

(dis)cours #2 sur la detection en physique des particules, nucléaires et astro-particules

Philippe Schune
IRFU – DPhP
CEA - Saclay et université Paris-Saclay
philippe.schune@cea.fr



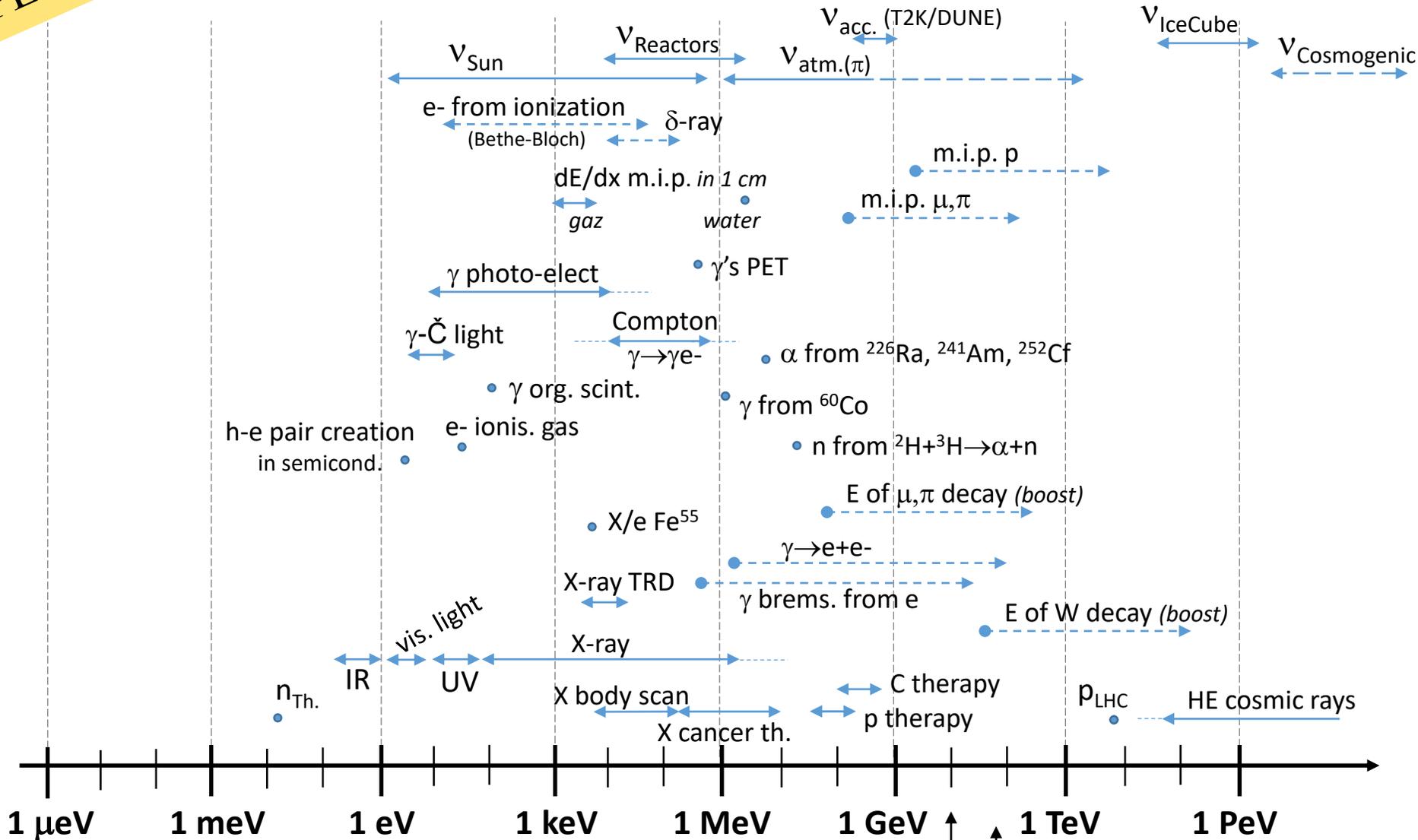
Plan :

- 1) Interactions fondamentales
- 2) Détecteurs élémentaires et multi-détecteurs (*pas tous*)
- 3) Comment les tester, les calibrer (*aussi voir 4*)
- 4) (un) exemple d'un détecteur et d'une chaîne de lecture

RAPPEL

Typical energies of different physics phenomena

Ph.S. - 11/2024



Mass of particles

- axions
- $m(\gamma / \text{gluon} / \text{graviton}) = 0$
- ν

- e
- u, d
- μ, π
- s
- n, p
- c
- b
- J/ψ_{cc}
- $W^{+/-}$
- Z^0
- H, t

$1 \text{eV} \sim 10^4 \text{K}$
 $1 \text{J} \sim 6.10^{18} \text{eV}$
 $1 \text{mole} \sim 6.10^{23}$
 $1 \text{kJ/mol} \sim 10 \text{meV/atom. bond}$

RAPPEL

Quelles particules va-t-on voir dans notre détecteur ?

Finalement on ne mesurera les propriétés cinématiques et physiques que des particules de l'état final suivantes :

e^+ , e^- , γ

proton (quarks de valence : uud + g + ...)

neutron (udd+g+...)

μ^+ , μ^- : boost de Lorentz ($\gamma\beta c\tau$) en général suffisant

π^+ , π^- : boost de Lorentz en général suffisant

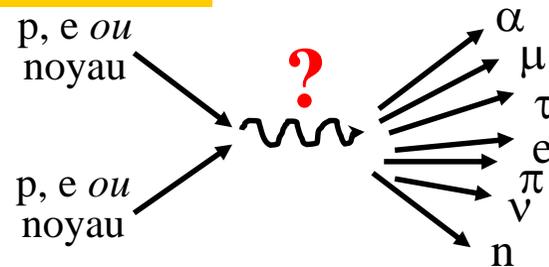
K^+ , K^- : si boost de Lorentz suffisant (rare dans gerbes hadroniques)

Cas particulier : ν « vu » par son énergie manquante E

(pour une exp. en mode collisionneur)

et quelques fois aussi : n, α (He^{2+}), $\beta^{+/-}$ ($e^{+/-}$) (ces deux dernières sont très ionisantes => faible parcours)

noyaux plus lourds (auprès d'accélérateur de noyaux)



En rouge : les particules intervenant le plus souvent dans les analyses de physique

Et c'est tout... Toutes les autres particules sont reconstruites via leurs produits de désintégrations :

τ , Z^0 , $W^{+/-}$, Higgs, etc...

$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ ($\pi^0 = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$)

Baryons et mésons (particules de beauté, charmées, etc...)

boule de glue (ggg) ? penta-quarks (qqqqq) ?

Cas particulier : les *jets* de particules issues de quark/gluon se « rhabillant » après l'interaction primaire.

- 1) Il existe une **énergie critique** E_c différente selon les particules (e, μ , γ) et selon la matière traversée (pour e, μ) :
 E_c^e de ~ 10 MeV à 300 MeV, $E_c^\mu > 100$ GeV et $E_c^\gamma \sim 1$ MeV
- 2) Au dessous de E_c les pertes d'énergie des particules chargées (e, μ) se font par ionisation - **formule de Bethe-Bloch** - ou pour le γ par effet **photo-électrique** ou **diffusion Compton**. La particule incidente « continue d'exister » (sauf effet photo-électrique)
- 3) Au dessus de E_c les pertes d'énergie se font par **rayonnement** :
 $\gamma \rightarrow e^+e^-$, $e^{+/-} \rightarrow e^{+/-} \gamma$. Ces interactions sont caractérisées par une **longueur de radiation** X_0 , et le transfert d'énergie est grand $\sim E/n$.

$$dE/dX = E/X_0, \text{ c.a.d. } E(x) = E_0 \exp(-x/X_0)$$
- 4) Les hadrons p, K, pi, perdent de l'énergie par Bethe-Bloch et aussi par **interactions fortes/had**. Pour cette dernière avec une **longueur d'interaction** λ_I (+ grande que X_0 au delà de $Z > 6$)

5) Au **mini. d'ionisation** le dE/dx est $\sim 2 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ – m.i.p. (*chargée*)

Sous certaines conditions les particules chargées peuvent émettre :

6) un rayonnement **Cerenkov** à un angle θ_c (photons visibles & UV) qui est fonction du $1/\beta$ de la particule

7) une « **radiation de transition** » (rayons X-mou)

Ces deux rayonnements ne contribuent quasiment pas aux pertes d'énergie des particules (<5%).

8) En traversant de la matière les particules chargées subissent de la **diffusion Coulombienne**^(*) : θ_{MS} ou θ_0 avec $\theta_0 \sim \frac{14 \text{ MeV}}{\beta p} z \sqrt{x/X_0}$
(cet effet va perturber la détection)

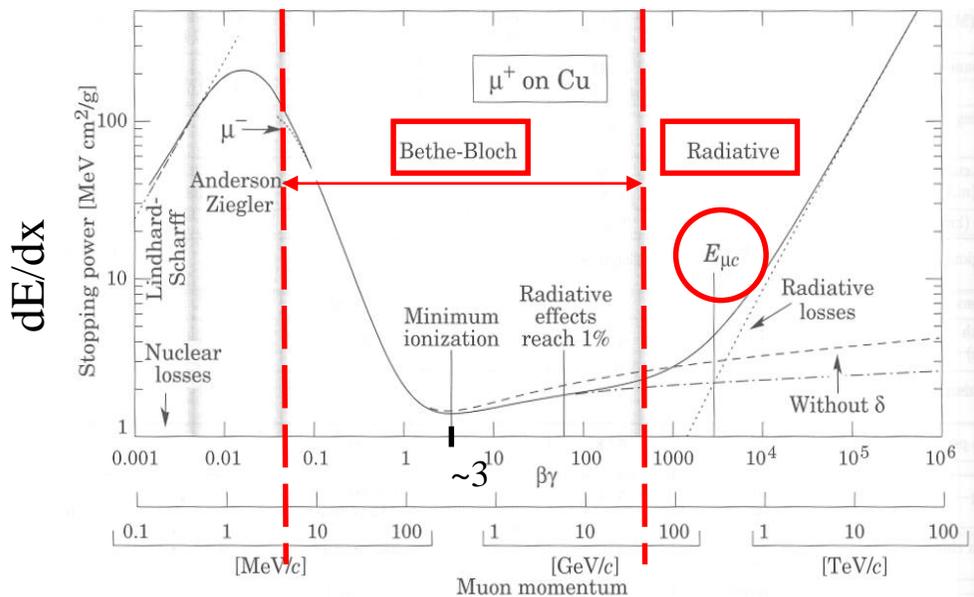
(*) sur les atomes

RAPPEL

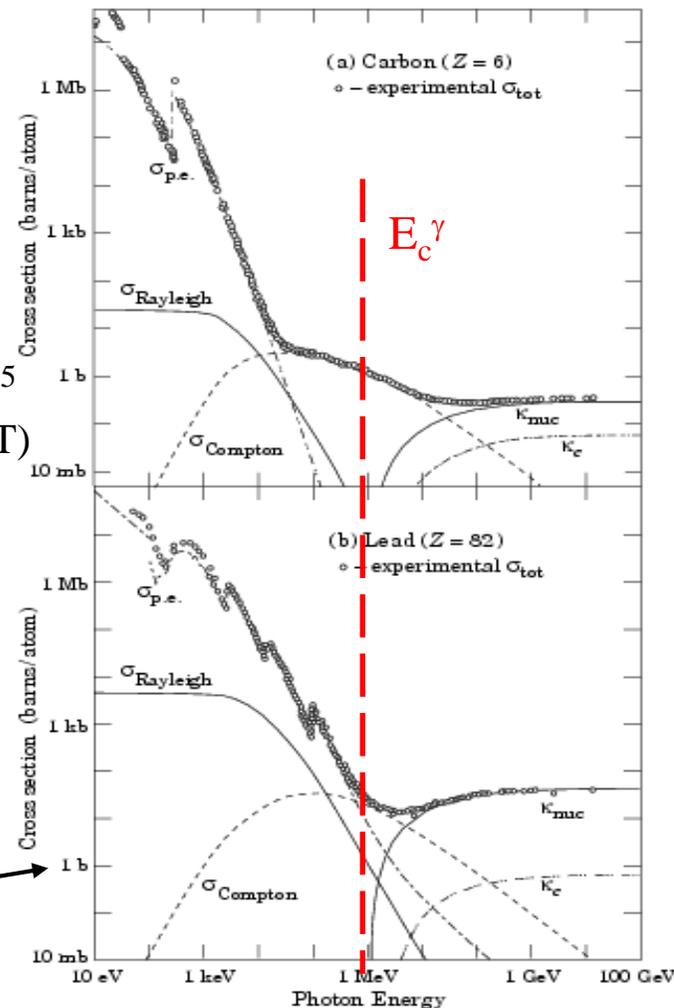
LSM : $E(\mu)_{Th} \sim \text{TeV}$

Interactions particules-matière (exemple des γ)

Interactions particules-matière (exemple du muon)



$\sigma(\text{ph.el.}) \sim Z^5$
(voir cours JPT)



un barn
(10^{-24} cm^2)

Ici l'unité est une **section efficace**
car le γ « disparaît » ! Il s'agit donc plutôt
d'un processus physique que d'une perte
d'énergie...

Pertes par ionisation (Bethe-Bloch) dominante à basse énergie
puis c'est au tour du rayonnement de freinage (à très haute
énergie pour le muon : $E > 100 \text{ GeV}$).

Pour les μ , lorsque $E^\mu = E_c^\mu \sim \frac{8000}{(Z+2)^{0.88}} \text{ GeV}$
(ce sont bien des GeV dans le cas des muons)

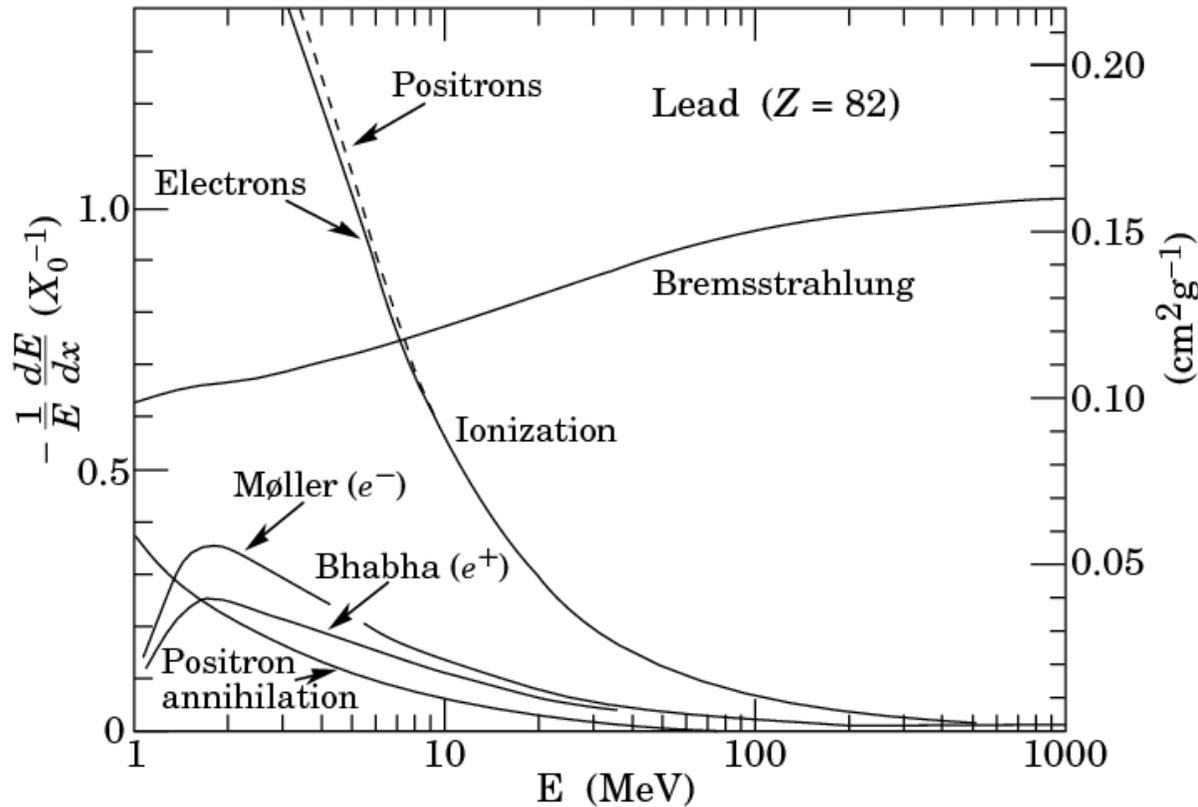
alors les pertes par $\Delta E(\text{ionisation, excitation}) \simeq \Delta E(\text{brem})$

RAPPEL

Interactions particules-matière (exemple des e⁻)

$$\frac{dE}{dx} = \frac{-2\pi N Z e^4}{m} \left(\ln \frac{m^2 \gamma^2 \beta^2 (\gamma - 1)}{I^2} - a \right)$$

$a=2.9$ (positrons) ou 3.6 (électrons)



Bremsstrahlung
proba ~ 1 après $1 X_0$

(dét. gazeux, dét. solide « fin »
 \Rightarrow peu probable
 « épaisseur d'amorçage » nécessaire)

RAPPEL

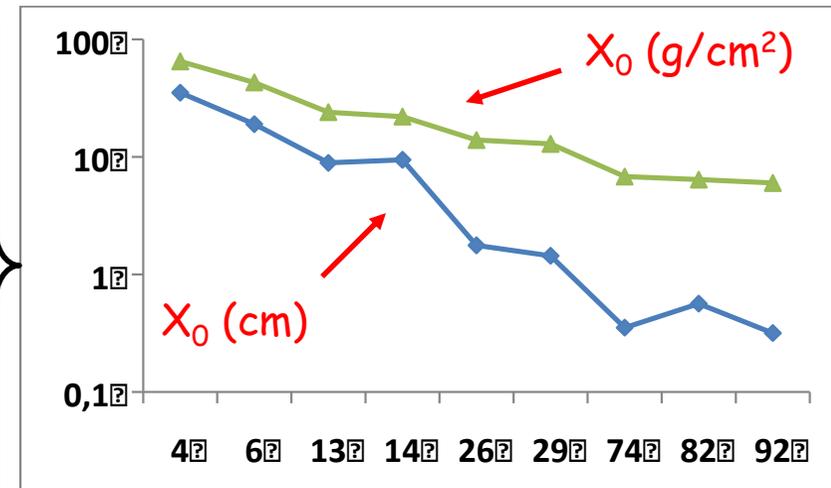
Quelques valeurs de X_0

Electrons/positrons

	Z	A	ρ (g/cm ³)	X_0 (g/cm ²)
Hydrogène (H ₂)	1	1.01	0.0899 (g/l)	63
Hélium (He)	2	4.00	0.1786 (g/l)	94
Azote (N ₂)	7	14.01	1.25 (g/l)	38
Oxygène (O ₂)	8	16.00	1.428 (g/l)	34
Beryllium (Be)	4	9.01	1.848	65
Carbone (C)	6	12.01	2.265	43
Aluminium (Al)	13	26.98	2.7	24
Silicium (Si)	14	28.09	2.33	22
Fer (Fe)	26	55.85	7.87	13.9
Cuivre (Cu)	29	63.55	8.96	12.9
Tungstène (W)	74	183.85	19.3	6.8
Plomb (Pb)	82	207.19	11.35	6.4
Uranium (U)	92	238.03	18.95	6

$$X_0 [g/cm^2] = \rho [g/cm^3] X_0 [cm]$$

Gaz



X_0 versus Z pour les solides

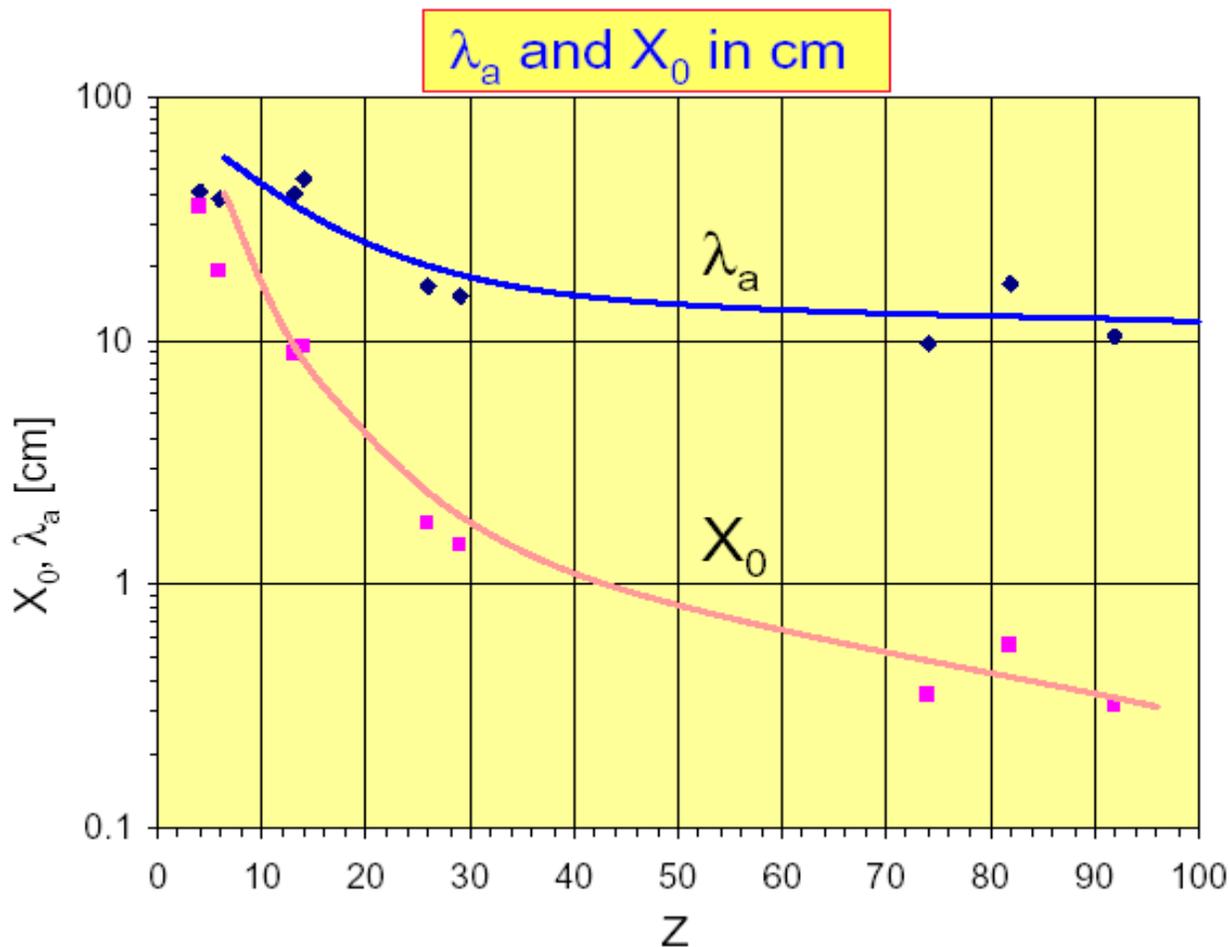
Air ($\rho \sim 1,2$) et $X_0 \sim 36$ g/cm² \Rightarrow 300 m

(câbles)
~1,4 cm

RAPPEL

Longueur de radiation vs longueur d'interaction

A hautes énergies ($E > E_c$) les phénomènes de radiation peuvent être décrit par un coefficient « d'absorption » : après une traversée de matière d'épaisseur x , il reste $e^{-x/L}$ particules initiales. L sera noté X_0 pour les processus EM et λ_I pour les processus hadroniques. Unité cm ou g/cm².
Remarque : On a toujours : $\lambda_I > X_0$ pour $Z > 6$.



Unité :

$$\lambda_I \approx 35(\text{g.cm}^{-2})A^{1/3}$$

Or $N.A = \rho \cdot N_a$ donc λ_I/ρ en cm varie en $A^{-2/3}$

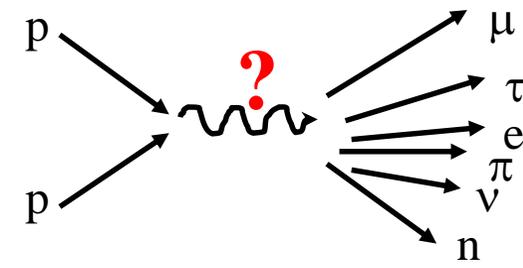
$$X_0 = \frac{716.4(\text{g.cm}^{-2})A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})}$$

$\lambda_I > X_0$ pour $Z > 6$ donc pour un matériaux donné, on absorbe plus efficacement les électrons/photons que les hadrons.

