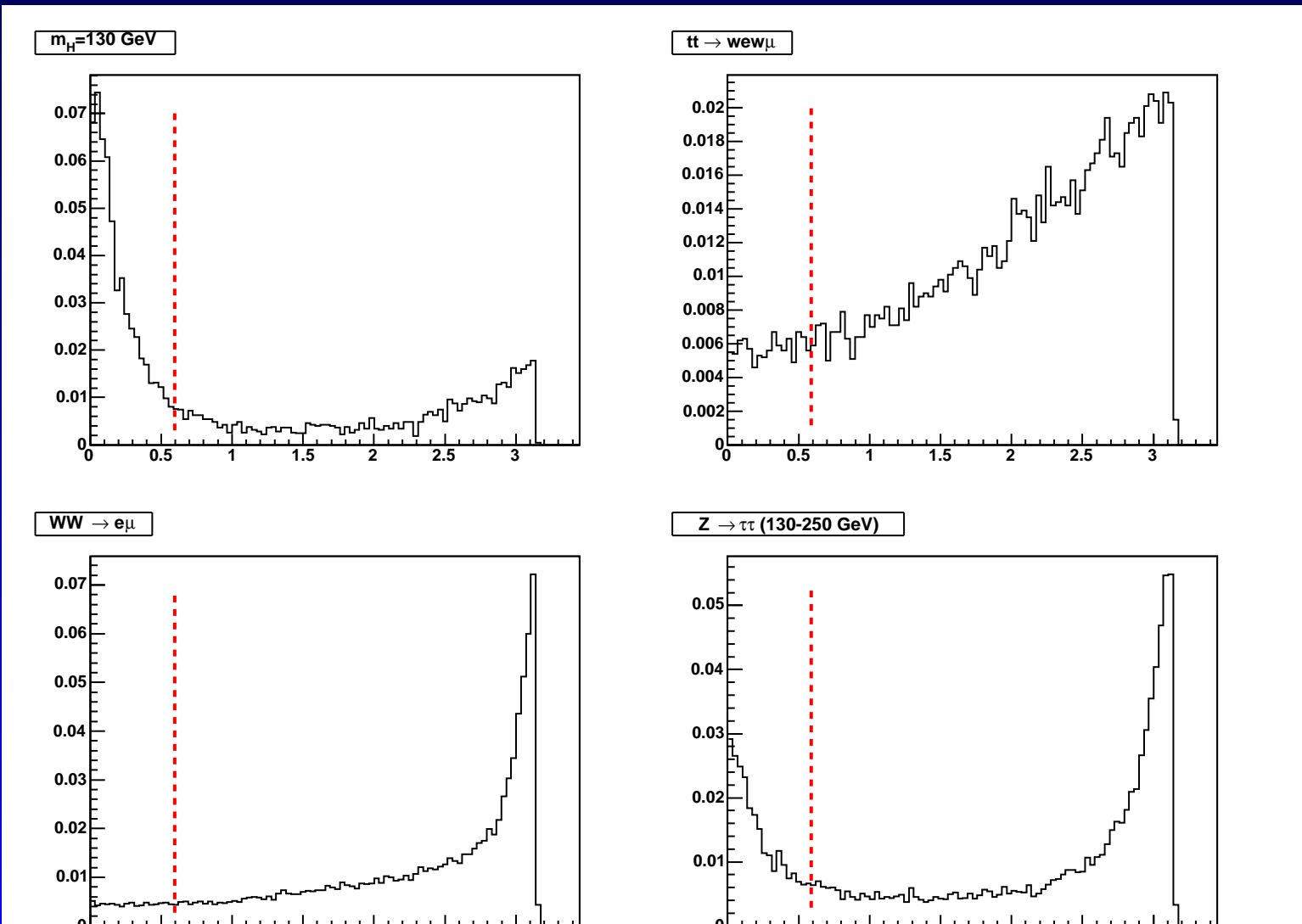
- section effi caces et désintégration signal & fond calculées au NLO
- restreint aux désintégrations τ en électrons

Coupures

- 1 muon au trigger niveau 1
- 2 1 muon « loose » et 1 électron certifié
- 3 véto sur les jets P_T muon $>$ P_T électron



- 4 Le muon et le tau sont dos-à-dos et le tau très énergétique : électron et muon sont dos-à-dos
- 5 Tau très énergétique : électron et neutrinos colinéaires



