

Les expériences du grand collisionneur hadronique (LHC) du CERN

Cours de l'école doctorale
de physique de Grenoble

Johann Collot

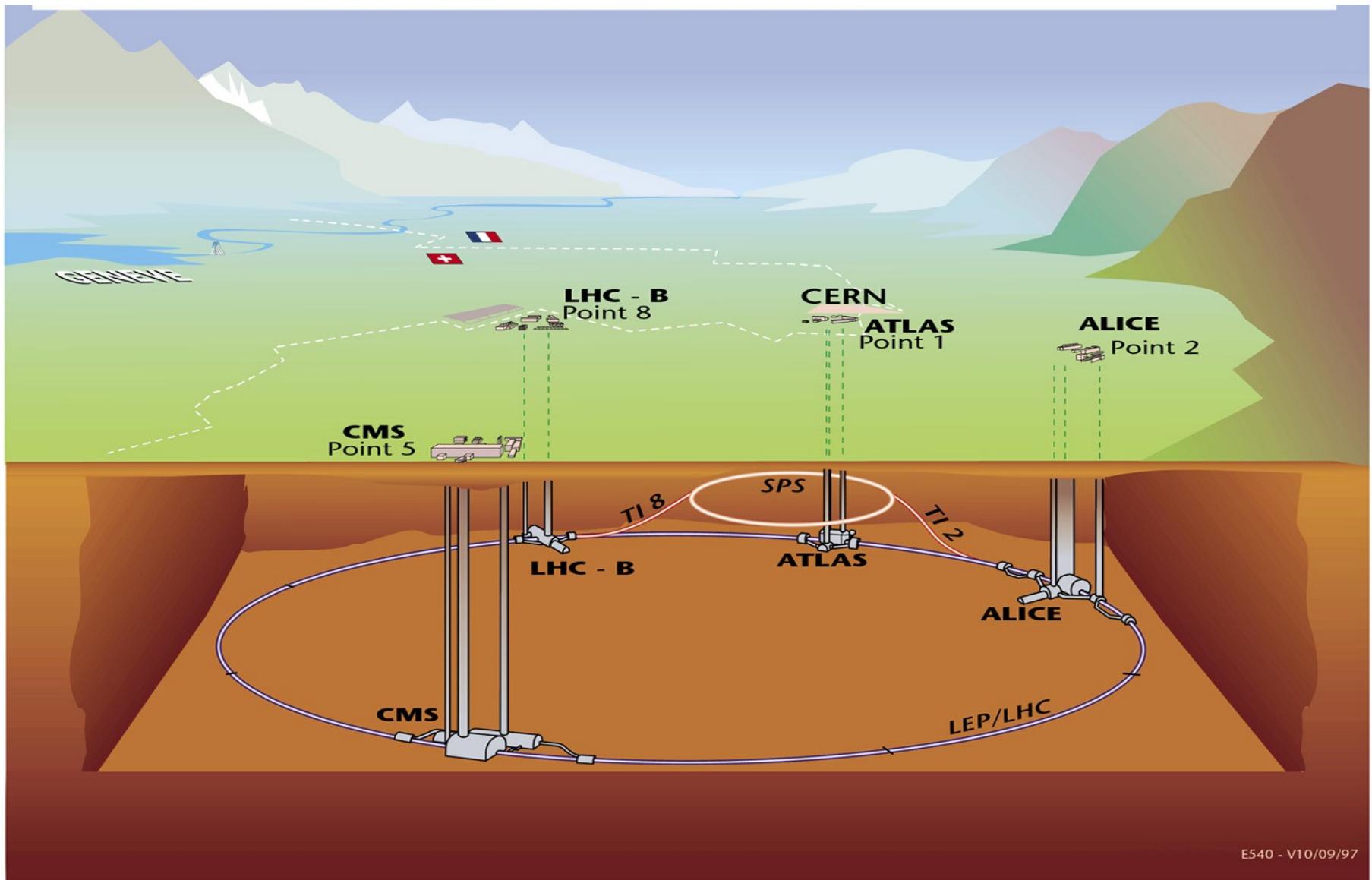
<http://lpsc.in2p3.fr/collot>
collot@in2p3.fr

Lpsc de Grenoble

Université Joseph Fourier
CNRS/IN2P3
Grenoble INP



Vue générale souterraine des expériences



E540 - V10/09/97

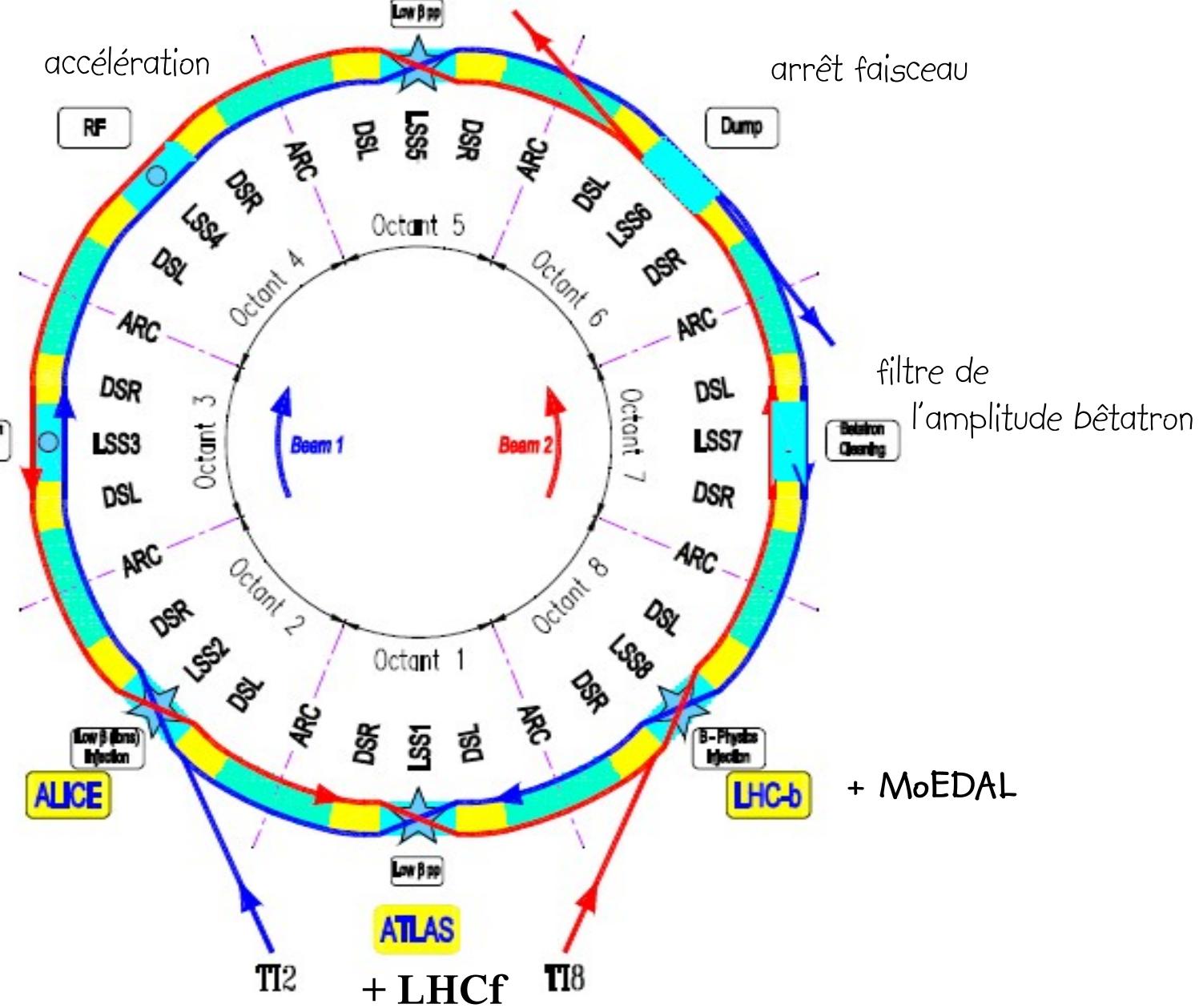
- Plus les expériences :
 - TOTEM intégrée au détecteur CMS
 - LHCf située à +/- 140 m du point de collision d'ATLAS
 - MoEDAL intégrée au détecteur LHCb

schéma d'ensemble du LHC

CMS + TOTEM

Les faisceaux de protons
changent d'orbite (de
tube) à chaque croisement !

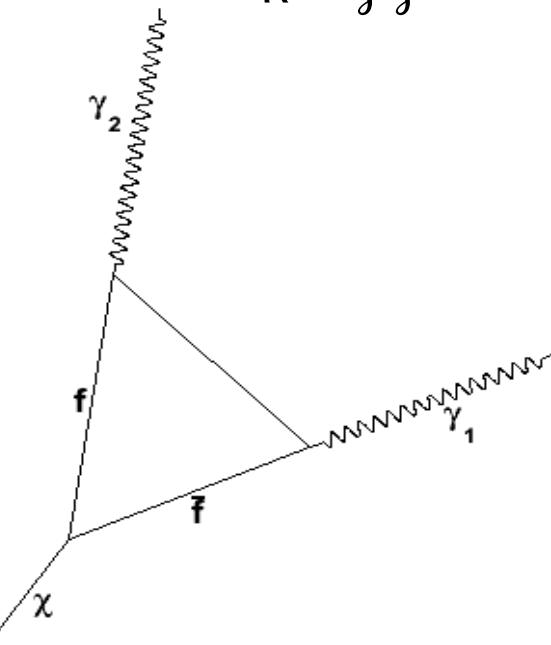
filtrage en quantité
de
mouvement



Observation de particules lourdes et très instables ($\tau < 10^{-21} \text{ s}$) en physique des hautes énergies

Higgs :

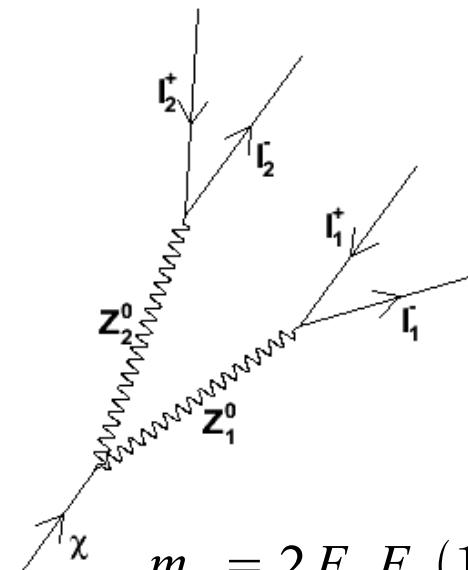
$$\chi \rightarrow \gamma\gamma$$



Revoir exo sur la décroissance d'une particule lourde en deux particules de masses nulles.

$$m_X^2 = 2 E_1 E_2 (1 - \cos \theta)$$

$$\text{si : } m_\chi > 2m_Z, \chi \rightarrow ZZ$$



$$m_Z = 2 E_1 E_2 (1 - \cos \theta)$$

$$m_X = (P_{Z_1} + P_{Z_2})^2$$

$$P_{Z_1} = P_{l^+} P_{l^-}$$

Il apparaît nécessaire de mesurer les énergies et les trajectoires des particules émises.

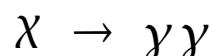
Observation de particules lourdes et très instables en physique des hautes énergies

Si une particule X de cette nature se désintègre en n constituants suffisamment stables pour être observés dans un détecteur : $X \rightarrow 1+2+\dots+n$

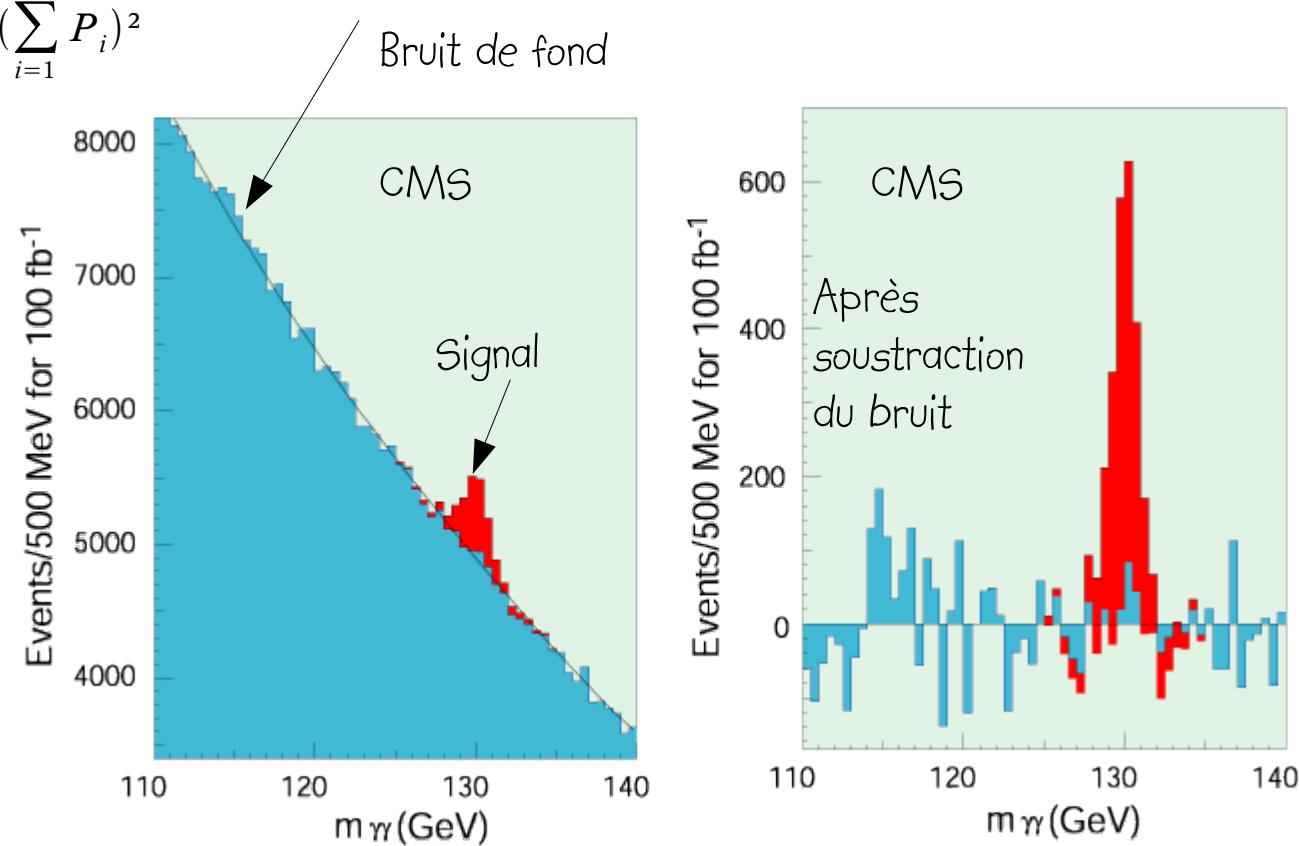
et si l'on mesure chacun des quadrivecteurs des n constituants : $P_i = \frac{E_i}{|\vec{p}_i|}$

On a alors : $m_x = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n P_i\right)^2}$

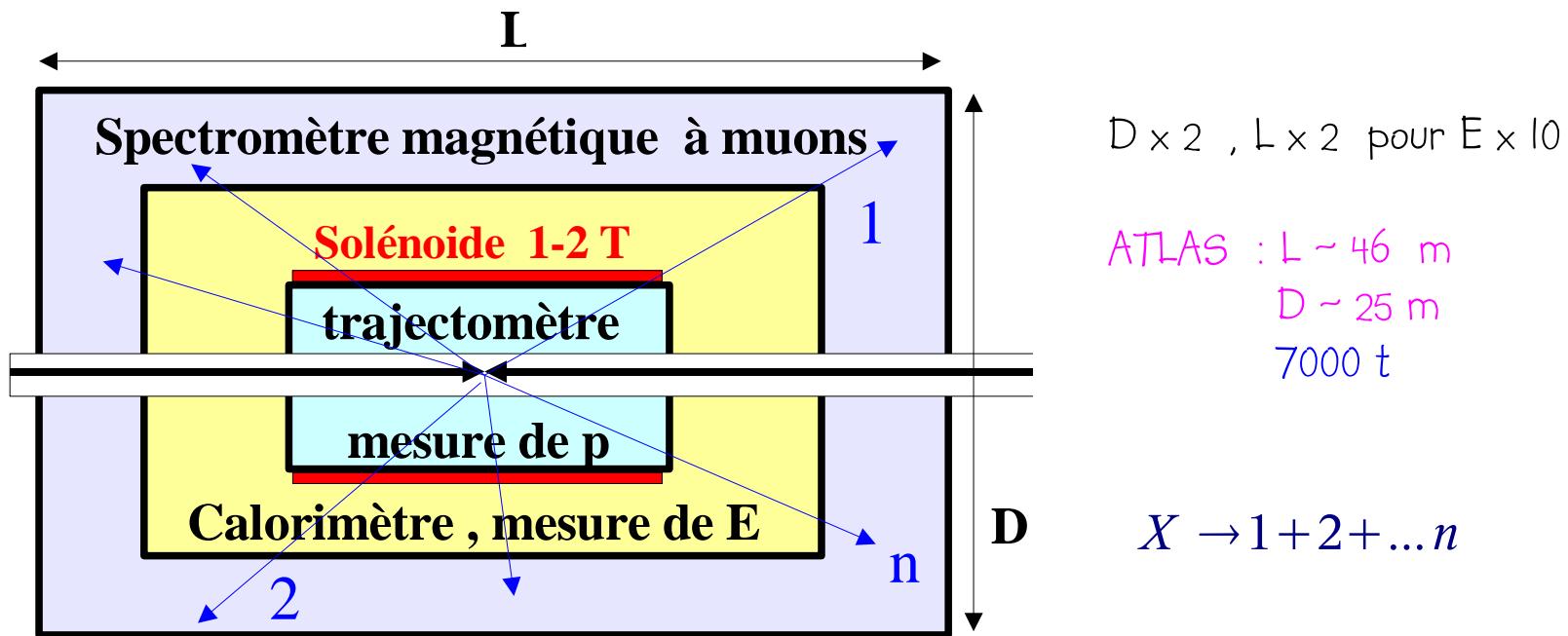
Exemple :



pour $m_X = 130 \text{ GeV}$

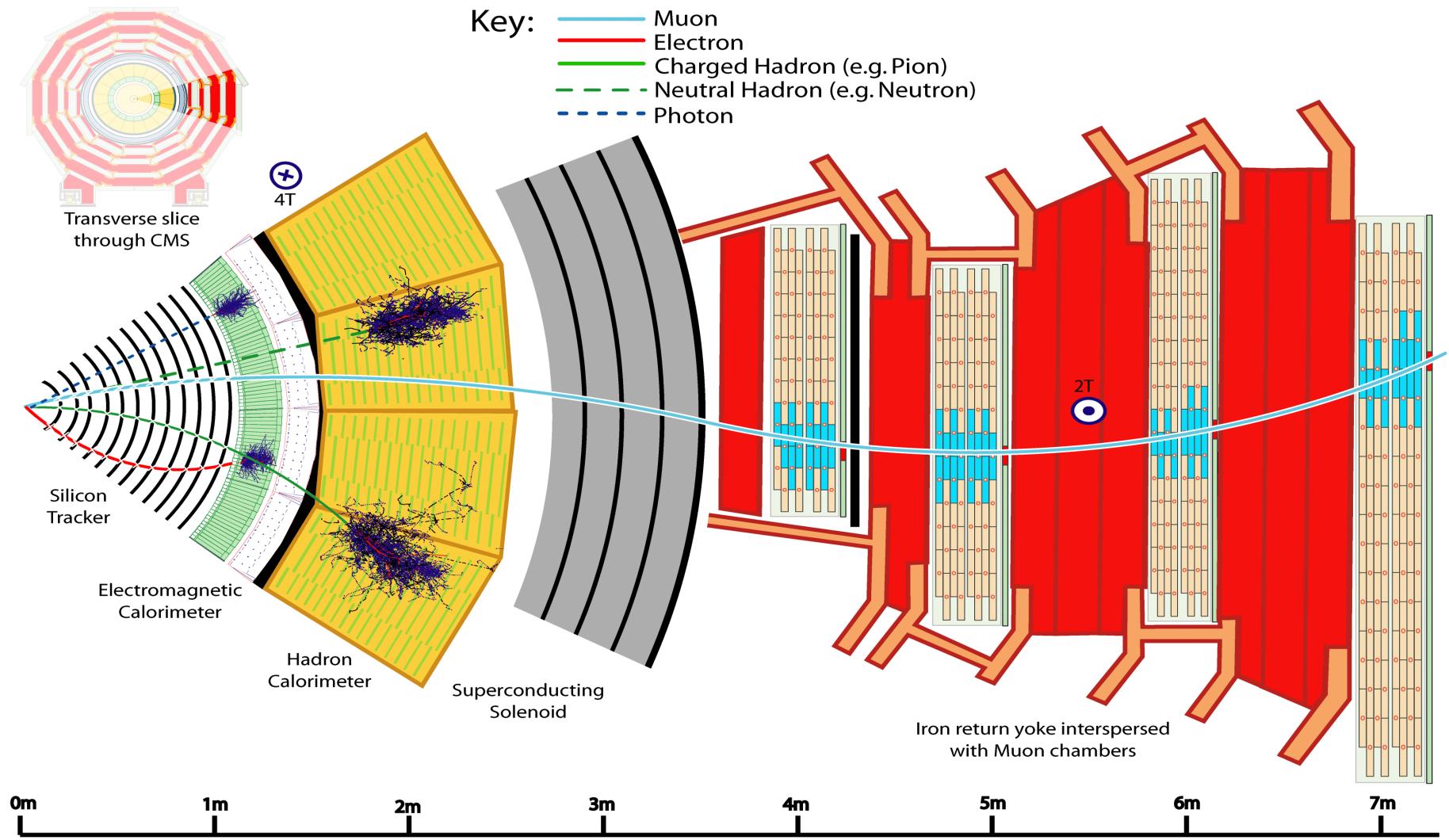


Structure d'un détecteur installé sur un collisionneur à très haute énergie



Identifications des constituants élémentaires

On est donc amené à mesurer les quadri-vecteurs d'électrons, de muons, de photons et de quarks de fortes énergies