Pour des matériaux au delà de $Z=30$:

$$\lambda_I > 10 \times X_0$$

Agencements des (sous-)détecteurs

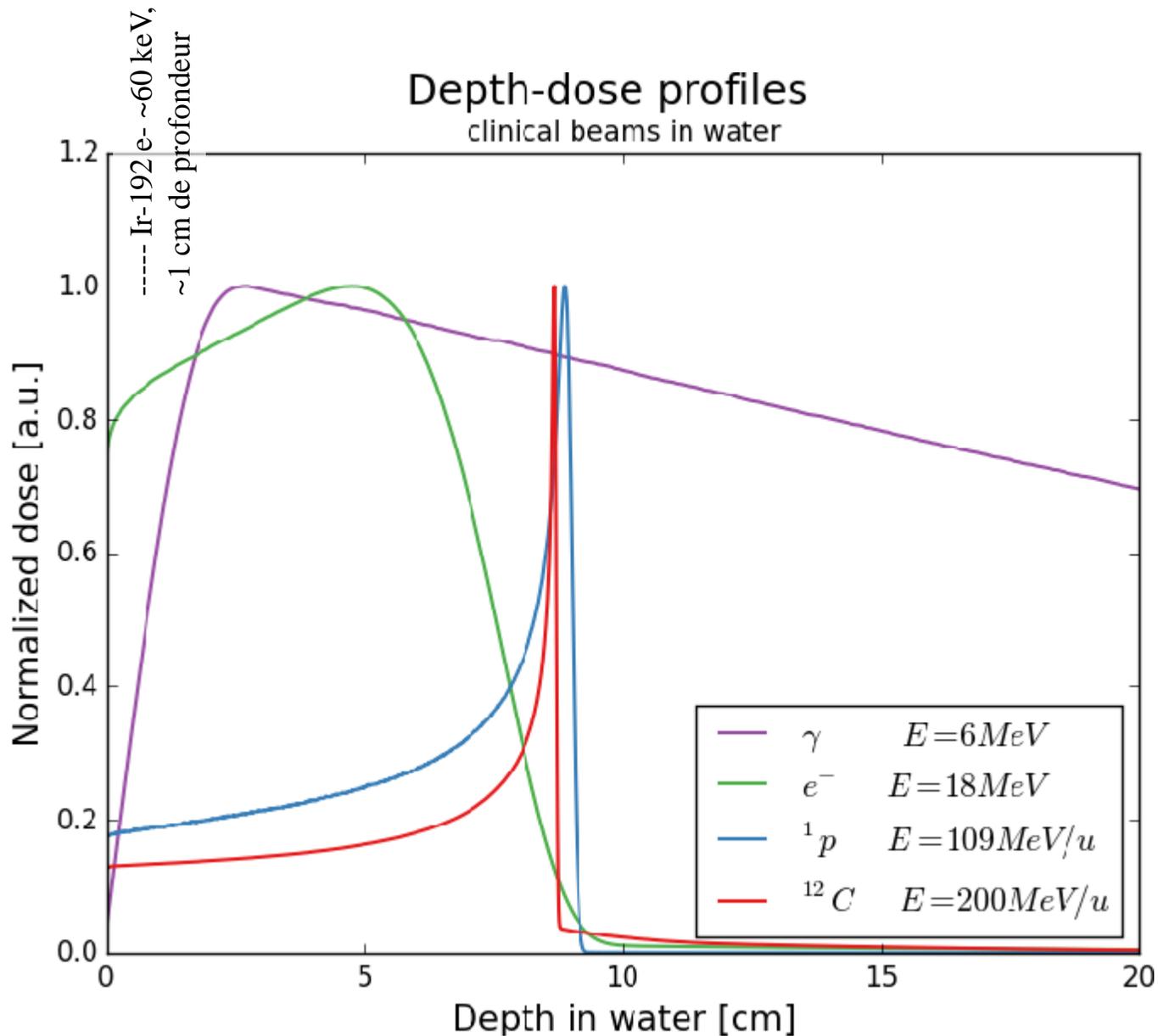


- 1) { Détecteur solide « **fin** » ou gazeux au début (**ionisation**) :
 - ⇒ mesure de la position du vertex
 - ⇒ mesure de la trace et de l'impulsion (si champ magnétique)
 - ⇒ identifier les particules via de (nombreux) petits dE/dx ou du ray^t. de transition ou de Cerenkov ou un temps de vol.
- 2) **Calorimètres** (détecteurs massifs) : mesurer l'énergie des particules (+ id. du type)
- 3) mesurer l'impulsion des muons si champ magnétique (=> aussi identification du type de part.)
- 4) Un déséquilibre de répartition de l'énergie dans le détecteur signera un ν

« peu » de perte d'énergie si épaisseur totale est $< 1X_0$

Fin de la dernière session

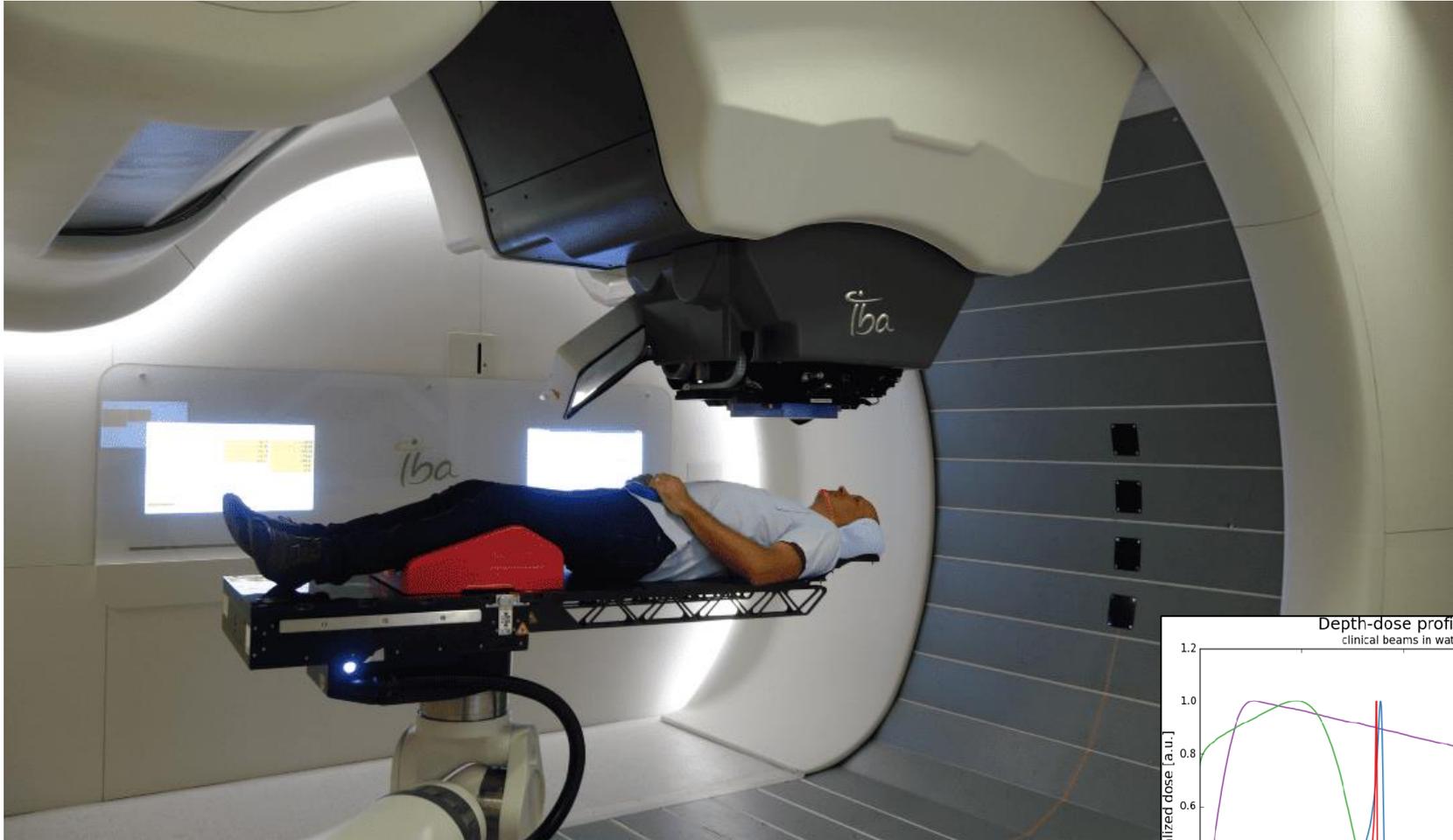
Pic de Bragg et applications médicales



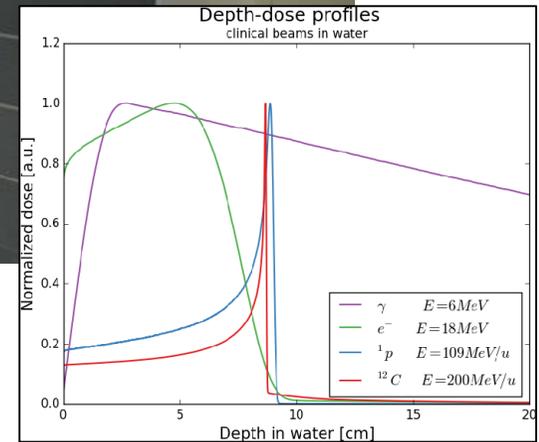
**dE/dx du C
plus favorable**

Proton-thérapie : coût important. Pour traitement de cancers particuliers.

Proton-thérapie en France : une idée de physicien.ne.s de l'IJCLab + ...



(aussi à Nice et Caen). Prochaine étape la Carbone thérapie

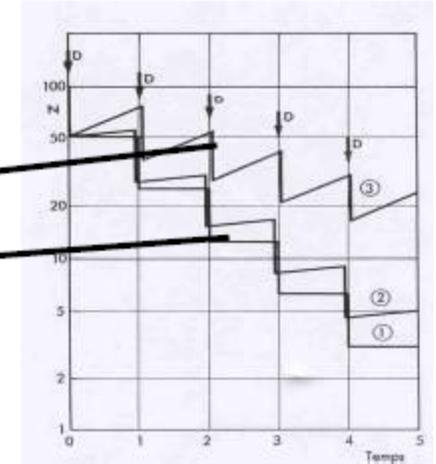
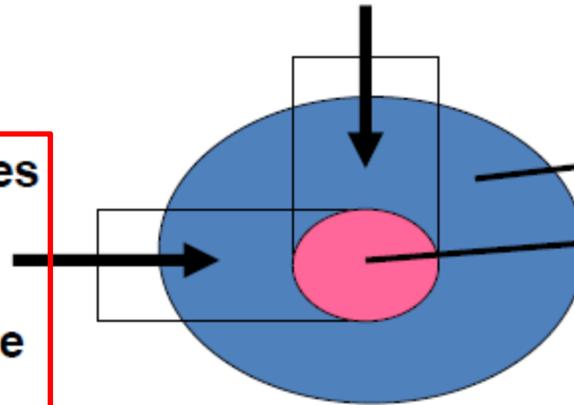


La stratégie thérapeutique



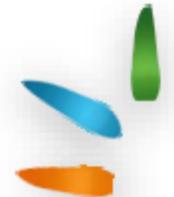
- 1 Donner plus de dose à la tumeur qu'aux tissus sains
⇒ optimisation balistique

- 2 Jouer sur les mécanismes de réparation : notions de fractionnement et d'étalement (modulation de l'écart entre doses)

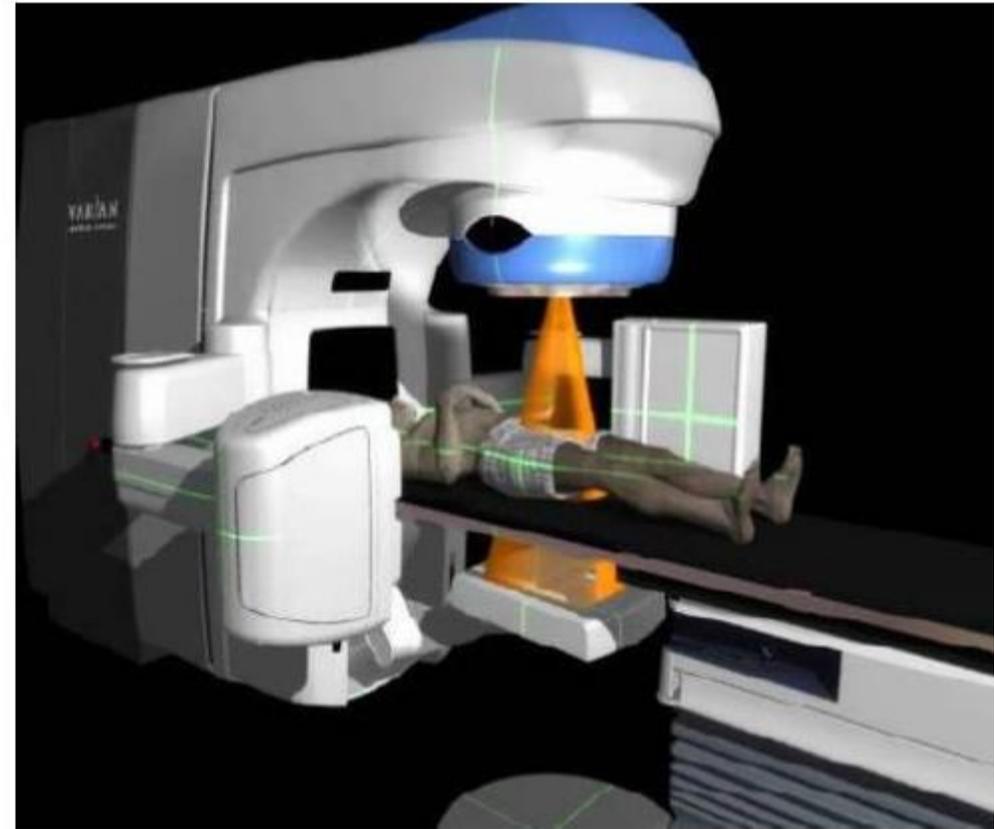
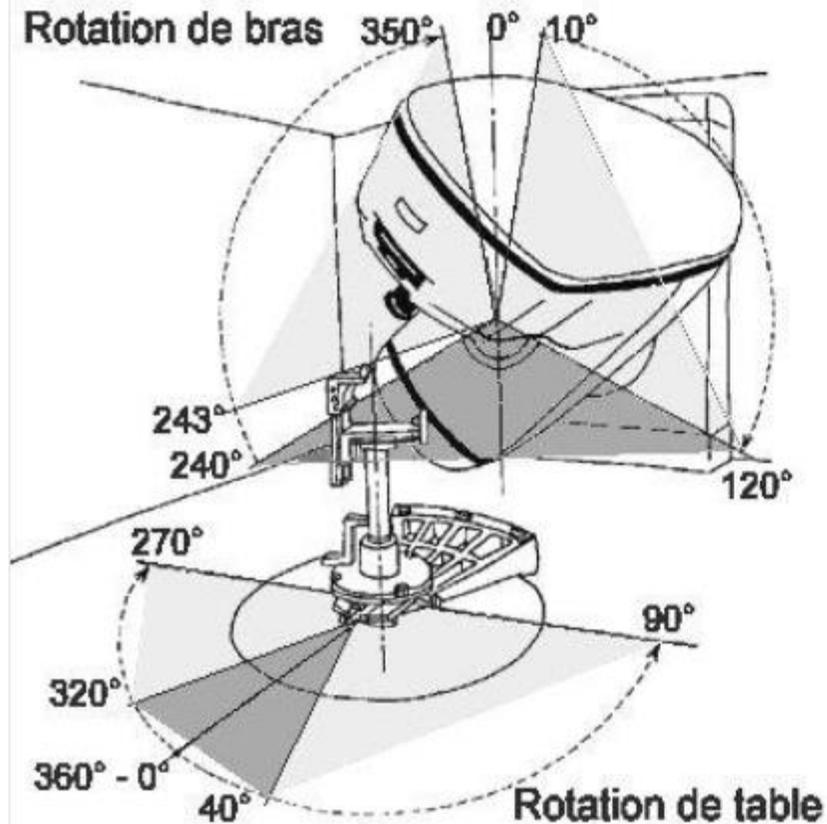


- 3 Une dose globale n'a aucune valeur sans préciser le fractionnement et l'étalement
- Ex : $4 \times 4 \text{ Gy} = 11 \times 2 \text{ Gy}$ si $\alpha/\beta=3$

(1 Gy = 1 J/kg par radiation)

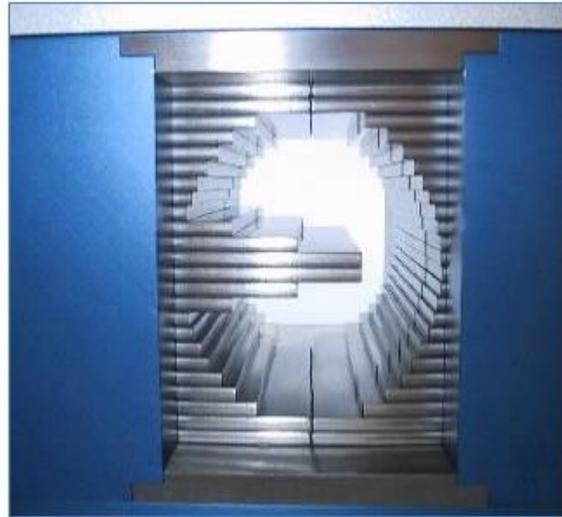


Un accélérateur linéaire moderne (X + e⁻ 4-20 MeV)



Possibilité d'irradier selon toutes les incidences et de combiner les faisceaux

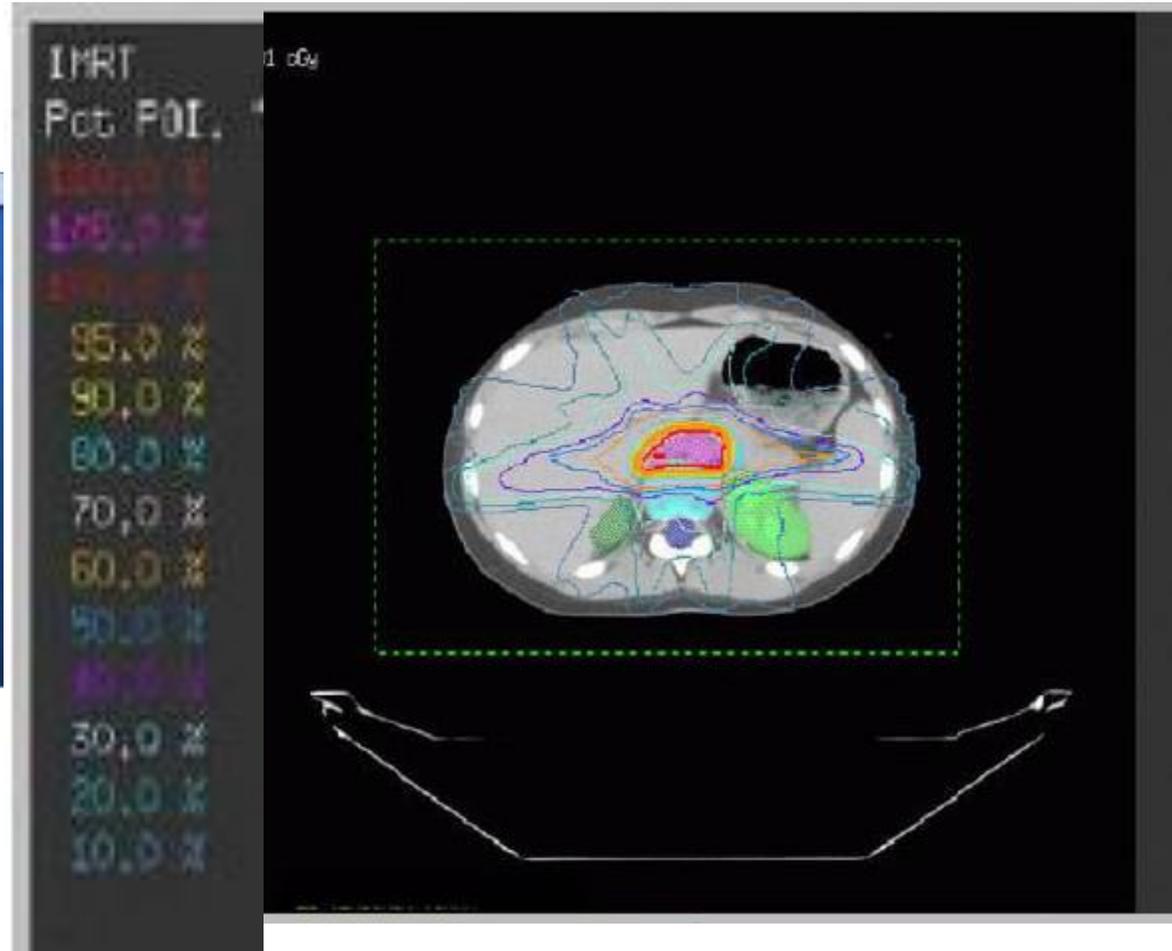
Conformer le faisceau au volume : le collimateur multi-lames



Domaine en fort développement :

IMRT : Radiothérapie par modulation d'intensité (en faisceau d'électron)

Conformer le faisceau au volume : le collimateur multi-lames





(la suite : surtout des d'exemples orientés hautes énergies...)

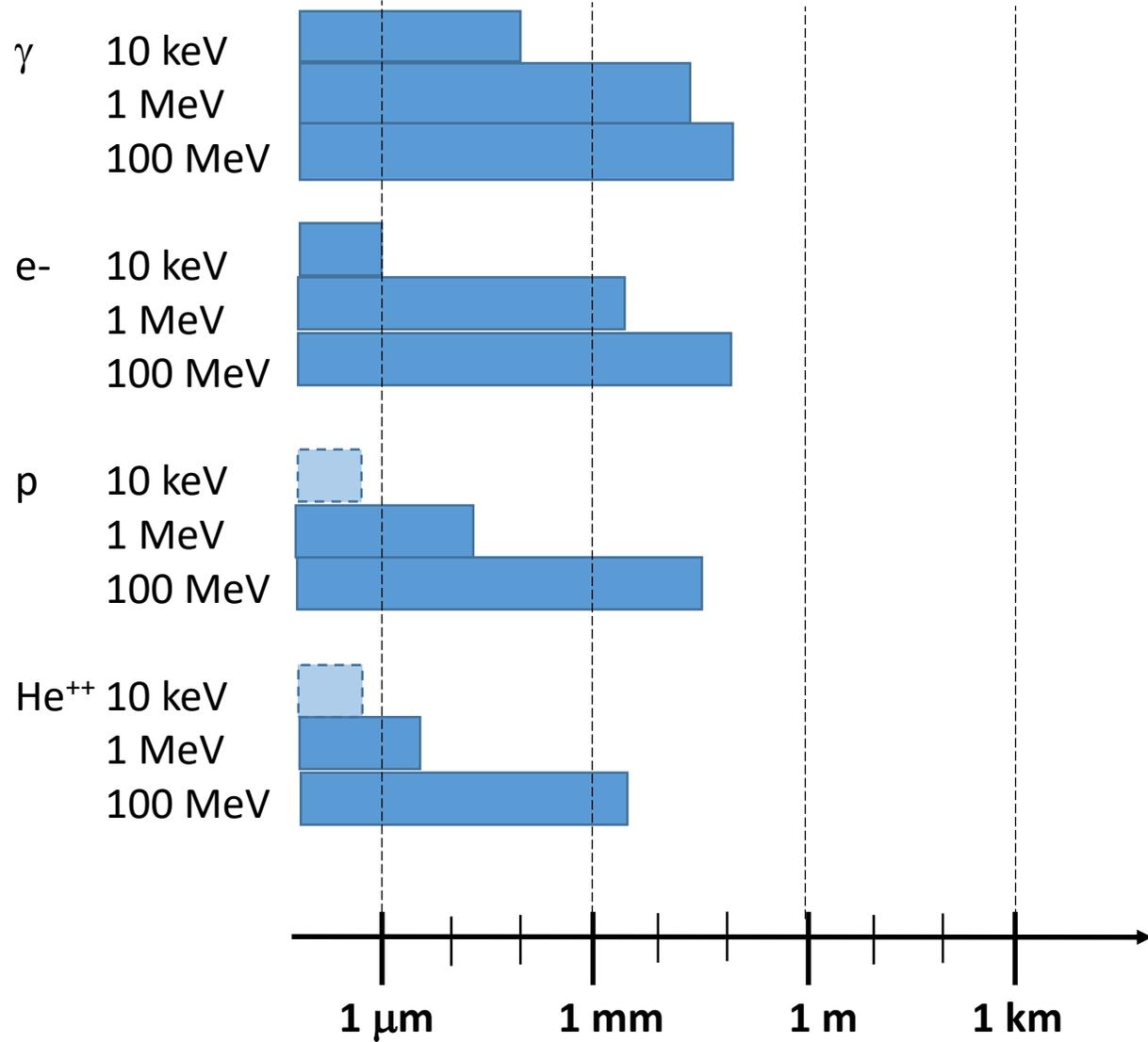
Mais comment tout cela se traduit à des énergies < 1 GeV
pour des **e**, **photon**, **proton**, **He++**

Range of particles in matter for different energies

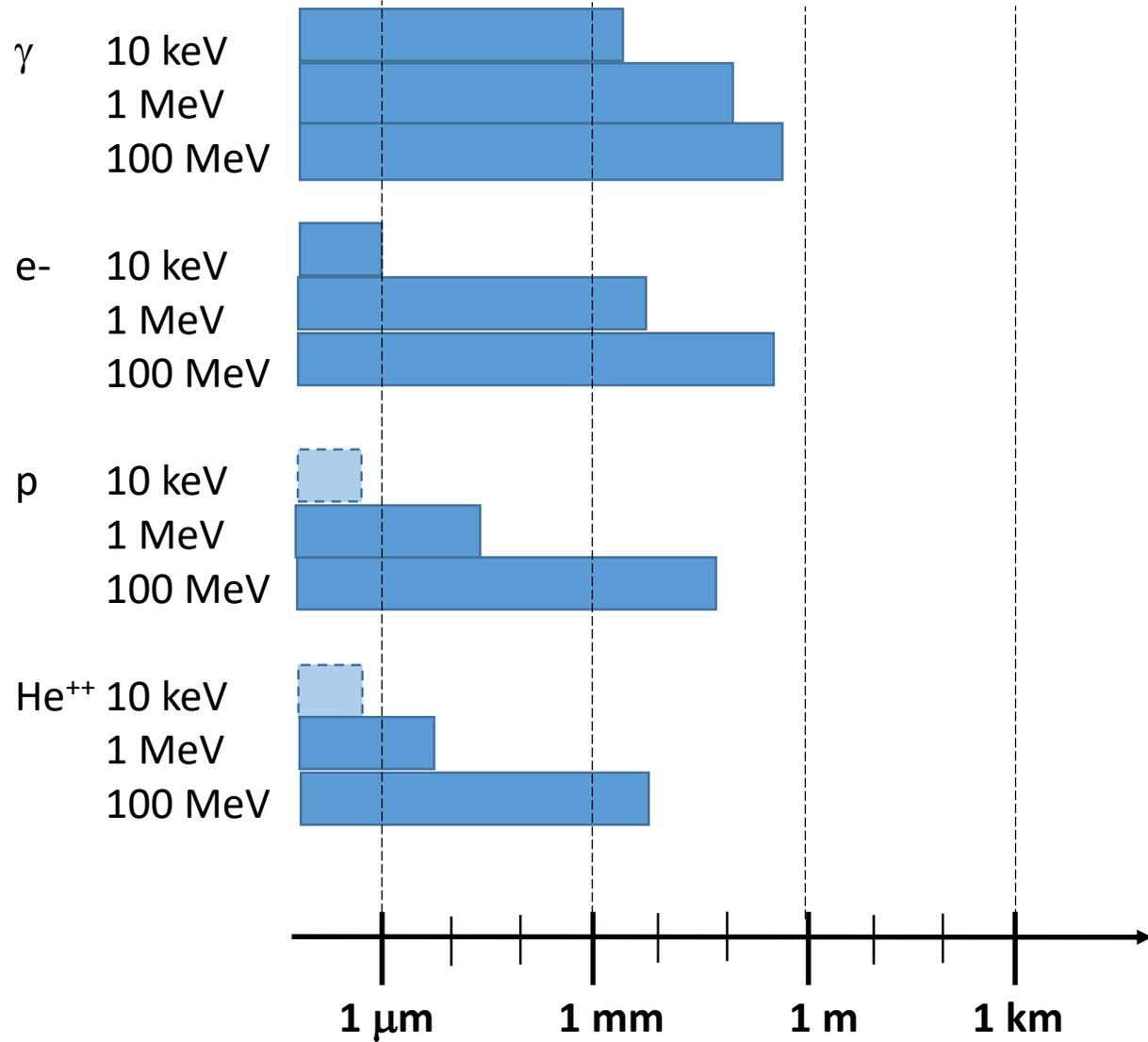
(order of magnitude, from NIST, etc.)