- 6 Énergie manquante dans la direction de l'électron
- 7 On reconstruit l'impulsion du tau : $P_T \text{ tau} > 50 \text{ GeV}$
- 8 Coupures sur masse reconstruite du Higgs

Effi cacités

- ▶ $\sim 12 \%$ pour le signal
- ▶ au plus 0.4% pour les bruits de fonds

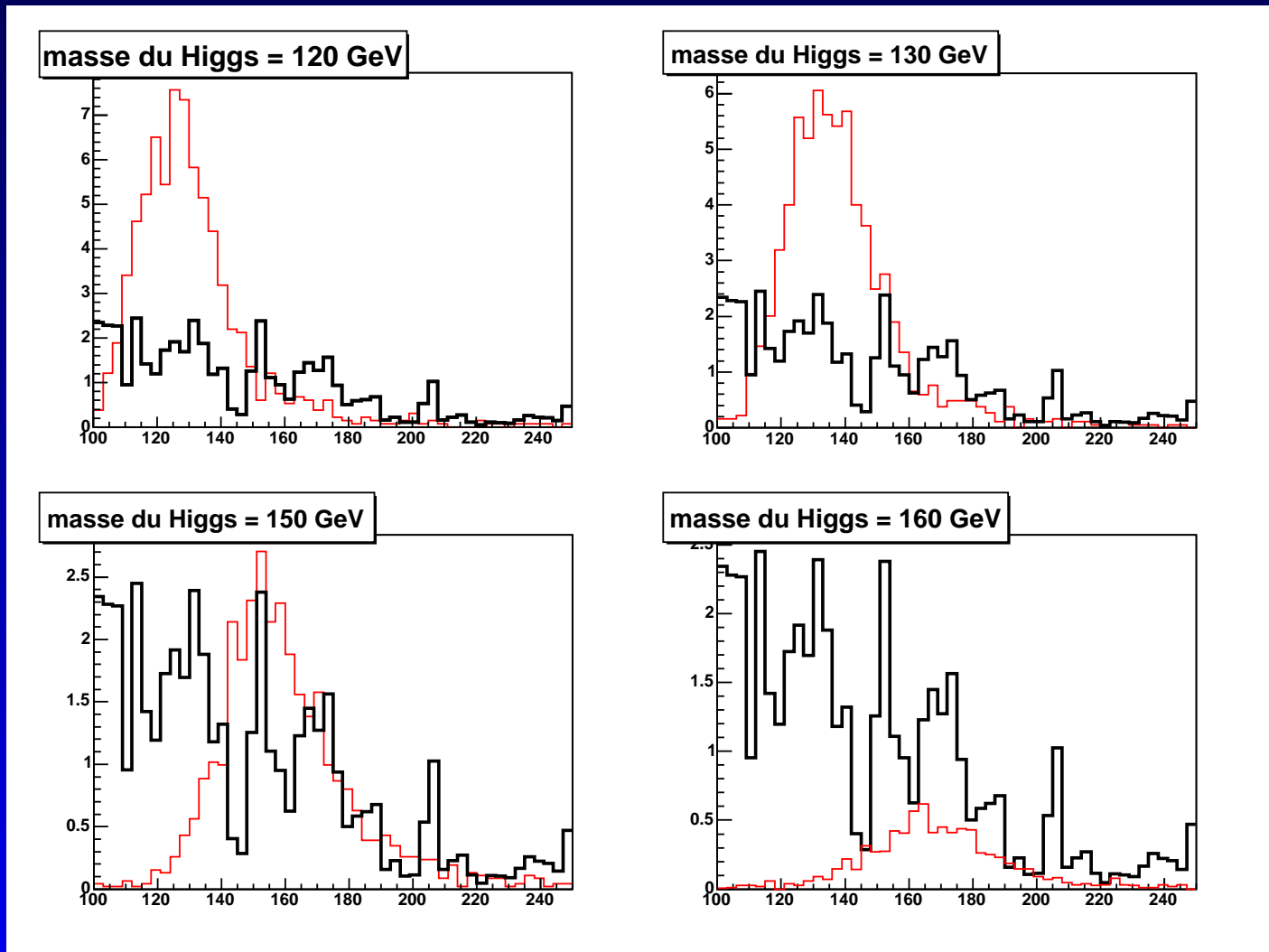
Coupure	Bruit de fond					
	$WW \rightarrow \mu\tau$	$WW \rightarrow \mu e$	$WZ \rightarrow \mu\tau$	Z 130	Z spécial	Total
(7)	1.7	6.2	0.38	2.5	7.0	18
(8)	0.4-0.7	1.2-1.7	0.03-0.12	0.7-1.2	0.3-2.3	3.0-6.2