CMS

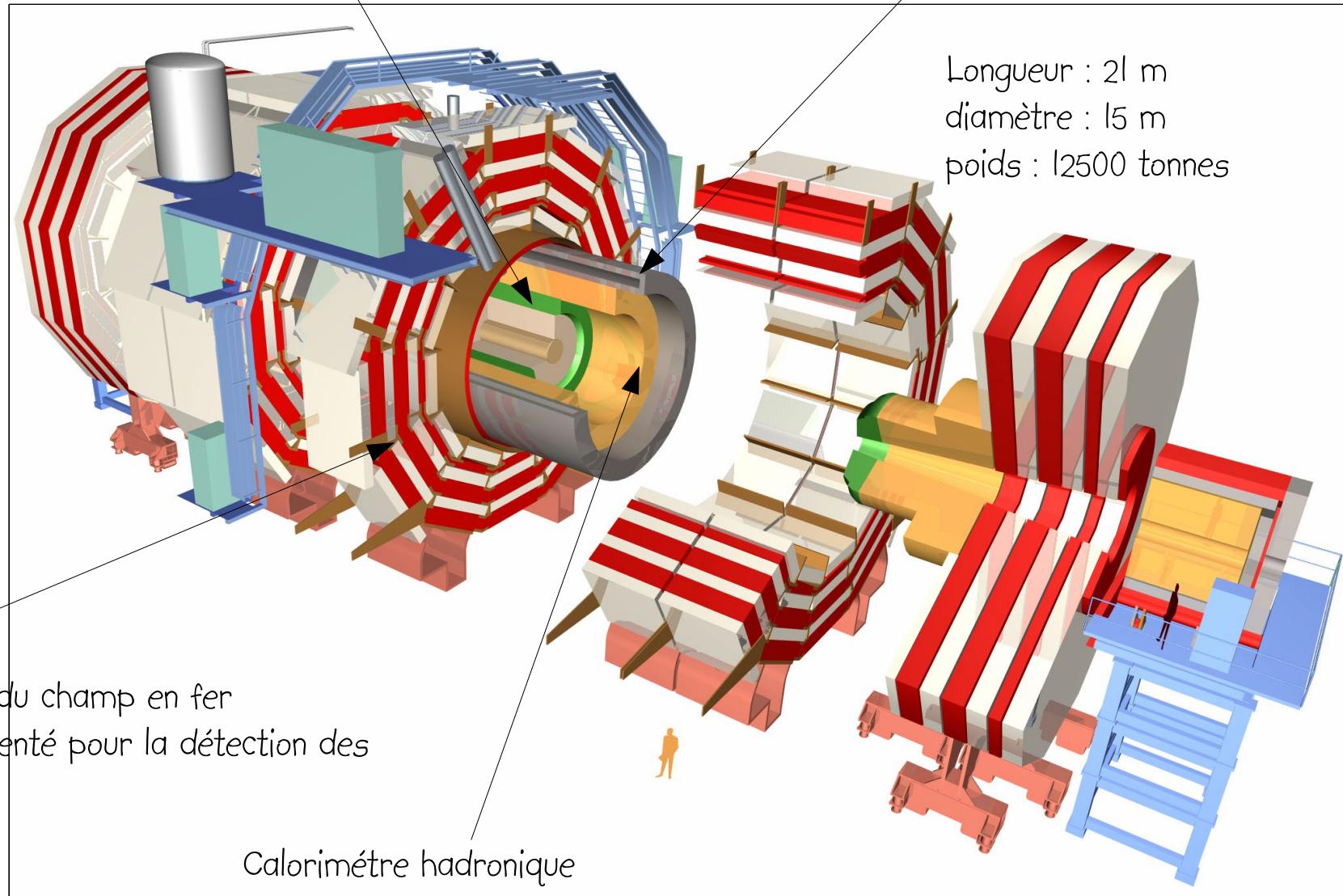
Calorimètre
électromagnétique
en tungstate de plomb

Solénoïde supra de 4T

Longueur : 21 m
diamètre : 15 m
poids : 12500 tonnes

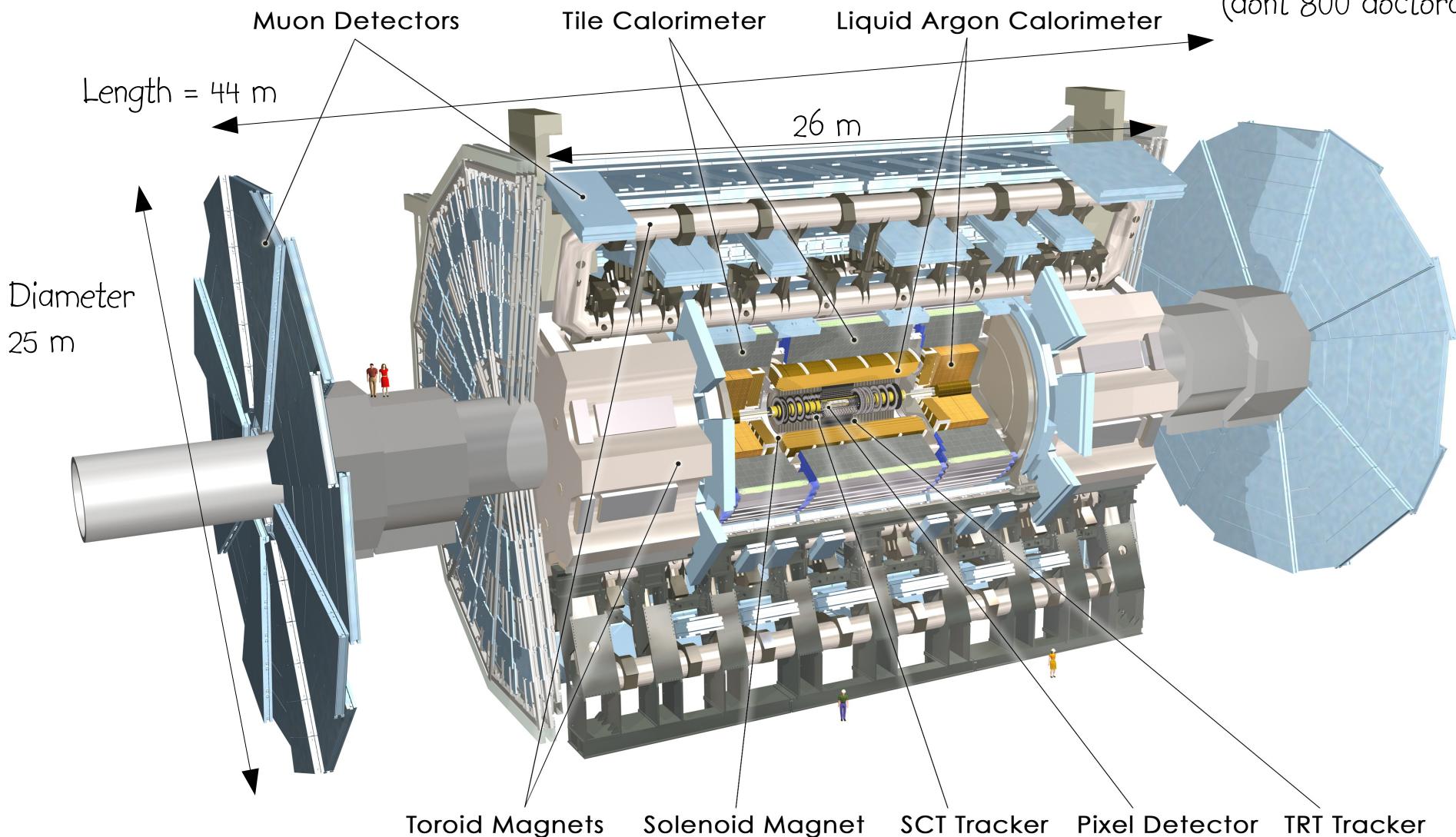
Retour du champ en fer
instrumenté pour la détection des
muons

Calorimètre hadronique



ATLAS

37 pays
169 laboratoires
2800 auteurs scientifiques
(dont 800 doctorants)



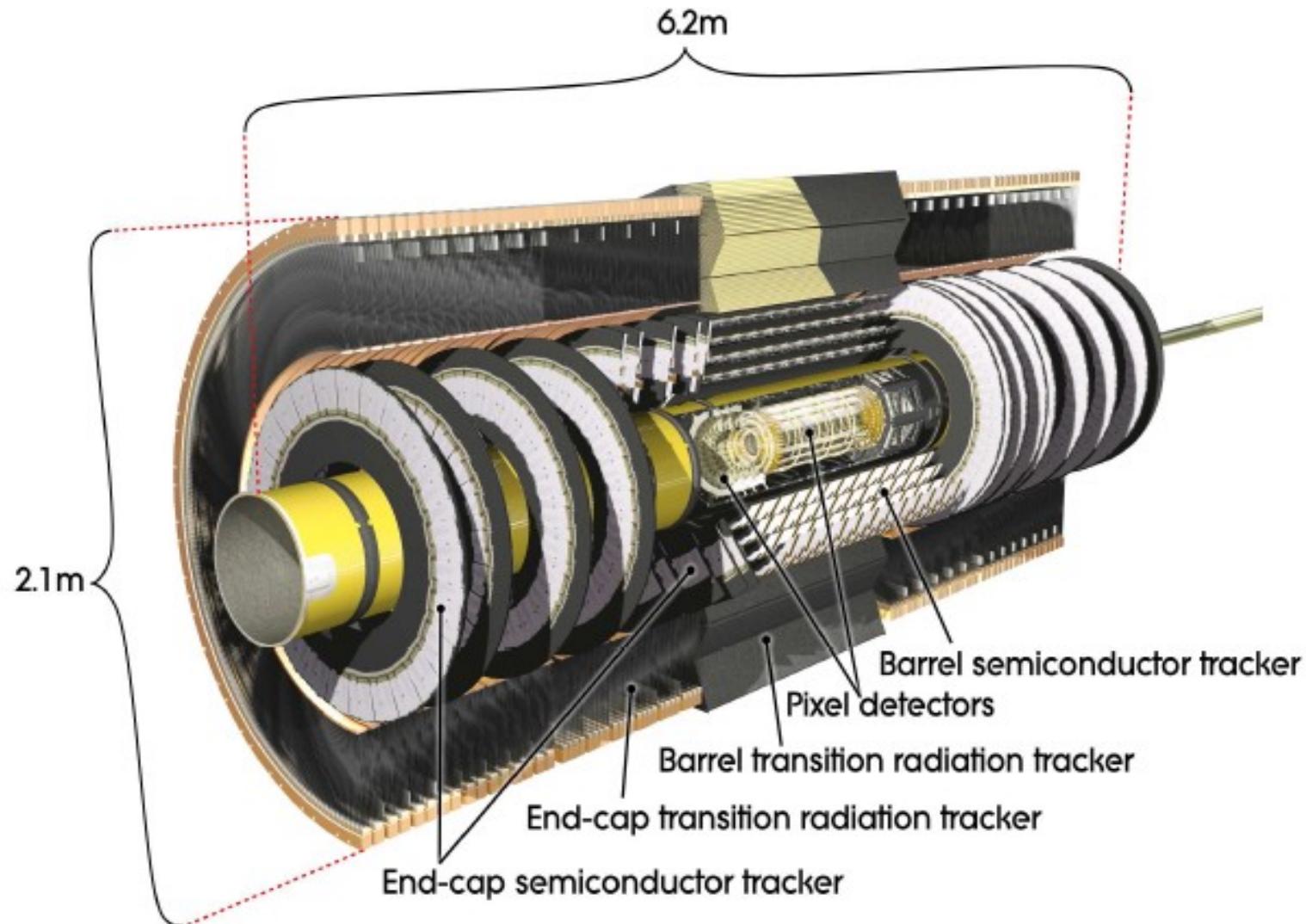
Poids total ~ 7000 t

Coût ~ 550 M CHF (~30 k CHF/an/auteur)

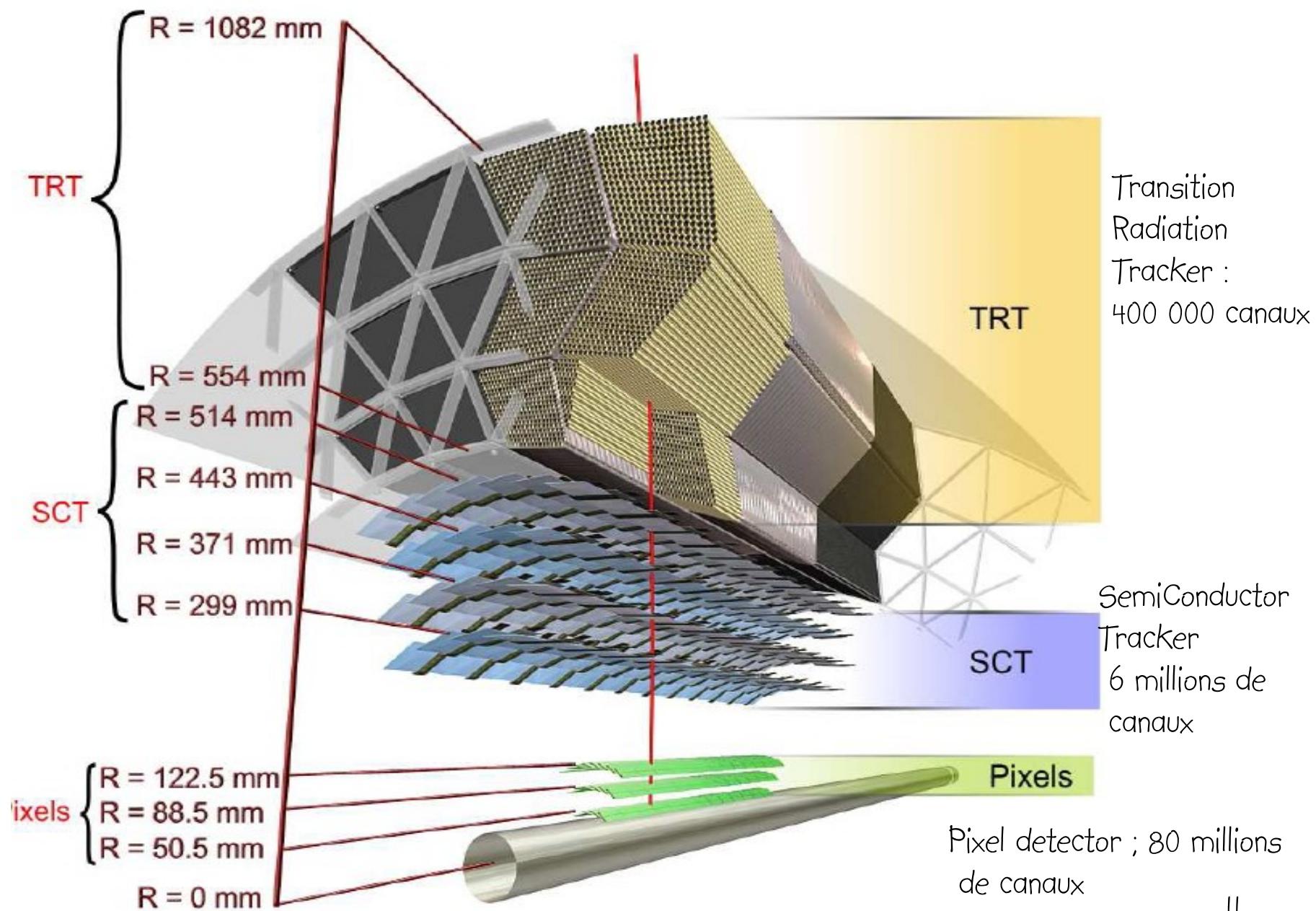
Lecture des signaux : ~ 100 millions de canaux électroniques
~ 3000 Km de câbles

Trajectomètre d'ATLAS

86,4 millions de canaux.



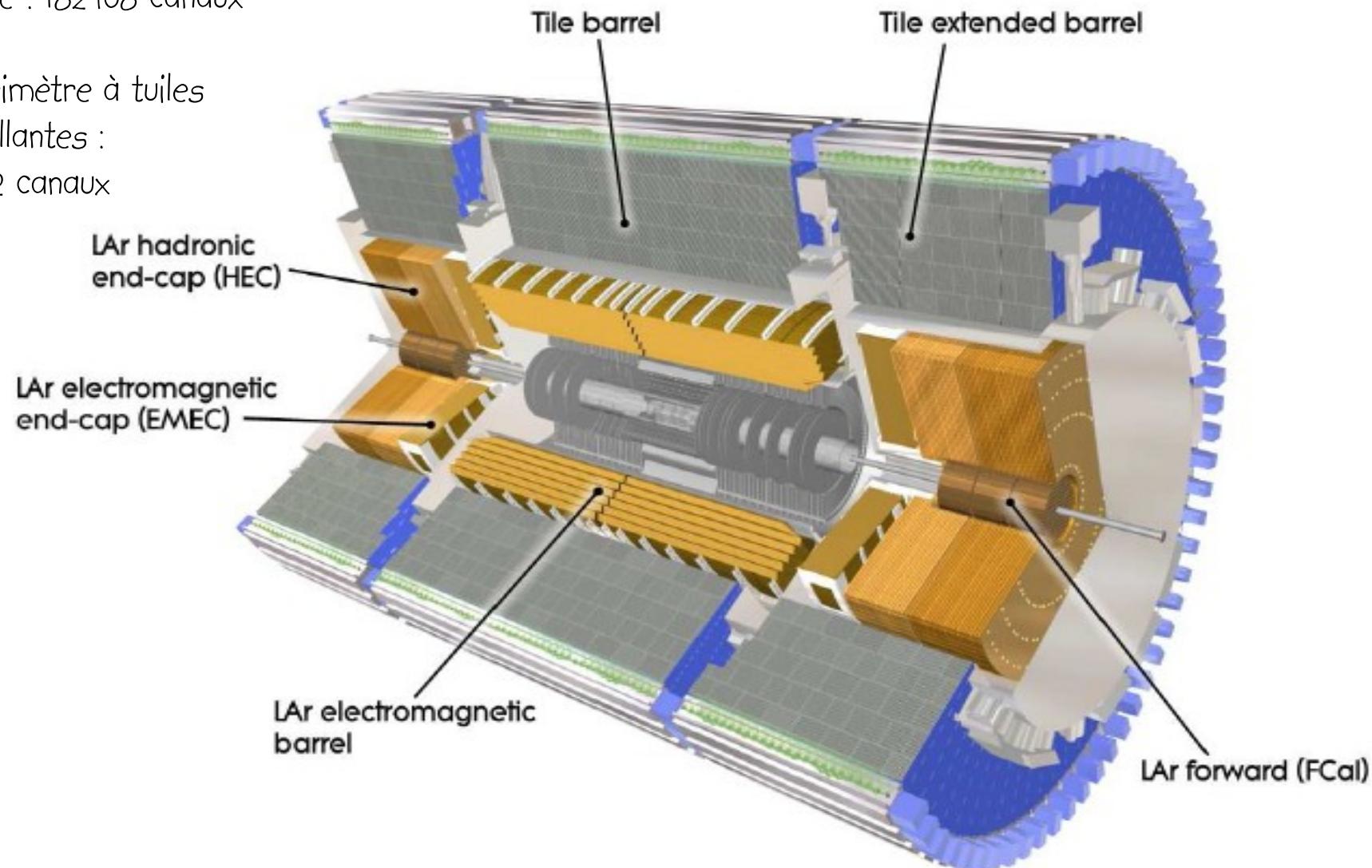
Trajectomètre d'ATLAS



Calorimètre d'ATLAS

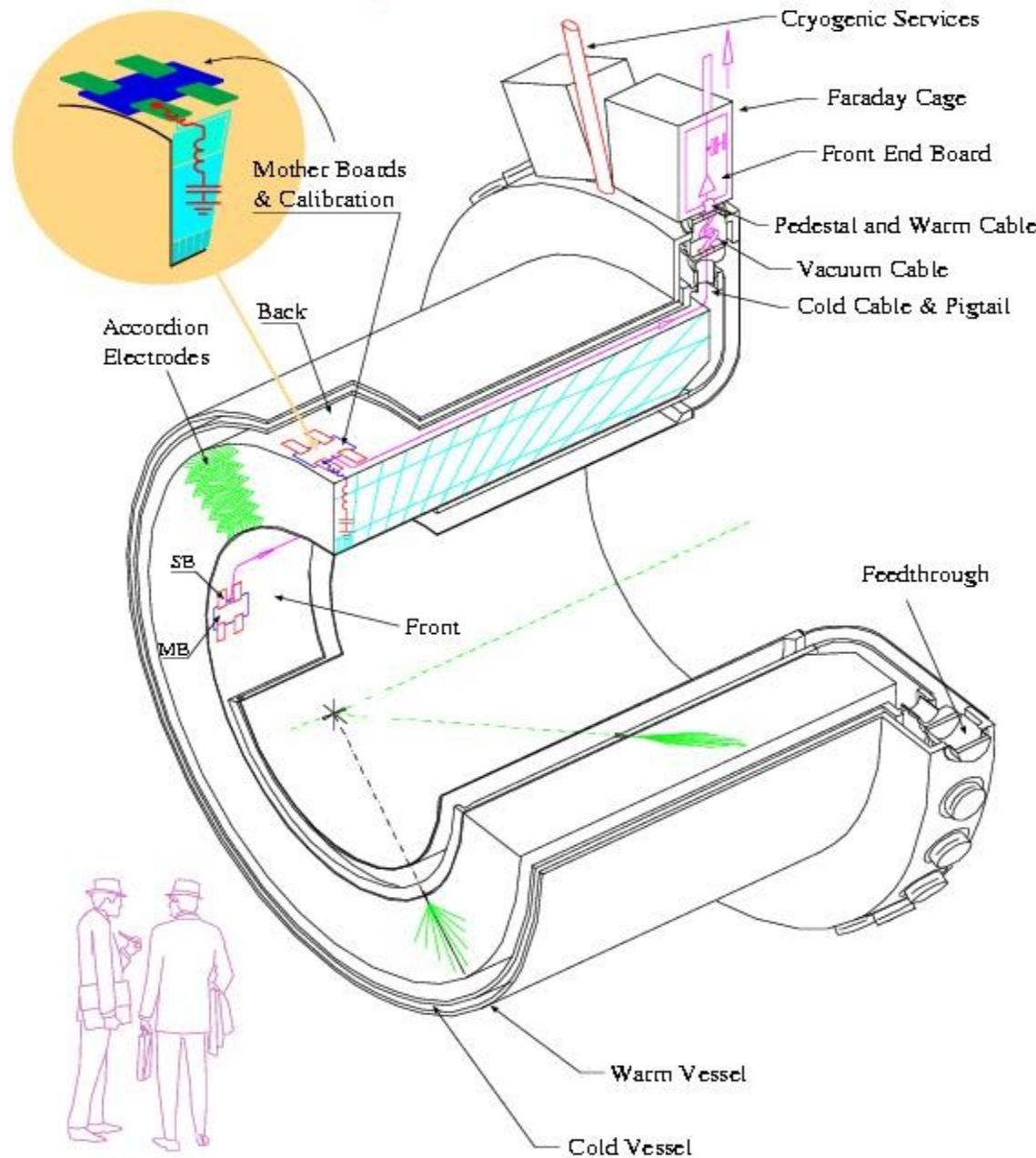
Calorimètre à argon
liquide : 182468 canaux

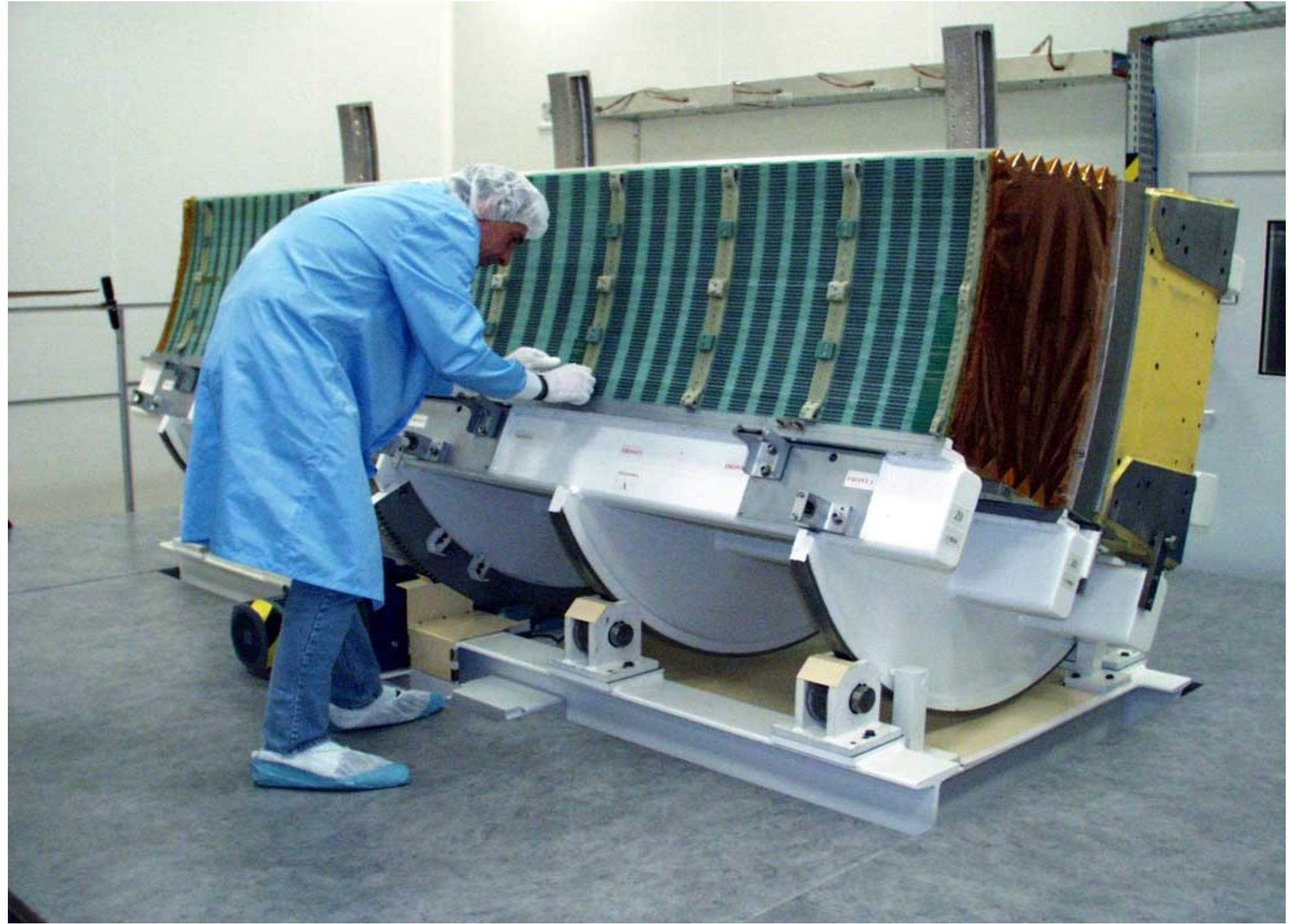
Calorimètre à tuiles
scintillantes :
9852 canaux