		<i>density</i> :=	1,2 g/L	1 g/cm ³	2.5 g/cm ³	
			Air	water	Si/Al	
X-ray	10 keV		1.5 m	2 mm	100 μm	(1/e absorption)
	1 MeV		150 m	15 cm	5 cm	
	100 MeV		500 m	50 cm	15 cm	
gamma	10 keV					
	1 MeV					
	100 MeV					
e-	10 keV		2 mm	1 μm	1 μm	
	1 MeV		3 m	5 mm	2 mm	
	100 MeV		300 m	30 cm	10 cm	
proton	10 keV		300 μm	< 1 μm	< 1 μm	Bethe-Bloch
	1 MeV		2 cm	20 μm	15 μm	
	100 MeV		70 m	7 cm	4 cm	
alpha (He⁺⁺)	10 keV		300 μm	< 1 μm	< 1 μm	Bethe-Bloch
	1 MeV		5 mm	5 μm	3 μm	
	100 MeV		7 m	7 mm	3 mm	

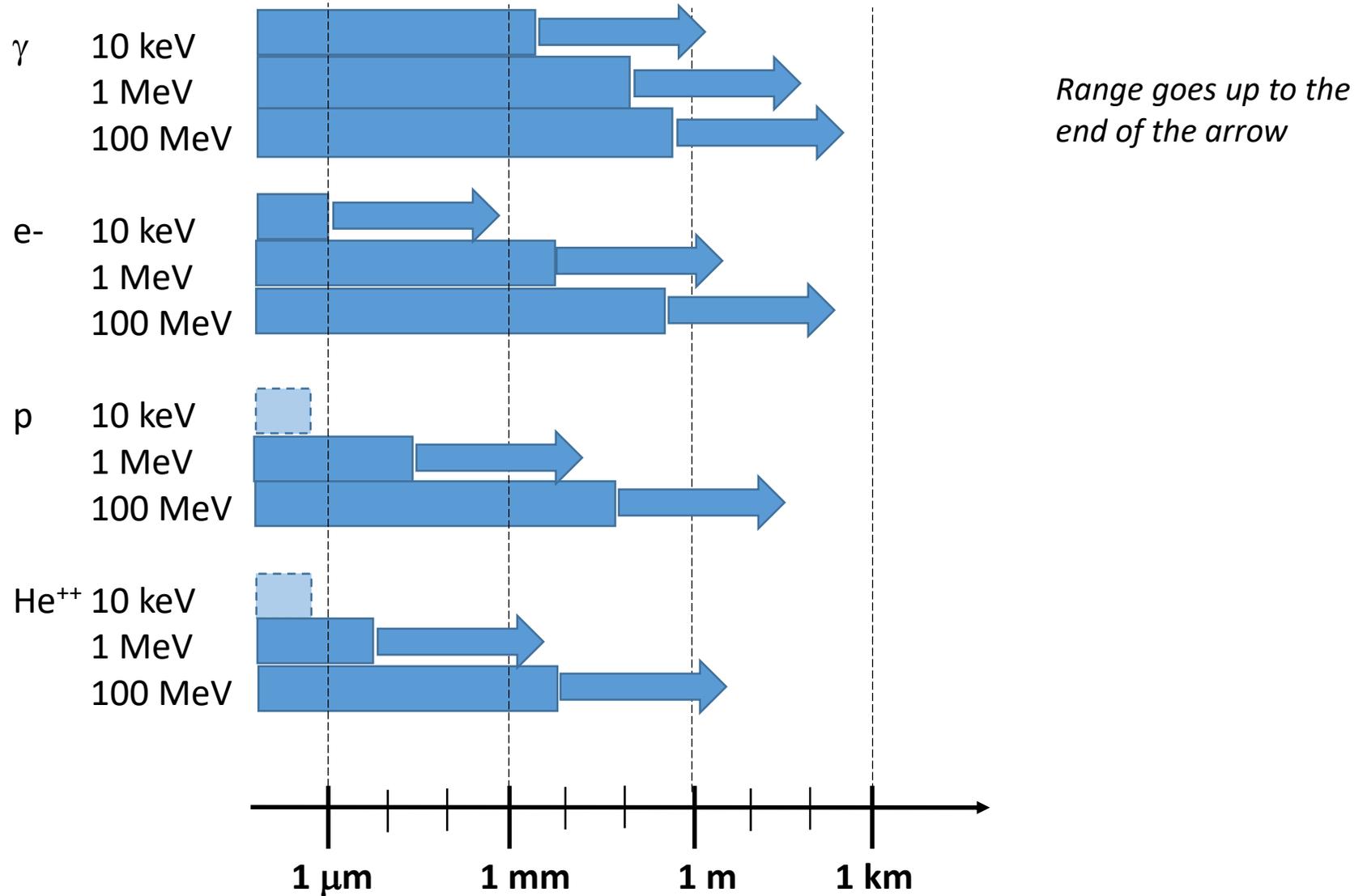
Particle range in Si / Al



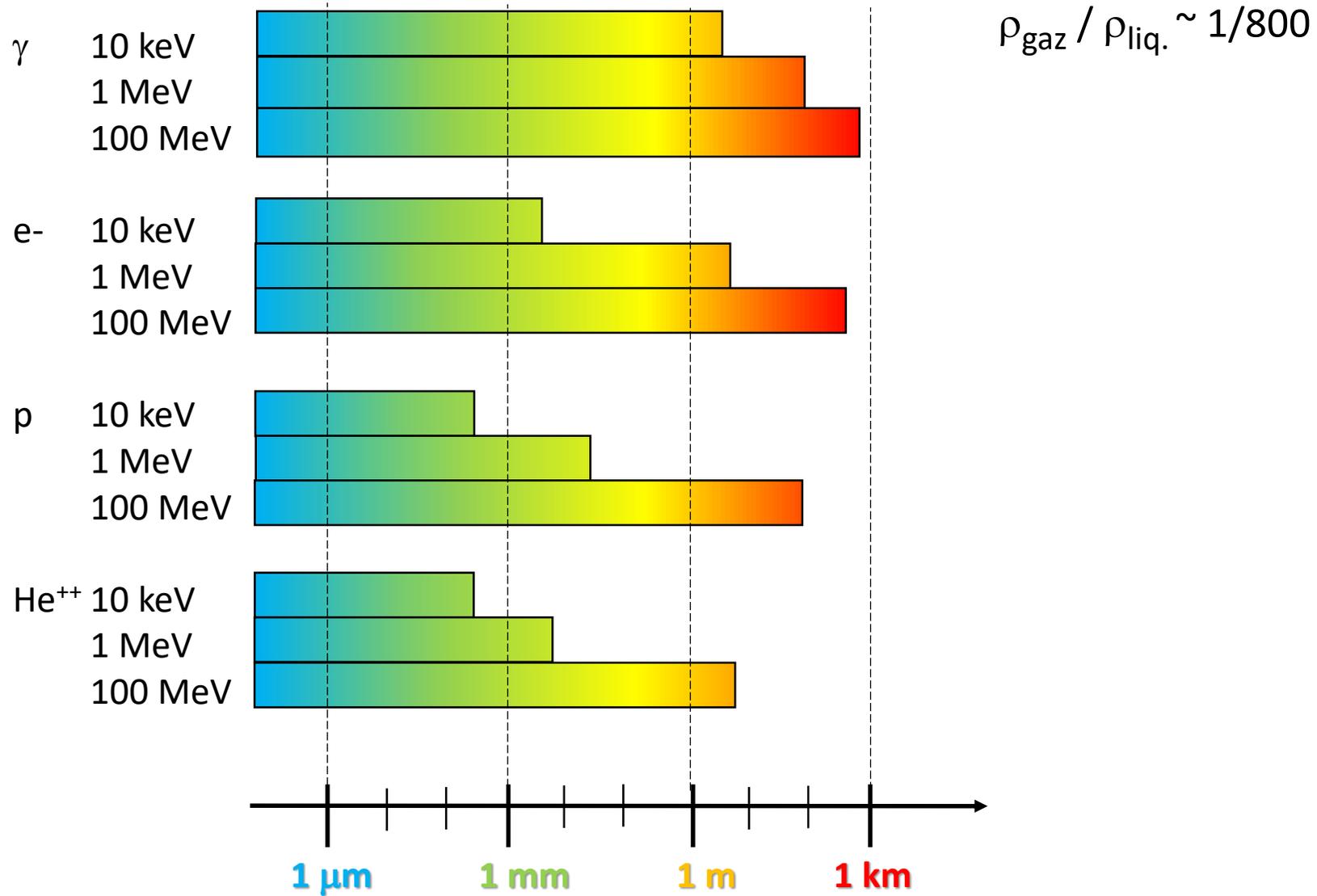
Particle range in Water



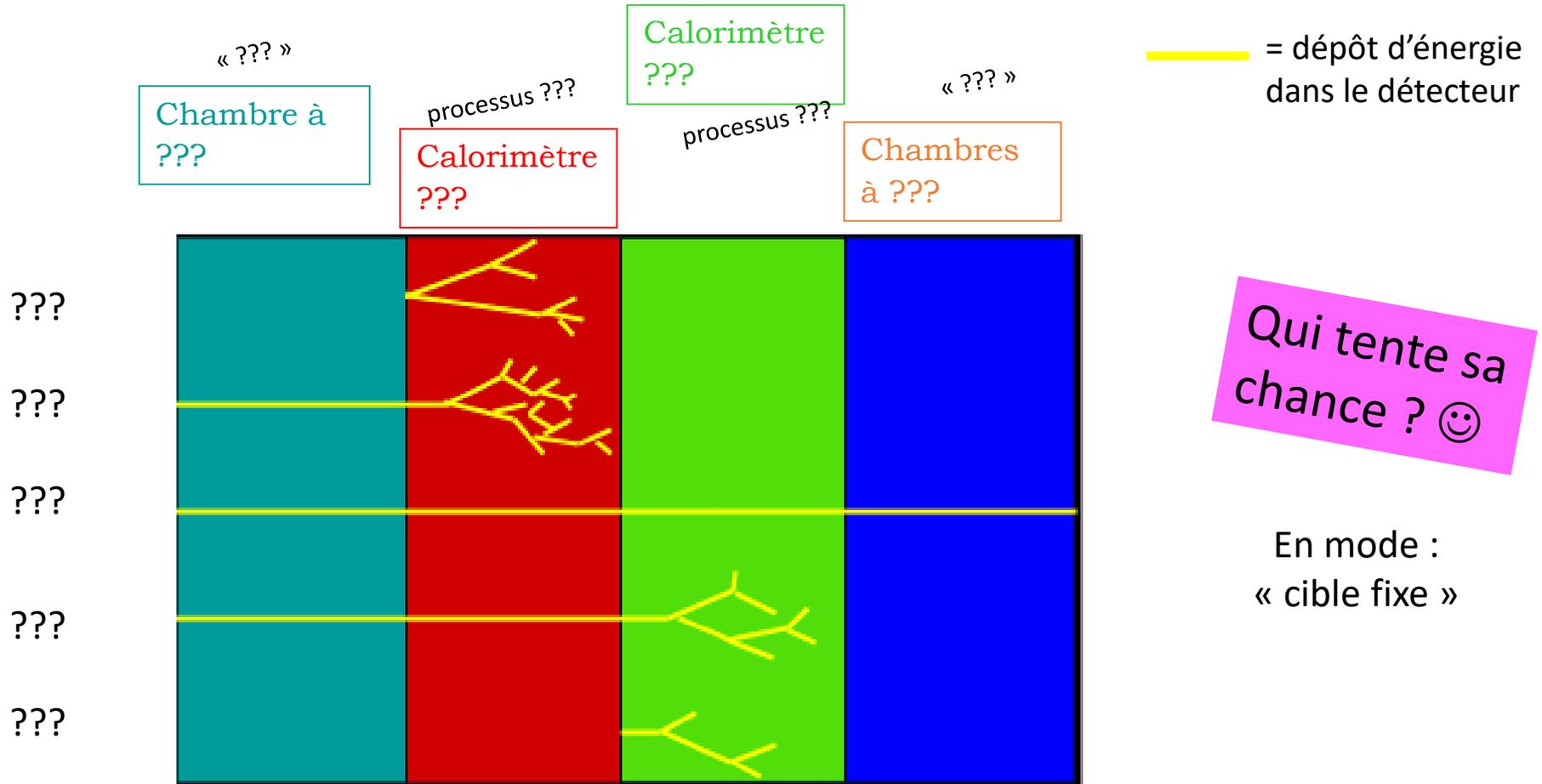
Particle range in **boiled** water, ie water vapor/gas (~1/800 density wrt liq. water)



Particle range in Air

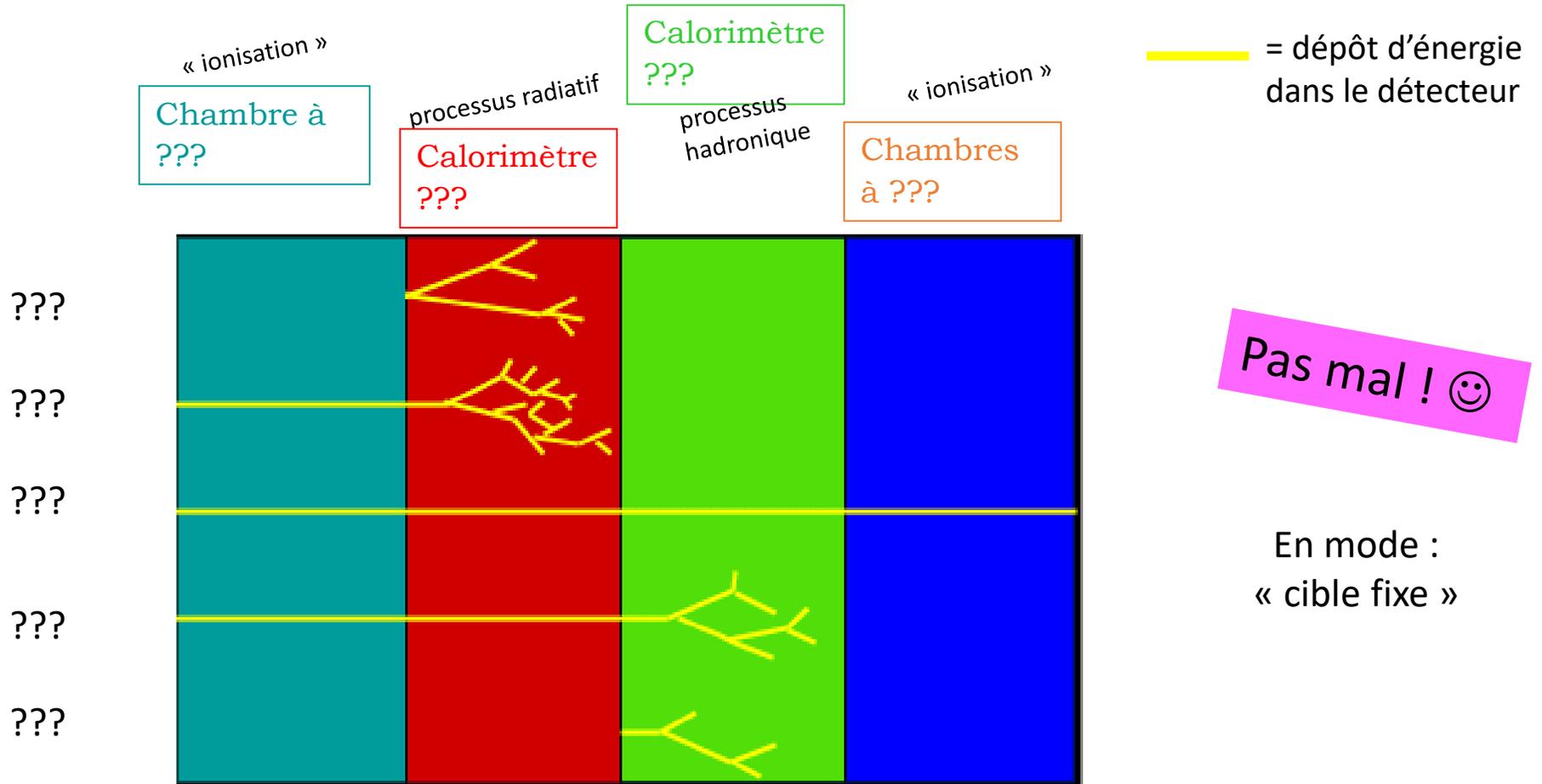


Réponses simplifiées d'un appareillage aux particules interagissant dans celui-ci (1)



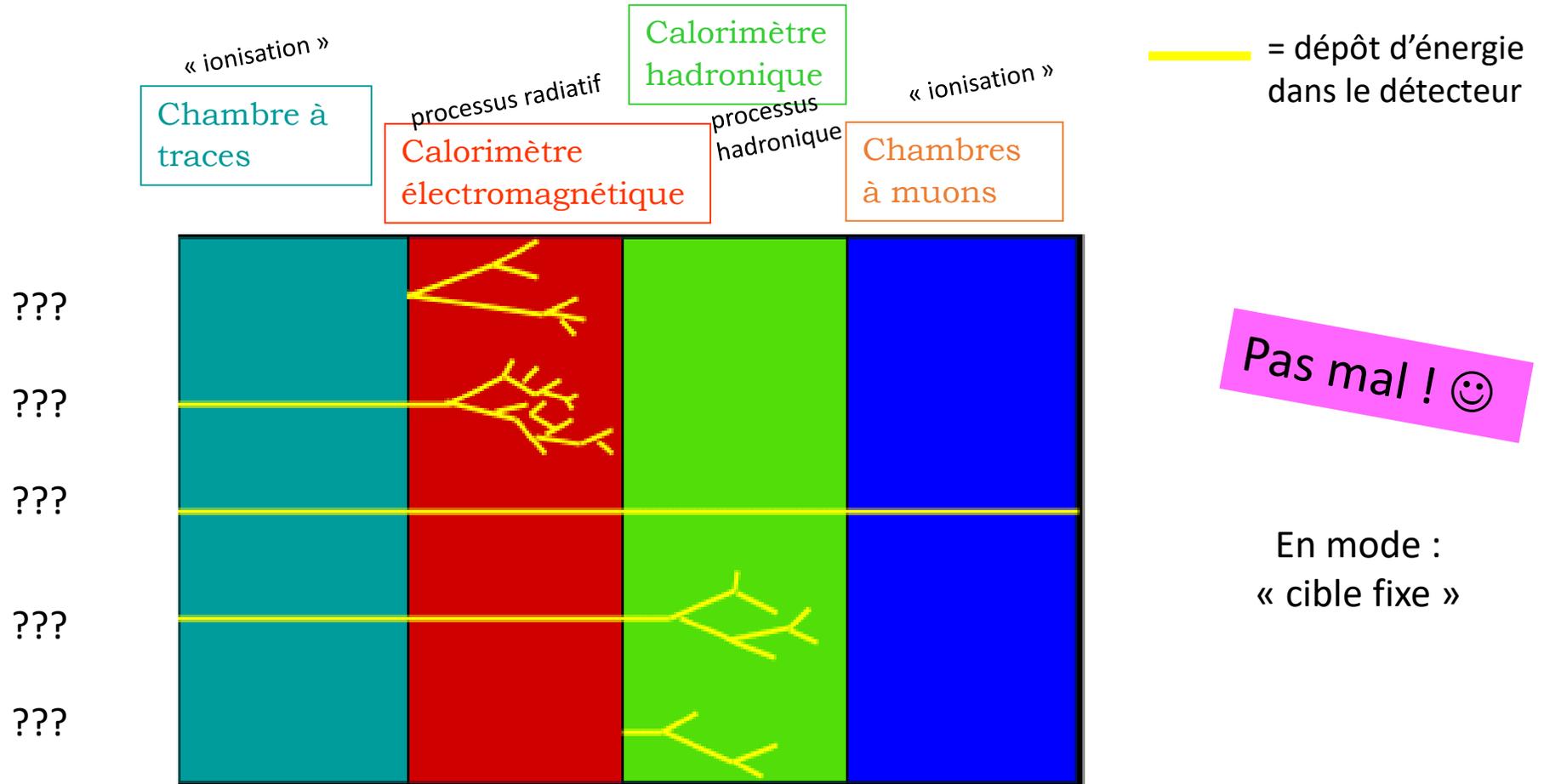
E des particules $\gtrsim 1$ GeV

Réponses simplifiées d'un appareillage aux particules interagissant dans celui-ci (1)



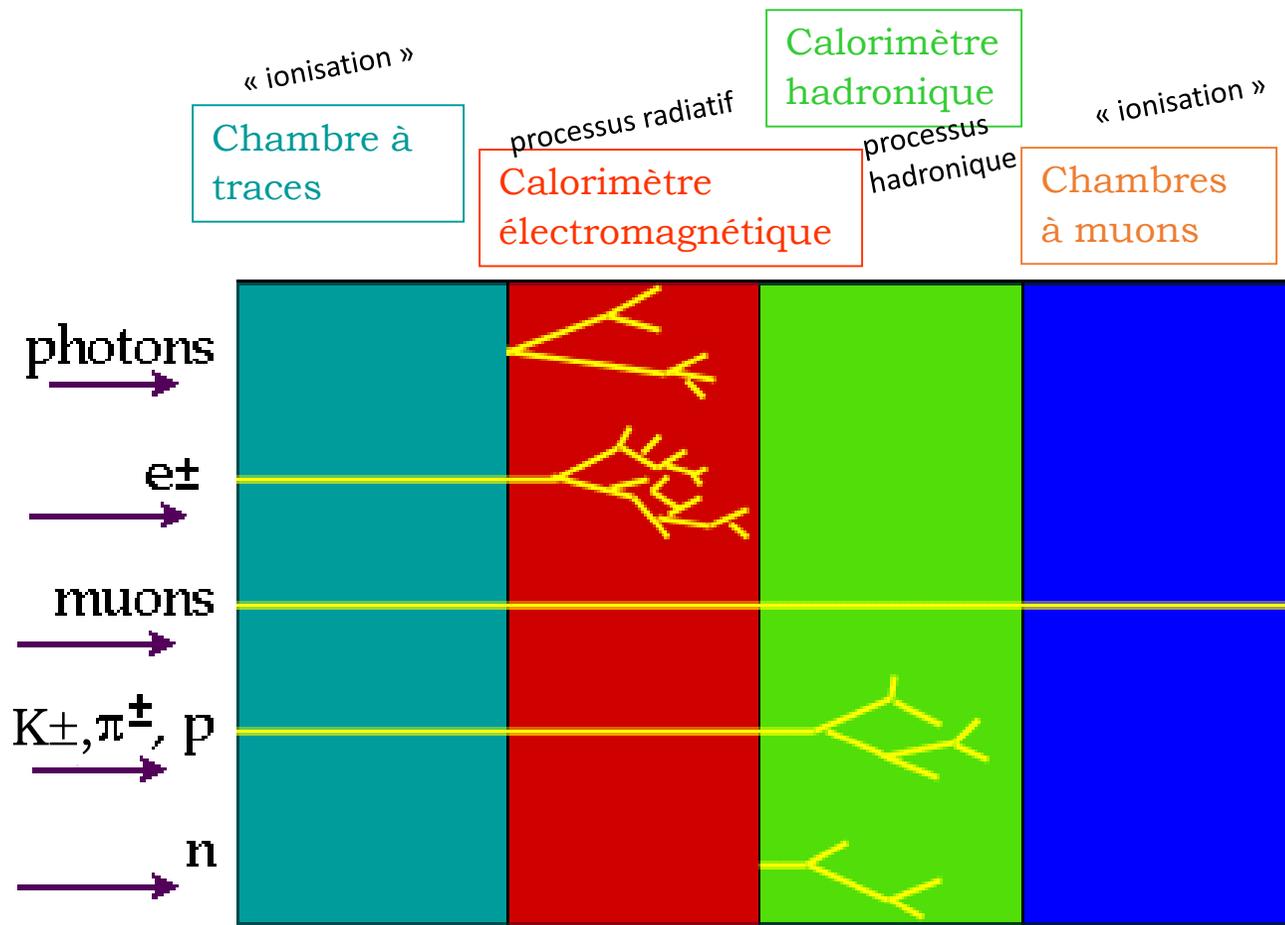
E des particules $\gtrsim 1$ GeV

Réponses simplifiées d'un appareillage aux particules interagissant dans celui-ci (1)



E des particules $\gtrsim 1$ GeV

Réponses simplifiées d'un appareillage aux particules interagissant dans celui-ci (1)



— = dépôt d'énergie dans le détecteur

Bravo !! 😊

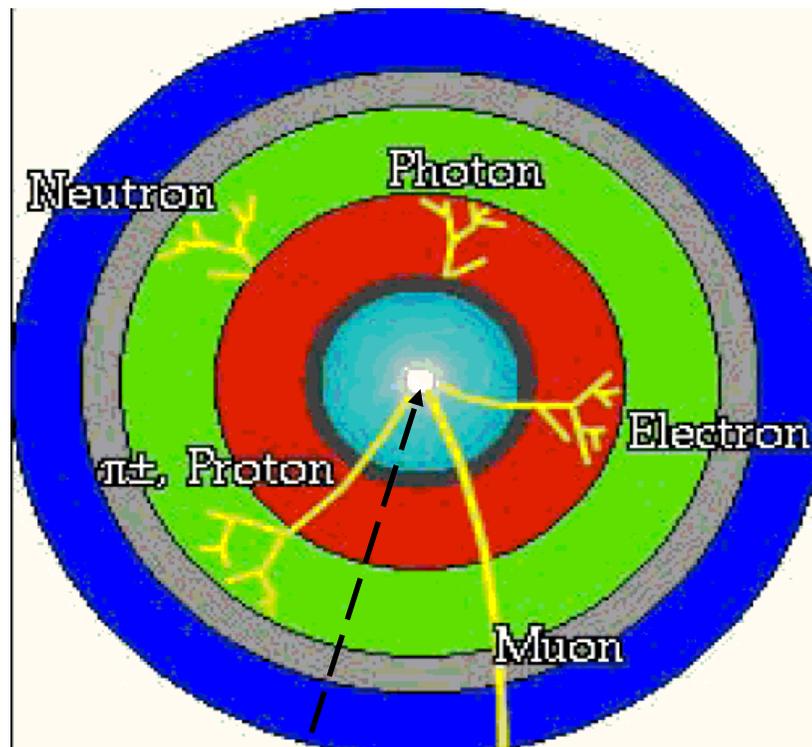
En mode : « cible fixe »

En plus de détecter ces particules il faut parfois différencier les couples : $K/\pi/p$, π/e , $e/\gamma+\pi$, π^0/γ

E des particules $\gtrsim 1$ GeV

Réponses simplifiées d'un appareillage aux particules interagissant dans celui-ci (2)

- Beam Pipe (center)
 - Tracking Chamber
 - Magnet Coil
 - E-M Calorimeter
 - Hadron Calorimeter
 - Magnetized Iron
 - Muon Chambers
- « ionisation »
- processus radiatif
- processus hadronique
- « ionisation »



— = dépôt d'énergie dans le détecteur

En mode : « collisionneur »