Calcul des limites : on prend 50% d'incertitude sur l'effi cacité
(dominée par incertitudes statistiques)

Masse reconstruite

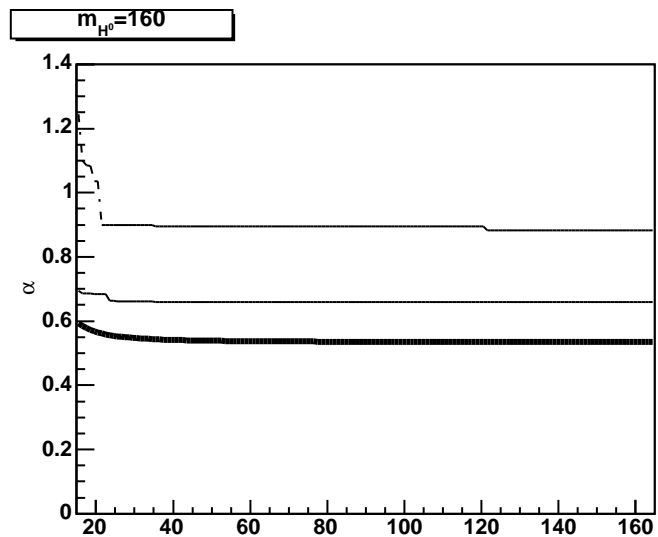
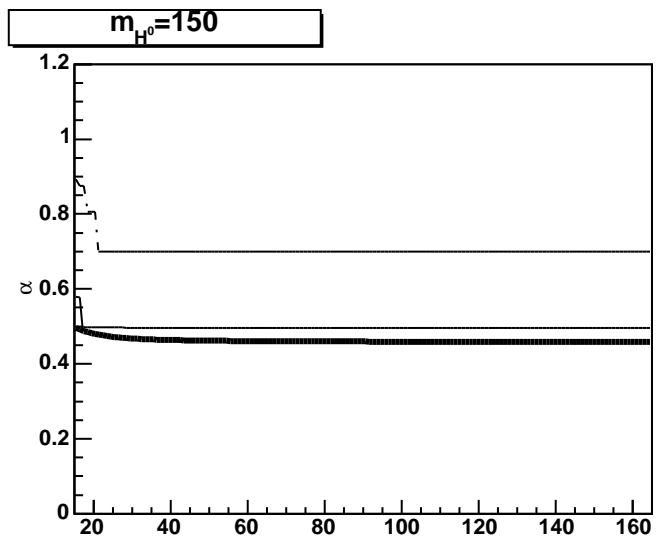
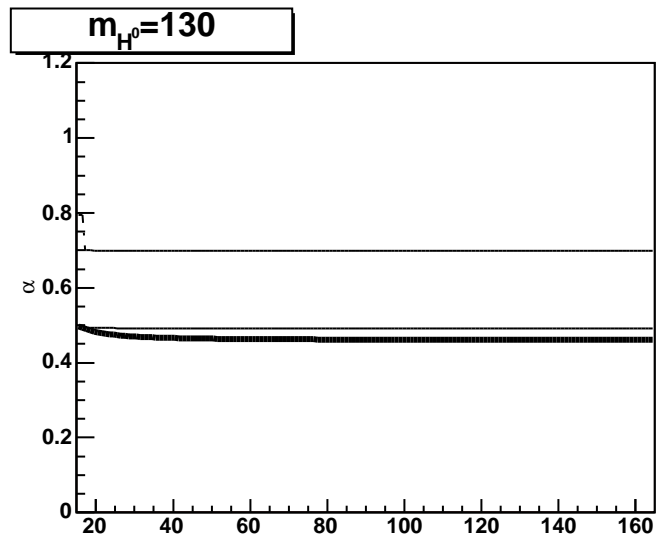
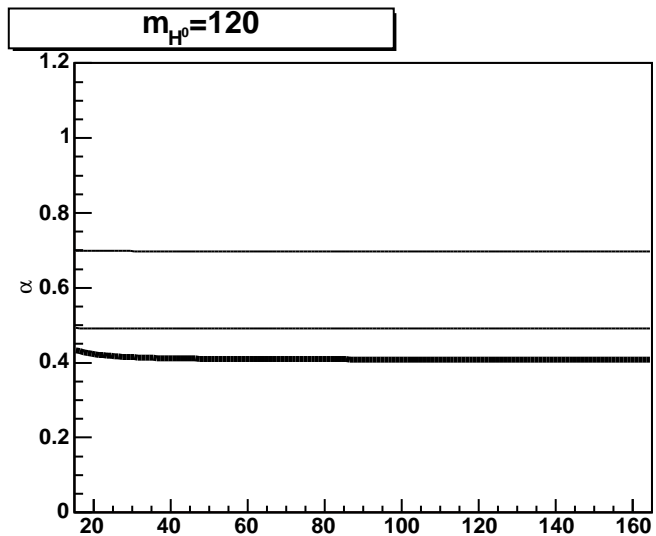
Exemple de masse reconstruite. Distributions normalisées pour 2 fb^{-1}