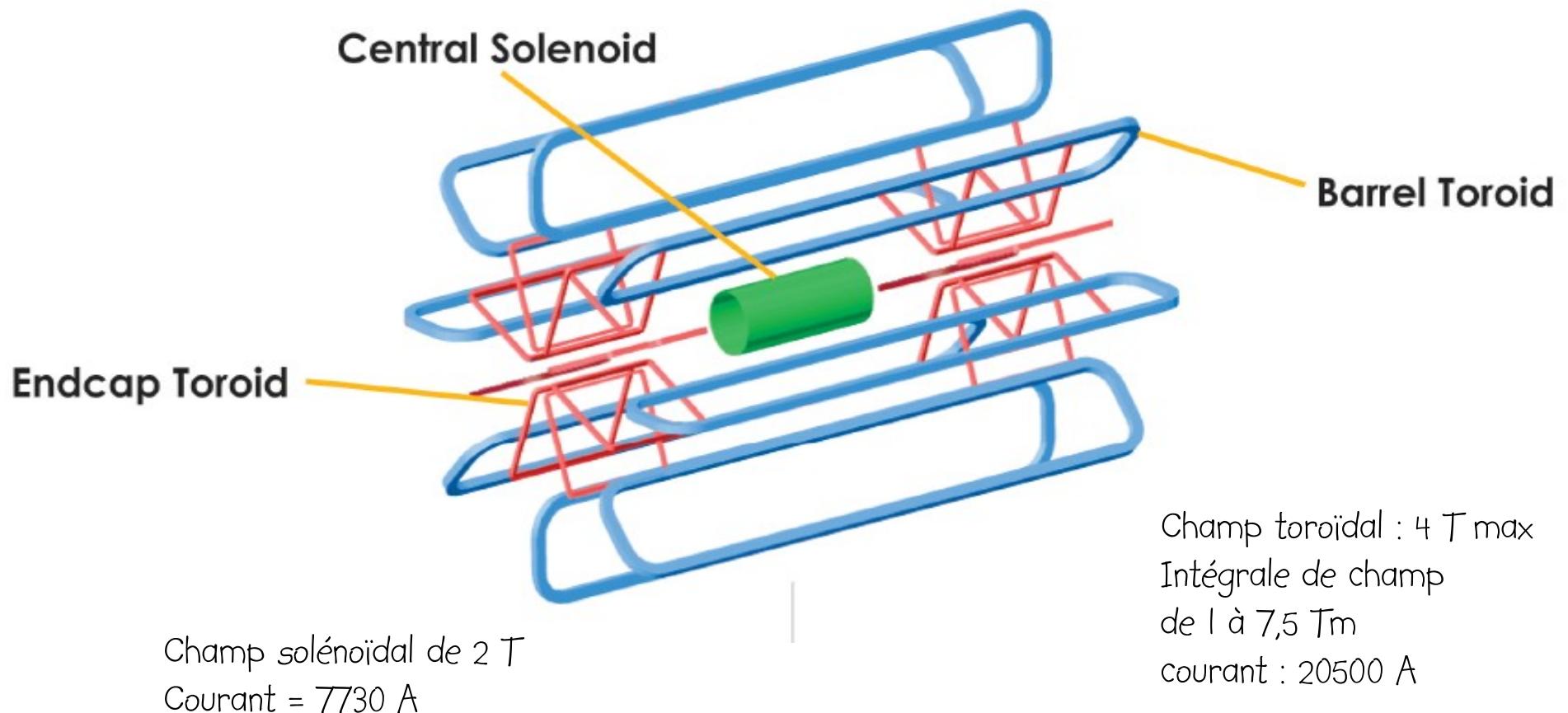
ATLAS LAr Electromagnetic Calorimeter

Signal Channels $\sim 10^5$ (burrel)

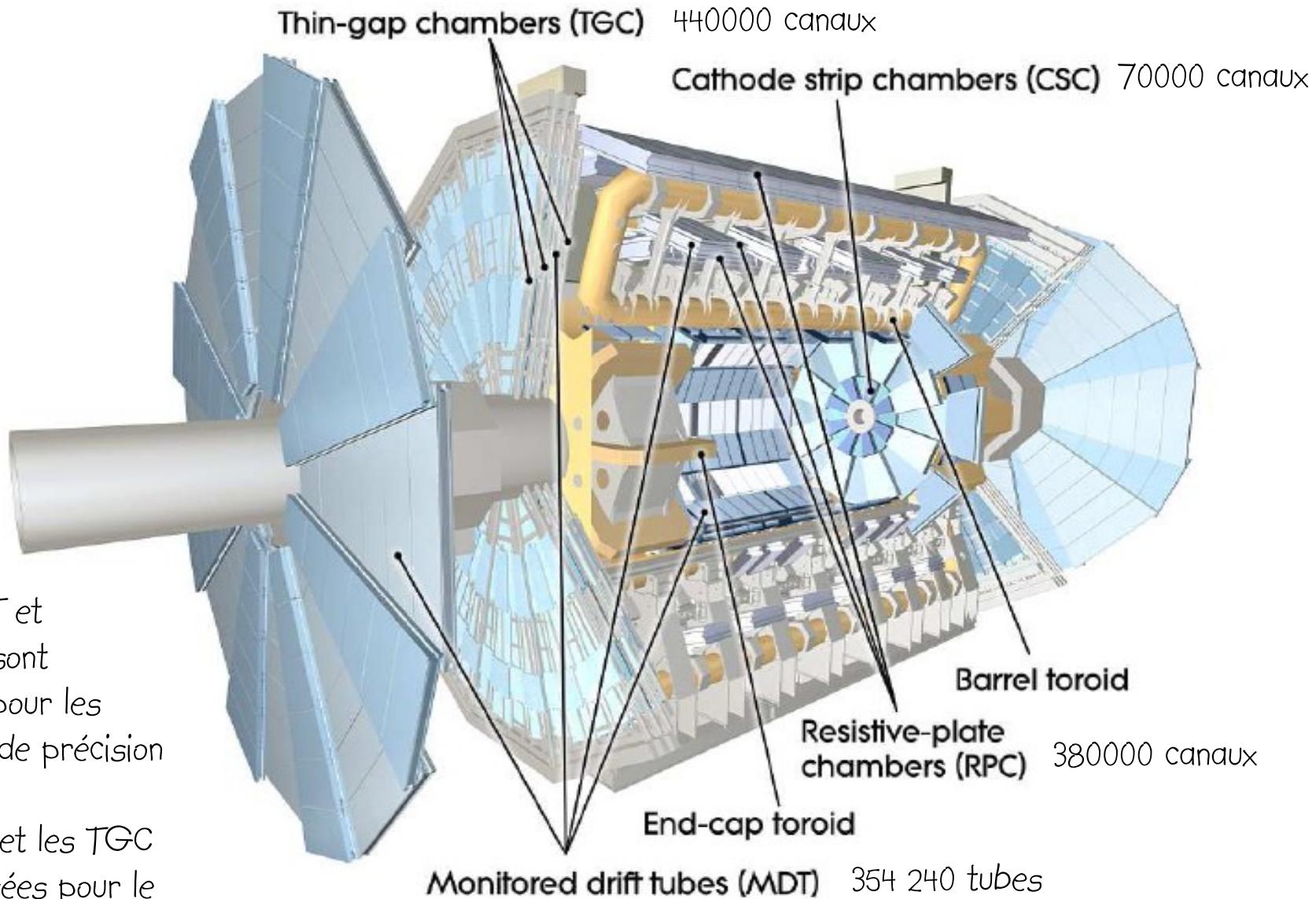




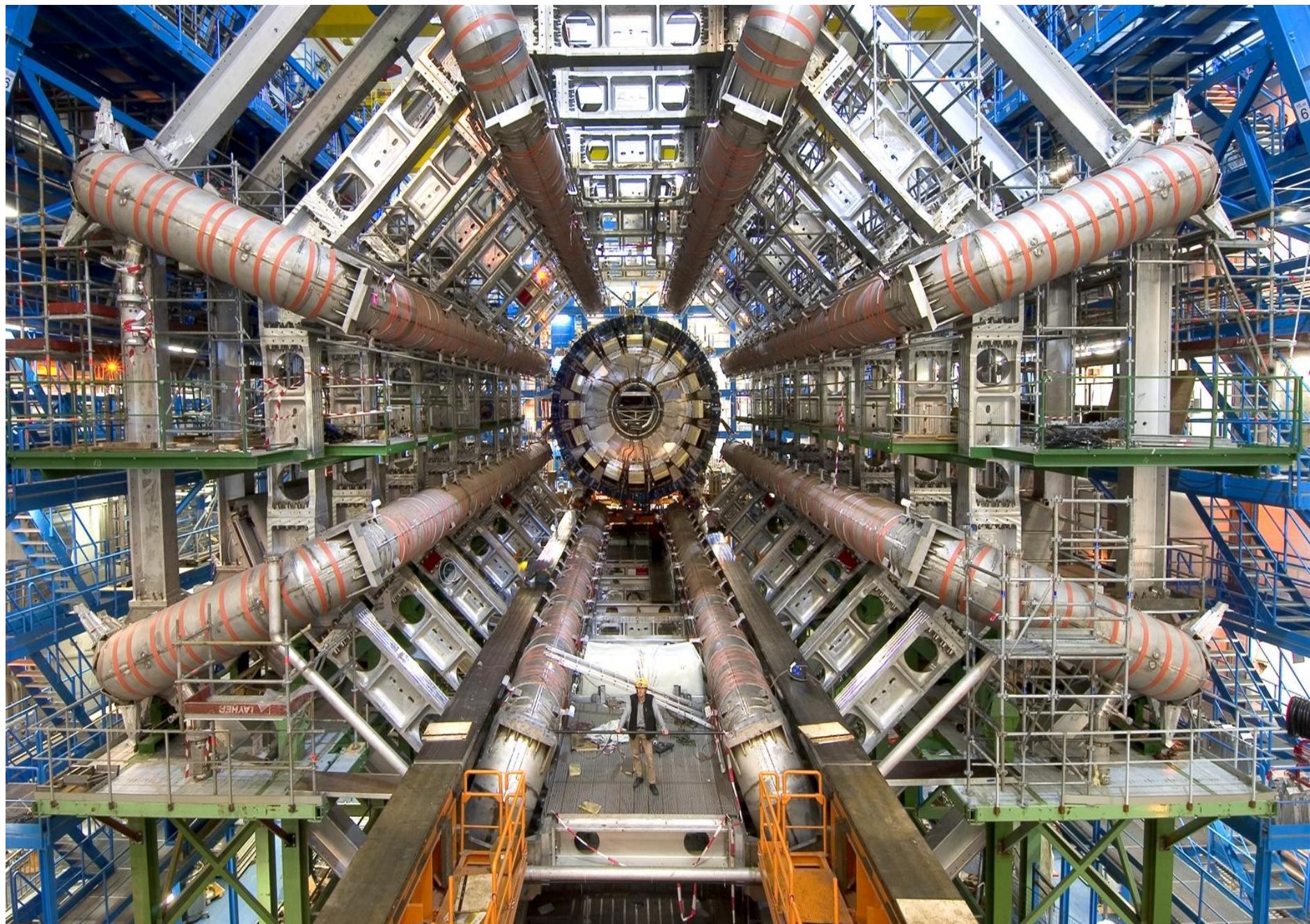
ATLAS Magnet System

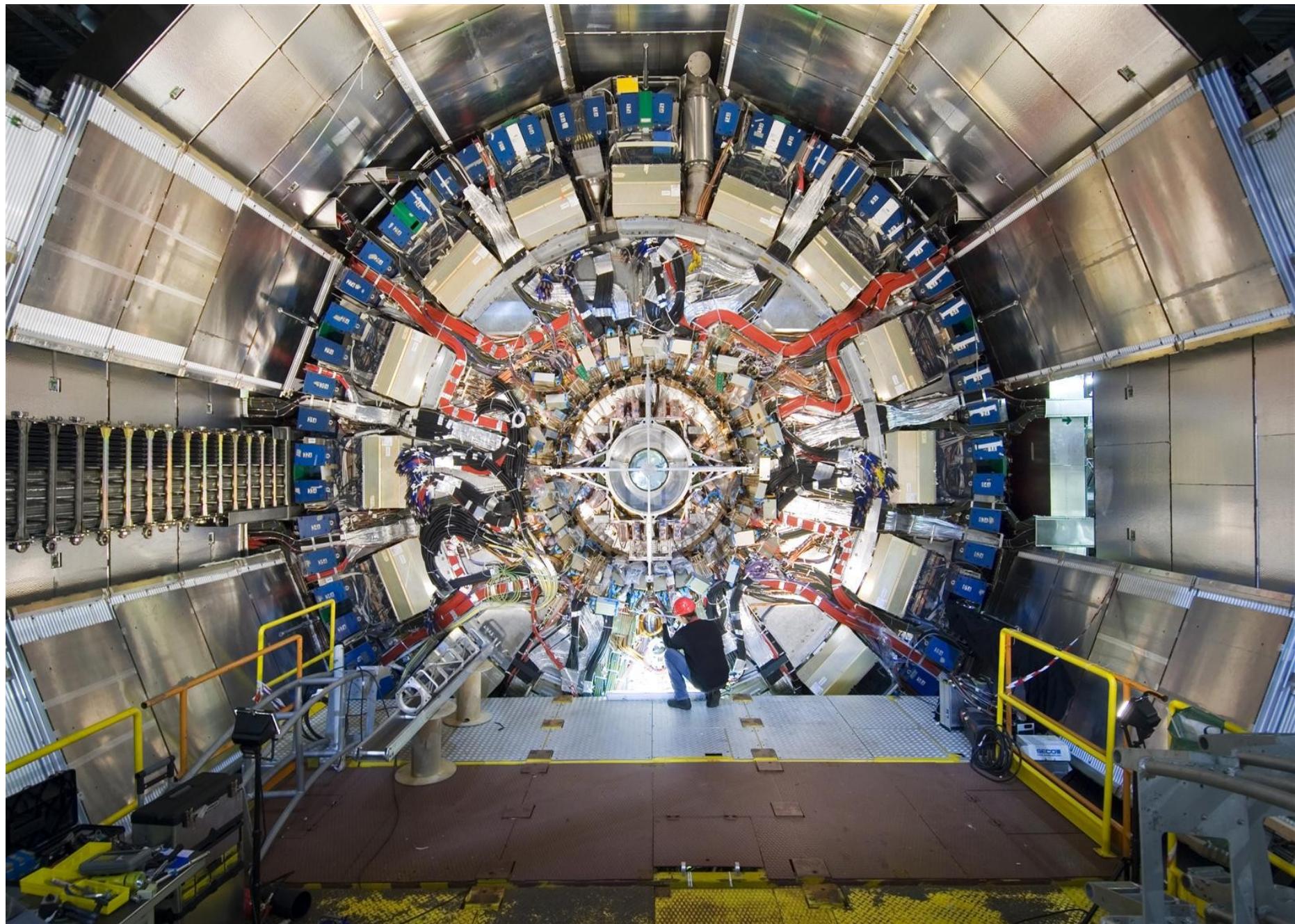


Spectromètre à muons d'ATLAS

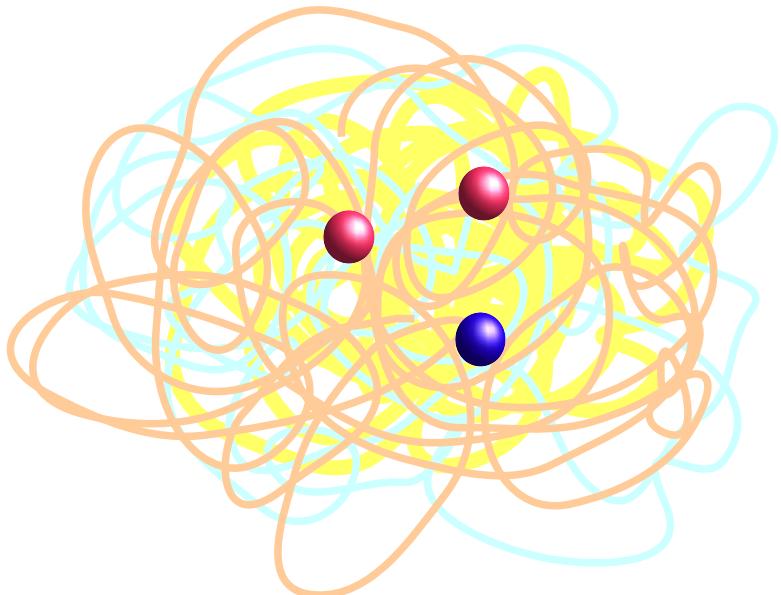








Structure du proton



Aux énergies du LHC, un proton ne peut pas être considéré comme étant uniquement formé de deux quarks u et d'un quark d.

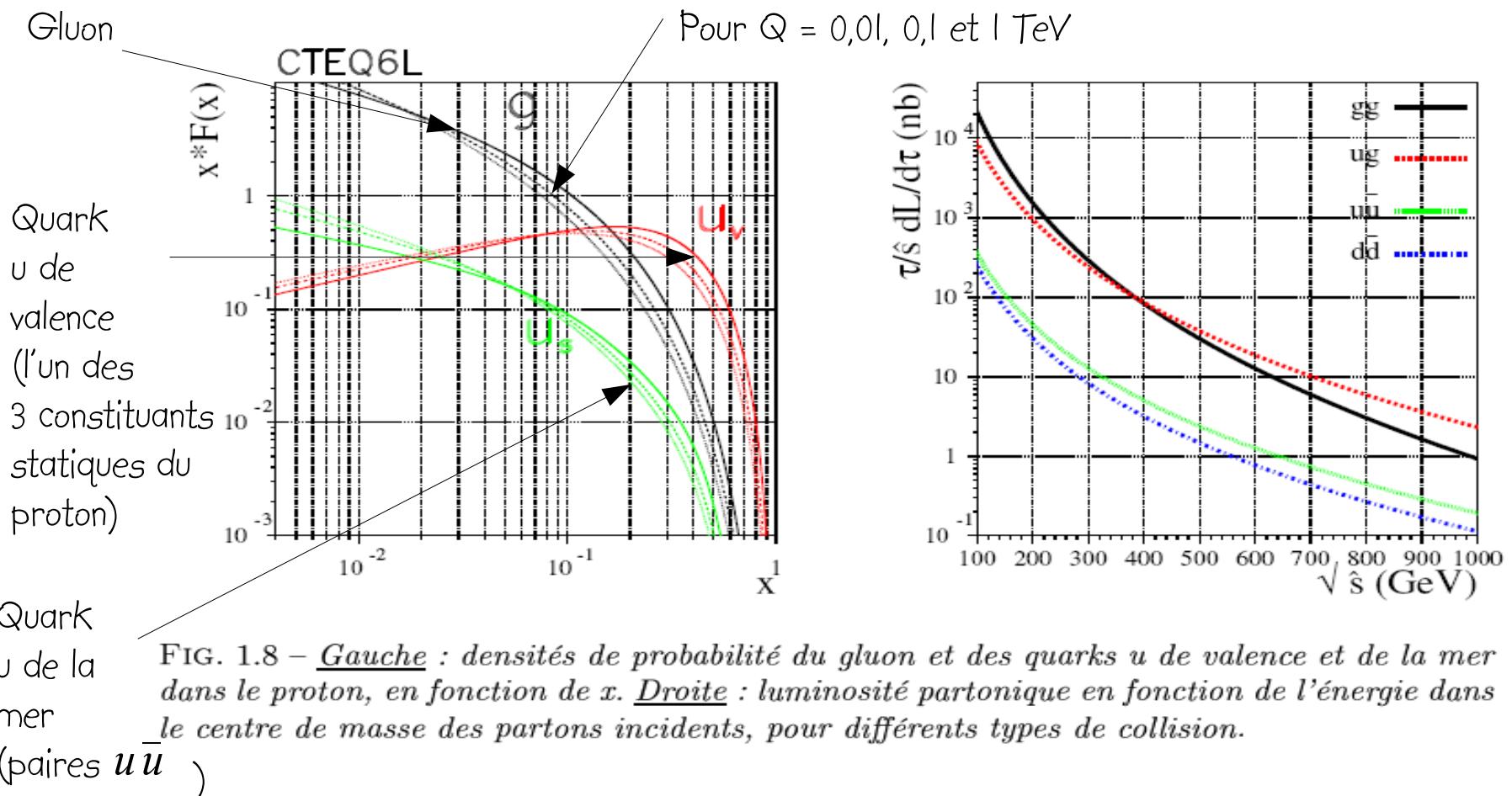
Un quark (de masse très petite) enfermé dans une boîte possédant un rayon inférieur à 1 fm a une incertitude sur son énergie qui est supérieure à 200 MeV .

Au LHC le proton peut être vu comme une très petite boîte remplie d'un gaz de quarks et de gluons (les partons) quasiment libres qui se partagent la quantité de mouvement totale du faisceau.