Zone/point d'interaction (vertex). Les particules à détecter sont issues de cette zone géographique

E des particules $\gtrsim 1$ GeV



Plan :

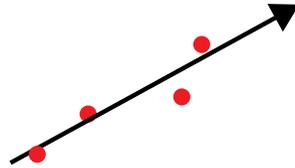
- 1) Interactions fondamentales
- 2) **détecteurs élémentaires et multi-détecteurs** (*pas tous*)
- 3) Comment les tester, les calibrer (*aussi voir 4*)
- 4) (un) exemple d'un détecteur et d'une chaîne de lecture

Détections des **particules chargées** via un processus d'ionisation, ie particule « non détruite »

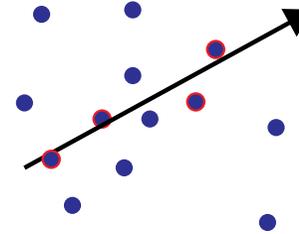
- Ils détectent le passage d'une particule chargée en mesurant la charge totale (électrons + ions) produite par l'ionisation du milieu
- Le milieu peut être **un gaz**, **un liquide** ou **un solide**
- Si on ne fait rien, il est très probable que l'électron d'ionisation se recombine avec son ion originel

Pour récupérer les électrons avant la recombinaison, il faut appliquer un champ E

Ionisation primaire



Ionisation totale



- Les particules chargées ionisent le gaz. Chaque **électron primaire** peut parfois ioniser lui-même d'autres atomes : \Rightarrow **l'ionisation totale est plus grande**

- Expérimentalement :
$$n_{total} = \frac{\Delta E}{W_i} = \frac{\frac{dE}{dx} \Delta x}{W_i} \approx 3 - 4 n_{primaire}$$

où :

- ΔE : Energie totale déposée par ionisation
- W_i : Energie moyenne nécessaire pour créer une paire électron/ion (typiquement **30 eV pour un gaz**)

Détecteurs à ionisation

- Le potentiel d'ionisation I est différent de l'énergie W nécessaire pour créer une paire électron-ion car une partie de l'énergie part en chaleur

Tavernier

	Ionization potential I (eV)	Mean energy W per electron-ion pair (eV)	Energy loss for MIP (keV/cm)	Nb of electron-ion pairs (cm ⁻¹)	Nb of electrons (cm ⁻¹)
Argon (Ar)	15.7	25.0	2.53	106	25
Xenon (Xe)	12.1	22.0	6.87	312	41
Helium (He)	24.5	41.6	0.35	8.3	5
Hydrogen (H ₂)	15.6	36.4	0.32	8.8	5.2
Nitrogen (N ₂)	15.5	34.8	1.96	56.3	($\leftarrow \times 3$) 10
Air		33.8	2.02	59.8	
Oxygen (O ₂)	12.5	30.2	2.26	74.8	22
Methane (CH ₄)	12.6	30.0	1.61	54	37
Carbon dioxide (CO ₂)	13.8	34.0	3.35	100	35

$\approx 10\text{-}20\text{ eV}$

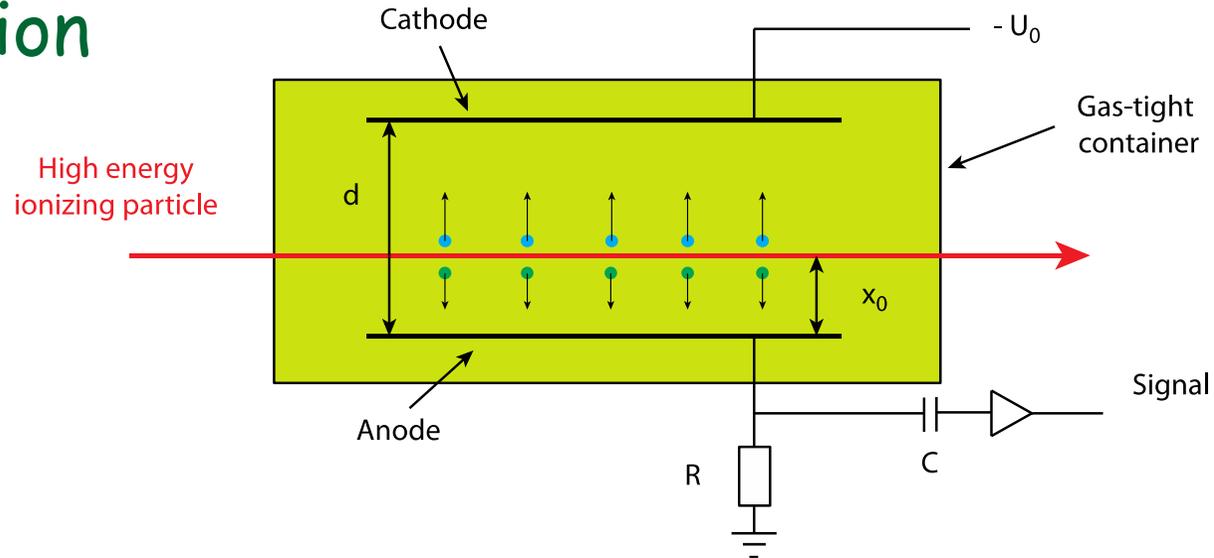
$\approx 30\text{ eV}$

- Amplification nécessaire** car $\approx 100\text{ e-}/\text{ion paires}/\text{cm}$ est une très faible charge !

Détecteurs à ionisation

La chambre à ionisation

- 2 plaques distantes de d



- Valeurs typiques : $d = 5 \text{ cm}$ et $E = 500 \text{ V/cm}$
 - Electrons et ions dérivent dans un champ E :
 $v^+ = 7,5 \text{ mm/ms}$ et $v^- = 5 \text{ mm}/\mu\text{s}$
 - Signaux très faibles et requièrent soit une très bonne électronique, soit une forte amplification, soit les deux
 - Le choix du gaz influence le signal

$\times 1000$
ions/e⁻

Ceci peu être étendu à tous les détecteurs à ionisation

Détecteurs à ionisation

Champ électrique vs forme de la chambre

- Trois types de géométries:
 - Plaques parallèles

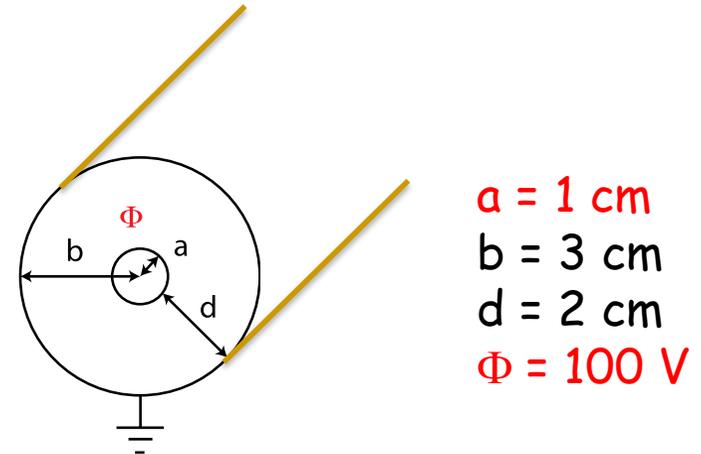
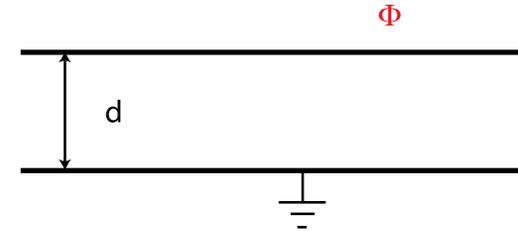
$$E = \frac{\Phi}{d}$$

- Géométrie cylindrique

$$E(r) = \frac{\Phi}{r \ln(b/a)}$$

- Géométrie sphérique

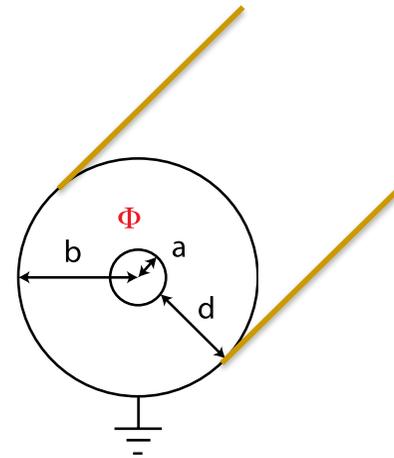
$$E(r) = \frac{\Phi a b}{r^2 (b - a)}$$



- Pour augmenter le champ, il est nécessaire d'aller vers des géométries cylindriques (la géométrie sphérique est peu pratique)
- Le signal est proportionnel à l'ionisation initiale : on mesure dE/dx

□ Géométrie cylindrique

$$E(r) = \frac{\Phi}{r \ln(b/a)}$$



$a = 0,01 \text{ cm}$
 $b = 3 \text{ cm}$
 $d \sim 3 \text{ cm}$
 $\Phi \sim 3000 \text{ V}$

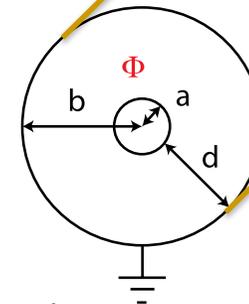
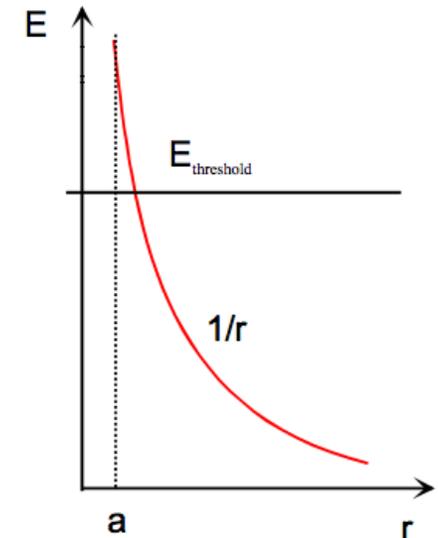
□ Géométrie cylindrique

$$E(r) = \frac{\Phi}{r \ln(b/a)}$$

■ Les électrons dérivent vers le fil d'anode. Le champ E est en $1/r$. Au delà d'un certain seuil, les électrons ionisent le gaz : création d'une **avalanche** !

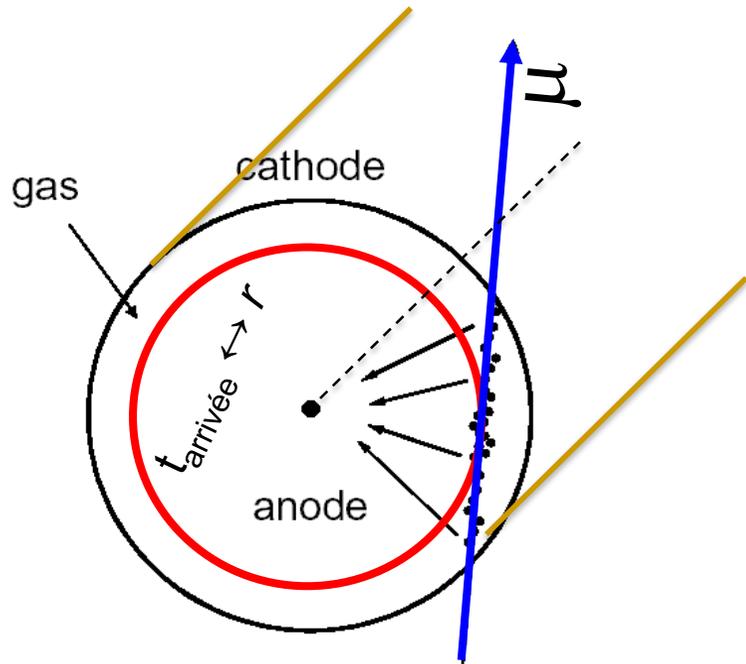
- Gain typique : **$10^4 - 10^5$**
- L'échelle de temps de l'amplification est de l'ordre de quelques ns (la dérive totale \sim qq 100 ns)
- Mesure dans une direction uniquement (pas de seconde coordonnée)
- Electronique à déclenchement aux 1^{er} e- d'ionisation

(**300 k** dans ATLAS, P=3 bar)



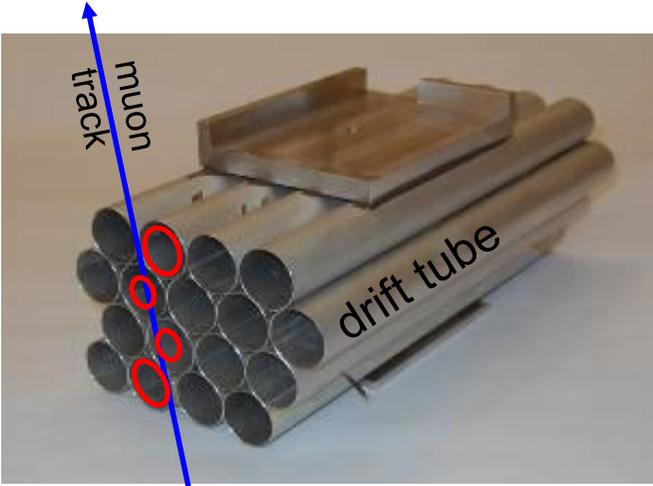
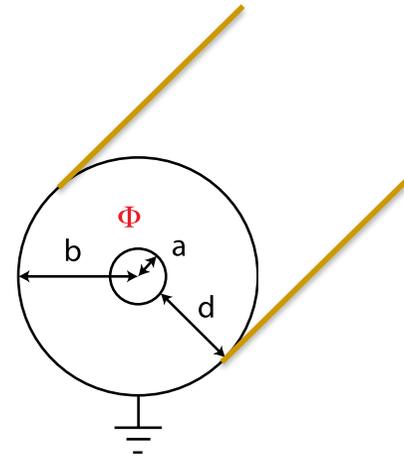
$a = 0,01 \text{ cm}$
 $b = 3 \text{ cm}$
 $d \sim 3 \text{ cm}$
 $\Phi \sim 3000 \text{ V}$

Fort dépôt d'ion. \sim claquage ?



Tube à dérive + mesure précise du temps d'arrivée des premiers e- d'ionisation

Nécessite une connaissance des propriétés du gaz : $v_{drift}(e^-)$



$\sigma \sim 80 \mu\text{m}/\text{tube}$, et en combinant les 2×3 (ou 2×4) tubes d'une chambre : $\sigma \sim \mathbf{60 \mu\text{m}}$ localement ; et mesure angulaire (vecteur) $\sim 200 \mu\text{rad}$.
 $\varepsilon(\text{tube}) \sim 95\%$: moitié paroi, moitié bord/centre

(erreur mécanique négligeable $< 40 \mu\text{m}$)

ATLAS muon \Leftrightarrow couverture d'un terrain de rugby

(F. Sauli, CERN 77-09)

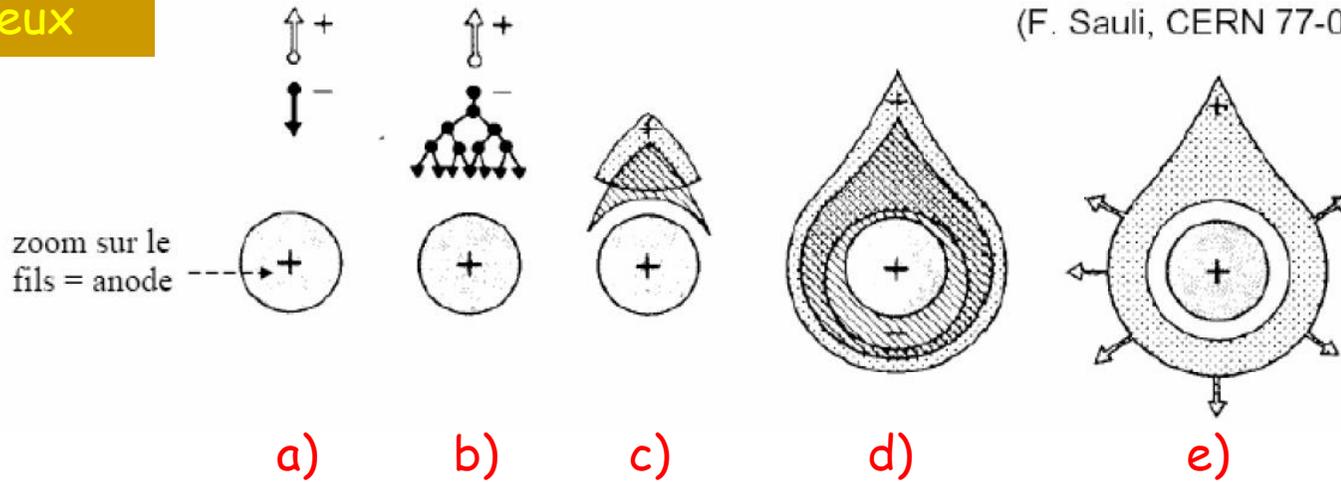


Photo d'une avalanche

- Dynamique non triviale :
 - a) L'électron unique dérive vers l'anode
 - b) Début de l'avalanche
 - c) Comme les électrons et les ions sont créés au même endroit, l'avalanche s'arrête lorsque le champ E est diminué par le champ des ions
 - d) Dans la zone à haut champ E , le nuage d'électrons dérive rapidement vers l'anode (*max 1-2 ns*)
 - e) Le nuage des ions dérive lentement vers la cathode (*~ 500 micro-s sur 3 cm*)

Choix du gaz

Hélium
2
He
4,002602

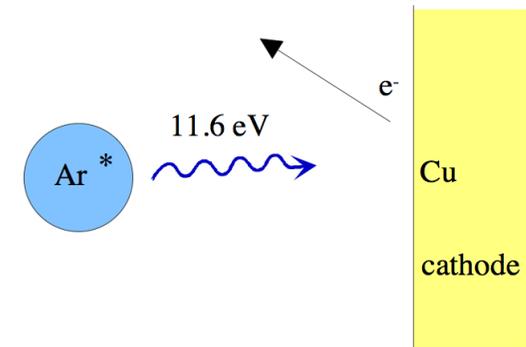
Néon
10
Ne
20,1797 (6)

Argon
18
Ar
39,948 (1)

Krypton
36
Kr
83,798 (2)

Xénon
54
Xe
131,293 (6)

- On choisit généralement des gaz nobles i.e. **molécule simple**, pour lesquels la dissipation d'énergie a lieu principalement par ionisation (pas d'états de vibration ou de rotation)
- La contrepartie à l'utilisation des gaz nobles est qu'un atome excité a une très forte probabilité de se désexciter par émission d'un photon V-UV (11.6 eV pour Ar)
- Cette valeur est > au seuil d'ionisation pour les métaux (exemple 7.7 eV pour Cu)
 - Avalanche permanente par émission d'électrons par les parois !
(⇔ effet Geiger-Müller)



Détecteurs gazeux avec amplification

- Pour résoudre le problème, on introduit dans le gaz noble une petite quantité d'un **gaz polyatomique** possédant des états de vibration et de rotation
 - Ce **quencher** va absorber les photons UV avant les parois
 - On utilise souvent du méthane (CH_4) ou de l'isobutane (C_4H_{10})

Avec le temps, le quencher peut dans certaines conditions de fonctionnement se déposer sur le fil et perturber le fonctionnement du détecteur.

Limite autour $\sim (\text{m})\text{C}/\text{cm}$

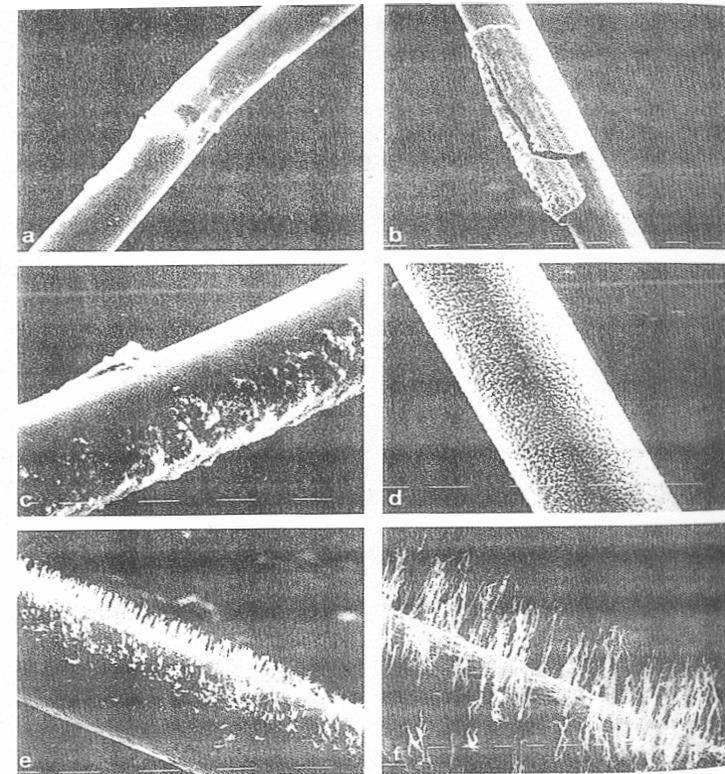
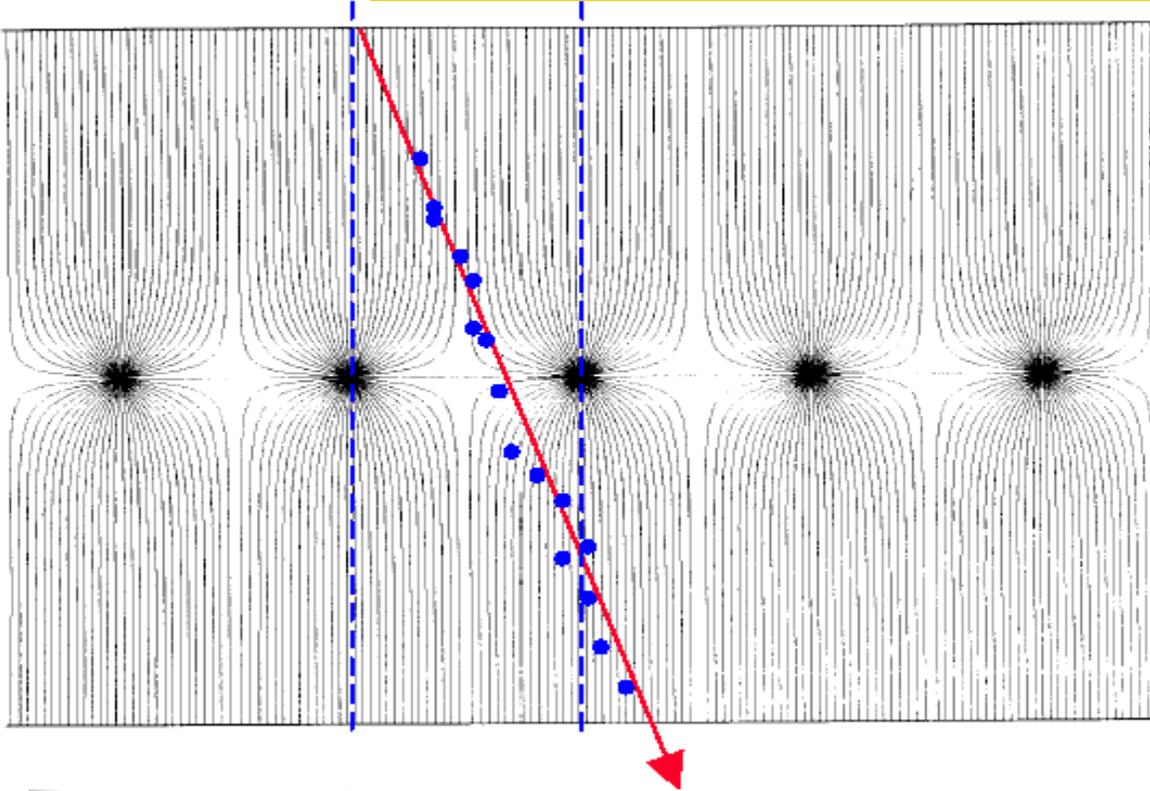


Fig. 4.31. Deposits on anode wires: (a) – $\text{Ar} + \text{C}_2\text{H}_6$; (b) – $\text{Ar} + \text{C}_2\text{H}_6$ + methylal; (c) – $\text{Ar} + \text{CO}_2$; (d) – perspex chamber; (e, f) – chambers with G10 fiber-glass and a cold trap (Adam 1983)

Chambres proportionnelles multi-fils (MWPC)

G. Charpak (PN 1992)

F. Sauli



Paramètres typiques :

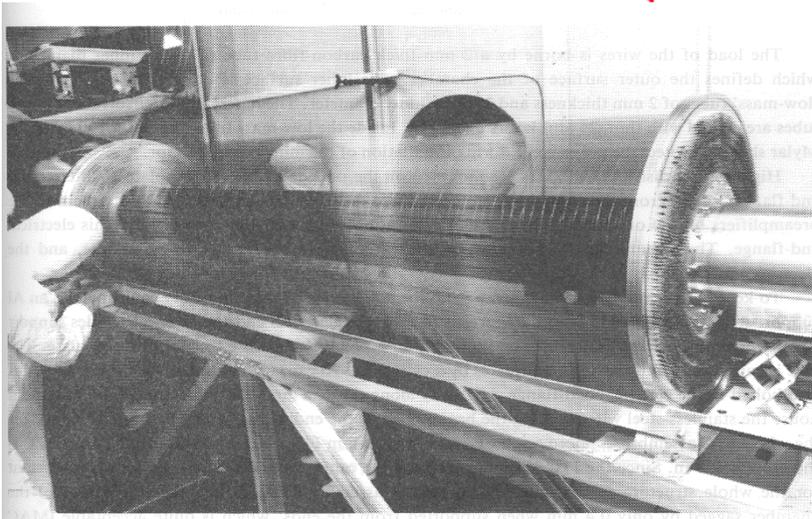
$L=8 \text{ mm}$, $d=2 \text{ mm}$,

Diamètre des fils : $20\text{-}30 \mu\text{m}$

En général, $L/d \approx 3\text{-}4$

Résolution spatiale :

$$\sigma = d/\sqrt{12} \approx 600 \mu\text{m}$$



Remarque sur la flèche des fils :

$$x(L/2) = s_g = \frac{L^2 \cdot g \cdot \rho \cdot \sigma}{8T}$$

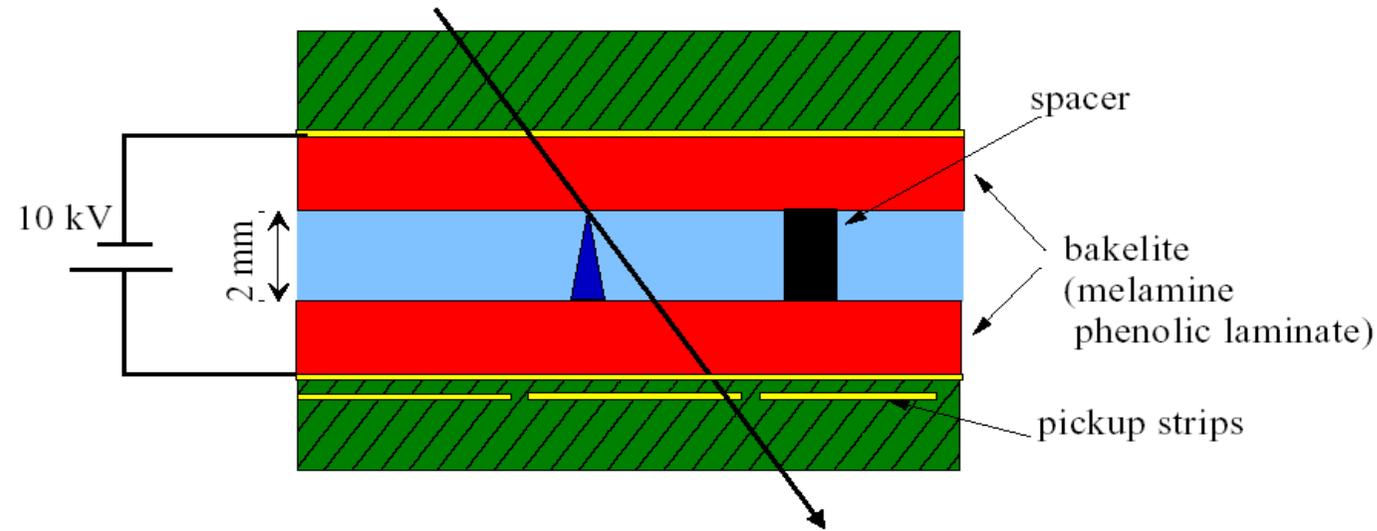
Avec σ =section(mm²), T =tension(kg)

Tungstène: $s_g \sim 300 \mu\text{m}$

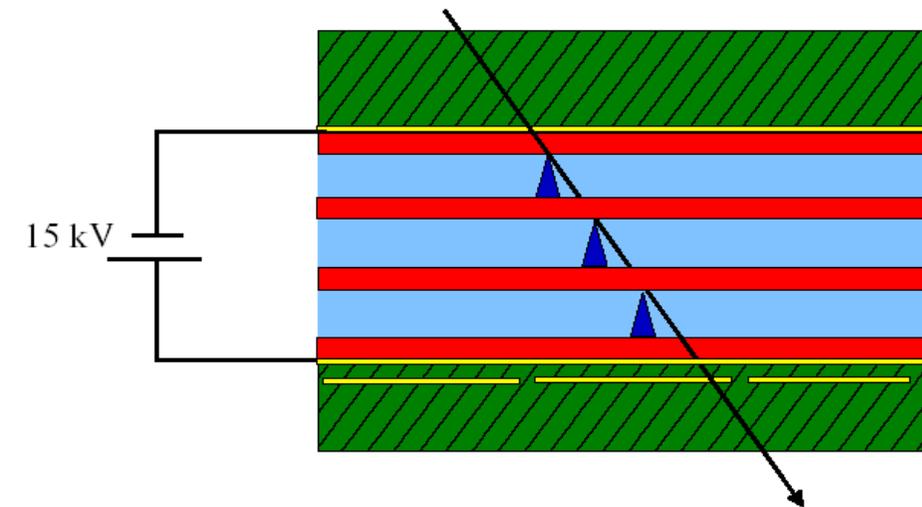
pour $L=5\text{m}$ et $\varnothing=100 \mu\text{m}$, $T=350\text{g}$

Resistive Plate Chamber (RPC)

Pas de fils !