$$\lambda_{\tau\mu} = 20 \quad \alpha = 1 \quad \lambda_{ii} = 1$$



limites pour A^0

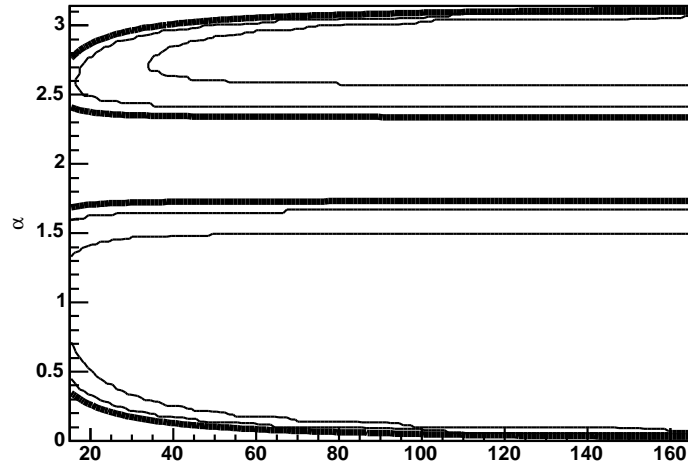
Résultats pour 2 fb^{-1} de luminosité : limites dans le plan $(\lambda_{\tau\mu}, \lambda_{ii})$



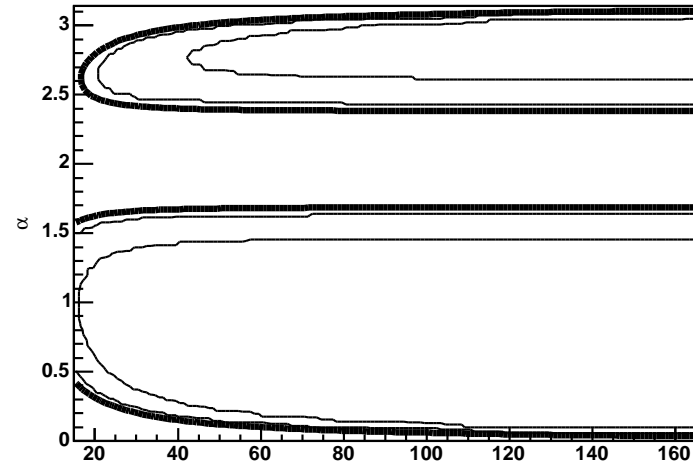
limites pour H^0

Limites de découvertes et d'exclusion dans le plan $(\lambda_{\tau\mu}, \alpha)$,
 $\lambda_{ii} = 0.5$