Si on néglige le mouvement de Fermi des partons (~ 200 MeV à comparer à 7 TeV), chacun de ces constituants porte une fraction X_i (variable de Feynman) comprise entre 0 et 1 de la quantité de mouvement longitudinale du proton, avec : $\sum_i x_i = 1$

Structure du proton : Densités de probabilité partoniques

À une échelle d'énergie Q , la probabilité de trouver un parton donné (u, d, s, c, b, t, g) portant une fraction x_i de la quantité de mouvement totale du proton est donnée par la fonction : $f_i(x_i, Q^2)$



Section efficace de production d'une particule de masse M

$$\sigma(pp \rightarrow M + X) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_i dx_j \ f_i(x_i, M^2) f_j(x_j, M^2) \ \sigma(i j \rightarrow M)$$

Intégrales sur les fractions de quantité de mouvement

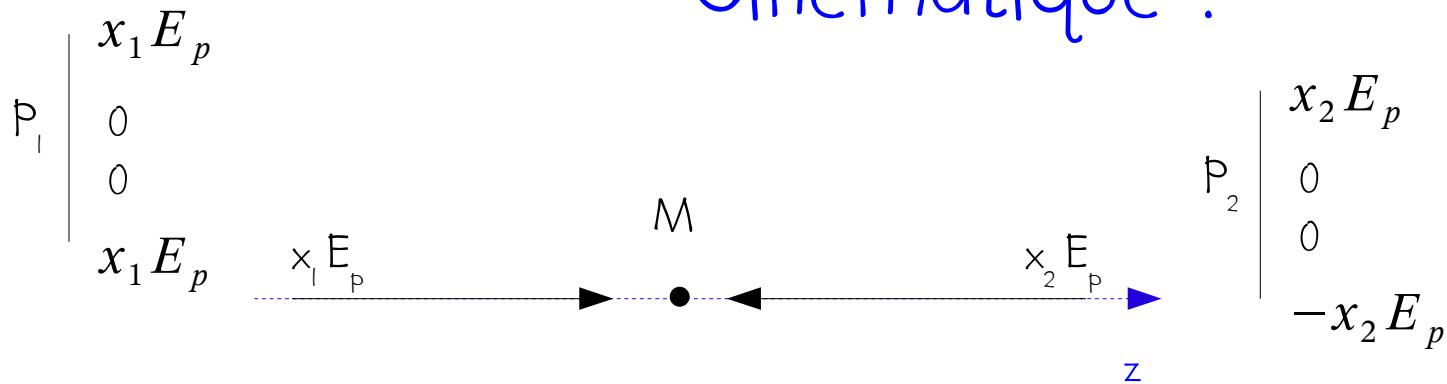
Somme sur toutes les paires possibles de partons

Densités de probabilité partoniques de i et j

section efficace de production à deux partons : $i j \rightarrow M$

De fait, les collisionneurs hadroniques ont une phénoménologie plus complexe que les collisionneurs e^+e^-

Cinématique :



Partons supposés sans masse

énergie totale dans le centre de masse pp : $\sqrt{s} = 2E_p$

énergie totale dans le centre de masse des deux partons : $\hat{s} = (P_1 + P_2)^2 = x_1 x_2 s$

Si la résonance est assez étroite, on a alors : $\hat{s} = M^2 = x_1 x_2 s$

En prenant $x_1 > x_2$ on obtient :

$$\begin{array}{c|cc}
 p_M & \sqrt{M^2 + p_M^2} = M \cosh \zeta_M & \text{et } M \text{ se déplace sur } (0, z) \text{ dans le sens positif} \\
 & 0 & \\
 & 0 & \\
 \hline
 p_M & \zeta_M = \tanh^{-1} \beta_M & \text{rapidité de } M \\
 & M \sinh \zeta_M &
 \end{array}$$

cinématique

$$P_1 + P_2 = P_M \Rightarrow P_1 - P_M = P_2 \Rightarrow (P_1 - P_M)^2 = 0$$

Ce qui conduit à : $x_1 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{\zeta_M}$ et : $x_2 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{-\zeta_M}$

Ou encore :

$$\ln(M^2) = 2 \ln(x_1) + \ln(s) - 2\zeta_M$$

si : $x_1 = 1$ alors : $x_2 = \frac{M^2}{s}$

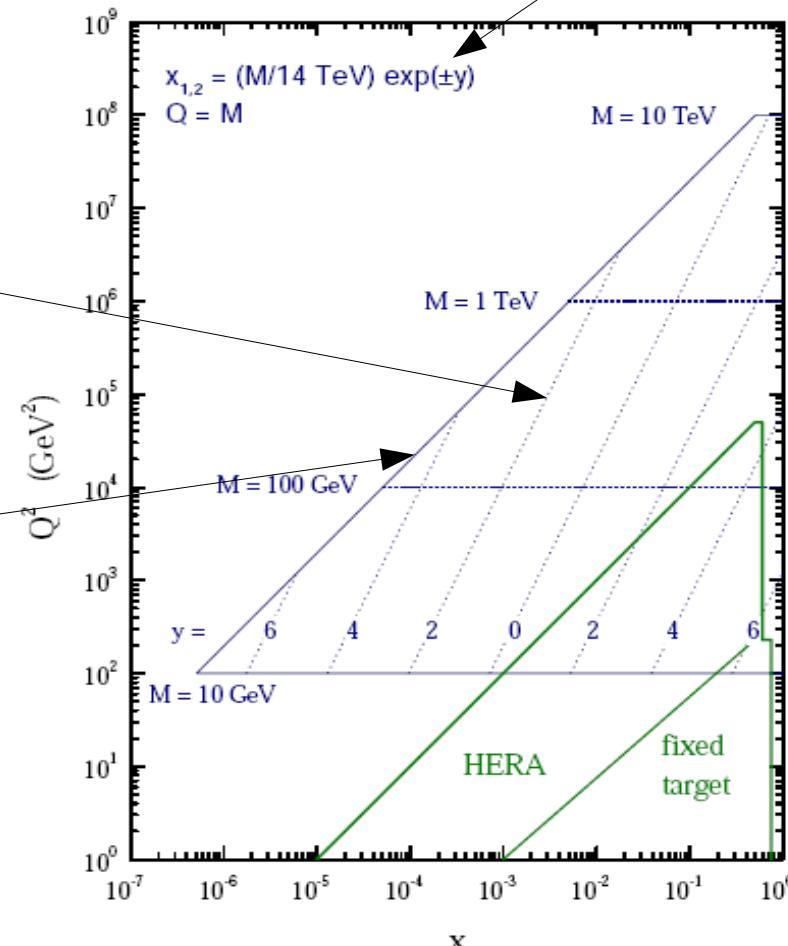
$$M^2 = x_2 s$$

Sur cette figure :

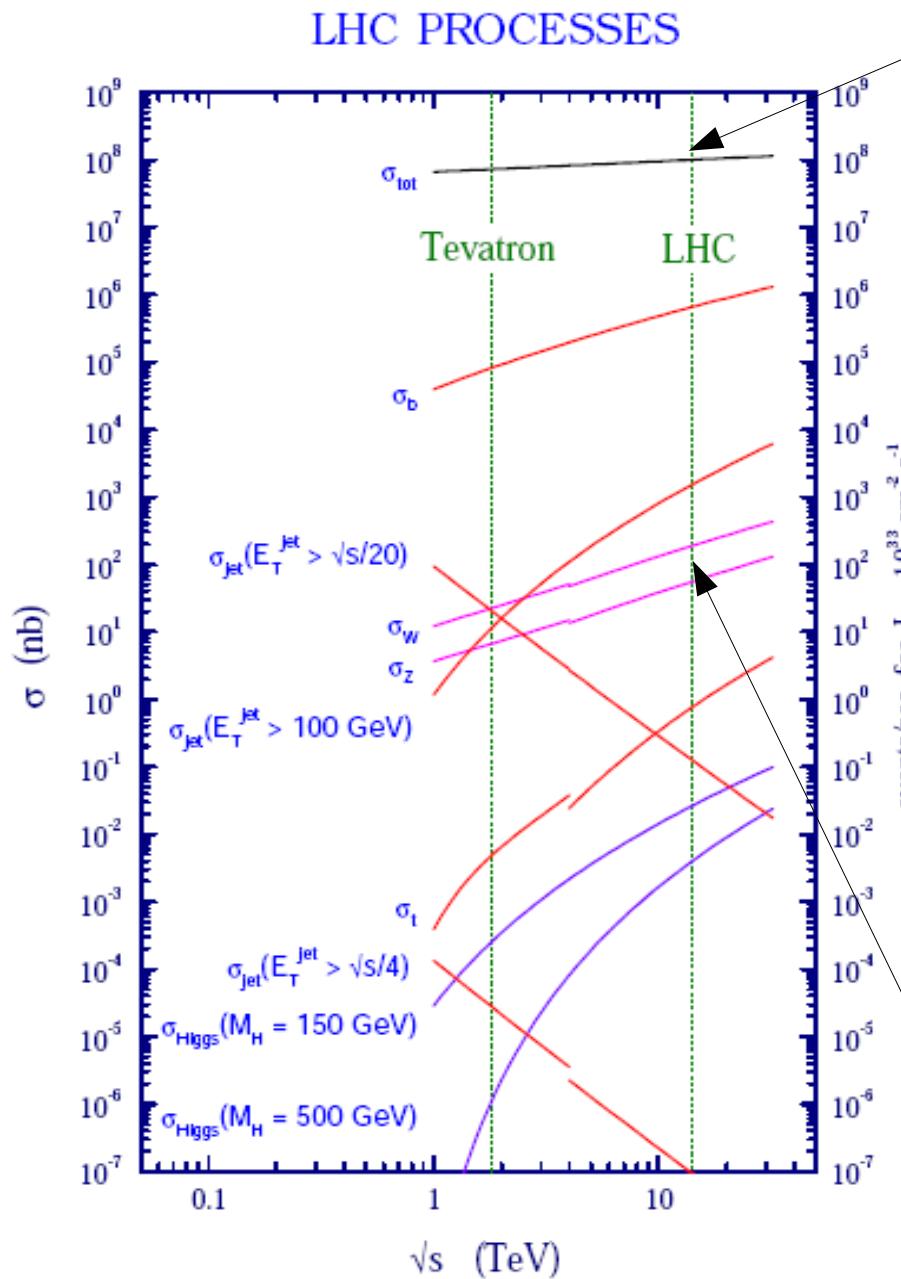
$$y = \zeta_M$$

et :

$$Q = M$$



Taux de réactions



1 GHz à haute luminosité : $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 10 (\text{nb})^{-1} \text{ s}^{-1}$

Soit en moyenne 25 événements par croisement de paquets proton-proton !

Mais ces événements sont pour l'essentiel des collisions hadroniques molles (événements au biais minimum) qui vont donner lieu à la production d'une grande quantité de particules hadroniques molles qui représentent un bruit de détection important à basse énergie.

Par événement au biais minimum on mesurera jusqu'à 90 traces de particules chargées dans le trajectomètre ...

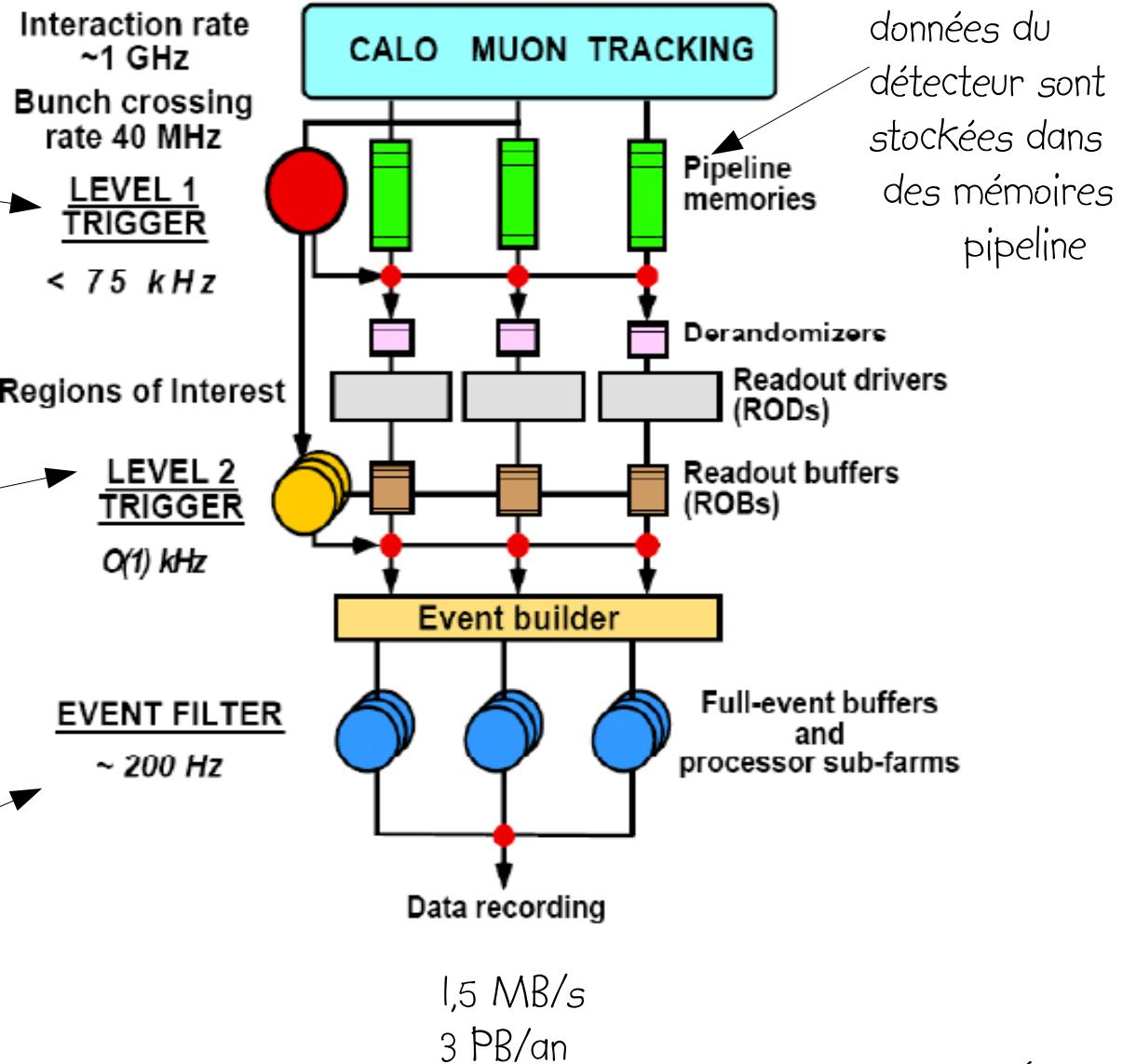
Les signaux d'intérêt correspondent à des taux de réaction beaucoup plus faibles. Compte tenu de la couverture du détecteur et de son efficacité, 200 Hz suffiront pour enregistrer tous les signaux de premier intérêt.

Déclenchement

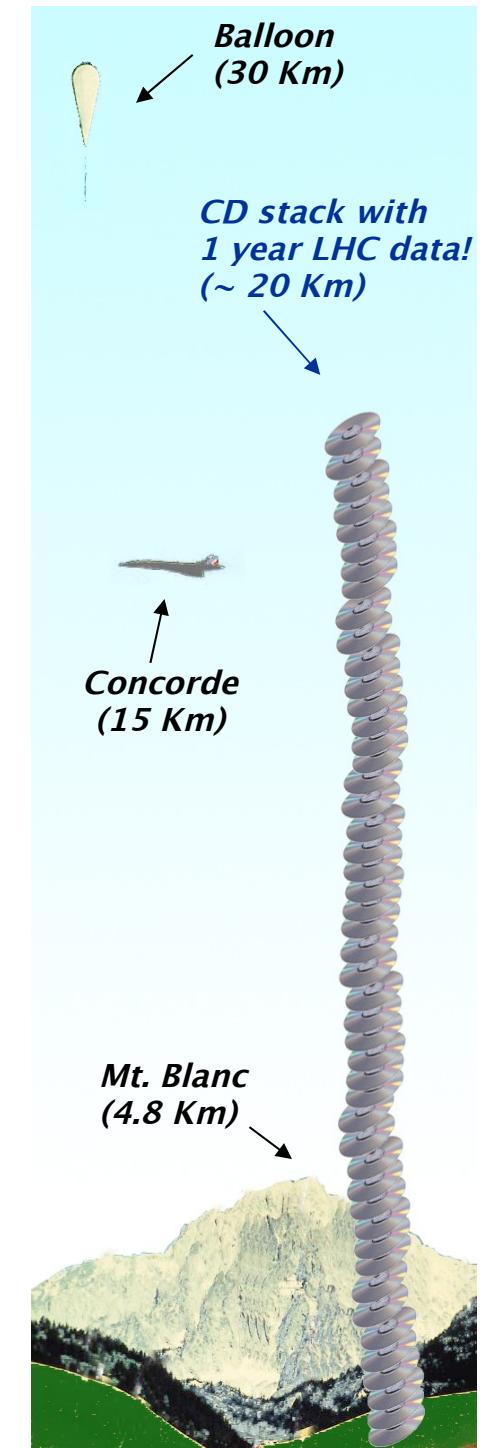
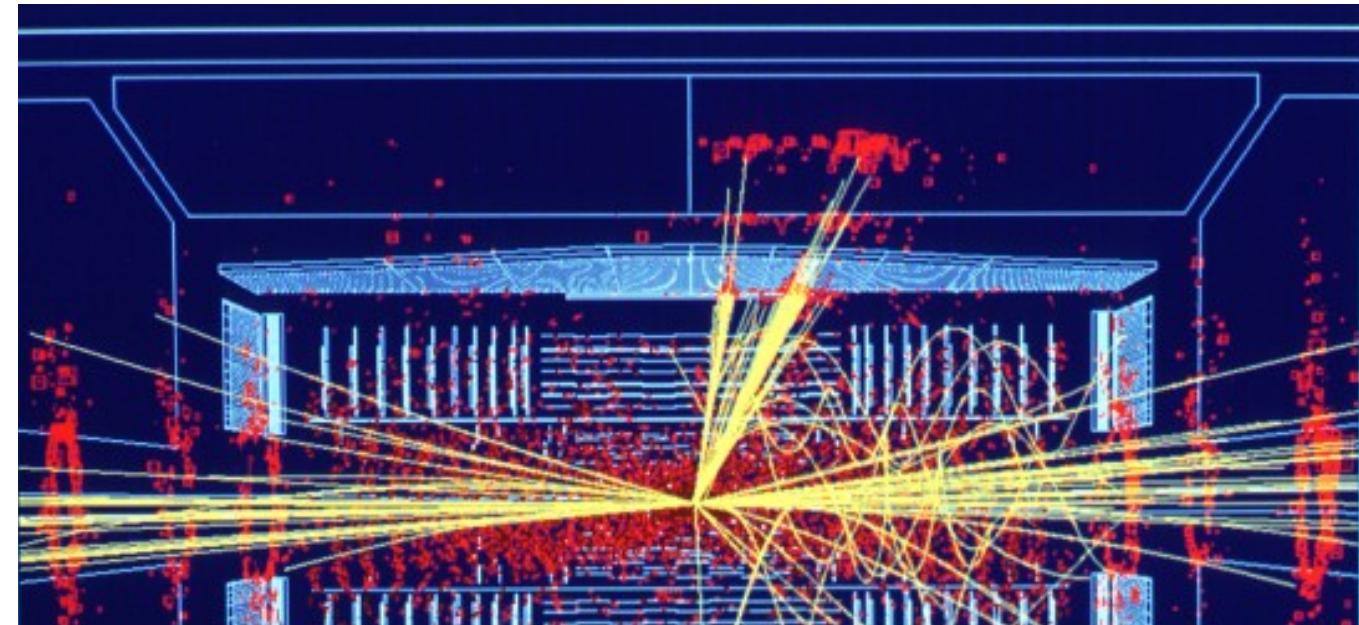
Le premier niveau de déclenchement reconnaît un événement d'intérêt en moins de $2,5 \mu\text{s}$ - Le taux d'événements est réduit à 75 kHz .

Le niveau 2 fait une première analyse des données en se concentrant sur des régions d'intérêt du détecteur. Il réduit le taux d'événements à environ $3,5 \text{ kHz}$ avec un temps de calcul par événement d'environ 40 ms (calcul parallèle)

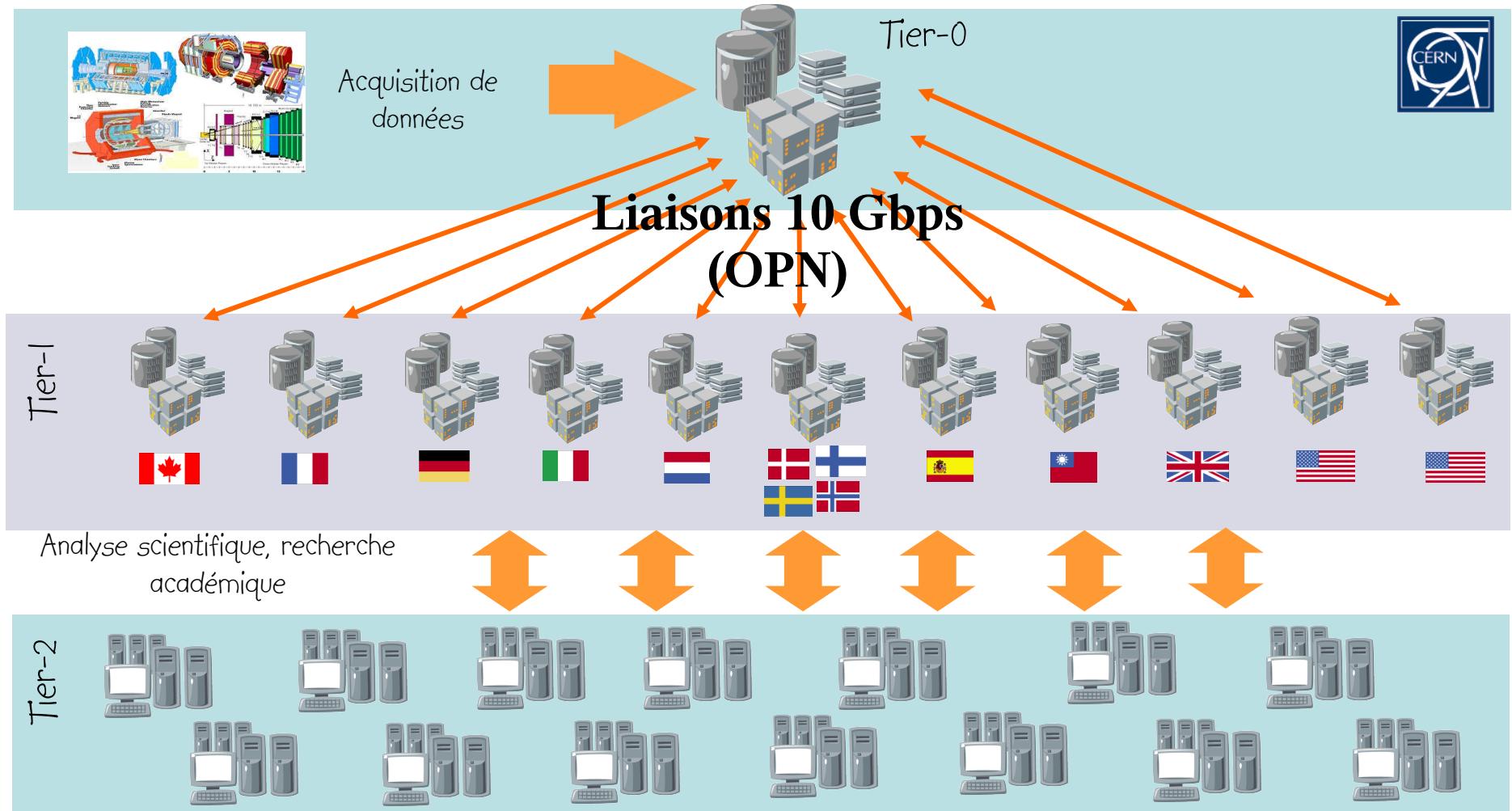
Le dernier niveau de déclenchement fait alors une première analyse complète de l'événement et l'enregistre si celui-ci est d'intérêt.