Gas: $C_2F_4H_2$, (C_2F_5H) + few % isobutane



Plus de fils ☺

Résolution en temps ~ 1 ns, voir moins

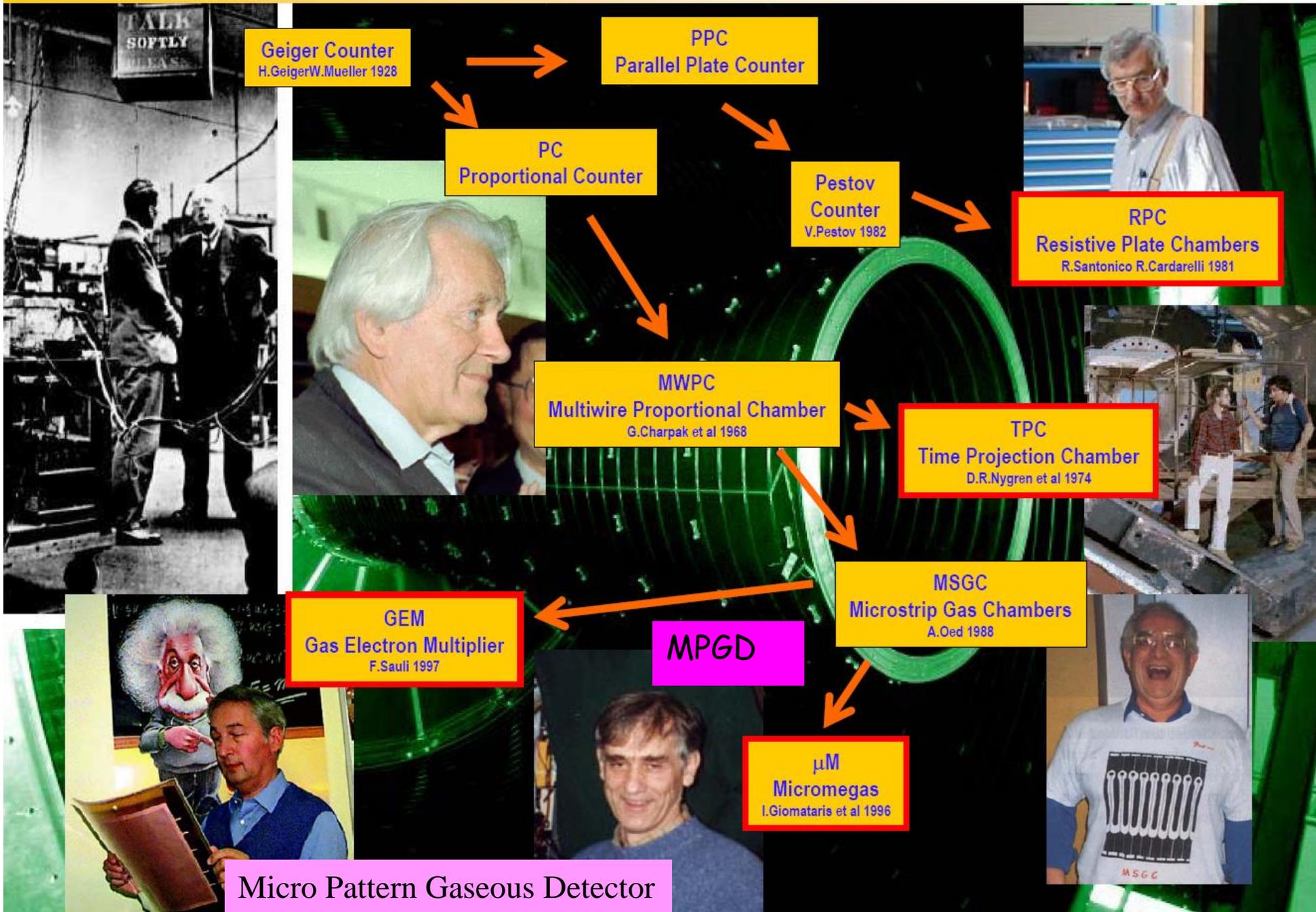
Peut être encore améliorée en superposant plusieurs couches.

Mais fonctionnement délicat, car proche du mode **streamer** (ie proche des claquages)

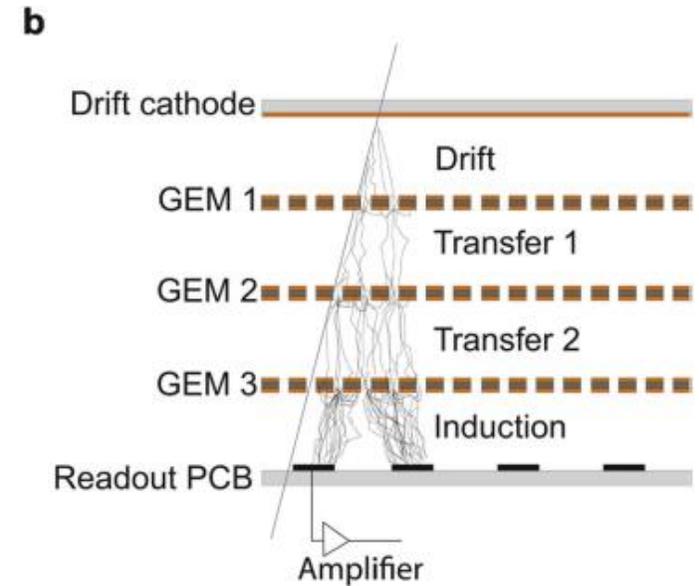
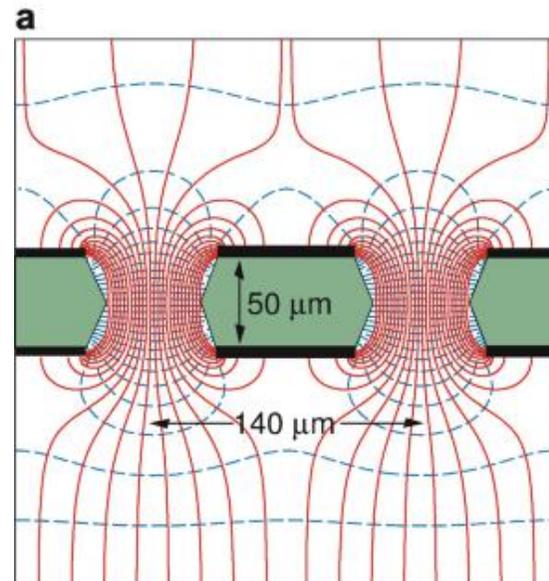
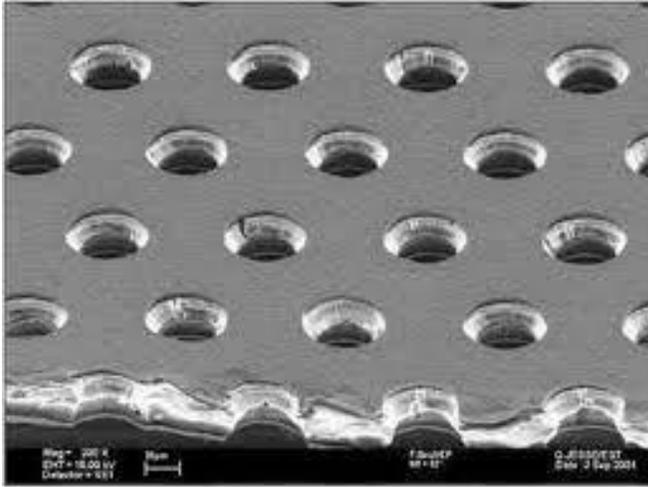
Gas Detector History

(brief)

from Hoch (Vienna conf., 2004)



GEM (Sauli et al., 1996)



Problèmes :

Le gain est limité et un seul étage ne permet pas une amplification du signal
 Si gain augmente => claquage

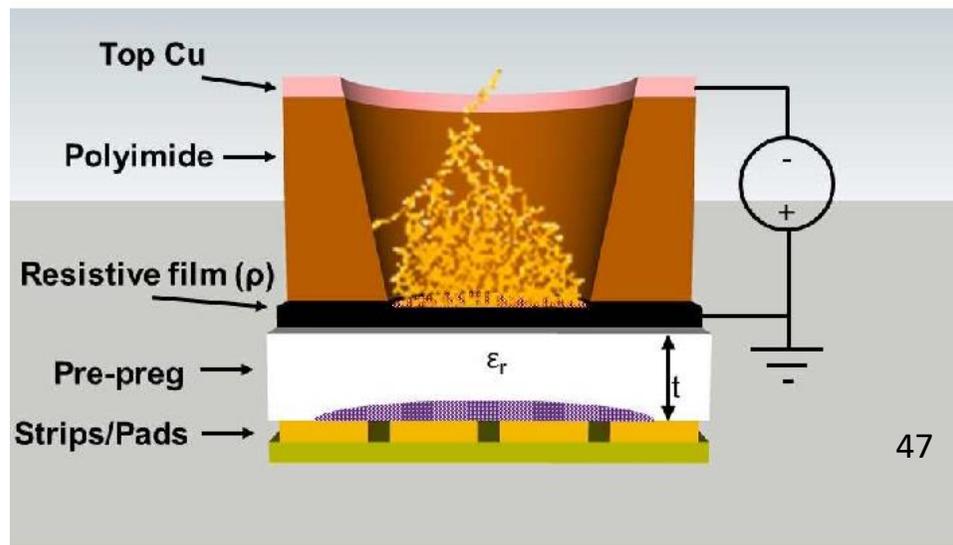
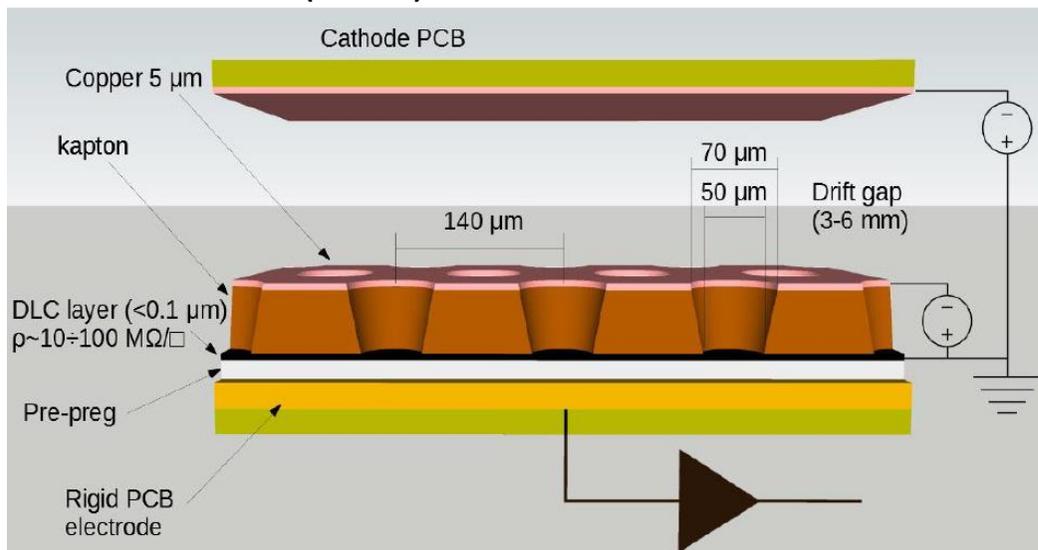
Géométrie du dépôt de cuivre autour des trous critiques

Plusieurs couches nécessaires, chacune avec un gain réduit.

Aussi retour d'ions dans le volume de dérive (vers la cathode)

Montage en salle blanche à cause de la poussière

Micro r-WELL (2015)



47

Problèmes :

Le gain est limité

Géométrie du dépôt de cuivre autour des trous critiques

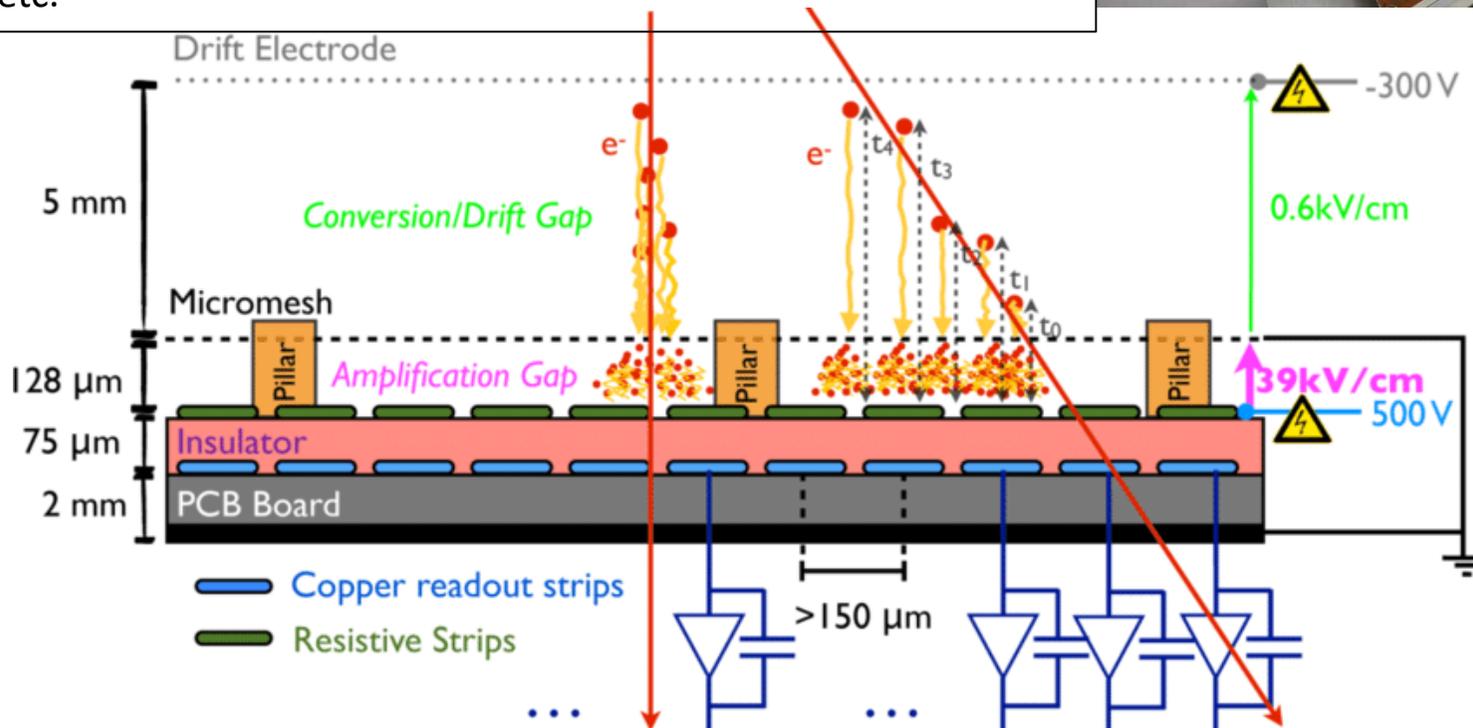
Aussi retour d'ions dans le volume de dérive (vers la cathode)

Montage en salle blanche

Beaucoup de R&D
en cours !

Depuis ~1996 → aujourd'hui : révolution dans les détecteurs gazeux
Séparation de la zone de dérive de la zone d'amplification !

- Très bonne tenue aux hauts flux ($\sim 30 \text{ kHz/cm}^2$) – HL-LHC
- Gain jusqu'à quelque $\times 10^4$
- Coût de fabrication raisonnable (techniques industrielles)
- Assemblage en salle blanche
- **Couche résistive** : étalement charge + quench si claquage (?)
- Pistes/pads de lecture jusqu'à $< 200 \text{ microns}$
- Intégration mécanique « rigoureuse » nécessaire
- Peu de retour d'ions ($\sim 1\%$)
- etc.

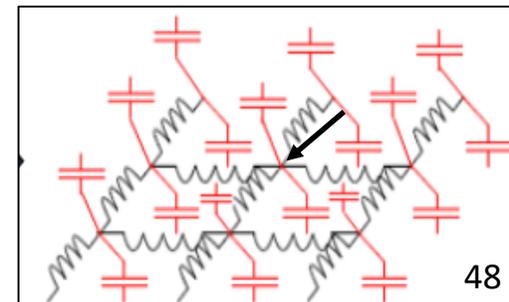


Micromegas

(brevets 1996 et 2005 - rMM)

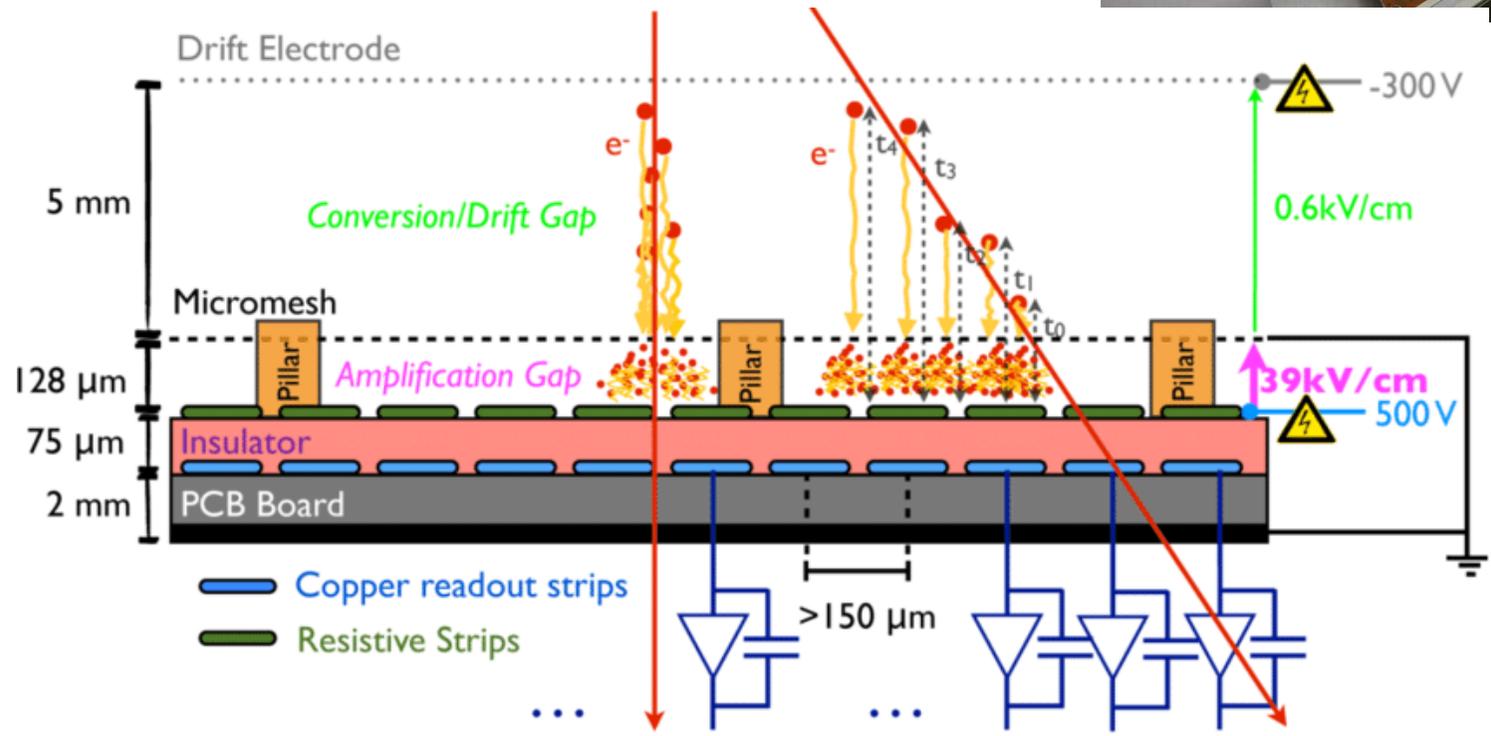
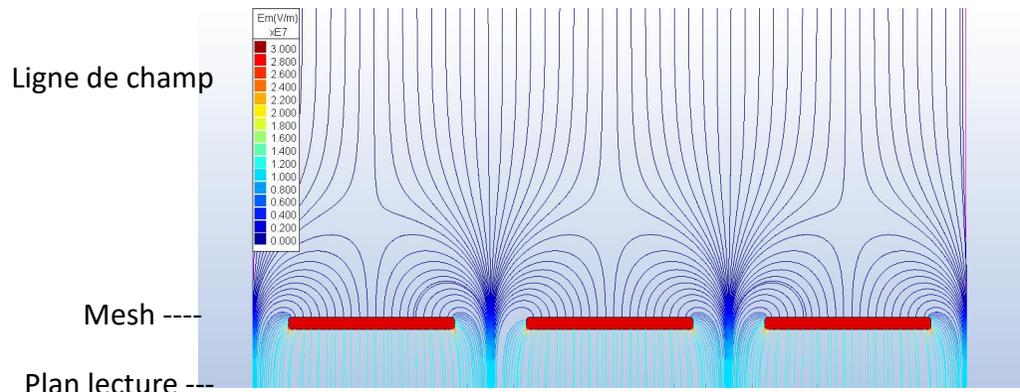
*I. Giomataris et al. (IRFU) +
G. Charpak*

Circuit ⇔ C-R-C-elx

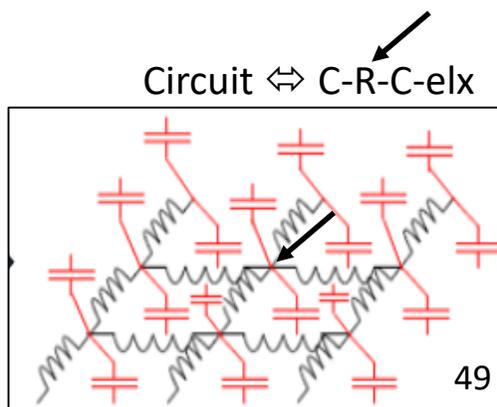


MPGD

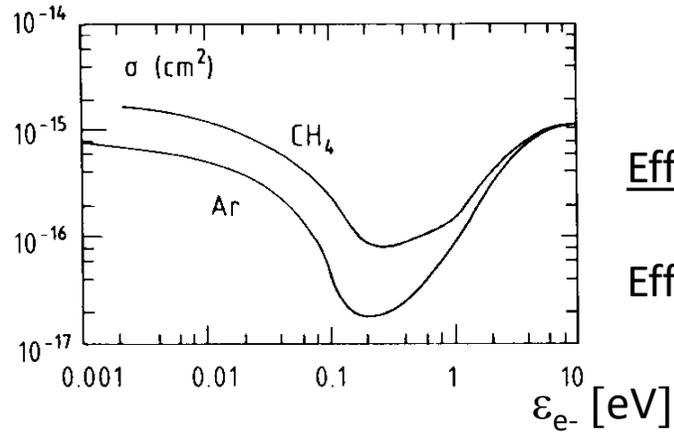
Depuis ~1996 → aujourd'hui : révolution dans les détecteurs gazeux
Séparation de la zone de dérive de la zone d'amplification !