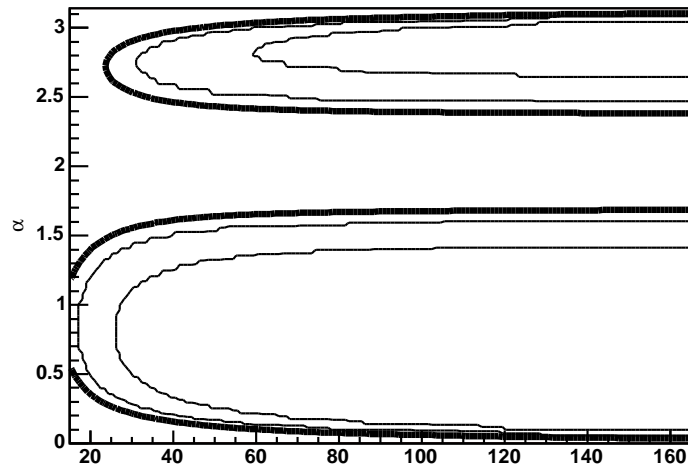
$m_{H^0}=120$ GeV et $\lambda_{ii}=0.5$



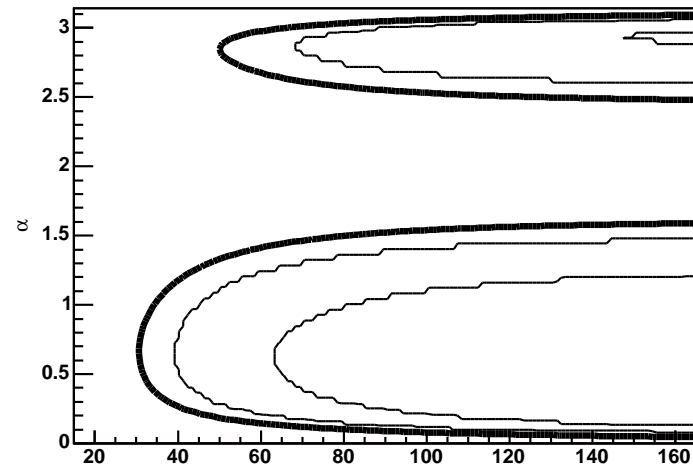
$m_{H^0}=130$ GeV et $\lambda_{ii}=0.5$



$m_{H^0}=150$ GeV et $\lambda_{ii}=0.5$



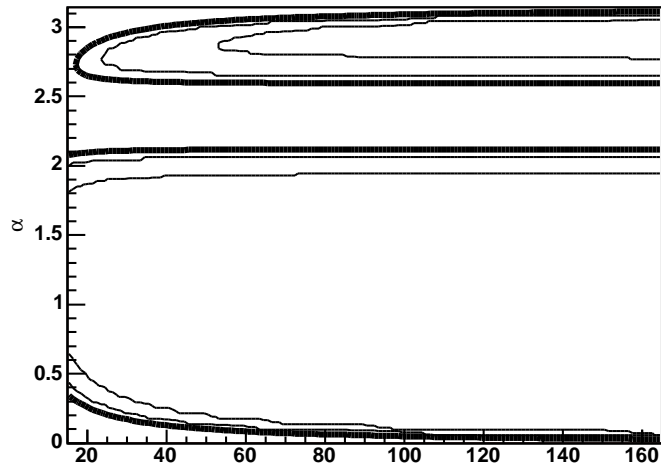
$m_{H^0}=160$ GeV et $\lambda_{ii}=0.5$



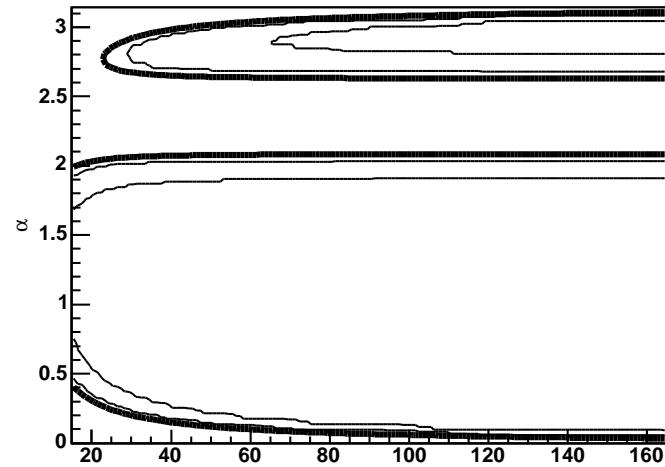
limites pour H^0

Limites de découvertes et d'exclusion dans le plan $(\lambda_{\tau\mu}, \alpha)$,
 $\lambda_{ii} = 1$