Data storage per year: ~ 15 Petabytes

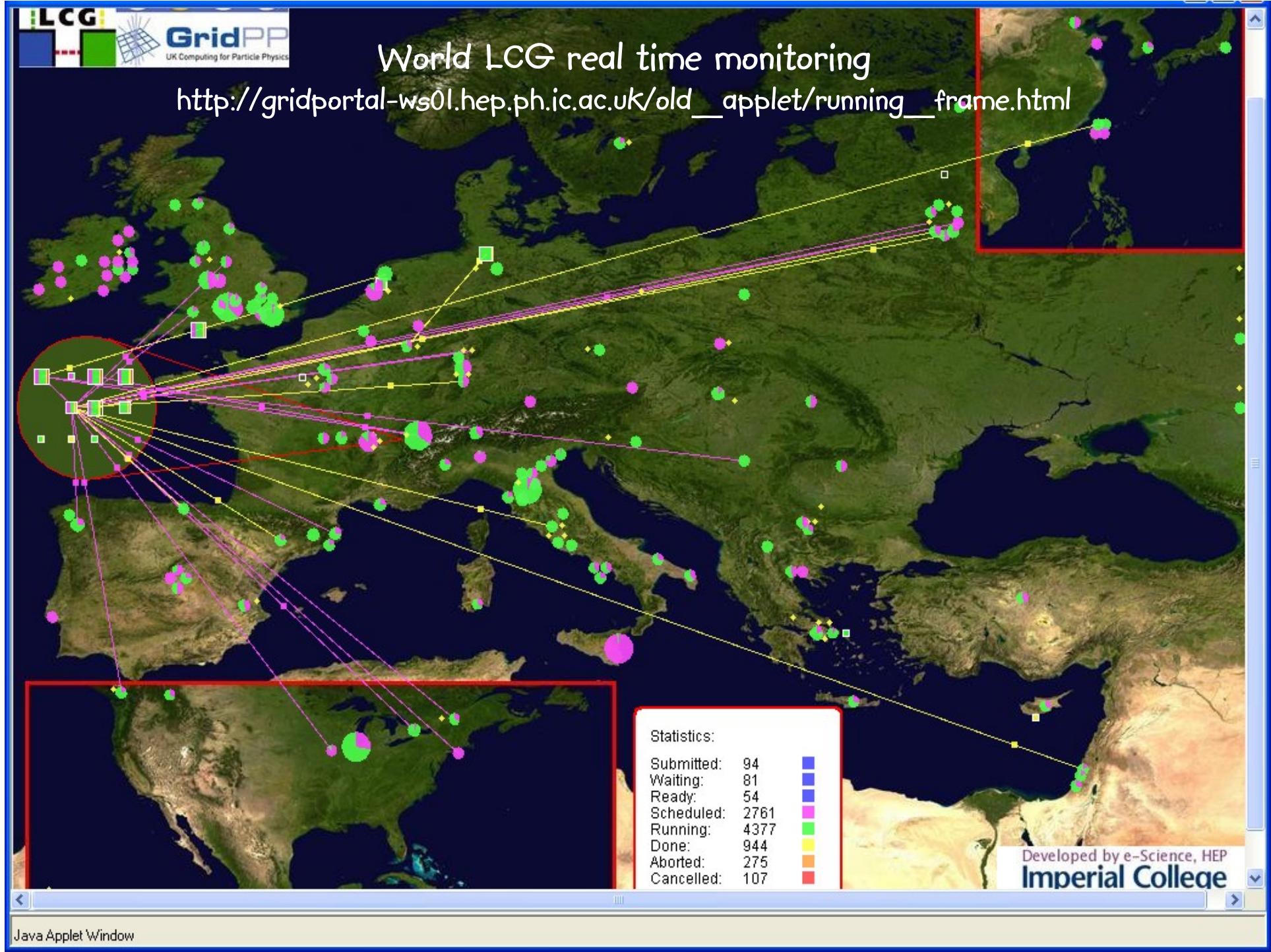


Architecture du calcul des expériences LHC



World LCG real time monitoring

http://gridportal-ws01.hep.ph.ic.ac.uk/old_applet/running_frame.html



Recherche du boson de Higgs

Production du boson de Higgs au LHC :

Les modes de production principaux sont ceux qui incluent un couplage aux particules les plus lourdes : t , W , Z ...

Fusion de deux gluons :

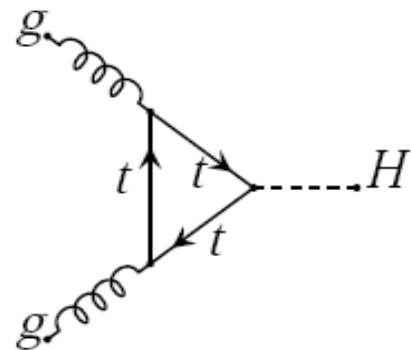


FIG. 3.5 – Diagramme de Feynman pour la production du boson de Higgs par fusion gluon-gluon.

Facteur K = facteur d'accroissement
de la section efficace dû aux corrections
des ordres supérieurs de la QCD

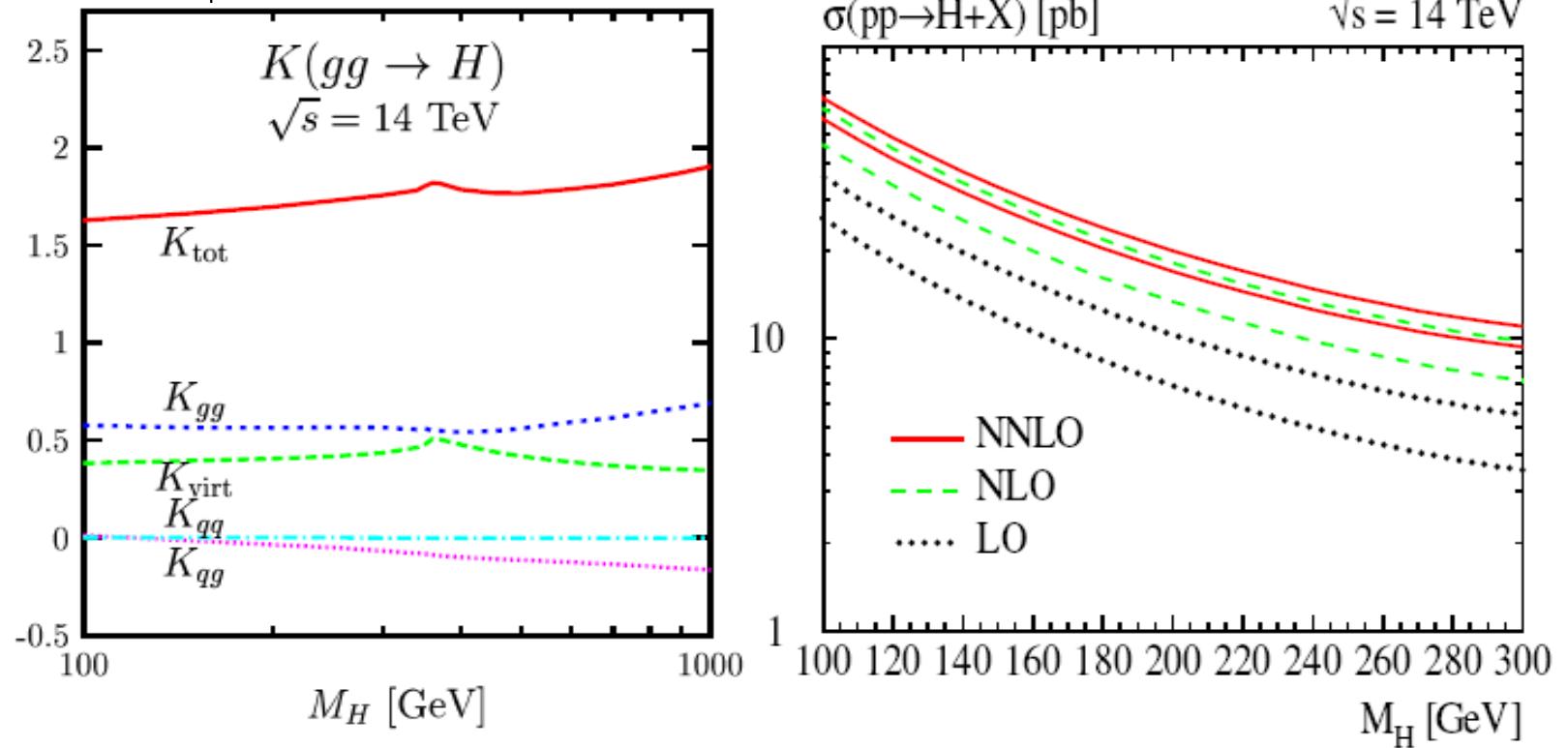


FIG. 3.6 – Gauche : facteur K total (K_{tot}) et ses composants (cf. texte) pour la production du boson de Higgs par fusion de gluons en fonction de sa masse (figure extraite de la Ref. [49], les fonctions de structure CTEQ6 [22] sont utilisées). Droite : section efficace de production du boson de Higgs par fusion gluon-gluon en fonction de sa masse à LO, NLO et NNLO pour deux échelles de factorisation et renormalisation différentes ($\mu = 1/2m_H$ pour les lignes supérieures et $\mu = 2m_H$ pour les lignes inférieures) (figure extraite de la Ref. [90], les fonctions de structure MRST [91] sont utilisées).

Fusions de deux bosons vecteurs : W ou Z

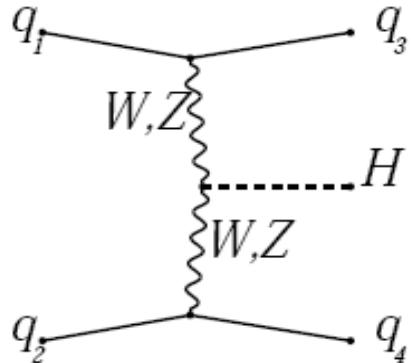


FIG. 3.8 – Diagramme de Feynman pour la production du boson de Higgs par fusion de bosons vecteurs:

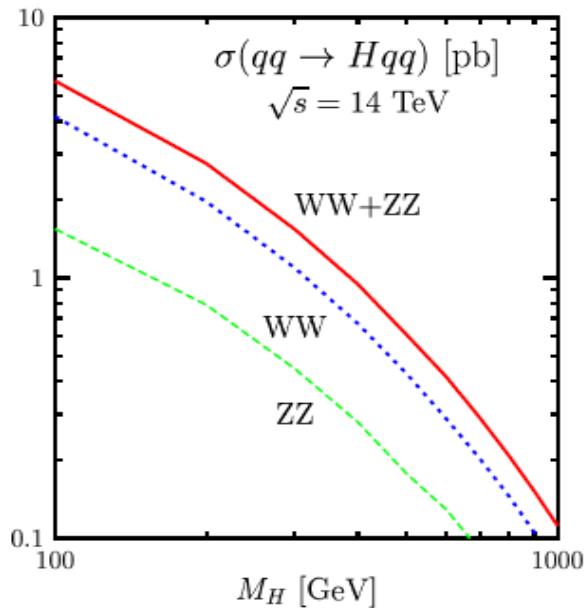


FIG. 3.9 – Sections efficaces individuelles et totale pour la production du boson de Higgs par fusion de bosons vecteurs Z et W (figure extraite de la Ref. [49], les fonctions de structure CTEQ6 [22] sont utilisées).

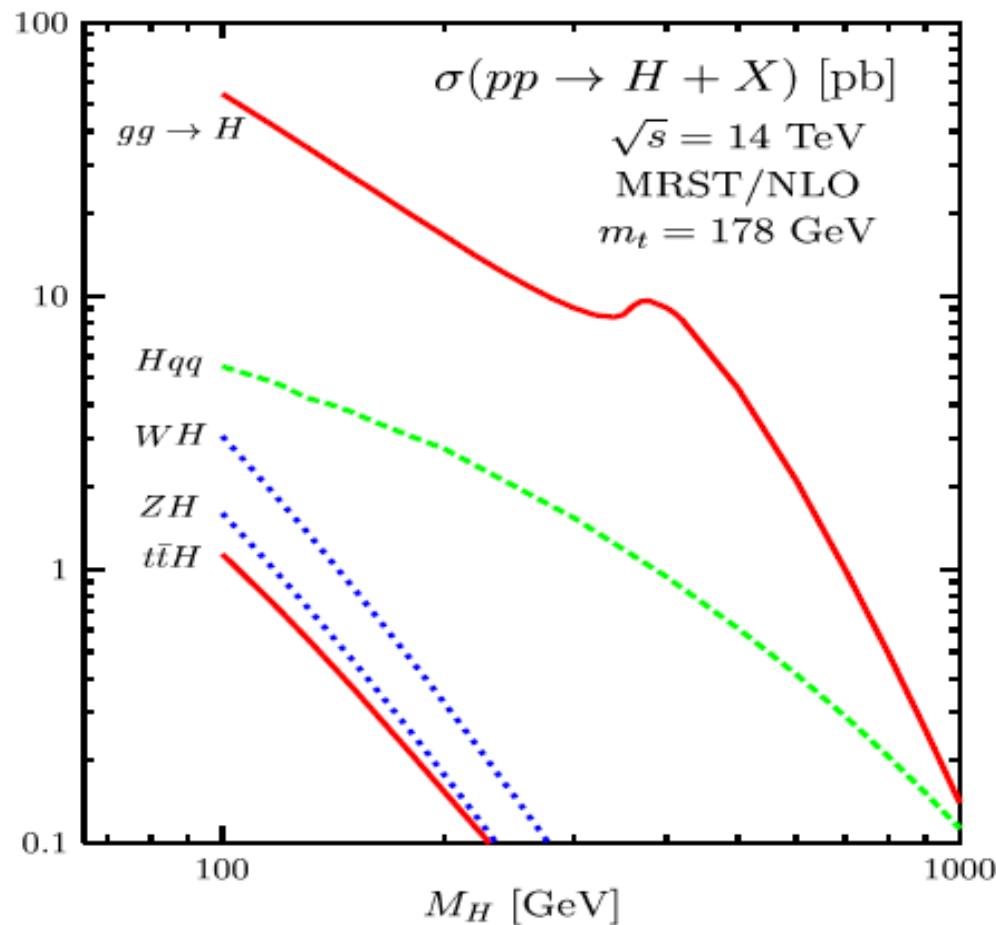


FIG. 3.16 – Sections efficaces des modes dominants de production du boson de Higgs au LHC (pour la majorité à l'ordre NLO) (figure extraite de la Ref. [49], les fonctions de structure MSRT [91] sont utilisées).

Recherche du boson de Higgs

Désintégration du boson de Higgs en deux fermions :

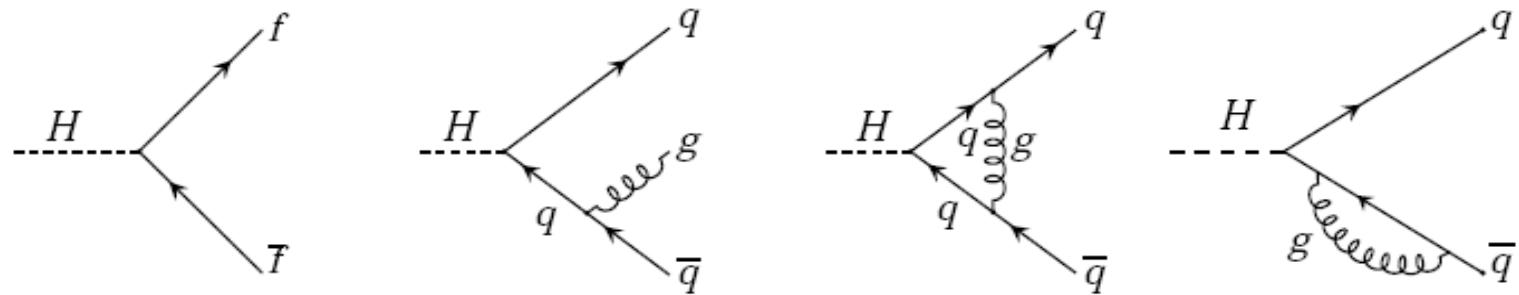


FIG. 3.1 – Diagramme de gauche : désintégration du boson de Higgs en deux fermions. Trois diagrammes de droite : correction QCD à une boucle à la désintégration du boson de Higgs en deux quarks.

La probabilité de décroissance du Higgs en deux fermions varie comme la masse au carré de ces fermions. Elle est donc plus grande pour le quark b et le quark t si la masse du Higgs est supérieure à $2 m_{top}$.

Désintégration en deux bosons W ou Z :

Elle est majoritaire dès que la masse du boson de Higgs dépasse 160 GeV

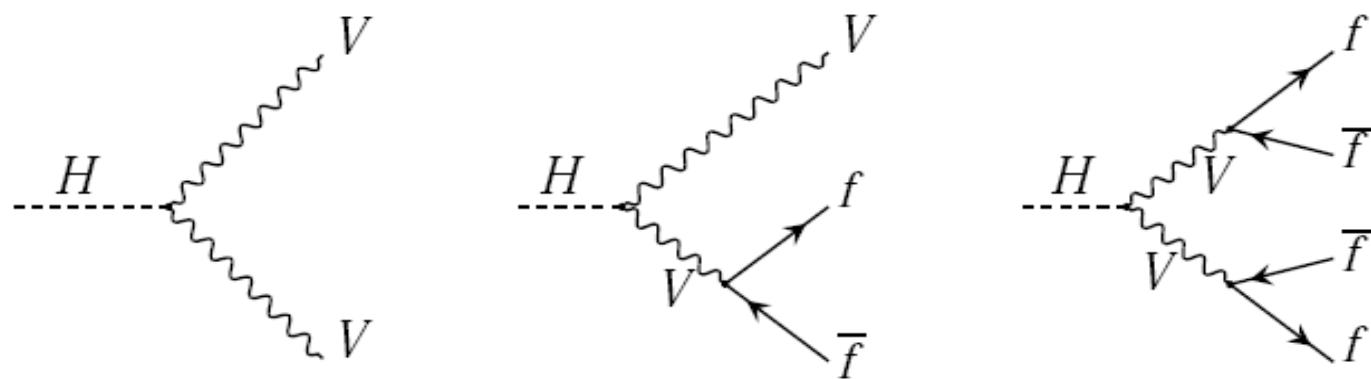


FIG. 3.2 – Diagrammes de Feynman pour la désintégration du boson de Higgs en deux bosons vecteurs réels et/ou virtuels.

Désintégration du boson de Higgs en deux photons (ou deux gluons) :

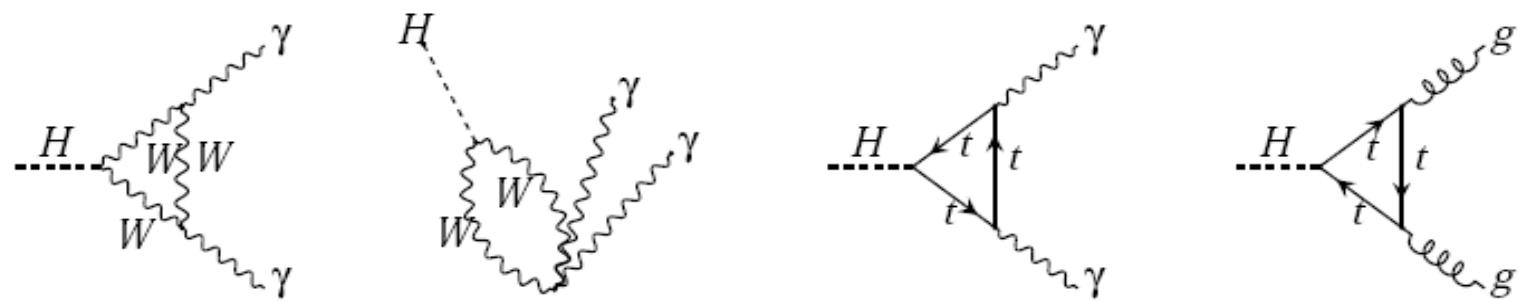


FIG. 3.3 – Diagrammes de Feynman pour la désintégration du boson de Higgs en deux photons ou deux gluons.

Rapport de branchement = probabilité de décroissance dans un canal donné

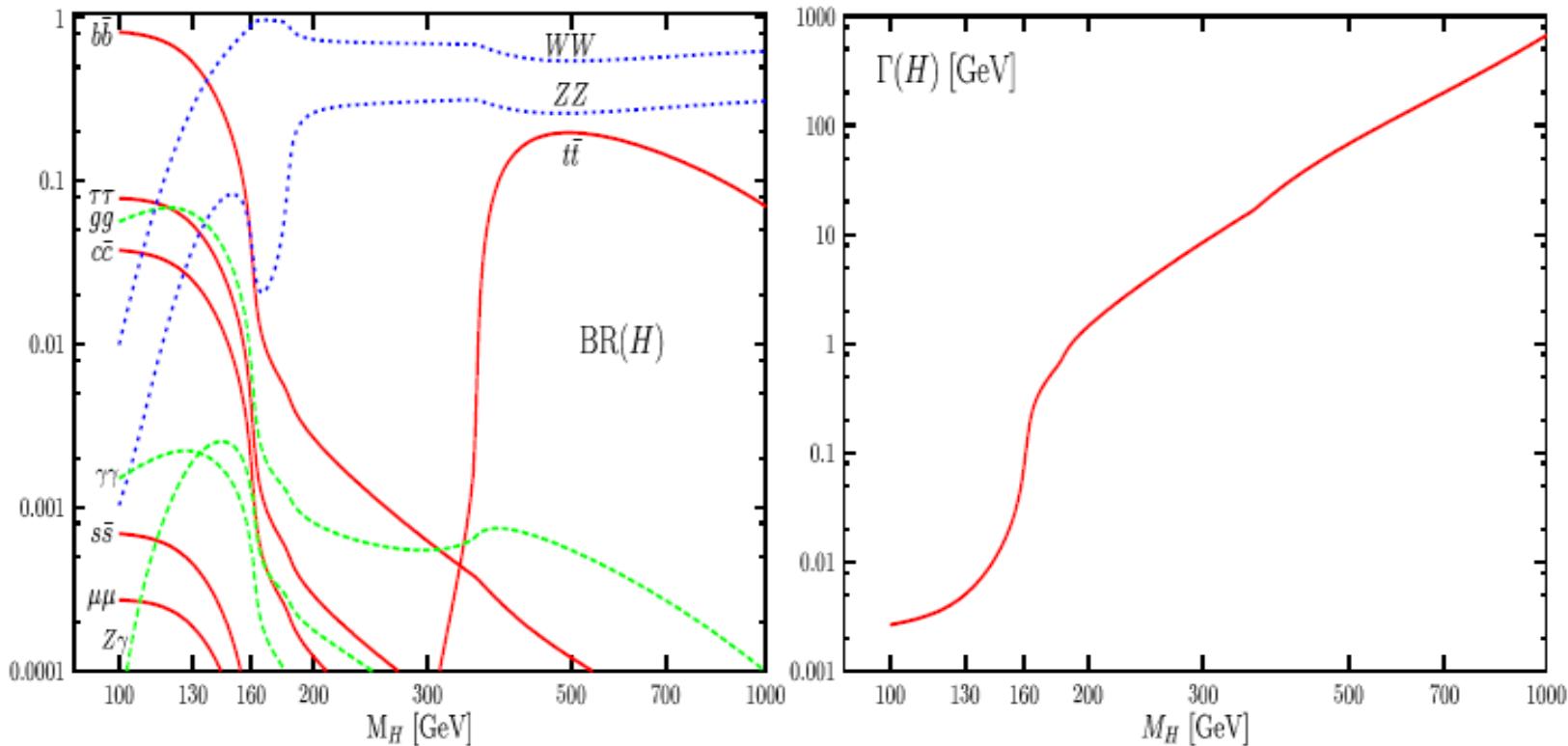


FIG. 3.4 – Gauche : rapports d’embranchement du boson de Higgs en fonction de sa masse. Droite : largeur totale du boson de Higgs en fonction de sa masse (ces deux figures sont extraites de la Ref. [49]).