Micromegas
(brevets 1996 et 2005 - rMM)
I.Giomataris et al. (IRFU) + G.Charpak

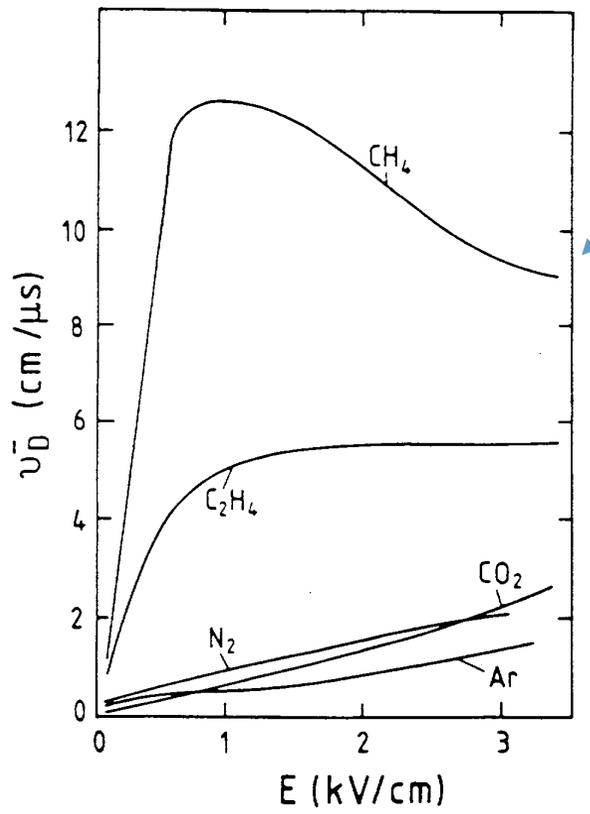
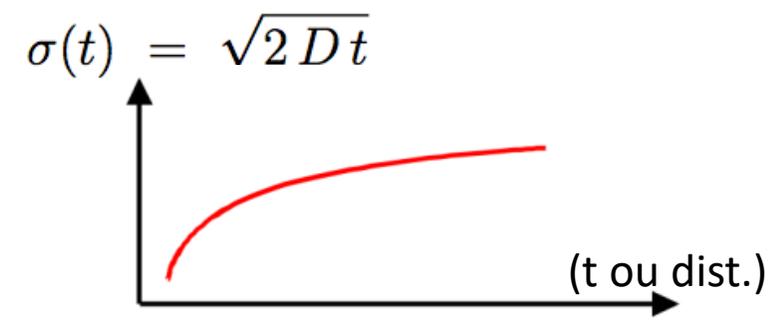


Détecteurs gazeux



Effets quantique :
 Effet Ramsauer + effet Pening

Diffusion longitudinale
 $\sim \sqrt{t}$ 100 micron / sqrt (cm)



Vitesse de dérive
 (variable en fct du mélange)

Amplification :
 2 coef. Townsend
 i) avalanche
 ii) Effet phot. UV

Cas particulier : E et B parallèles

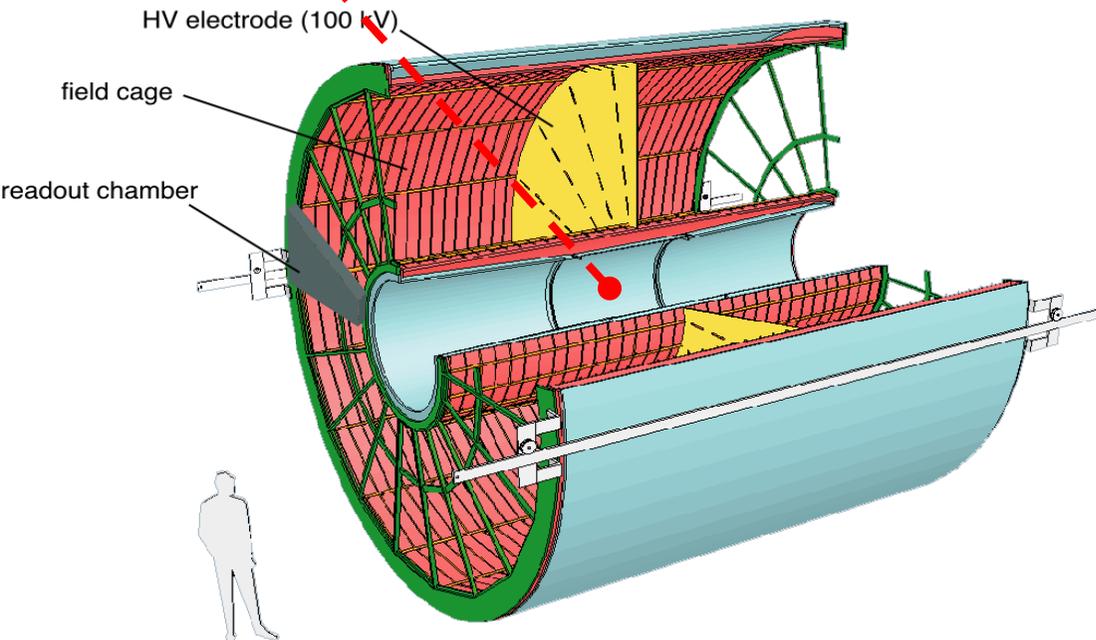
- La diffusion longitudinale est inchangée, mais dans la **direction transverse**, les e^- spiralent sur un cercle de rayon v_T/ω
- Le coefficient de diffusion transverse devient :

$$D_T(B) = \frac{D_T(0)}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

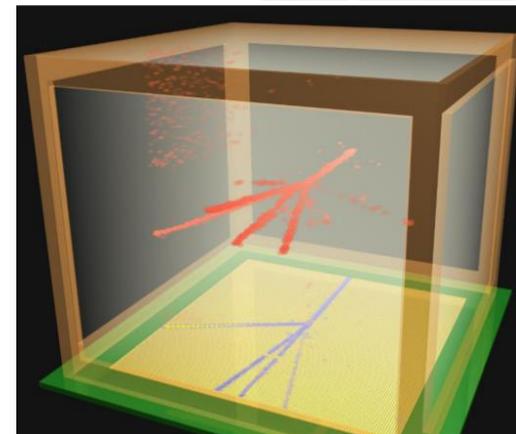
Inférieur à $D_T(0)$

Tables avec propriétés des gaz :
 Maxboltz interfacées à un prog.
 Monte-Carlo Garfield++

Détecteurs gazeux : TPC (Time Projection Chamber)

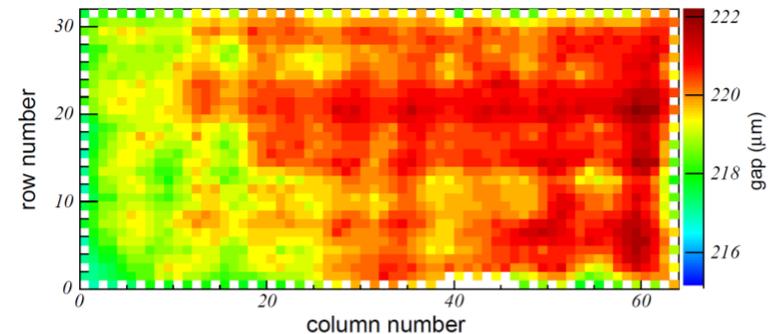


ACTAR Ganil
16 k canaux



Calibration
scan ^{55}Fe (X)

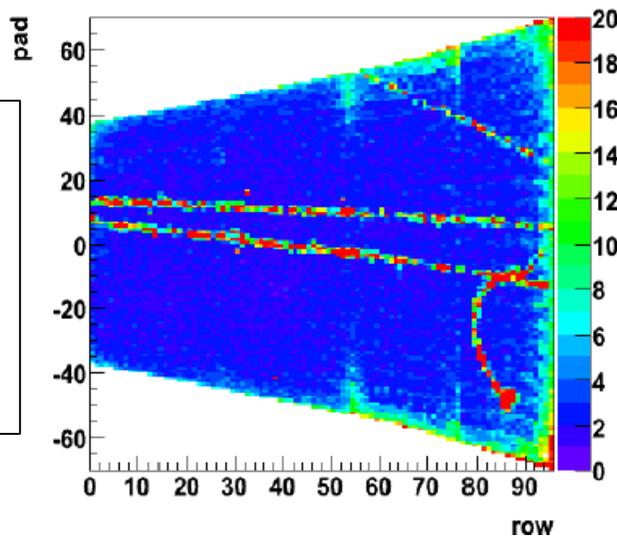
GANIL scanning tabl



T. Roger et al., NIM A 895 (2018)

Alice (LHC)

- 88 m³
- Plusieurs milliers de particules
- + gros volume construit !
- Amplification par GEM



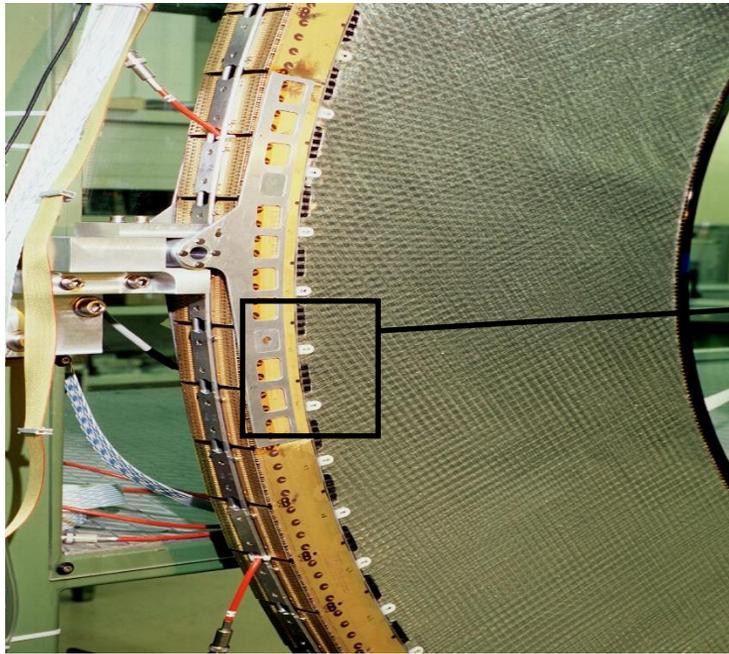
Détecteur de rayonnement de transition

ATLAS
Distinction e/π

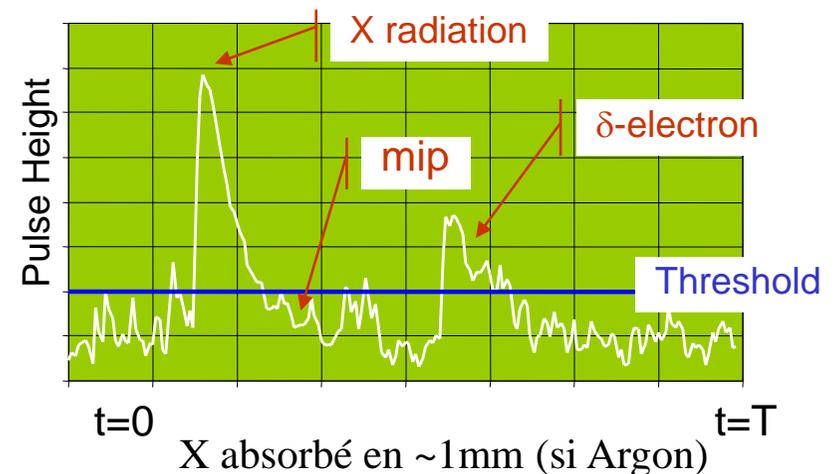
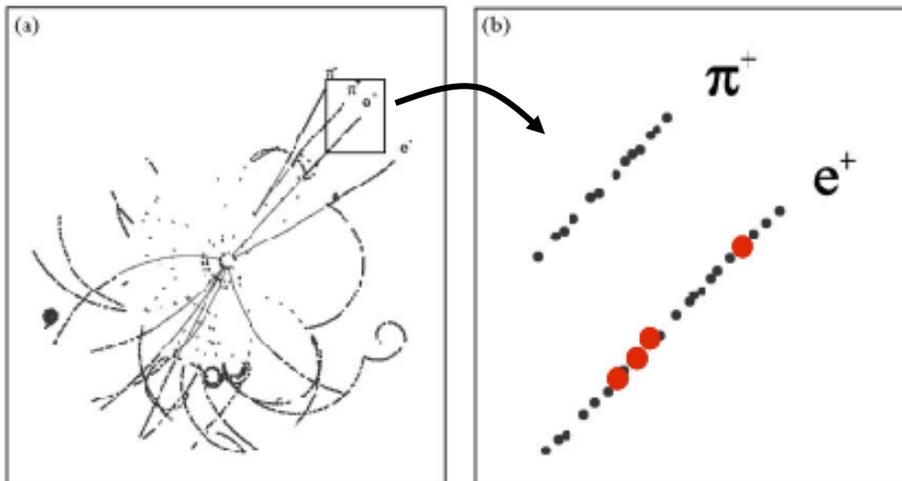
$\theta \sim 1/\gamma$ soit $\sim \mu\text{-rad}$ pour des e de 10 GeV.

Et $N_\gamma \sim 0,5\% Z^2$ par « radiateur ».

Émission de X-mou de qq keV.

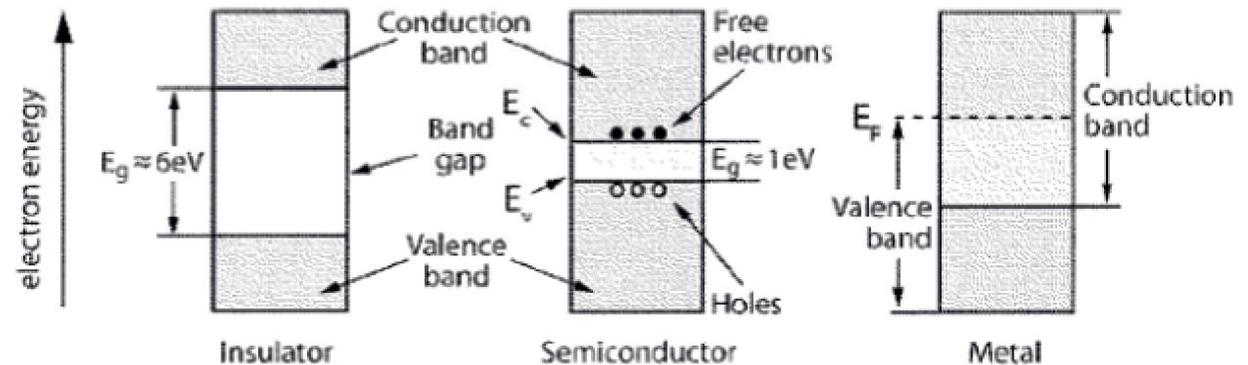


Assemblage de feuilles plastiques (renforcées) et de tube ou « paille » (*straw*) de 5mm de diamètre.



Détecteurs à semi-conducteurs

- Détecteurs à semi-conducteurs : au lieu d'exciter (ou d'ioniser) le milieu, une particule chargée qui le traverse crée paires e-/trous quasi libres
 - On applique un champ E pour collecter ces charges
 - Intermédiaire entre isolant et conducteur



- On considèrera :
 - Le **silicium** : particules chargées et photons
 - Le **germanium** : photons
- Il faut $\approx 3\text{ eV}$ pour créer une paire e-/trou (pour Si et Ge), contre $\approx 30\text{ eV}$ pour un détecteur à ionisation et $\approx 300\text{ eV}$ pour un scintillateur !

- Avantage : le Si est très abondant sur Terre
- Peut être manipulé par les techniques de la microélectronique
- Haute densité ($2,33 \text{ g/cm}^3$) : au m.i.p. ≈ 100 paires e-/trou par μm
 - Épaisseur typique $300 \mu\text{m} \Rightarrow 3 \cdot 10^4$ paires e-/trou en moyenne
- Inconvénients :
 - ~~Pas de mécanisme de multiplication de la charge~~
 - Coût, sensibilité aux radiations

« (r)évolution » en cours dans détecteur Si !

Système de lecture d'un détecteur microstrip à simple face

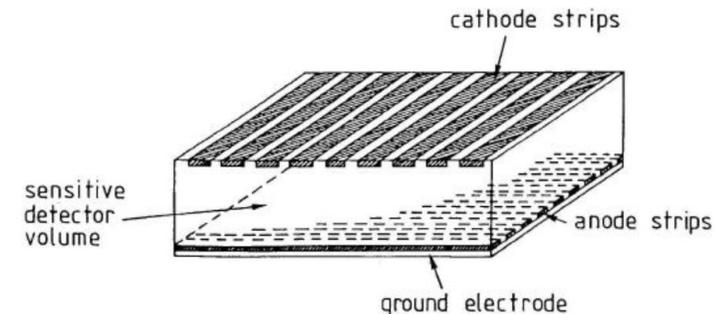
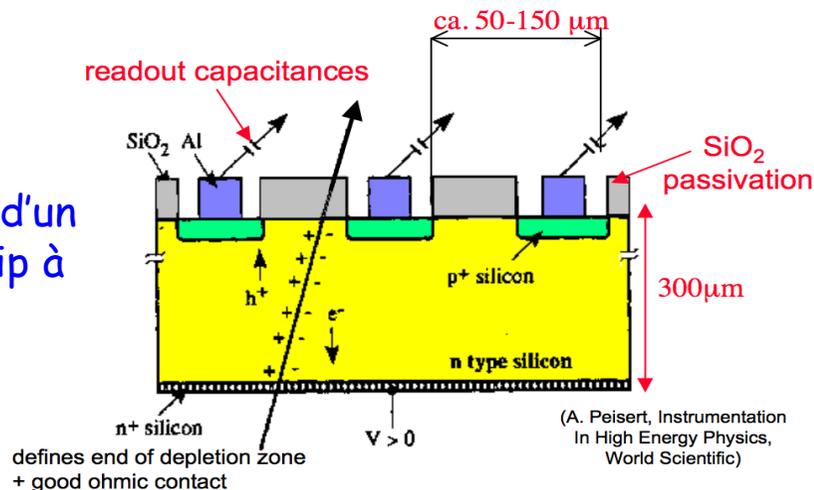
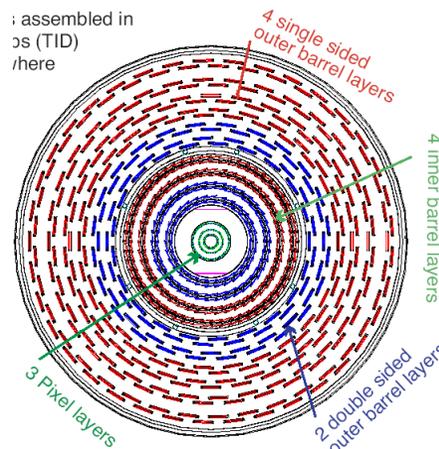
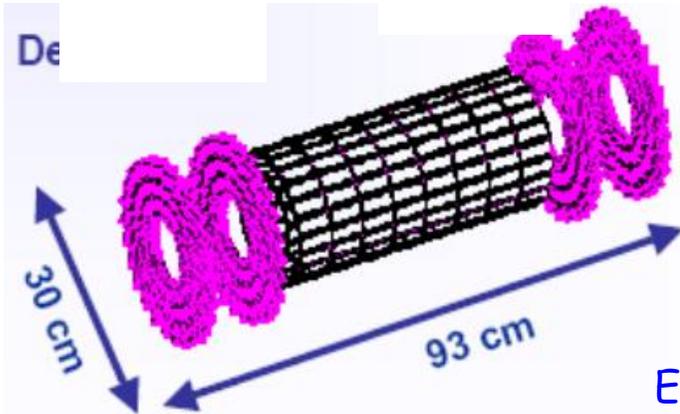
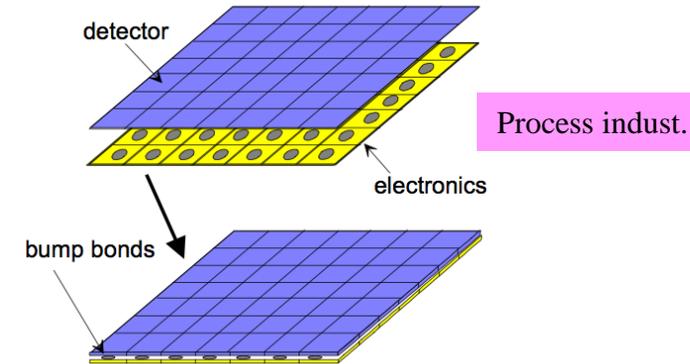
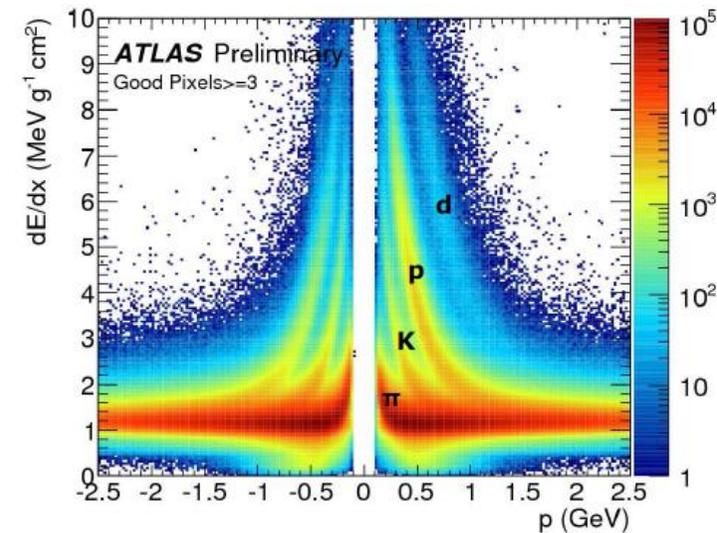


Schéma de principe d'un détecteur microstrip à double face

- On segmente le Si en une matrice. L'électronique de lecture devra être segmentée de la même manière
- Utilisé de manière intensive pour les détecteurs de traces d'ATLAS, ALICE et CMS



Exemple du tracker de CMS



dE/dx dans le détecteur pixel d'ATLAS

Détecteurs au Silicium : **deux** (r)évolutions prometteuses

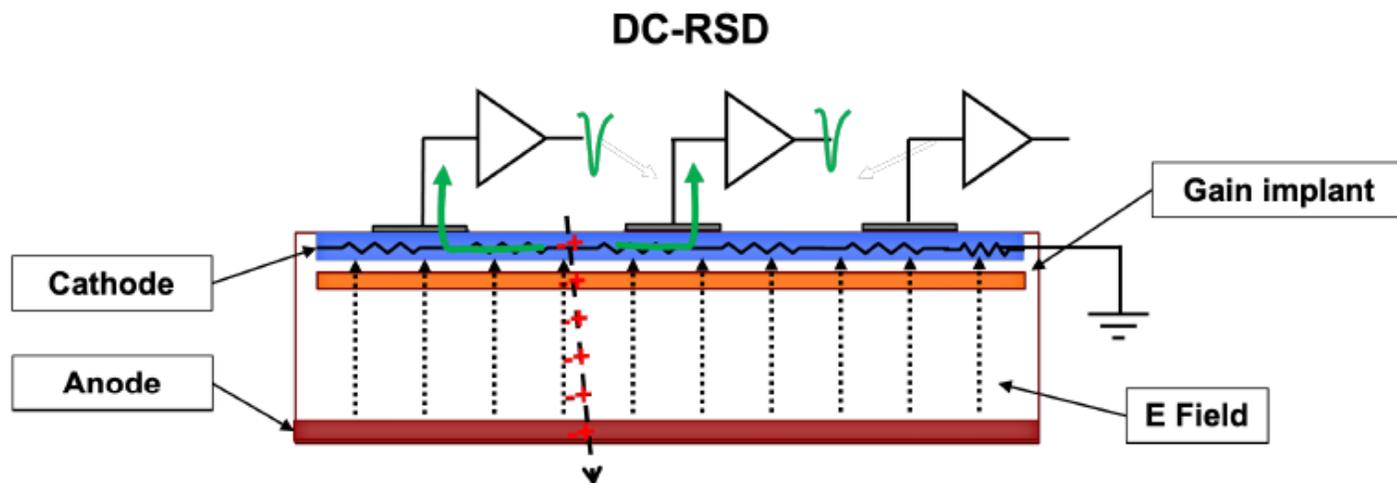


Fig. 1. Sketch of a resistive silicon detector with DC read-out (DC-RSD).

Grâce à la **surface résistive** => partage du signal sur plusieurs pads/strips

Problème en cas de forte irradiation : zone de déplétion affectée et baisse du signal
Résolution grâce à l'implantation d'une **zone d'amplification** dans les détecteurs Si
(gain ~quelques dizaines)

Grâce au gain, éventuellement possibilité de détecteur + fin :
=> moins de X_0 , moins de diffusion multiple.

Détecteurs au Silicium : **deux** (r)évolutions prometteuses

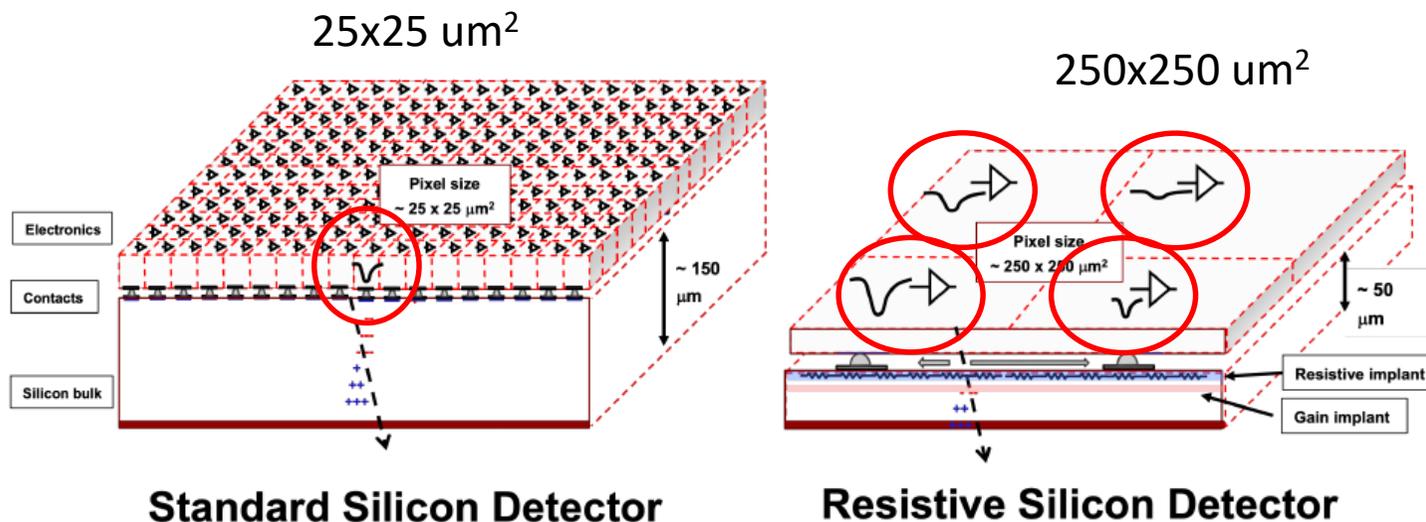


Fig. 5. Sketch of a present (left) and RSD-based (right) silicon detector. The two detector designs yield the same spatial precision. However, to cover an area of $600 \times 600 \mu\text{m}^2$ the standard detector uses about 575 pixels while the RSD uses 4 pixels.