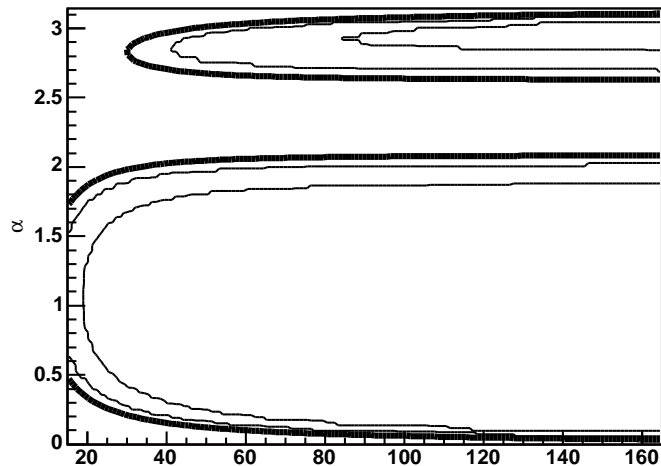
$m_{H^0}=120$ GeV et $\lambda_{ii}=1$



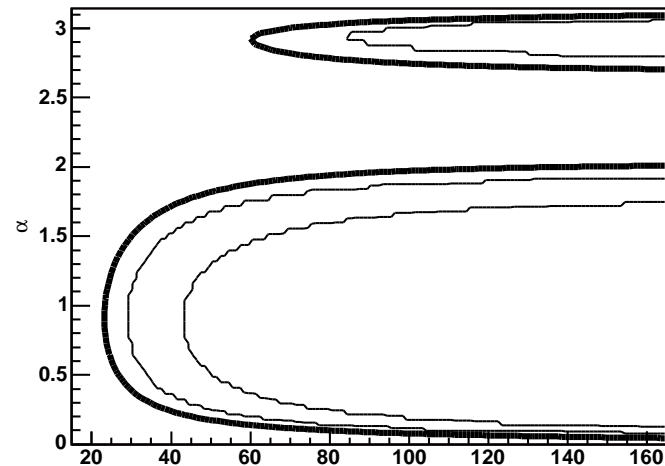
$m_{H^0}=130$ GeV et $\lambda_{ii}=1$



$m_{H^0}=150$ GeV et $\lambda_{ii}=1$



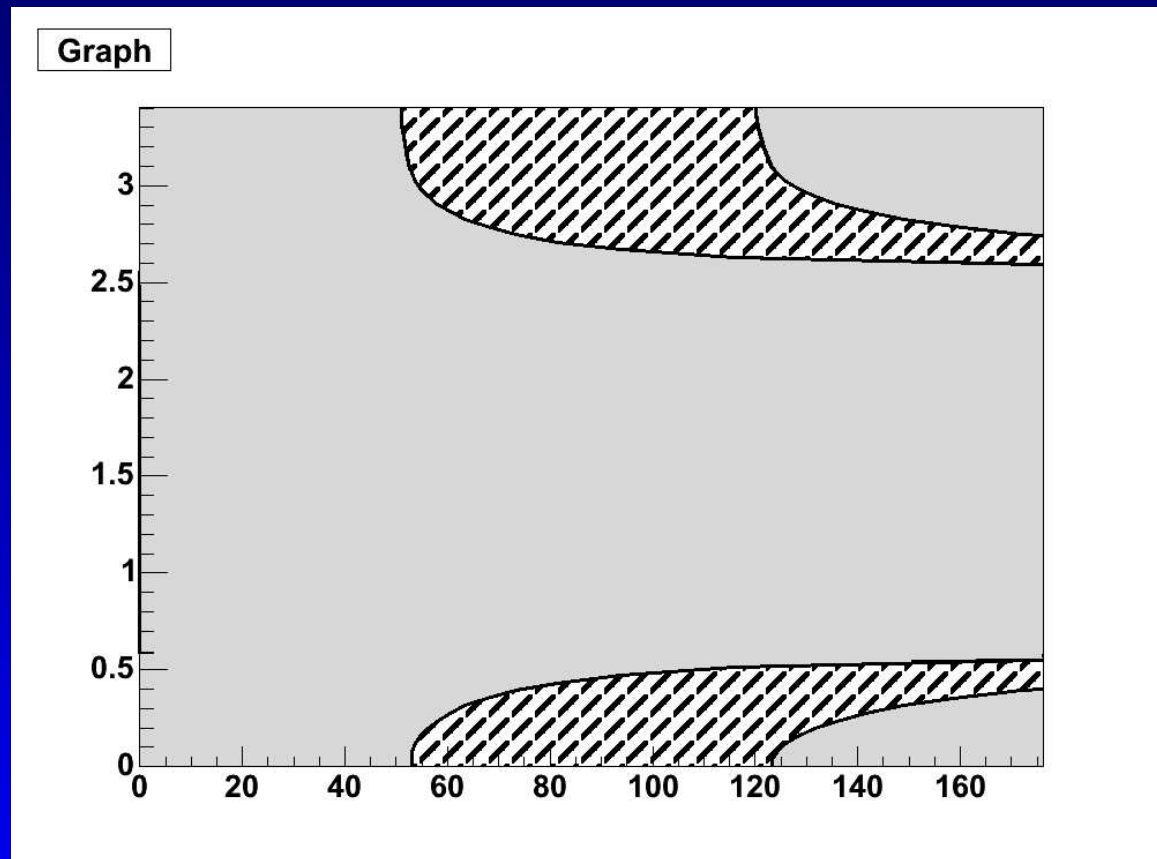
$m_{H^0}=160$ GeV et $\lambda_{ii}=1$