$$110 \text{ GeV} < M_H < 130 \text{ GeV}$$

$$H \rightarrow \gamma\gamma \\ qq H \rightarrow q q \tau^+ \tau^-$$

$$130 \text{ GeV} < M_H < 180 \text{ GeV}$$

$$H \rightarrow ZZ^* \quad H \rightarrow WW^{(*)}$$

$$180 \text{ GeV} < M_H$$

$$H \rightarrow ZZ \quad H \rightarrow WW$$

$$400 \text{ GeV} < M_H$$

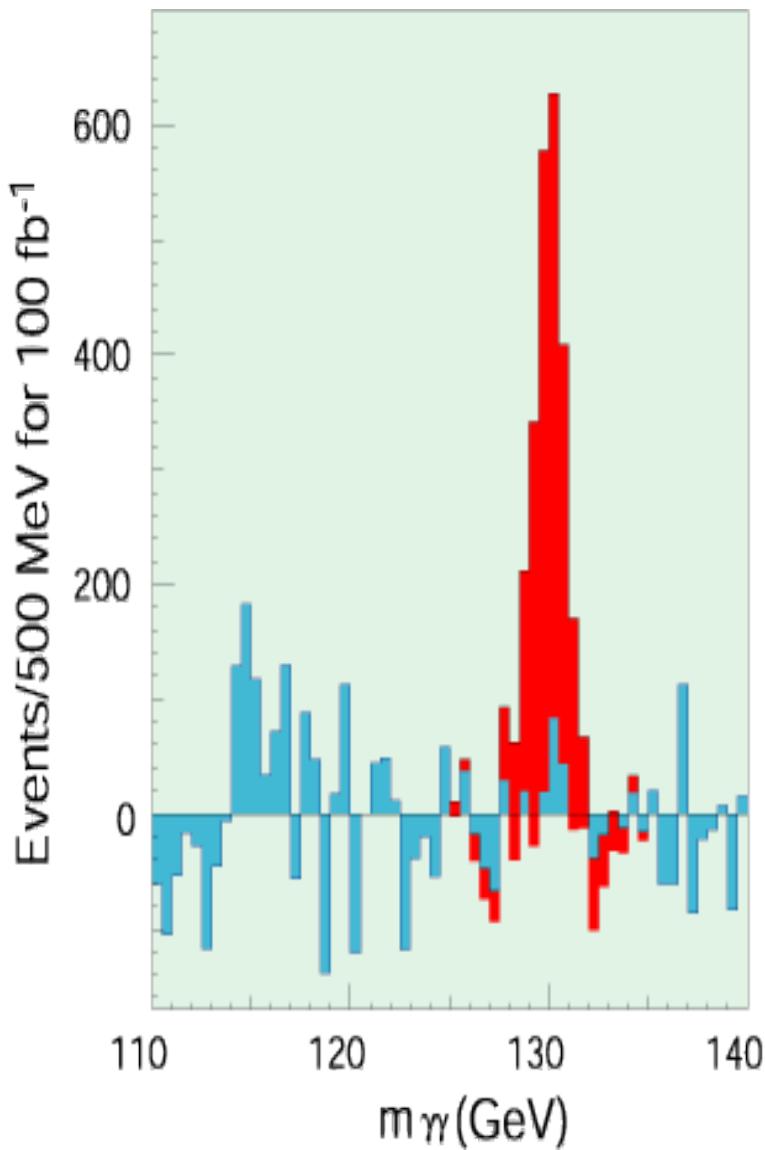
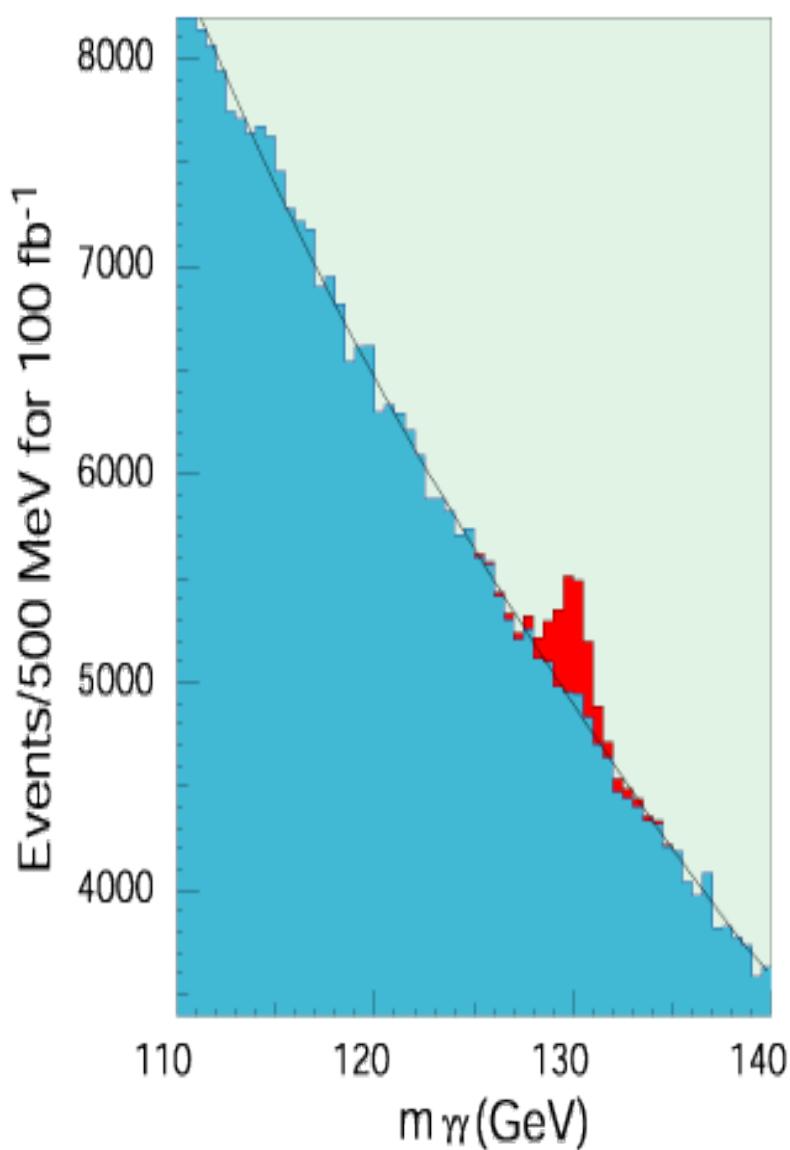
$$H \rightarrow t\bar{t}$$

car le bruit de fond de jets hadroniques est

trop fort

avec production du Higgs par fusion de bosons

Observation du boson de Higgs ($m_H = 130$ GeV) dans le canal à deux photons,
dans l'expérience CMS pour un an à haute luminosité



Observation du boson de Higgs dans le canal à deux bosons Z (dont un virtuel) dans l'expérience CMS pour un an à haute luminosité

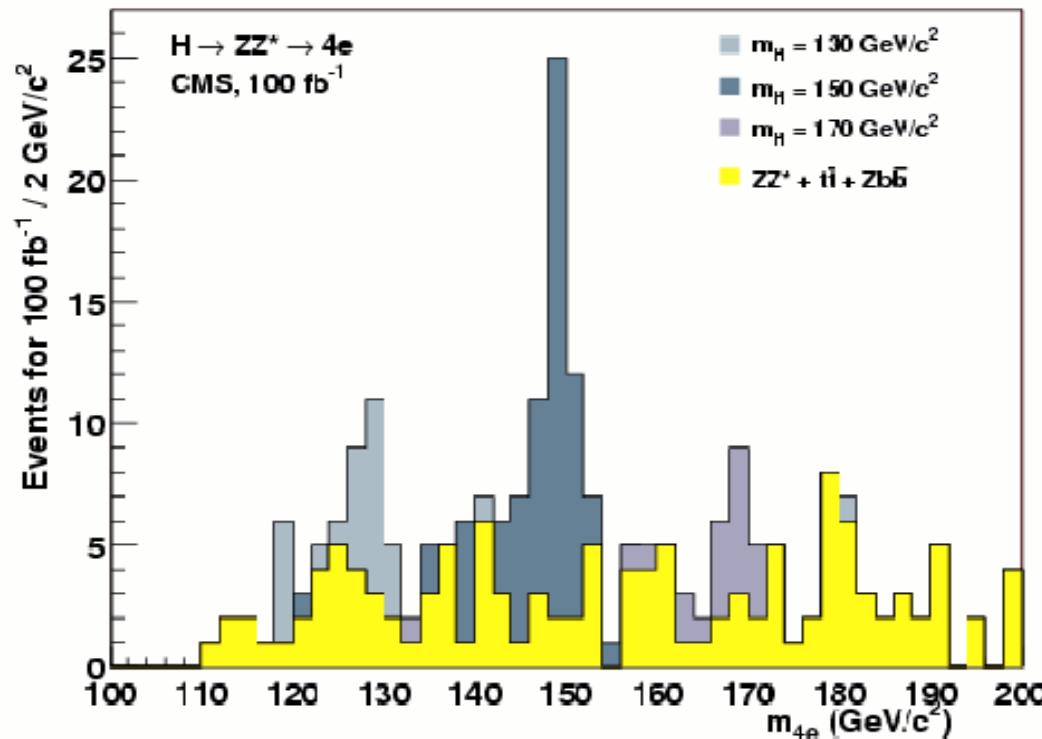
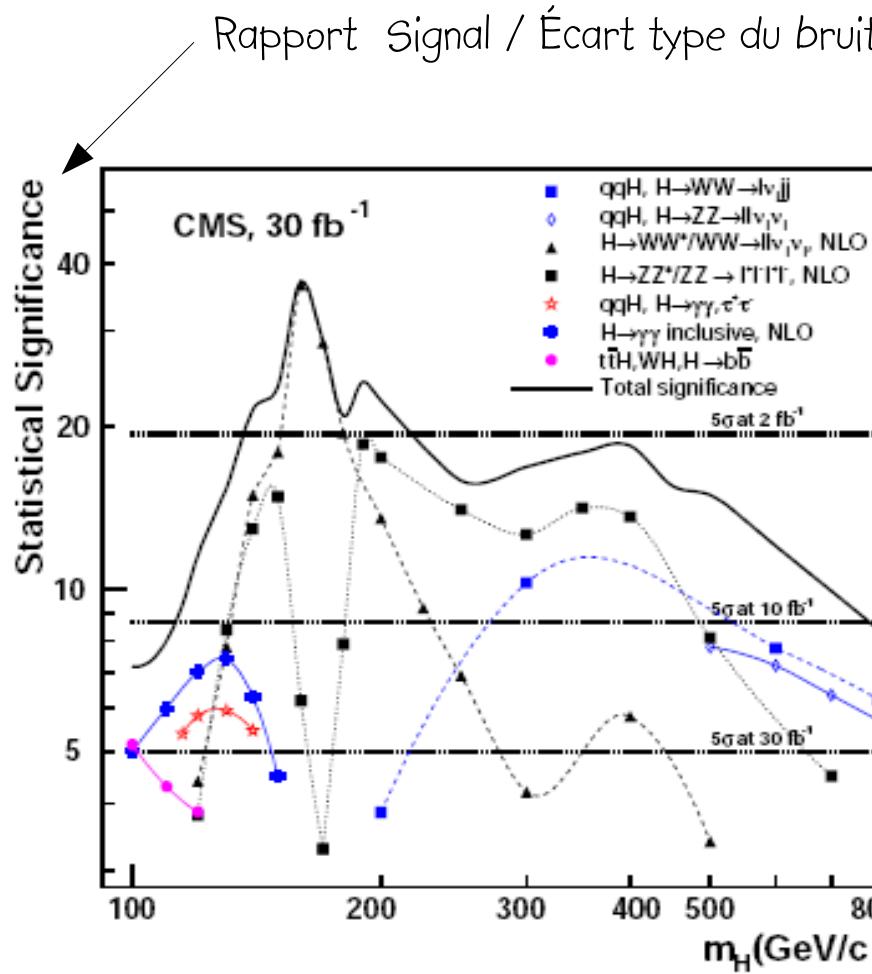


FIG. 3.30 – Haut : amélioration de l'estimation de l'impulsion des électrons en combinant calorimètre et détecteur interne (CMS, cf. texte). Bas : distribution de la masse reconstruite du boson de Higgs dans l'état final $H \rightarrow 4e$ (CMS), pour trois hypothèses de masse (130, 150 et $170 \text{ GeV}/c^2$). La contribution du bruit de fond est également représentée [106].



Découverte possible lorsque celui-ci est supérieur à 5 .

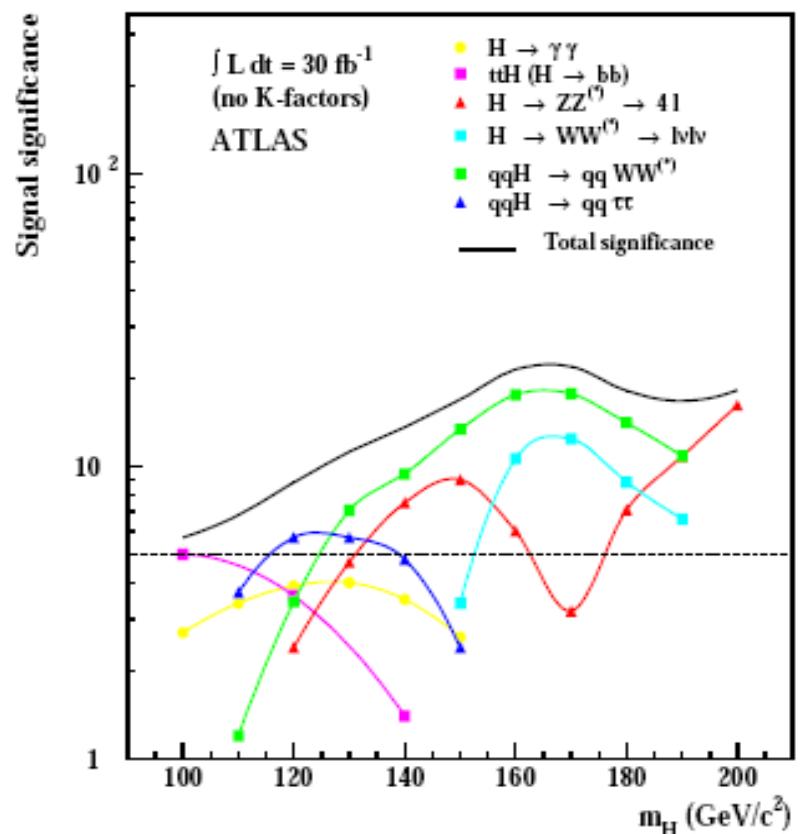
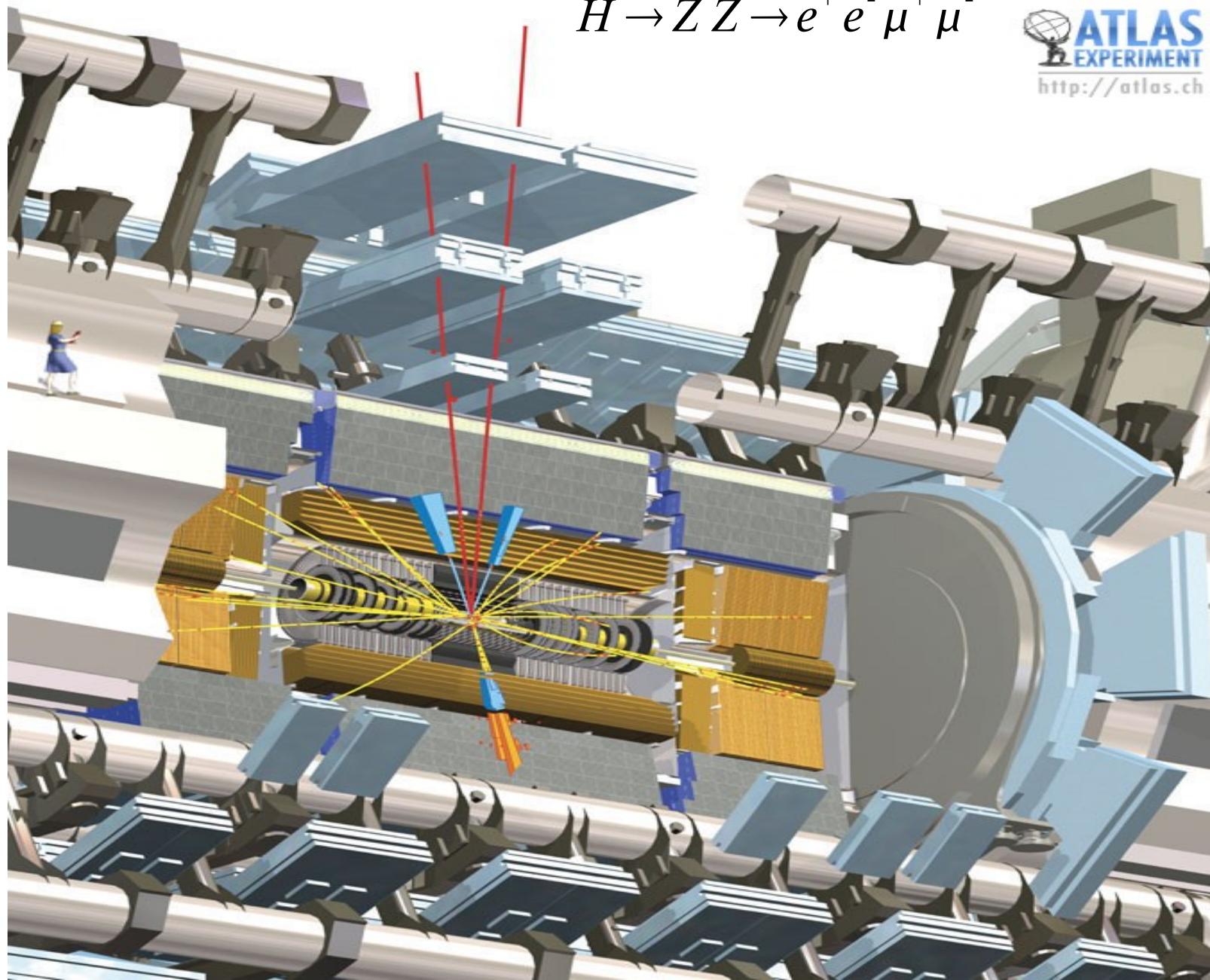


FIG. 3.40 – Sensibilité des expériences CMS (gauche, pour $100 \lesssim m_H \lesssim 800 \text{ GeV}/c^2$) et ATLAS (droite, pour $100 \lesssim m_H \lesssim 200 \text{ GeV}/c^2$) pour la découverte du boson de Higgs du modèle standard pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} pour les canaux individuels, et après leur combinaison.

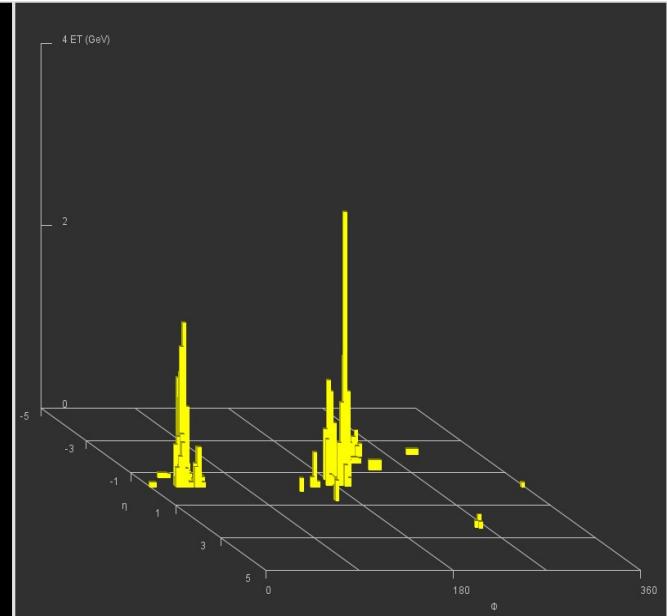
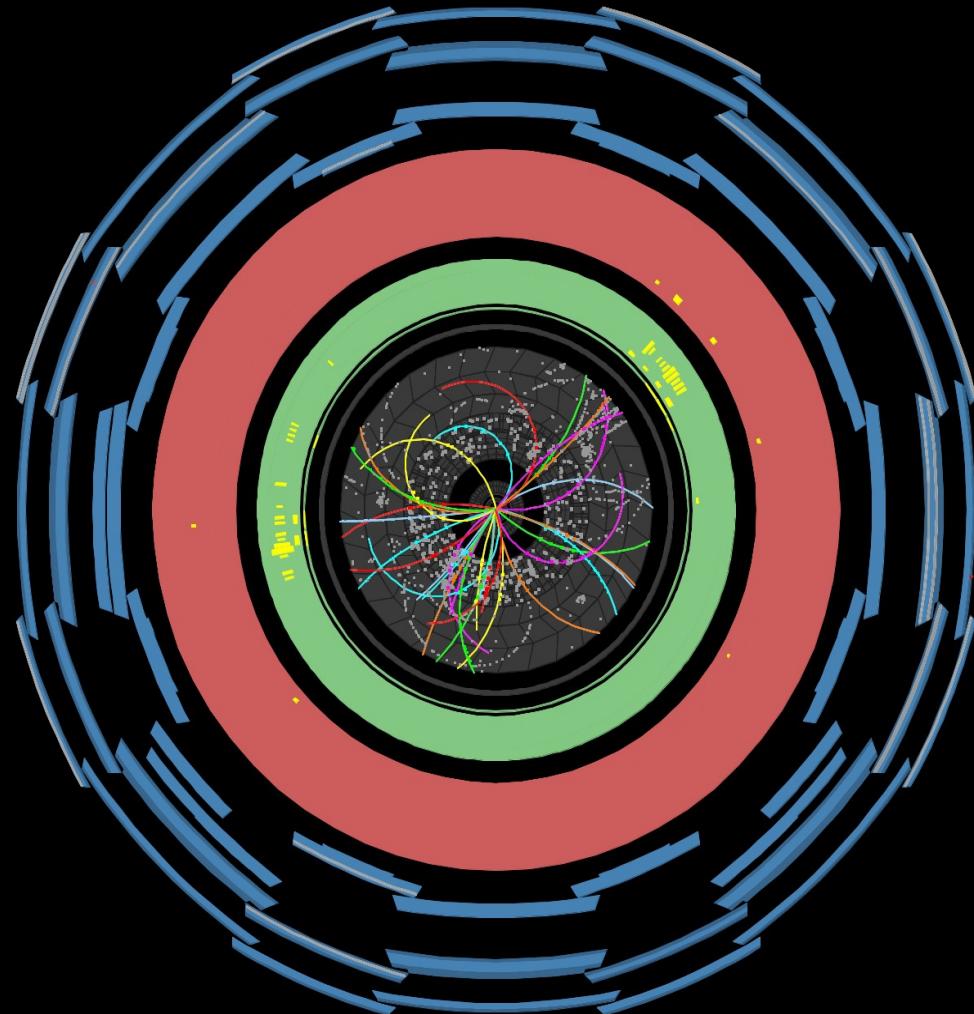
La découverte du Higgs est possible avec trois années à $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à condition de bien connaître le détecteur – Ça pourrait prendre plus de temps dans la pratique ...