Signal ON/FF versus *barycentre*

“New results obtained with sensors belonging to the second (FBK) production of RSD demonstrate how a combined resolution of 30 ps and 30 μm can be obtained with pixels as large as 1x1 mm².”

Détecteurs au Silicium : une **troisième** (r)évolution !?

Apparition de la **photonique**.

On n'utilise plus la paire e-/trou, mais le **photon dans le circuit** !

« Tout » reste à faire, de la création des briques de base à la création de circuit complexe : retour à la MQ (interférence possible \neq balistique)

On joue sur le dopage du Si pour faire varier l'indice n localement.

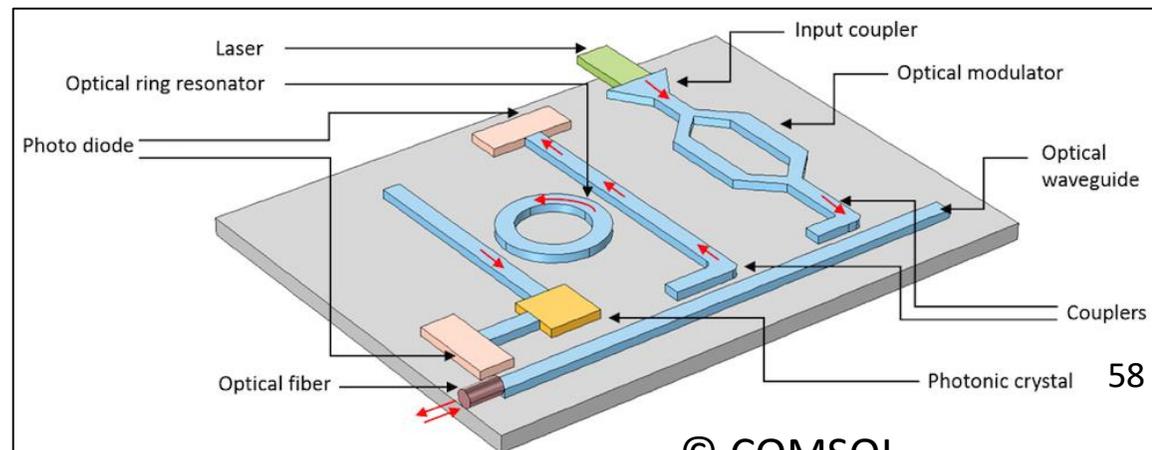
Avantages :

Couplage direct à des fibres optiques pour la transmission vers des étages d'elx éloignés des zones d'irradiation
(pour des traitement complexe sur des cartes d'elx sensibles aux radiations)

Moins de cuivre ?

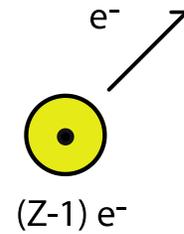
Consommation électrique ?

Mais dimension plus grande ?



Détections des photons visibles (proche)

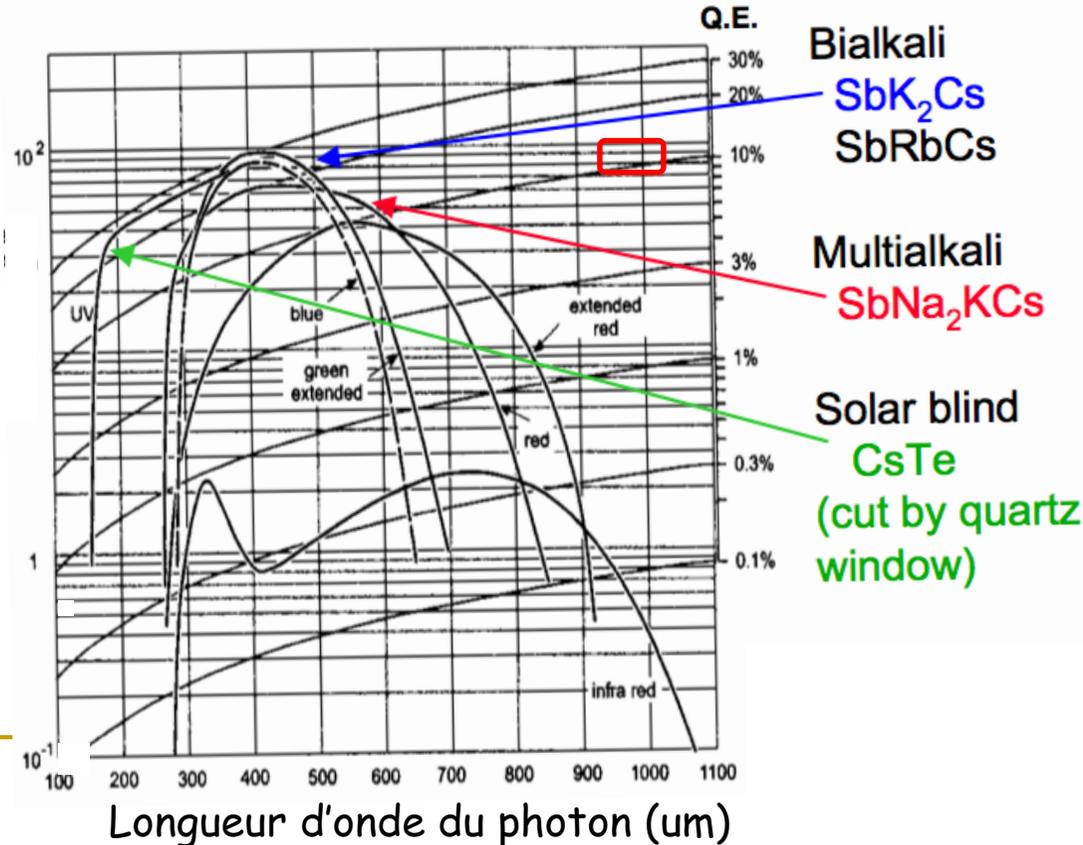
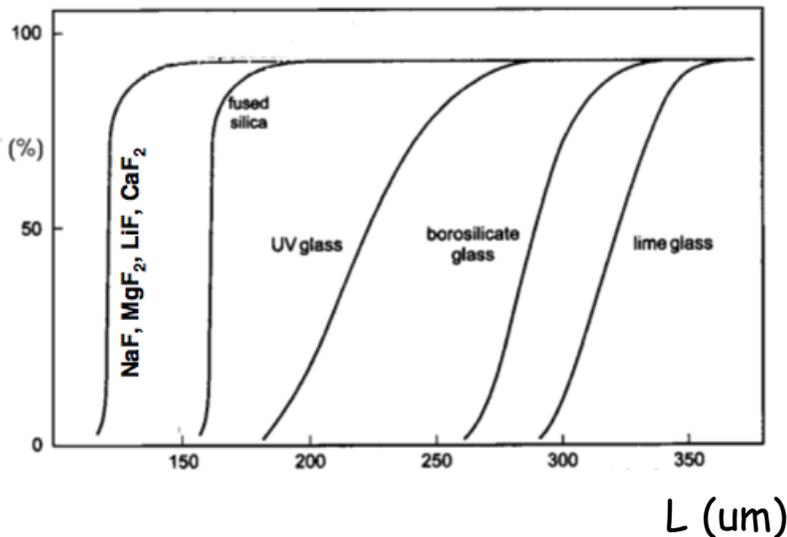
Nucleus (Z, A)



- On utilise l'**effet photoélectrique**
- On privilégie les matériaux à forte **efficacité quantique (Q.E.)** :

$$Q.E. = \frac{N_{Photoelectrons}}{N_{Photons}}$$

Facteur de transmission de certains verres



Hydrogène 1 H 1,007975
Lithium 3 Li 6,9395
Sodium 11 Na 22,98976928
Potassium 19 K 39,0983 (1)
Rubidium 37 Rb 85,4678 (3)
Césium 55 Cs 132,905452
Françium 87 Fr [223]

Tube photomultiplicateur

- **PMT** \equiv **P**hoto **M**ultiplier **T**ube
 - **Photoémission** sur la photocathode (couche mince d'un métal alcalin)
 - **Emission secondaire** sur les autres dynodes (souvent en cube) portées à des potentiels croissants
 - 2 à 5 e^- par e^- incident
- **Gain élevé**
 - Valeurs typiques : 10 dynodes de gain
 \Rightarrow gain total = $4^{10} \approx 10^6$ et même parfois 10^7
 - **Détection d'un photon unique (efficacité $\approx 10\%$) !**
- Inconvénients : encombrant et sensibilité au champ magnétique

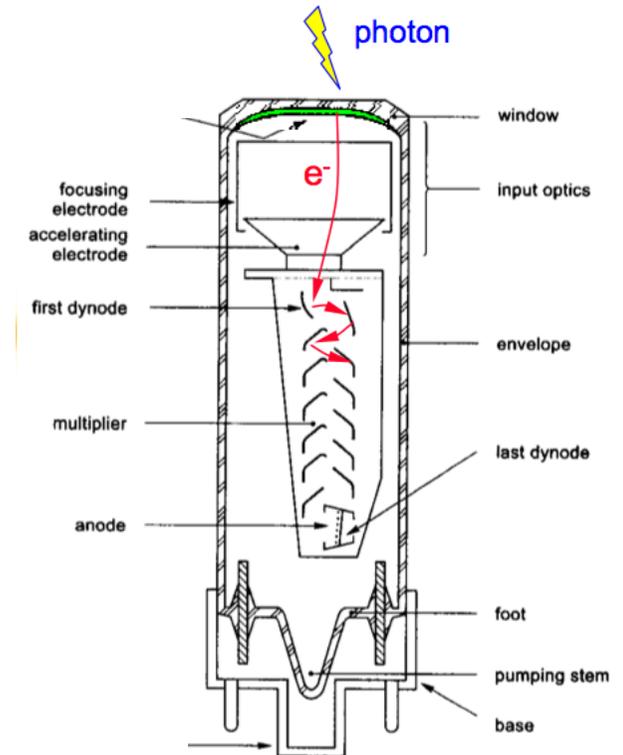
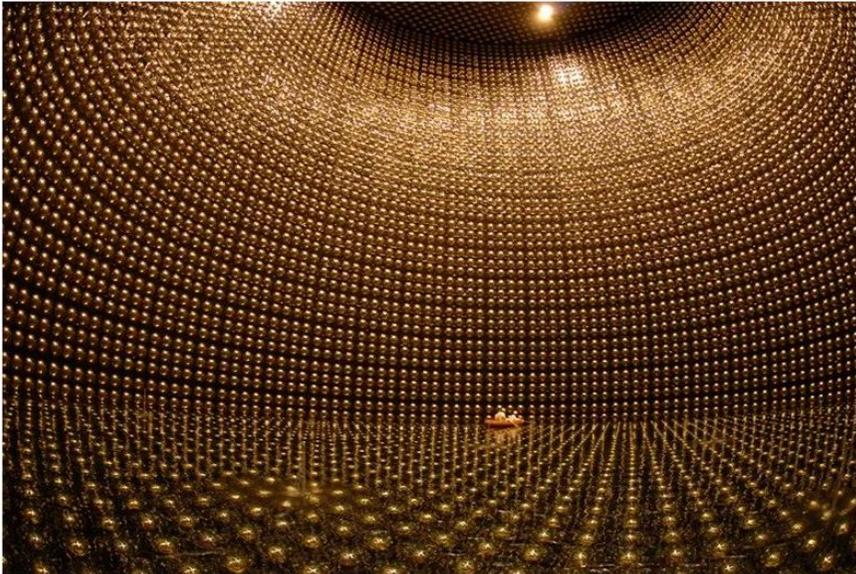


Schéma de principe d'un PMT à 13 dynodes

Détections des photons visibles (proche)

La forme et la taille des tubes dépendent des applications



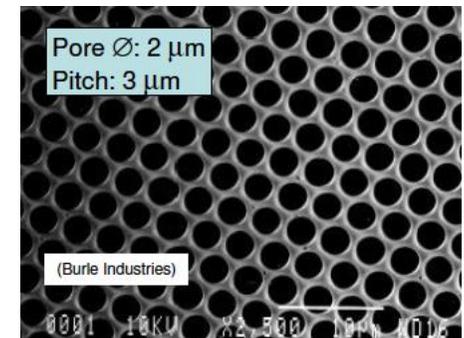
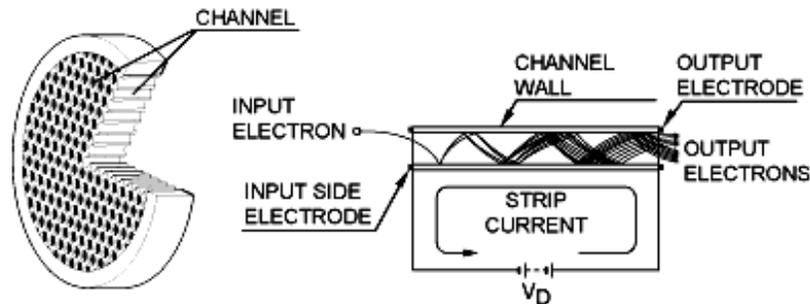
Jusqu'à >11000 dans SK (Japon)

Pour détecter la lumière (Cerenkov)

« Ceinture » de courant pour compenser champ magnétique terrestre

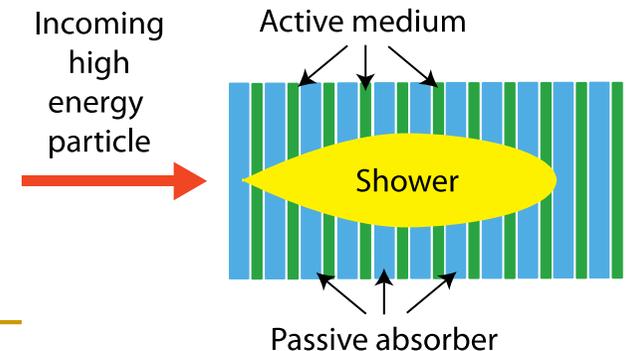
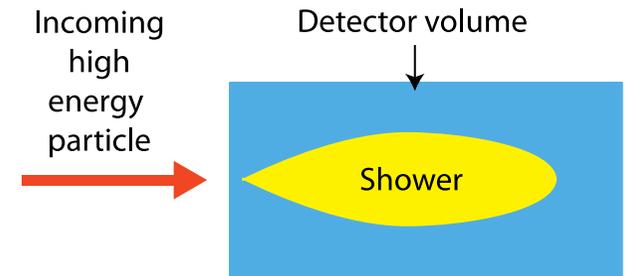
Galettes de microcanaux

- **MCP** \equiv **M**icro **C**hannel **P**late : Alternative au PM pour détecter le photoélectron
 - Diamètre des canaux $\approx 2\text{-}10\ \mu\text{m}$
 - **0,5 mm d'épaisseur**
 - Gain de quelques 10^3 par MCP
 - Gain de **10^7** en associant 2 MCP en série
 - Dispersion du temps de transit : 50 ps
 - Peu sensible à un champ magnétique



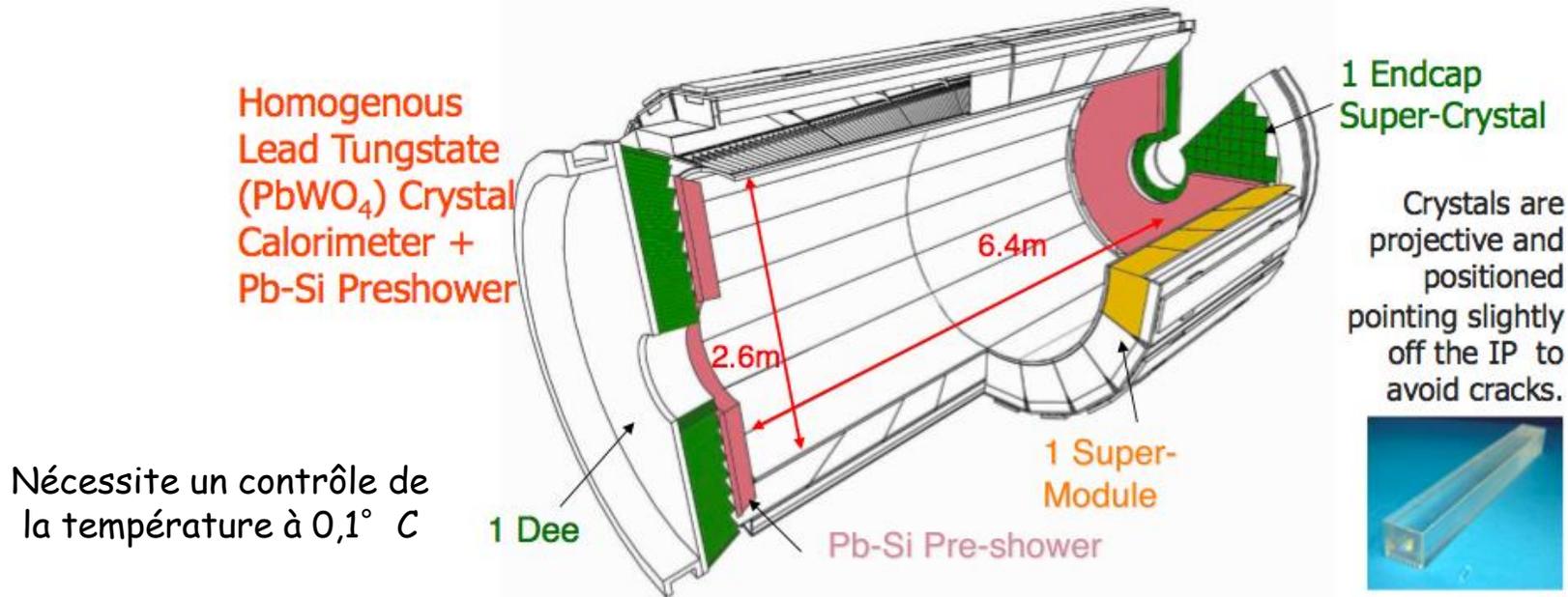
- Applications : vision nocturne, détection d'une charge unique

- Les **calorimètres homogènes** pour lesquels l'absorbeur est également le milieu de détection
 - ❑ Bonne résolution en énergie
 - ❑ Résolution spatiale moyenne
 - ❑ Pas de segmentation en profondeur
 - ❑ Uniquement calorimétrie EM (cher...)
- Les **calorimètres à échantillonnage** (« **sampling calorimeters** ») pour lesquels l'absorbeur est différent du milieu de détection
 - ❑ Résolution en énergie moyenne
 - ❑ Bonne résolution spatiale
 - ❑ Segmentation en profondeur possible
 - ❑ Calorimétrie EM et hadronique



Calorimétrie

Calorimètre électromagnétique de CMS



Nécessite un contrôle de la température à 0,1° C

Barrel (EB):

- 61200 crystals
- 36 Supermodules (SM), each 1700 crystals
- $|\eta| < 1.48$

Endcap (EE):

- 14648 crystals
- 4 Dees, SuperCrystals of 5x5 xtals
- $1.48 < |\eta| < 3.0$

Preshower (ES):

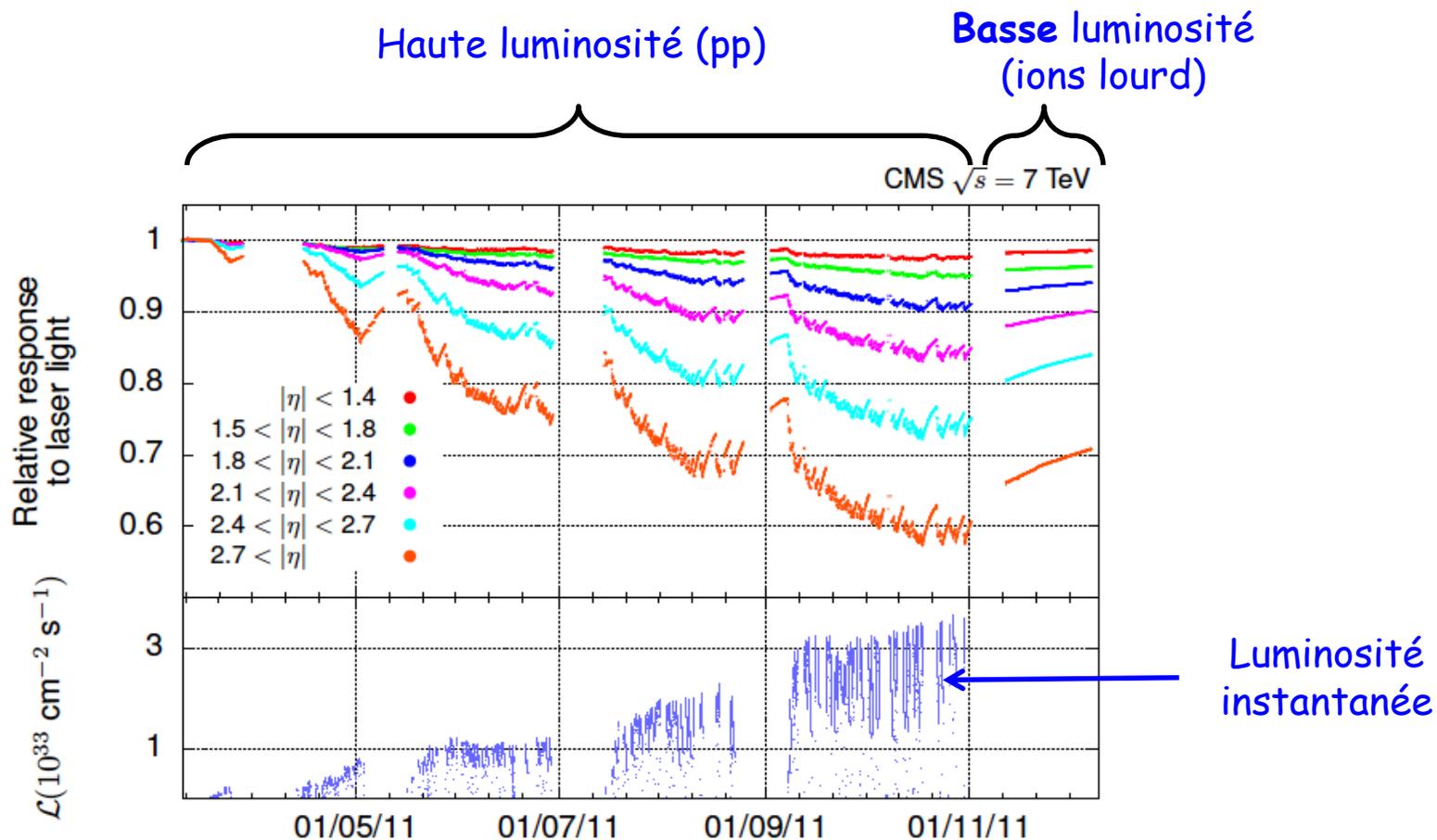
- Pb-Si
- 4 Dees
- 4300 Si strips
- $1.65 < |\eta| < 2.6$

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{3,37\%}{\sqrt{E_{[GeV]}}} \oplus 0,25\% \oplus \frac{0,108}{E_{[GeV]}}$$

(i) Fluctuations

(ii) Matériau inerte et échelle gain

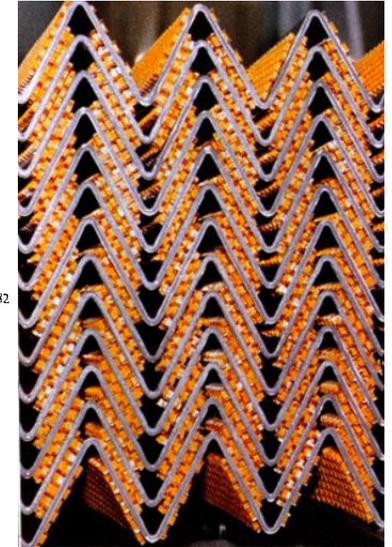
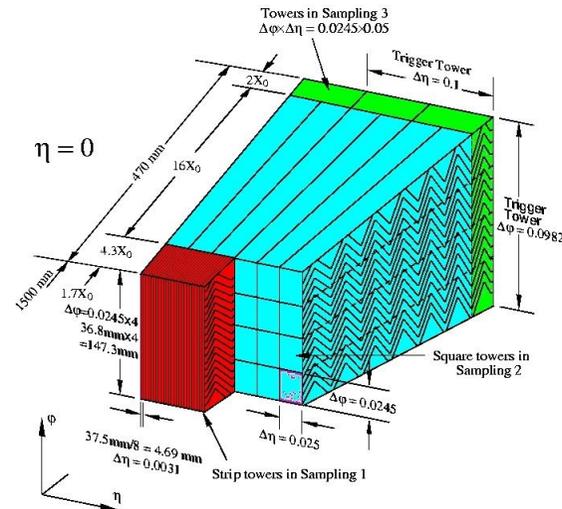
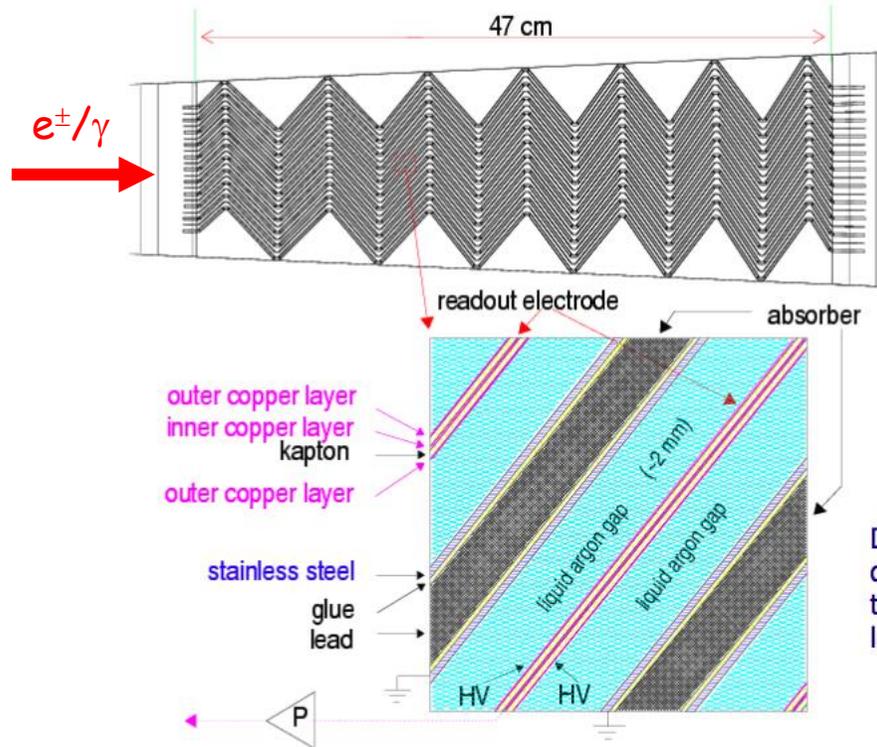
(iii) Bruit, pile-up



Réponse du calorimètre EM de CMS en 2011, normalisée au début de l'année

Calorimétrie

Calorimètre électromagnétique d'ATLAS (inventé à l' **IN2P3**, D.Fournier et al.)