Combinaison des résultats

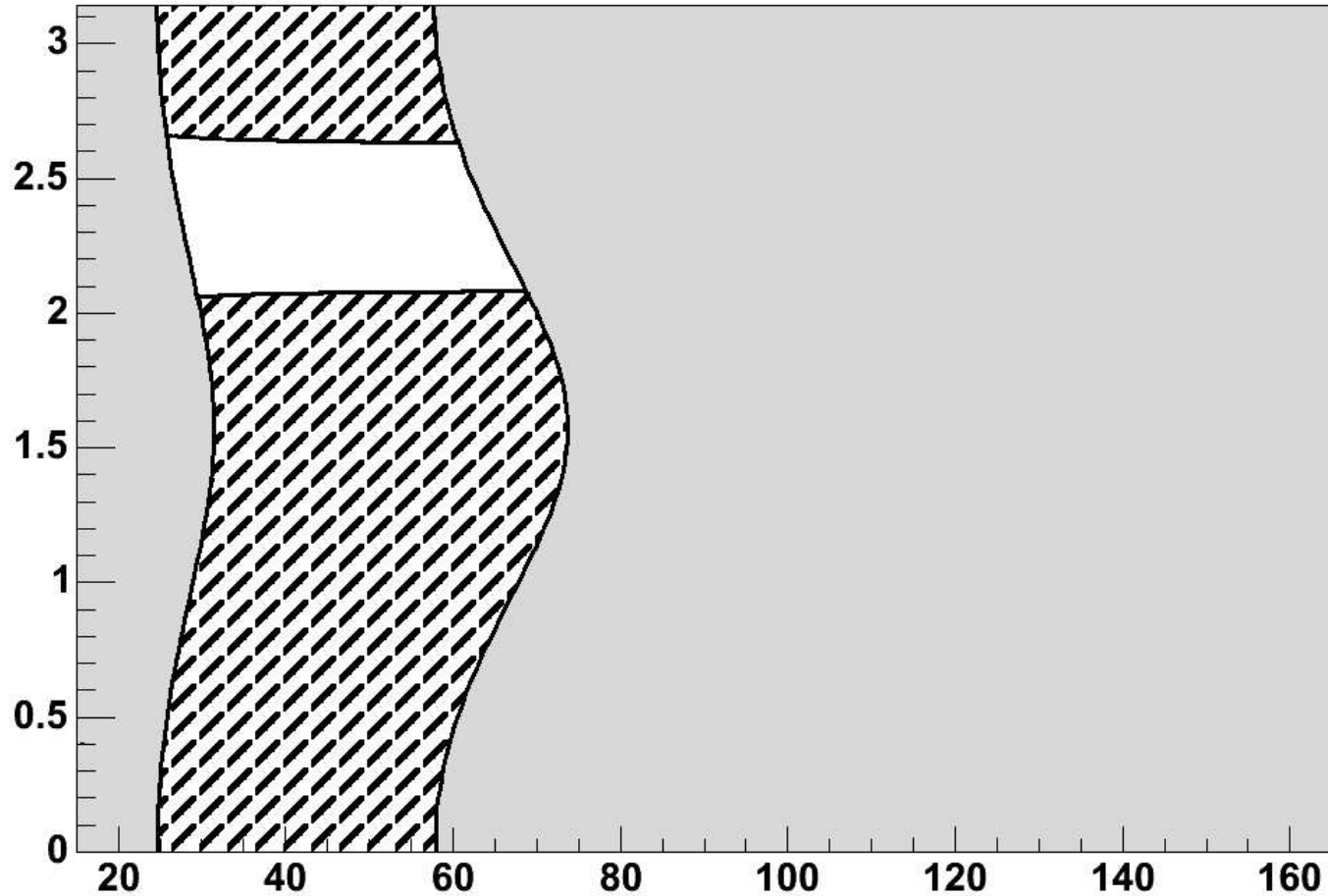
On prend en compte :

- ▶ contraintes venant du moment magnétique du muon
- ▶ limites $H^0/A^0 \rightarrow \tau\mu$
- ▶ prise en compte de h^0 par $\alpha \rightarrow \pi/2 - \alpha$