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow e^+ e^- \mu^+ \mu^-$$

 **ATLAS**
EXPERIMENT
<http://atlas.ch>



<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/public/EVTDISPLAY/events.html>



Run Number: 152166, Event Number: 347262

Date: 2010-03-30 13:05:04 CEST



W-> $\mu\nu$ candidate in 7 TeV collisions

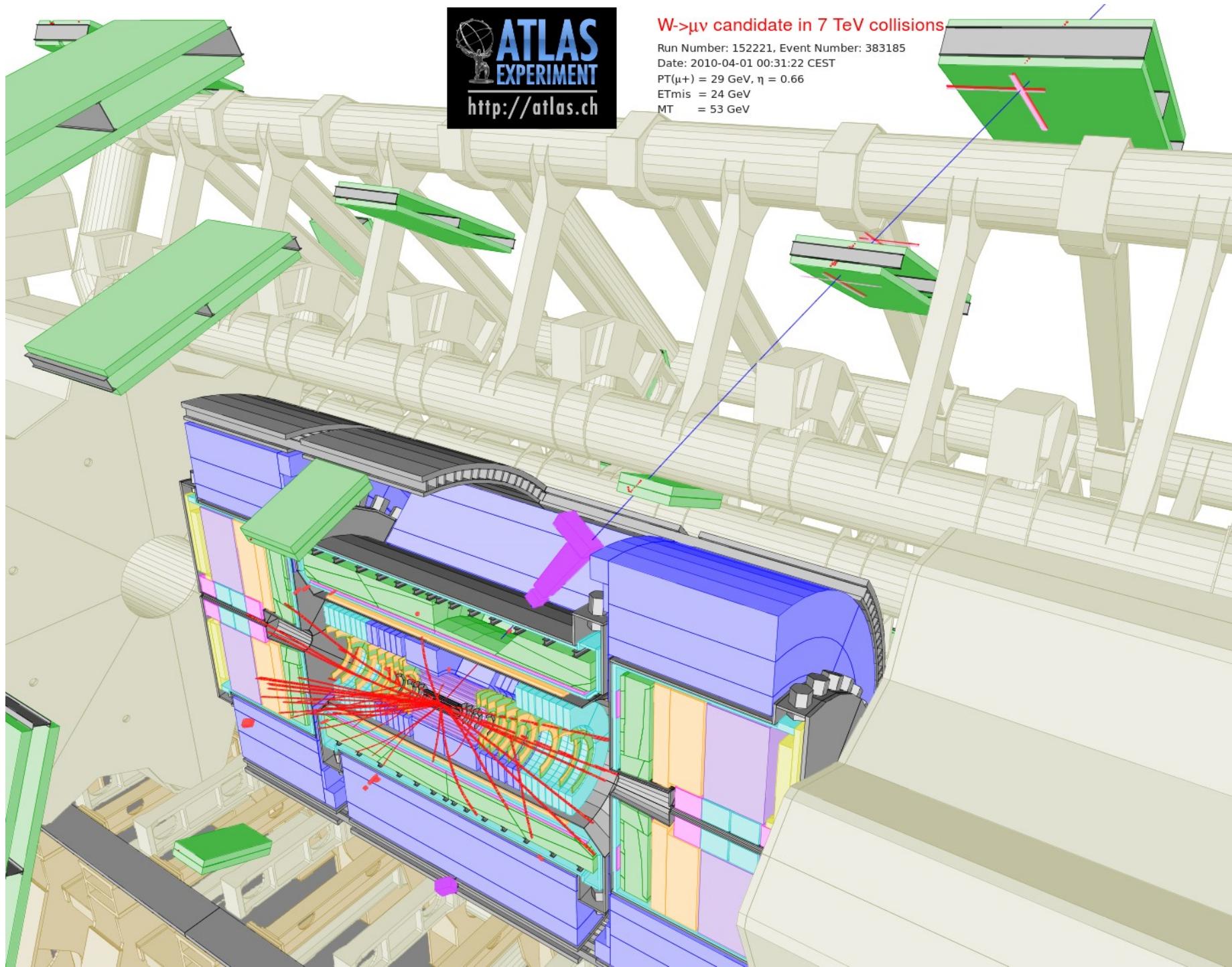
Run Number: 152221, Event Number: 383185

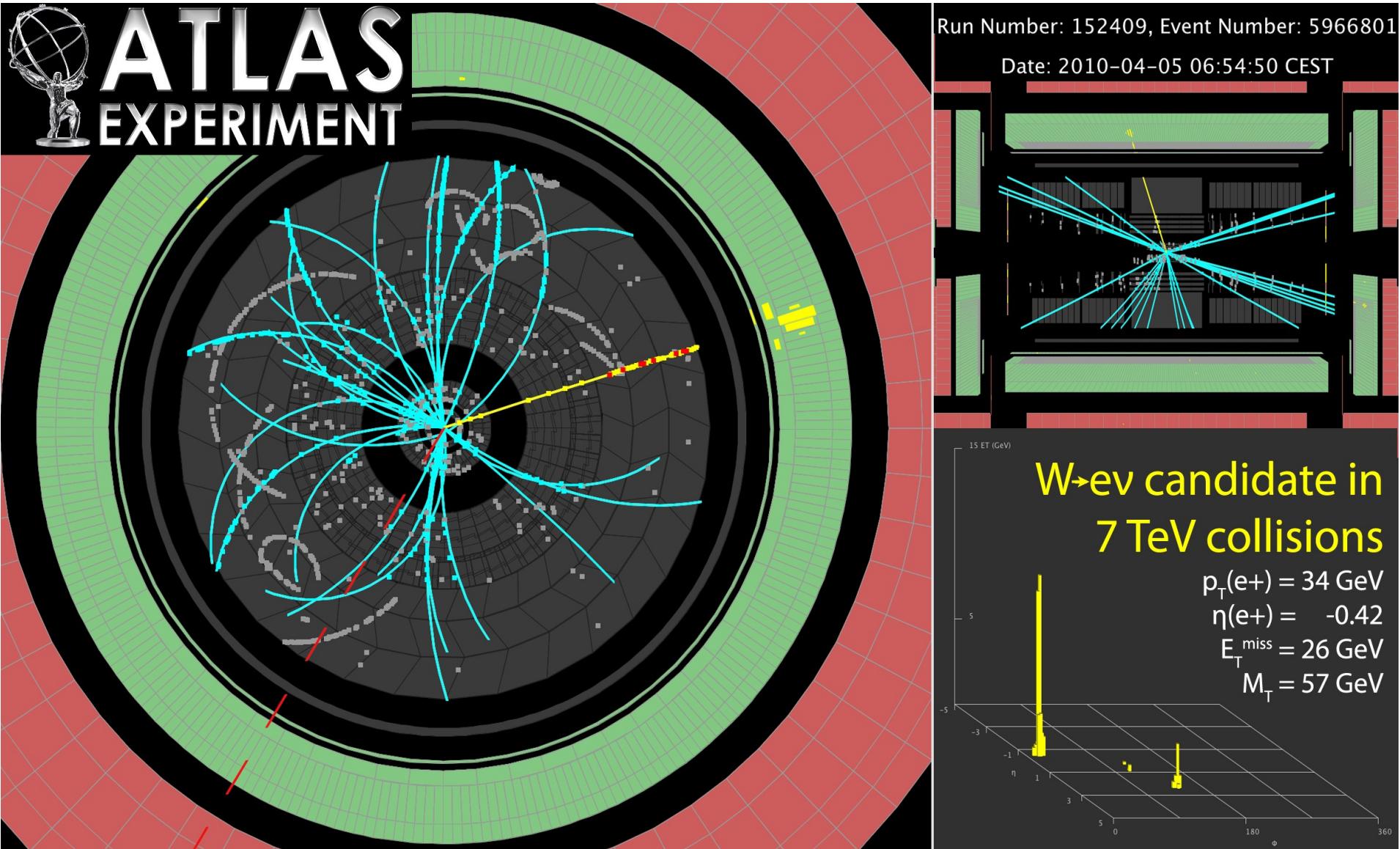
Date: 2010-04-01 00:31:22 CEST

$P_T(\mu^+) = 29 \text{ GeV}, \eta = 0.66$

$E_{T\text{miss}} = 24 \text{ GeV}$

$M_T = 53 \text{ GeV}$





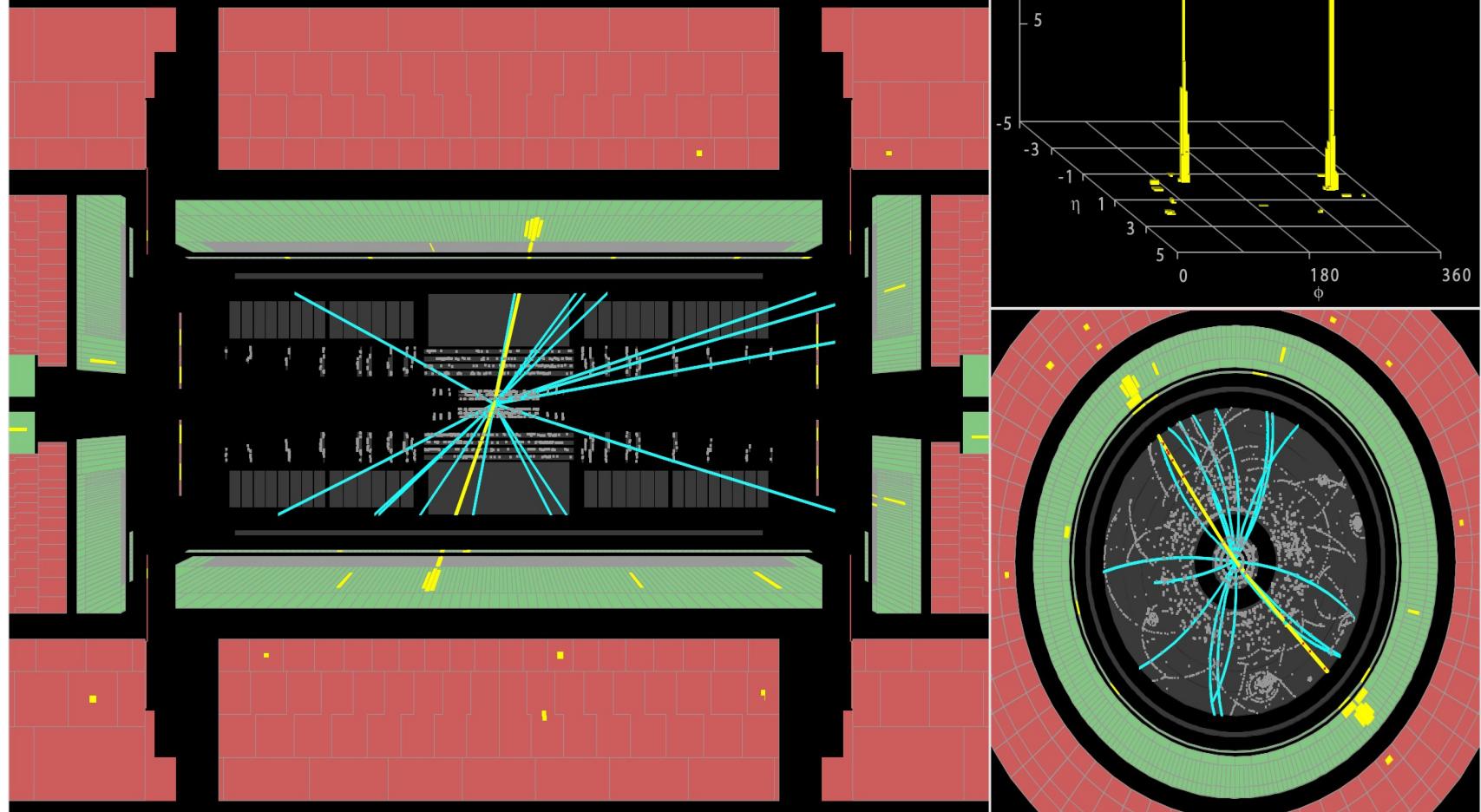


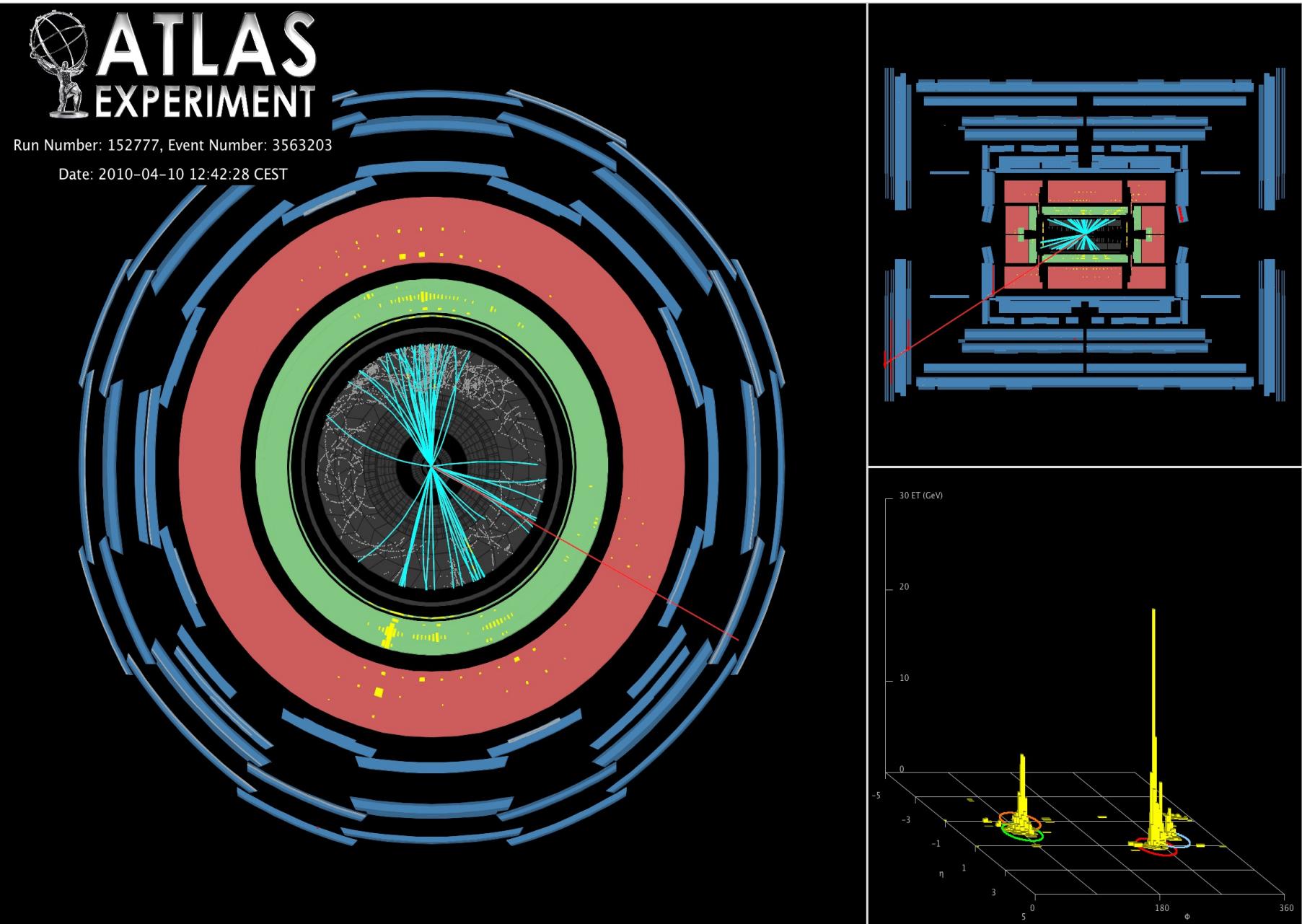
Run Number: 154817, Event Number: 968871

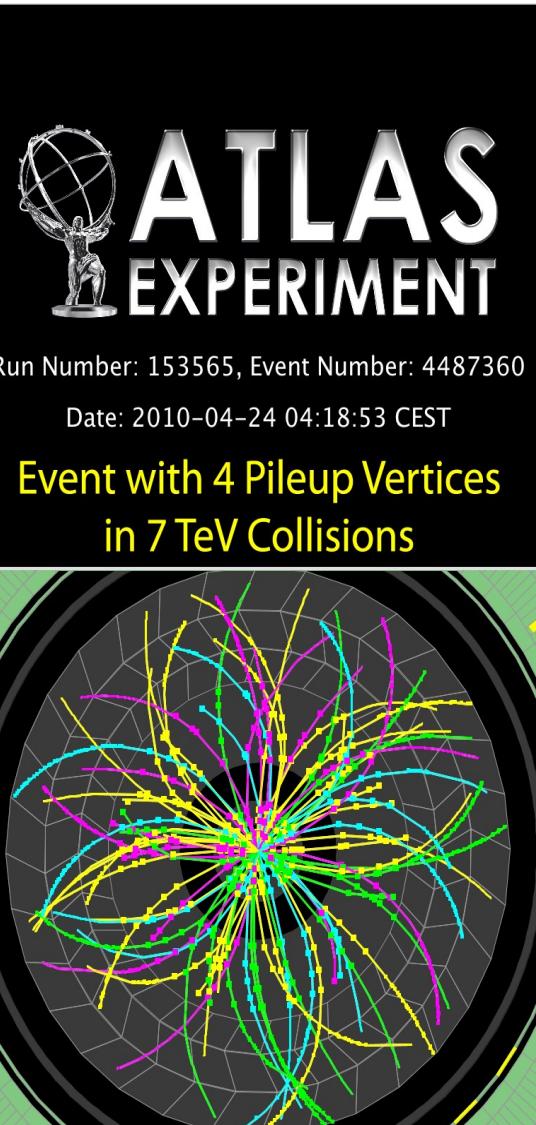
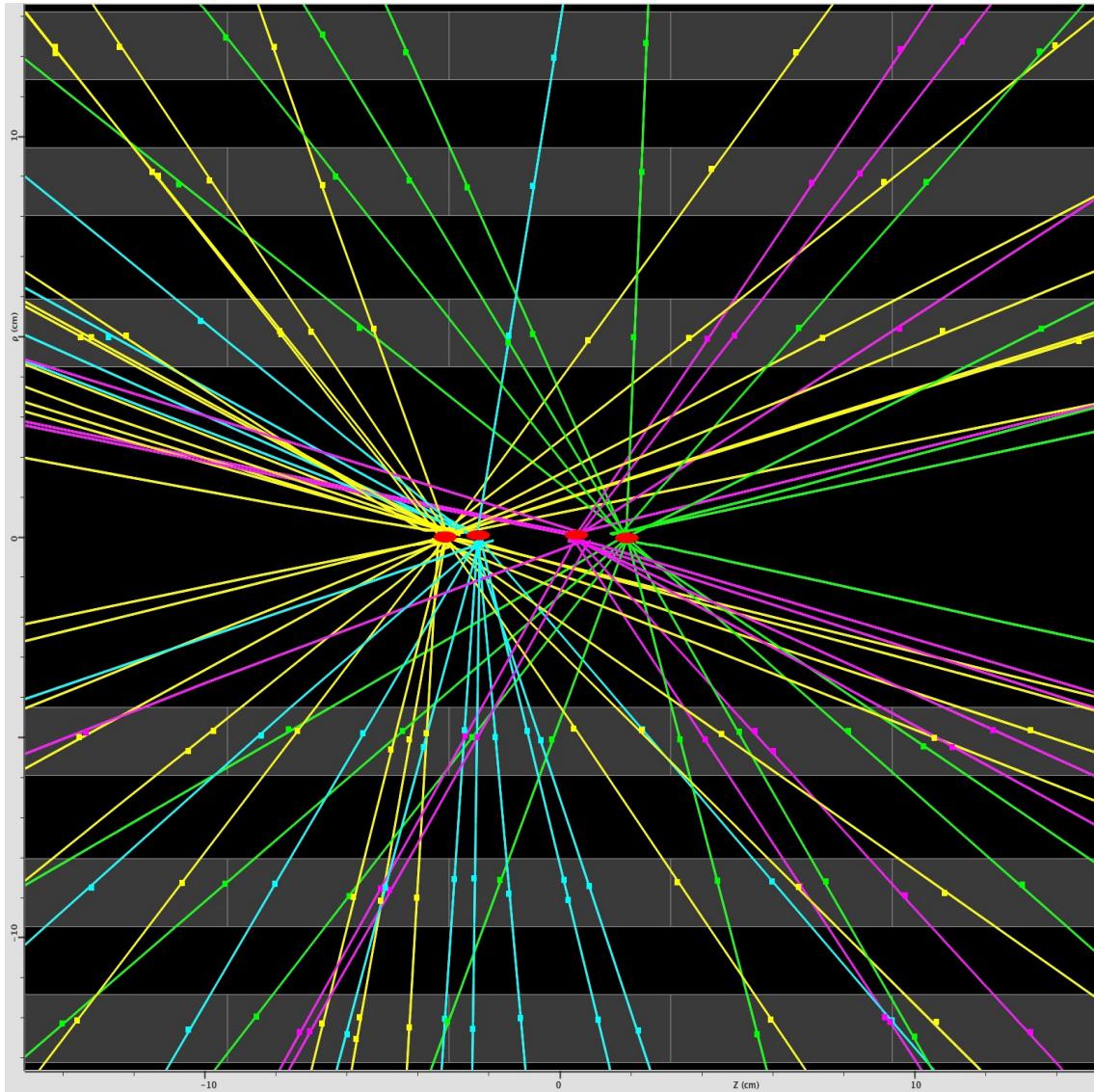
Date: 2010-05-09 09:41:40 CEST

$M_{ee} = 89 \text{ GeV}$

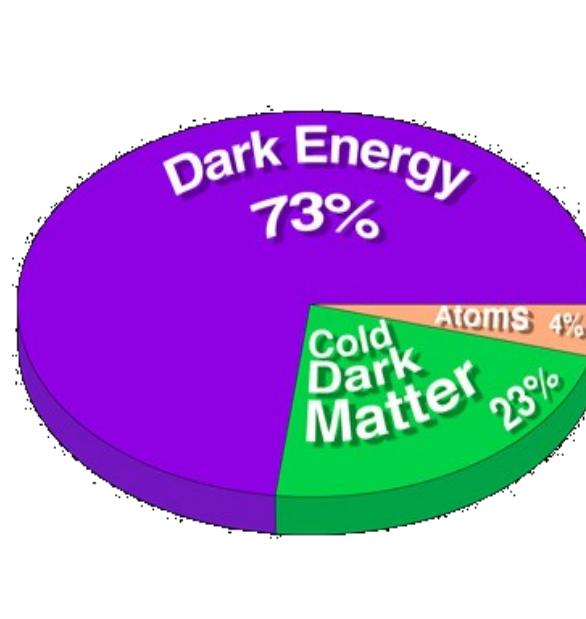
Z $\rightarrow ee$ candidate in 7 TeV collisions







Le contenu de l'Univers



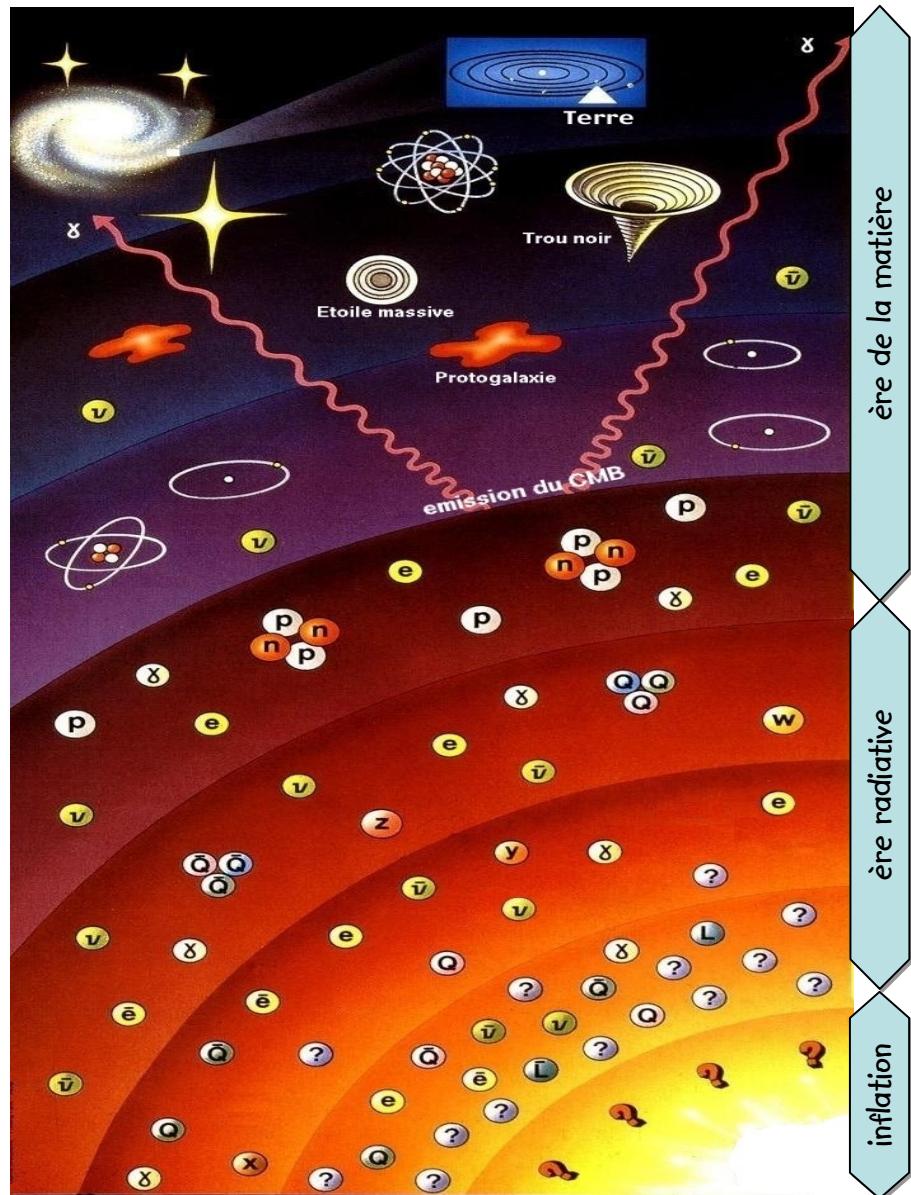
La matière ordinaire (les atomes) ne représente que 4% du contenu de l'Univers

La matière sombre et froide (Cold Dark Matter) serait 6 fois plus abondante !