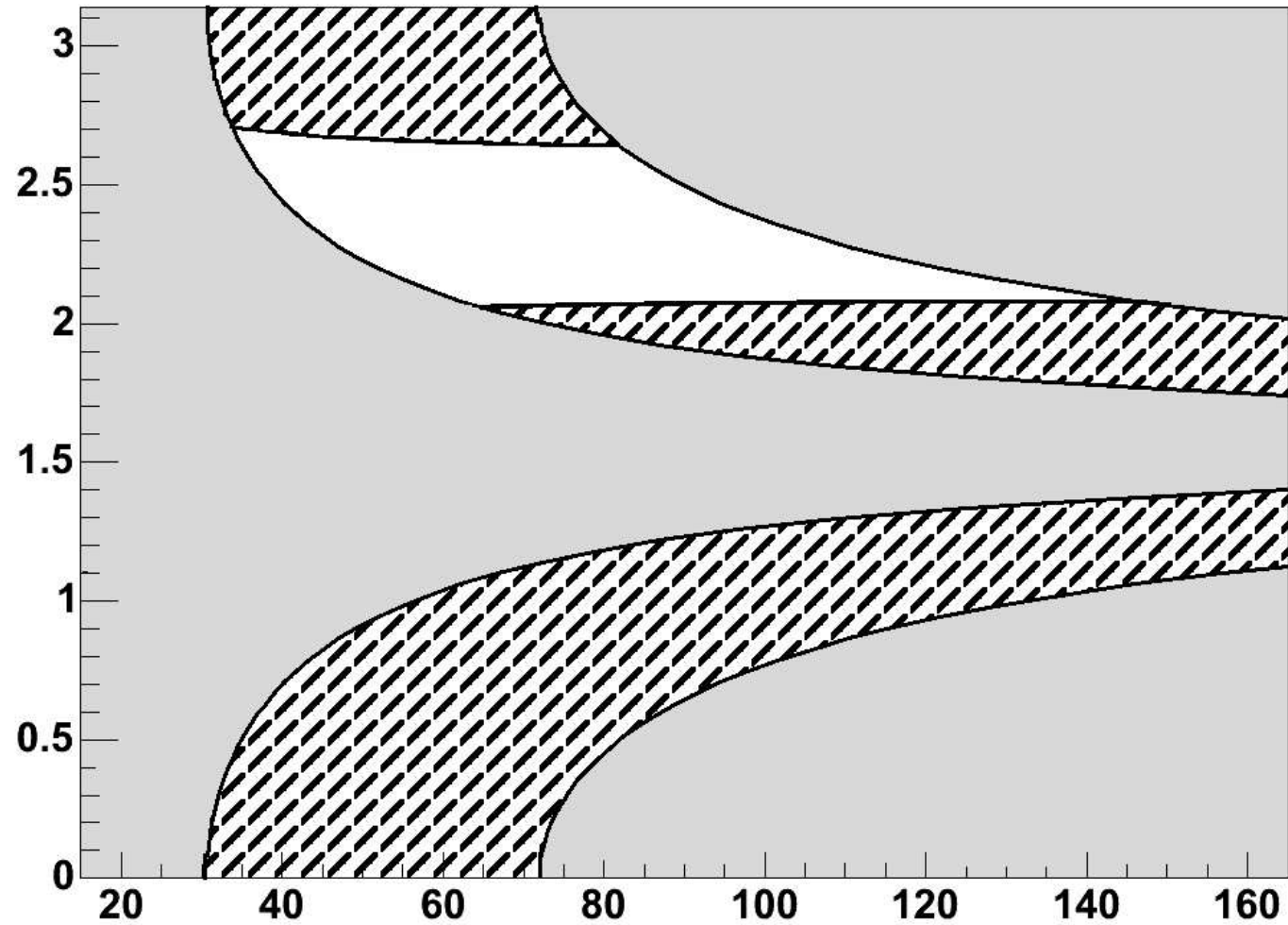
Combinaison des résultats

$m_{H^0}=130$ GeV et $\lambda_{ii}=1$



Combinaison des résultats

ccc



Conclusion

Dans les 2HDM-III la compatibilité avec les mesures du moment magnétique anormal du muon imposent un couplage fort

$$\lambda_{\tau\mu} > 20$$

Cela favorise le signal $H^0/A^0 \rightarrow \tau\mu$ et la simulation à DØ montre une

possibilité de découverte ou exclusion du modèle pour un large espace des paramètres

avec une luminosité de 2fb^{-1}