L'identité de cette matière sombre pourrait être révélée prochainement sur le grand collisionneur de protons LHC au CERN

73% de l'Univers est constitué d'une énergie noire (énergie du vide) dont on ignore la nature

Le Big Bang



aujourd'hui

formation des étoiles

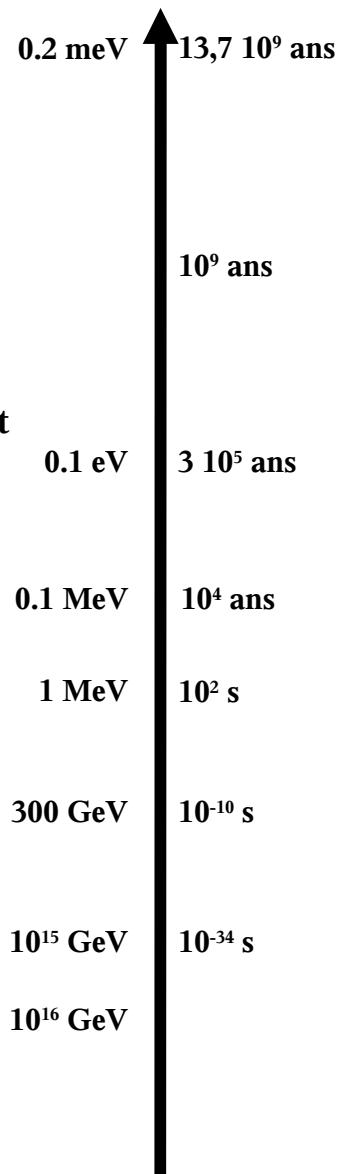
découplage matière/rayonnement
émission du rayonnement fossile cosmique

égalité matière/rayonnement
nucléosynthèse primordiale

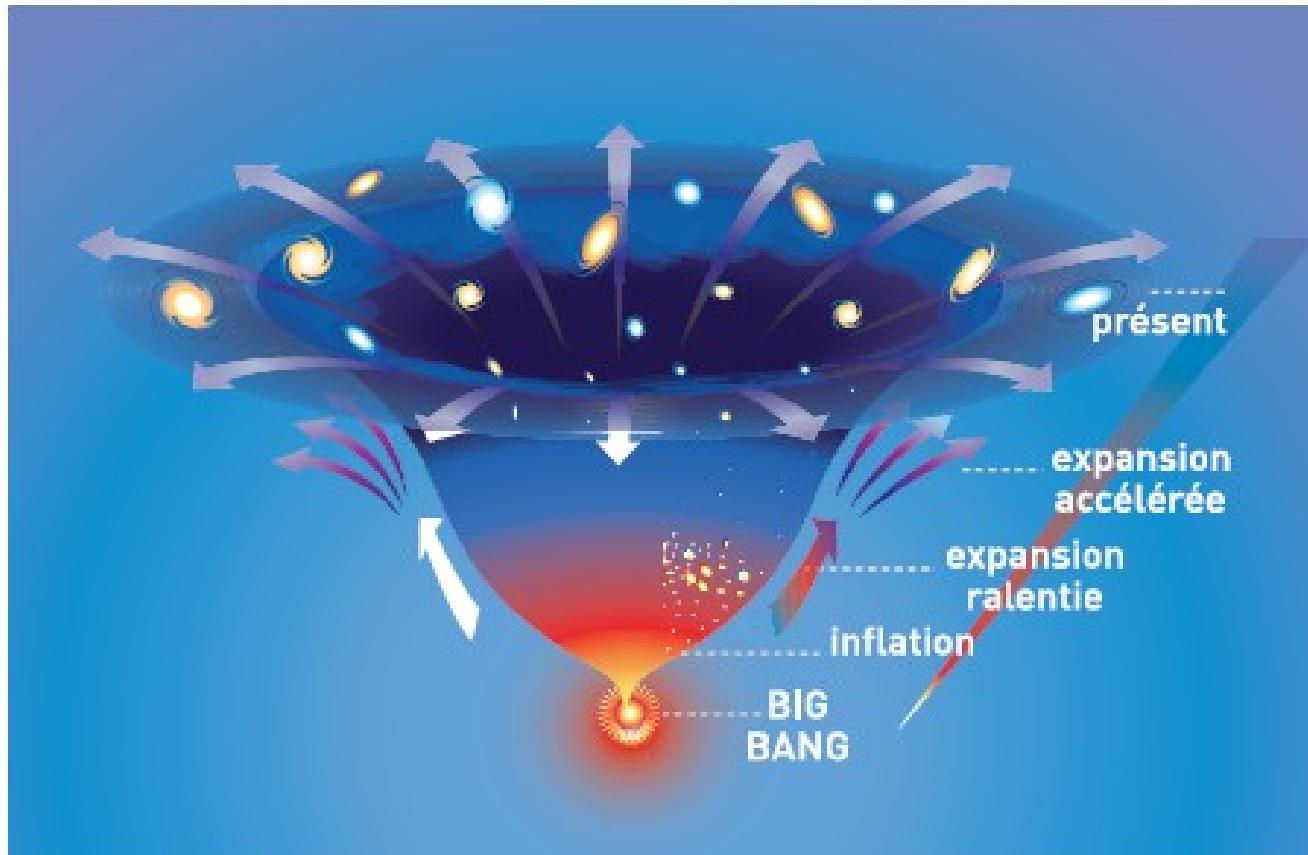
transition électrofaible

grande unification

“reheating”

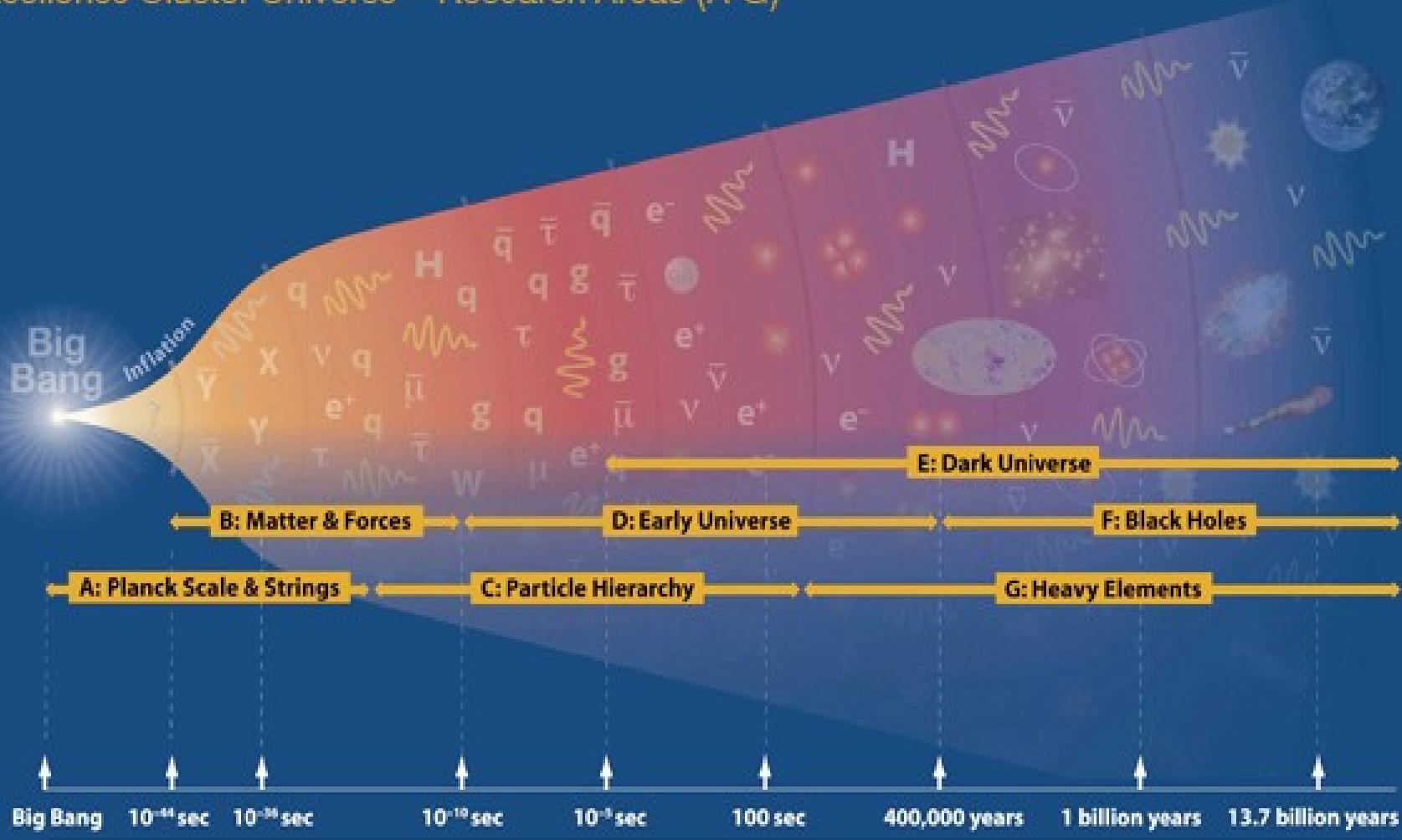


Le Big Bang



© D. Hadjyannakis

Excellence Cluster Universe – Research Areas (A-G)



Les fluctuations quantiques originelles

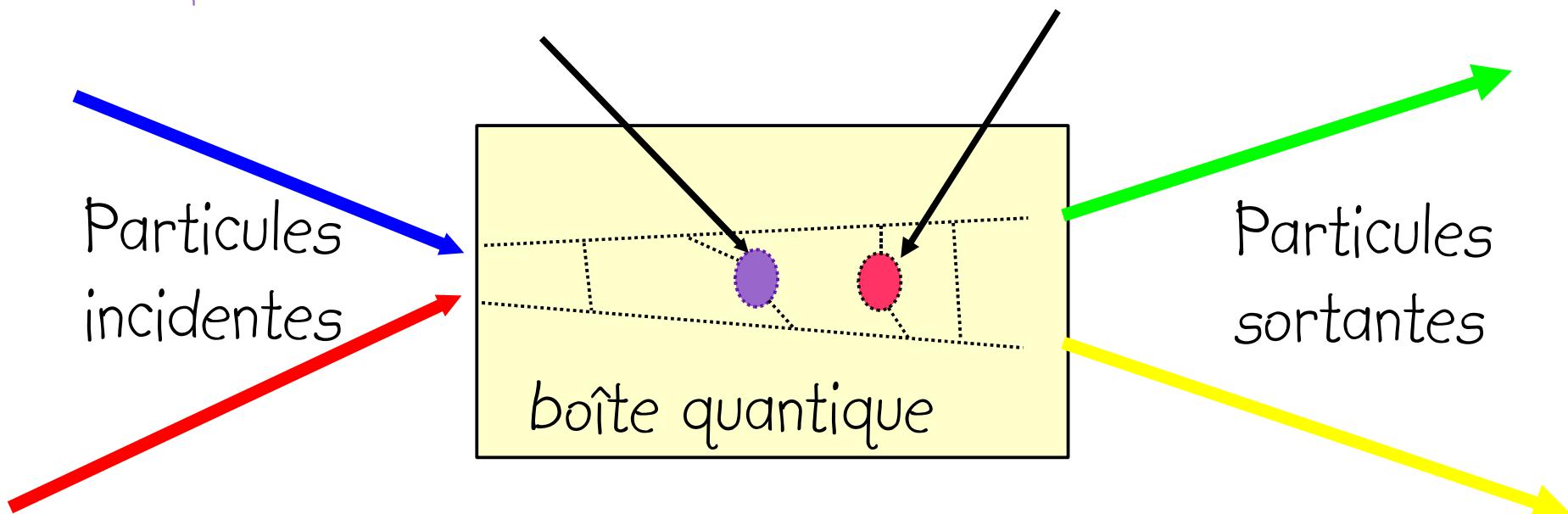
Problème : Comment à partir d'un univers homogène et isotrope peut-on créer les hétérogénéités constatées de nos jours ?

Réponse (possible) : grâce aux fluctuations quantiques qui se sont produites dans les tout premiers instants de l'Univers ($\sim 10^{-43}$ s), lesquelles ont été énormément amplifiées (10^{26}) par une phase d'expansion inflationniste dont la vitesse était supérieure à celle de la lumière

La supersymétrie : comment juguler la divergence des boucles quantiques

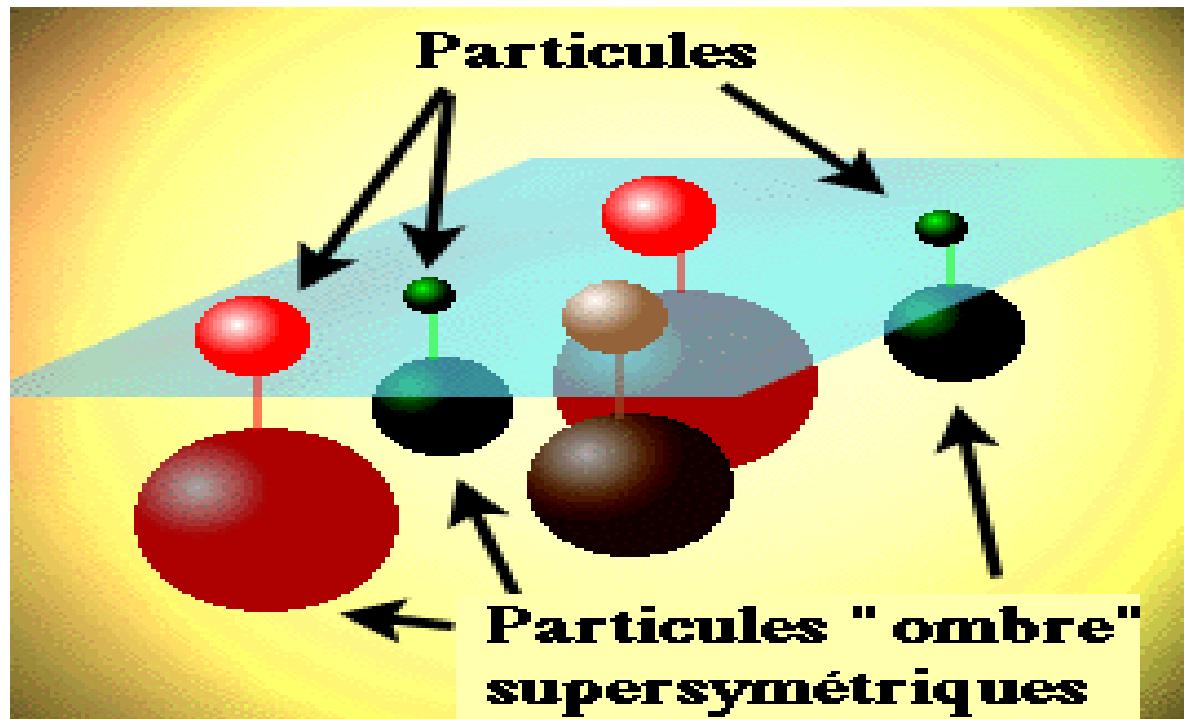
boucle de particules normales

boucle de particules supersymétriques



Supersymétrie => boucle bleue = - boucle rouge

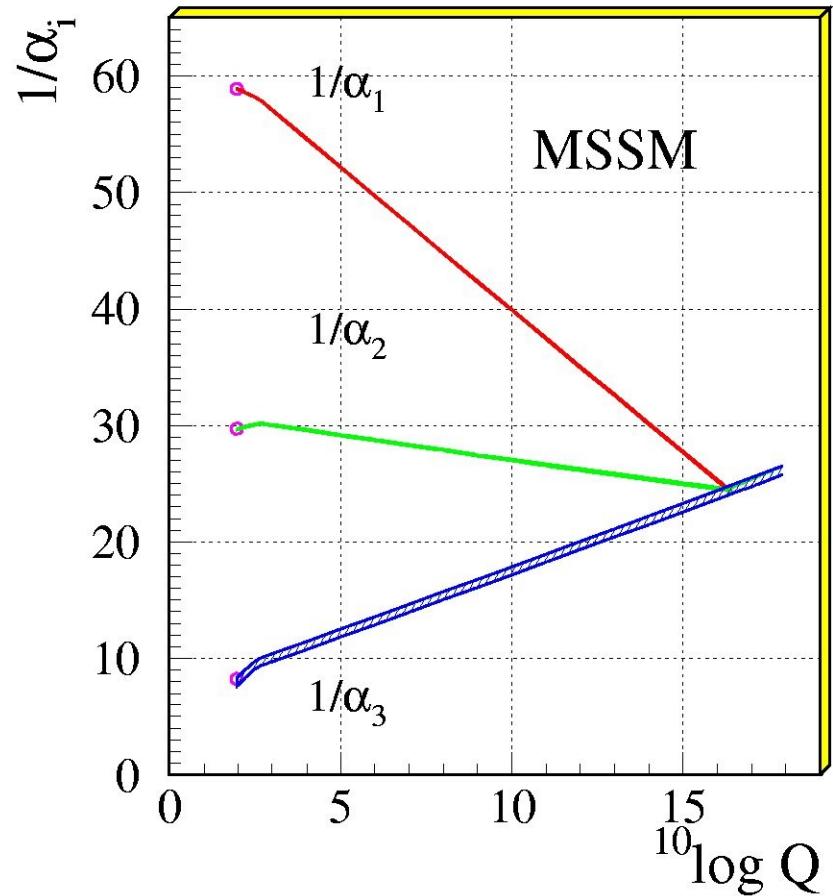
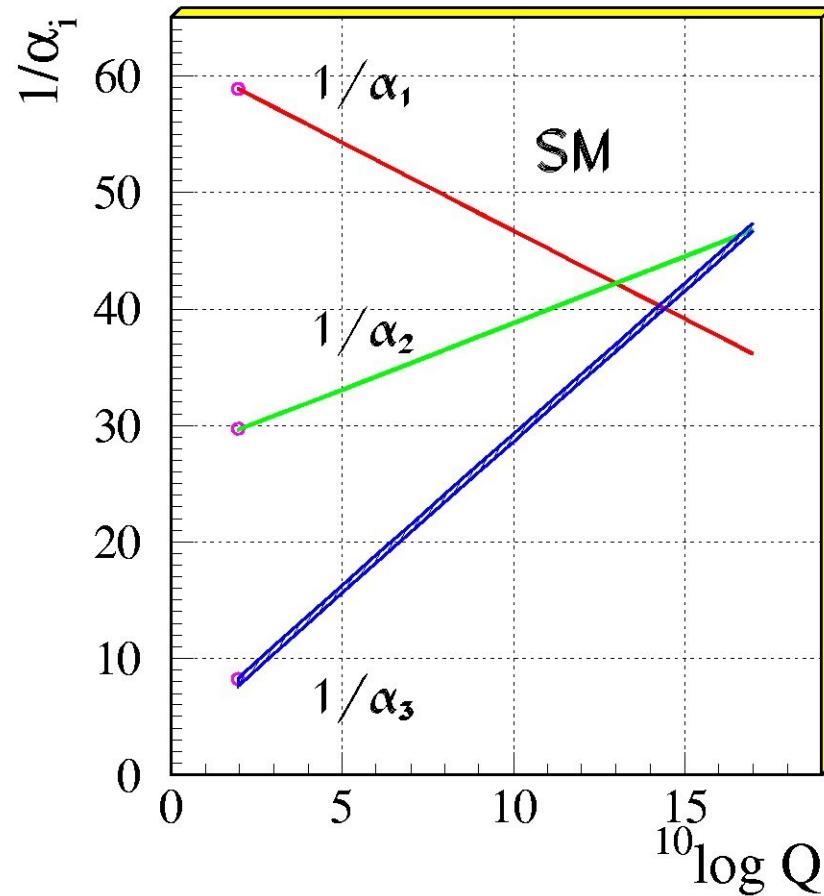
Les particules supersymétriques



Chaque particule élémentaire actuelle aurait un partenaire supersymétrique mais de masse beaucoup plus grande, donc jamais observé jusqu'ici sur un accélérateur

Si l'une de ces particules supersymétriques était neutre, stable, et interagissait très faiblement avec la matière ordinaire, elle pourrait alors constituer la matière sombre manquante de notre Univers (25% de sa densité)

Unification of the Coupling Constants in the SM and the minimal MSSM

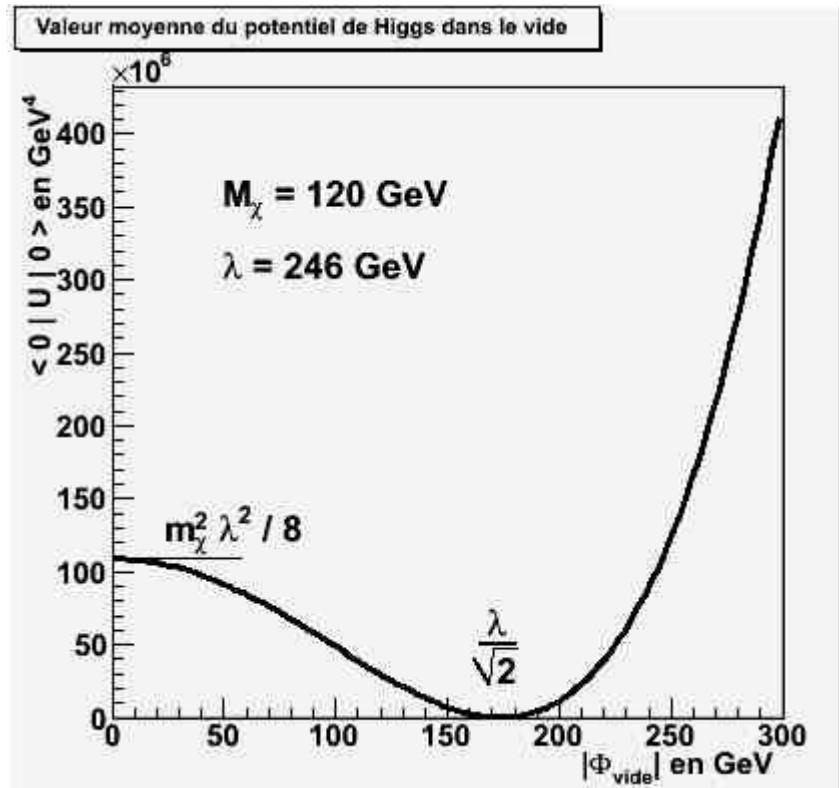


MSSM = Minimal Supersymmetric Standard Model

On voit ici que l'ajout de la supersymétrie pourrait faciliter l'unification des forces fondamentales à 10^{16} GeV.

Il reste de sérieux problèmes à régler ! Dont celui-ci :

L'énergie potentielle d'auto-interaction des champs de Higgs correspondant au minimum stable est nulle dans notre Univers actuel.



Où est passée la partie complémentaire pour revenir à la valeur initiale ?
(Si l'énergie se conserve)

Au moment de la transition de phase, 10^{-10} s après le big bang, cela correspond à une densité d'énergie d'environ $2 \times 10^{39} \text{ J cm}^{-3}$ (en prenant les paramètres de la figure).

Est-elle passée dans le vide ? S'est-elle matérialisée en particules ?

Pas sûr car la valeur actuelle de la densité d'énergie totale de l'Univers mesurée aujourd'hui n'est que d'environ 10 GeV m^{-3} !

Y-a-t-il eu dilution de cette énergie lors de l'expansion de l'Univers ? L'Univers devrait s'être alors dilaté par un facteur 10^{18} !

Ces l'une des difficultés qui constituent l'énigme de la constante cosmologique ou de l'énergie du vide

Probablement l'une des plus profondes énigmes de la physique moderne ...

Pour en savoir plus :

- Mes cours en ligne : <http://lpsc.in2p3.fr/collot>
- La physique au LHC, S. Laplace, G. Unal et H.B. De Virie,
<http://ecole-de-gif.in2p3.fr/Cours/GIF04/Unal.ps.gz>
- Le site web du LHC : <http://lhcb.web.cern.ch/lhc/>
- Brian Green , La magie du Cosmos
- Gordon Kane, Modern Elementary Particle Physics, Addison Wesley