Résolution en énergie

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{9,4\%}{\sqrt{E_{[GeV]}}} \oplus 0,1\% \oplus \frac{0,3}{E_{[GeV]}}$$

- LAr (90 K)
- Absorbateurs en Pb (1-2 mm)
- 1 GeV \Rightarrow 5 10^6 e⁻ dans LAr
- Géométrie en accordéon
- Insensible aux radiations
- Permet aussi de participer au **trigger**

- Fluctuations
- Matériau inerte et échelle gain
- Bruit, pile-up

Calorimétrie

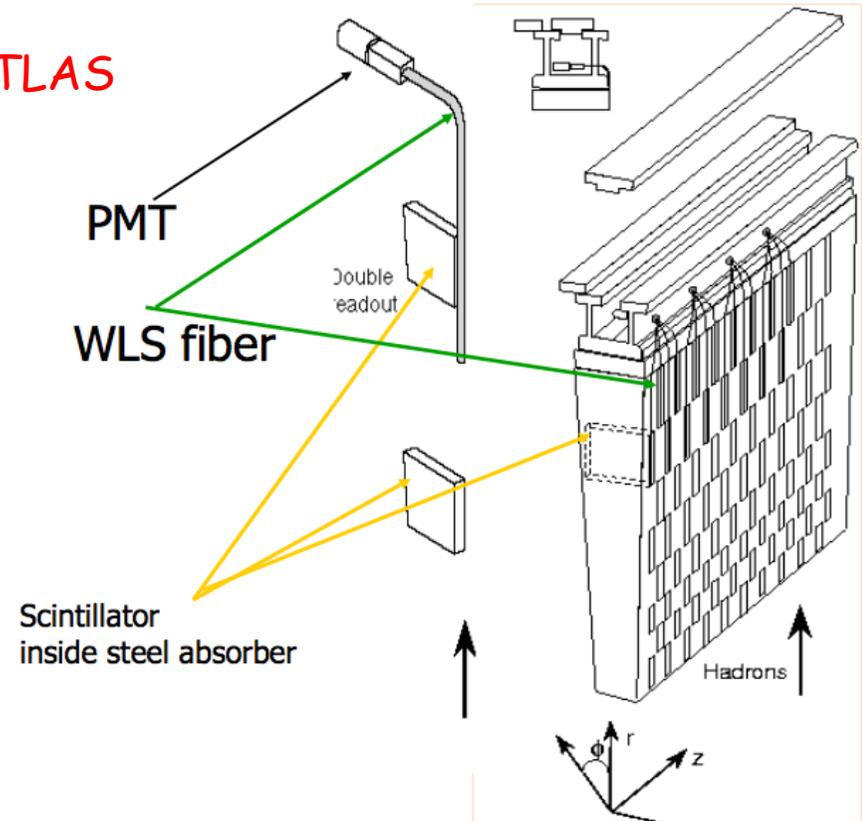
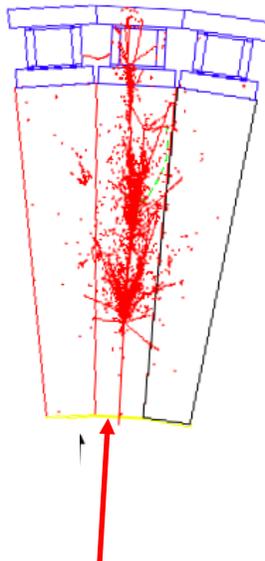
Calorimètres hadroniques

CMS



Absorbeurs en cuivre
(1500 t) + scintillateurs

ATLAS

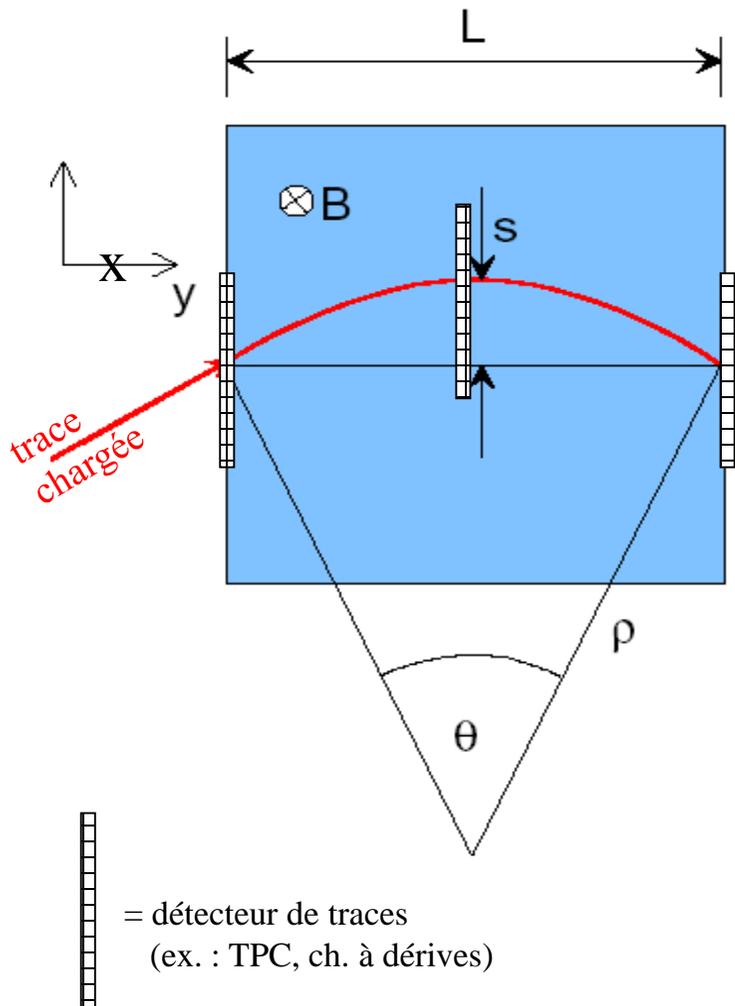


Résolution en énergie :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{65\%}{\sqrt{E_{[GeV]}}} \oplus 5\%$$

Absorbeurs acier +
plaques scintillantes

Particule chargée dans un champ magnétique



$$p_T = qB\rho$$

$$p_T \text{ (GeV/c)} = 0.3B\rho \text{ (T} \cdot \text{m)}$$

$$\frac{L}{2\rho} = \sin \theta/2 \approx \theta/2 \rightarrow \theta \approx \frac{0.3L \cdot B}{p_T}$$

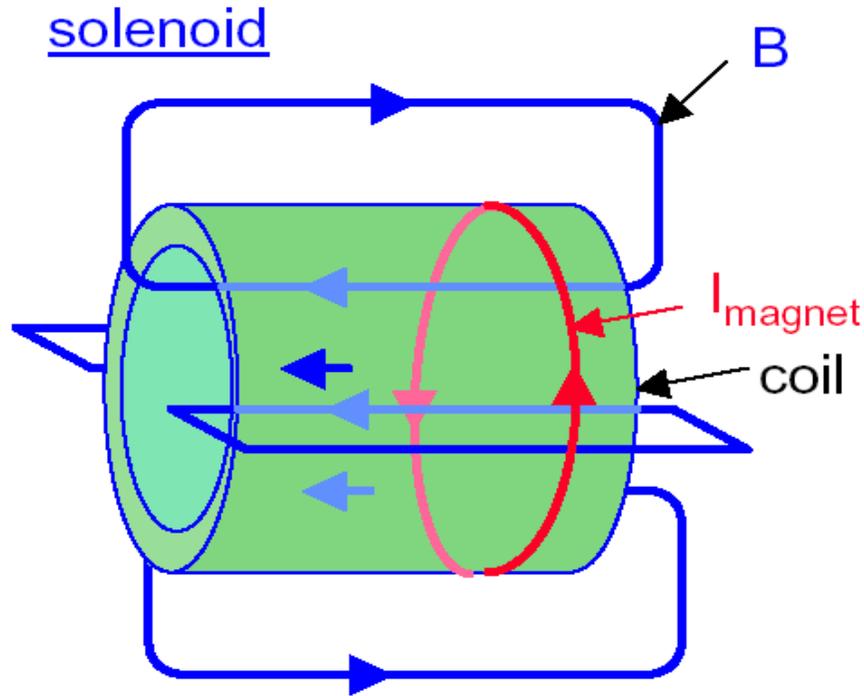
$$\Delta p_T = p_T \sin \theta \approx 0.3L \cdot B$$

$$s = \rho(1 - \cos \theta/2) \approx \rho \frac{\theta^2}{8} \approx \frac{0.3 L^2 B}{8 p_T}$$

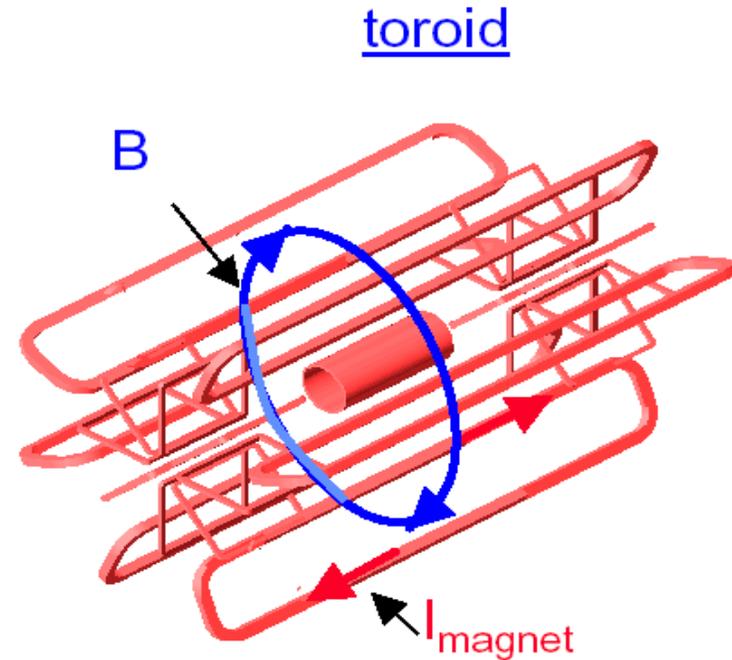
La résolution est dégradée par :

- diffusion multiple (matière au milieu)
- par le désalignement des différents détecteurs entre eux

Configurations possible de champ magnétique

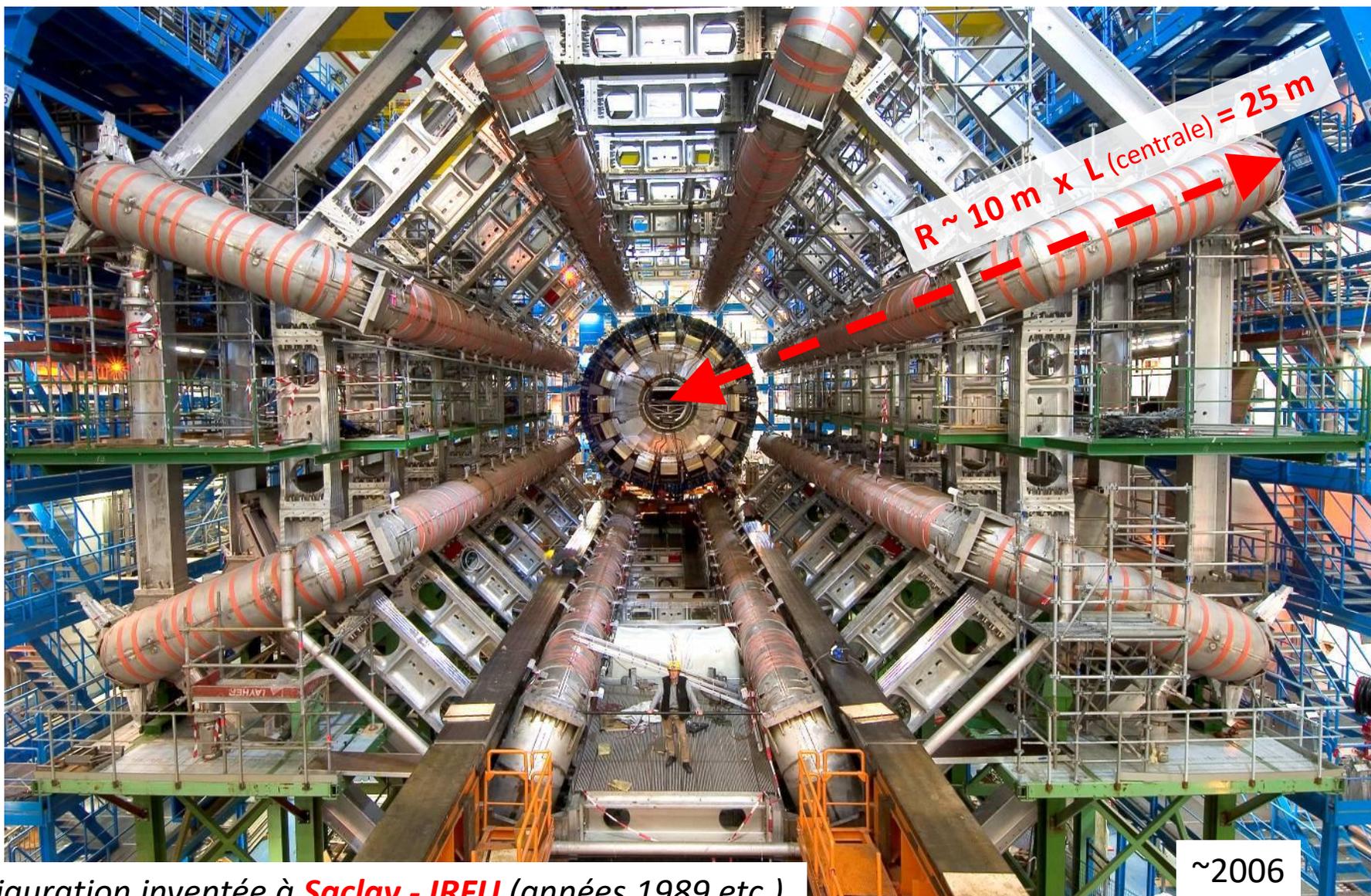


- + Vertex information usefull
- + Large homogenous field inside coil
- weak opposite field in return yoke
- Size limited (cost)
- rel. high material budget



- + independant muon system (redondancy)
- + Rel. large fields over large volume
- + Rel. low material budget
- non-uniform field
- complex structure
- Vertex non-usable

Magnetic fields : supraconducting magnets of ATLAS

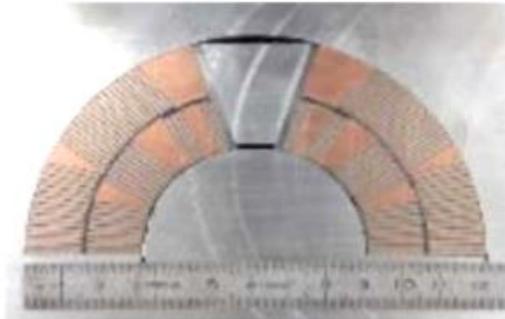


Configuration inventée à **Saclay - IRFU** (années 1989 etc.)

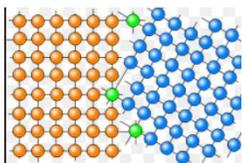
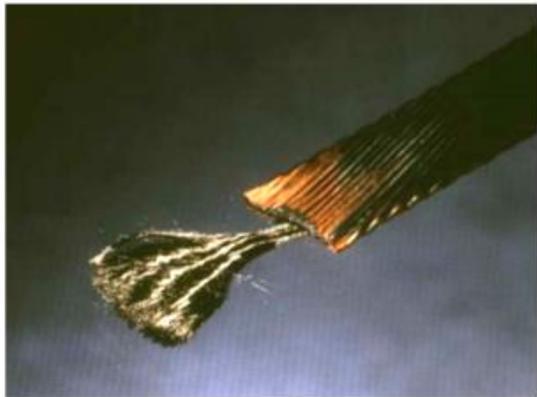
~6 km de supraconducteur par bobines ($I = 20500 \text{ A}$)

M.Virchaux, F.Perrier, C.Guyot

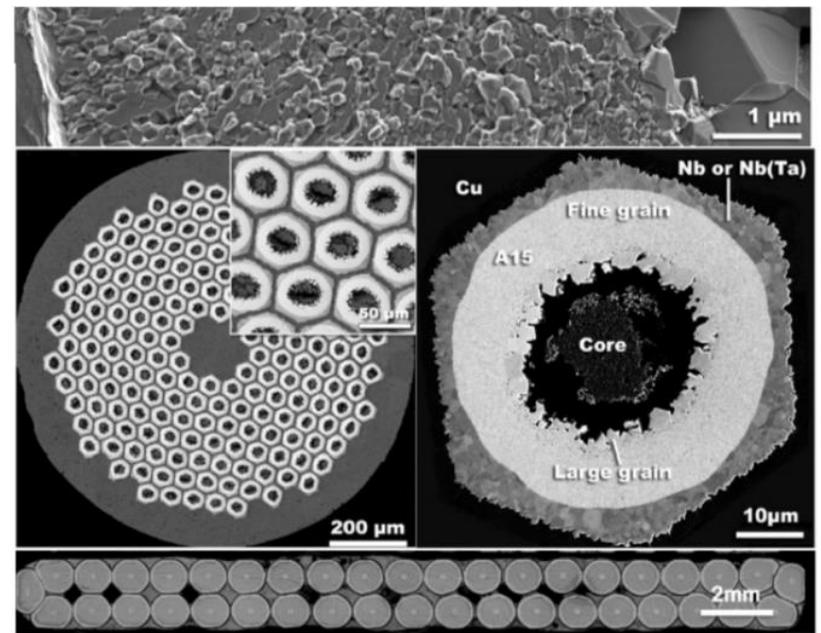
Zoom sur un aimant de l'accélérateur LHC



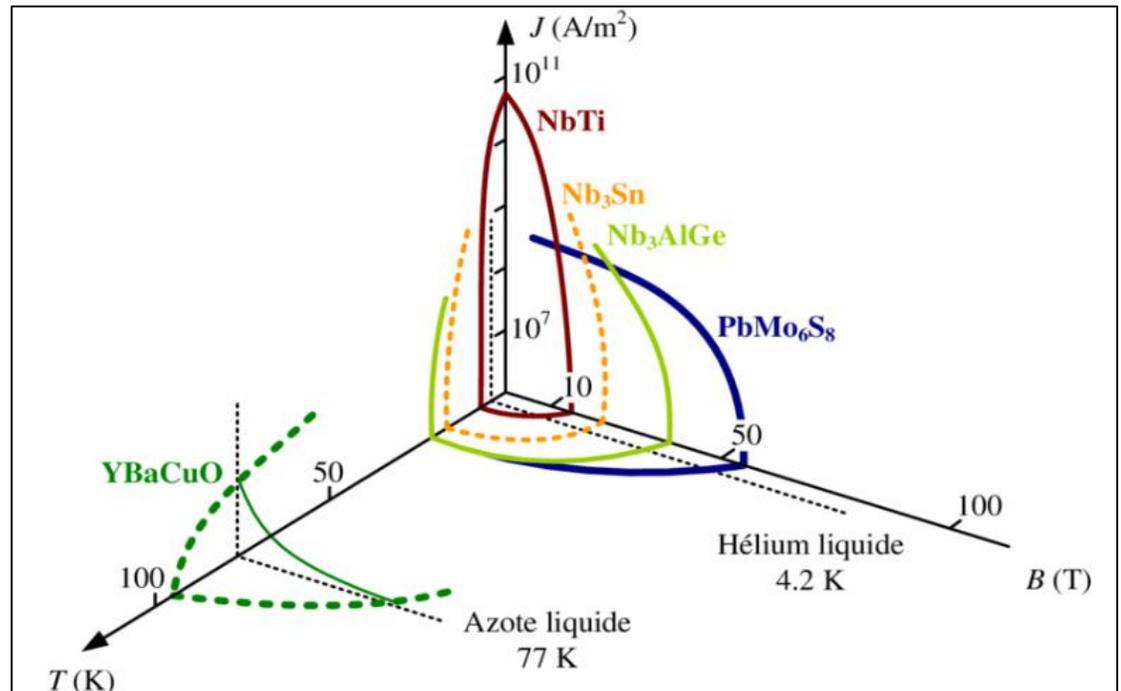
	Tevatron	HERA	RHIC	LHC
Dipole field	4.4 T	5.3 T	3.5 T	8.3 T
Number of strands	23	24	30	28-36
Cable current	4 kA	5.5 kA	5 kA	11.8 kA



Critical current limited by density of cable defects (grain boundary / joint de grain)



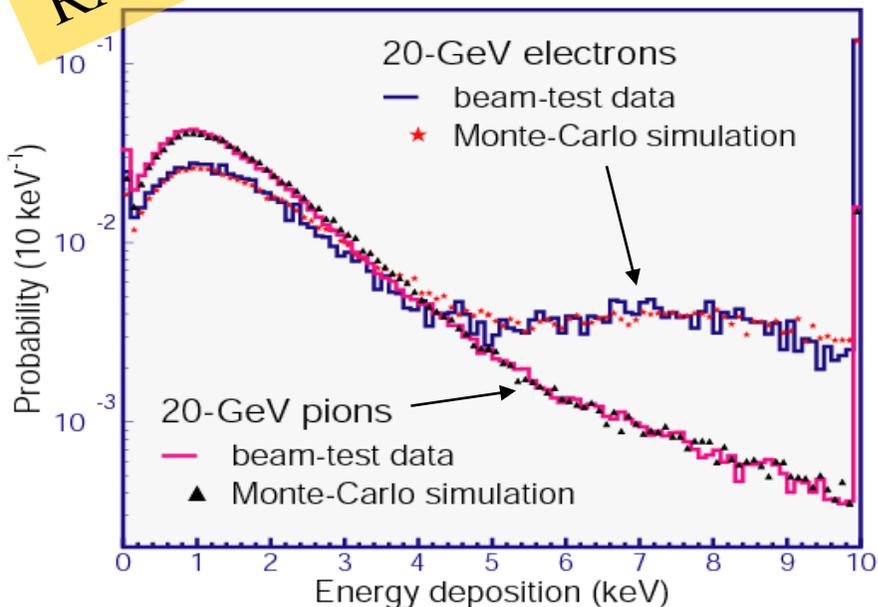
Conditions limites pour avoir la supraconduction



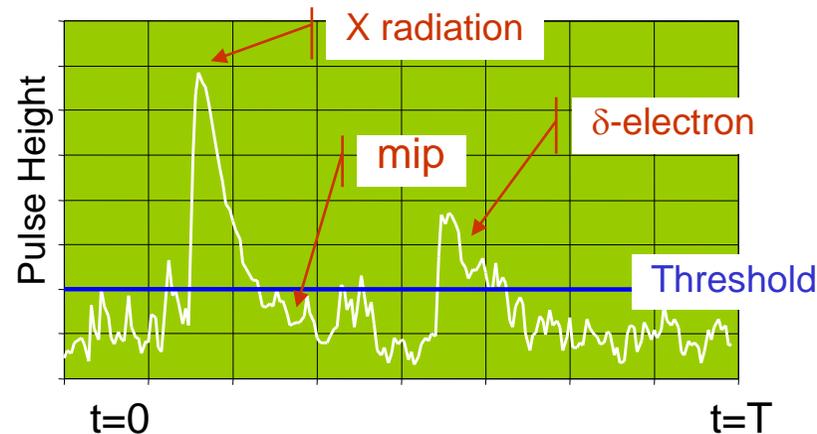
Autres diapositives...

RAPPEL

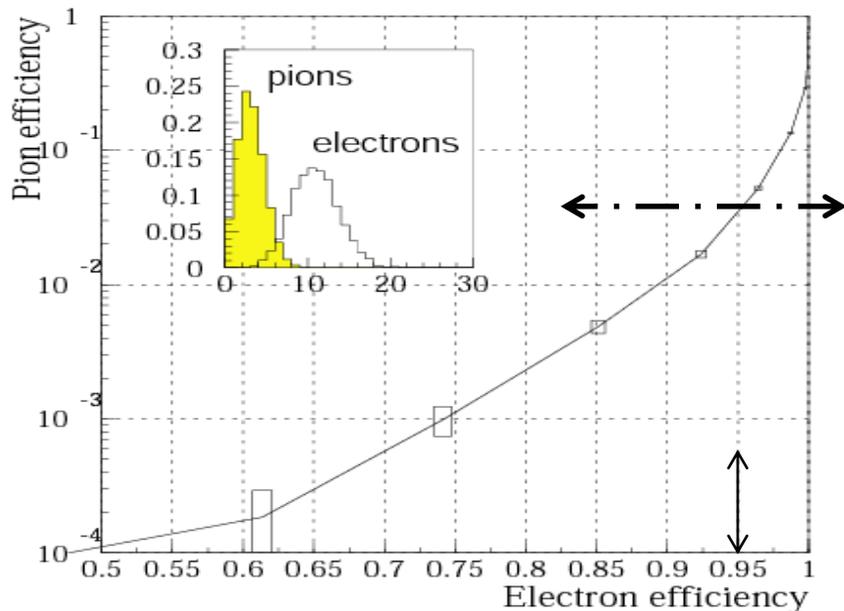
Distinctions π / électrons grâce au rayonnement de transition



Sans feuilles de plastiques la perte d'énergie est \sim la même pour les π et les électrons.



X absorbé en $\sim 1\text{mm}$ (si Argon)



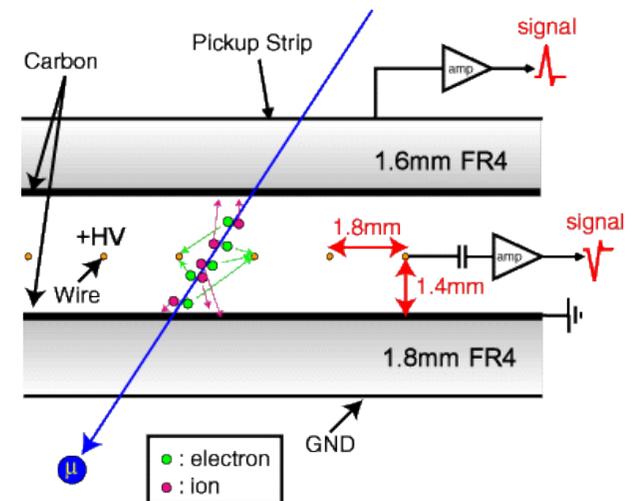
M.L. Cerry et al.
 Phys. Rev. 10 (1974) 3594

En demandant de conserver 95% des e- (notre signal) on « contamine » notre lot d'électrons avec $\sim 4\%$ de π .

Un exemple en mode saturé : les TGC

- **TGC** \equiv Thin **G**ap **C**hamber
- Opération en mode saturé (entre les régimes proportionnel et Geiger)
- Temps de montée très bref (2 ns)
 - Utile pour faire un trigger !
- Accepte des taux de comptage élevés (jusqu'à 10^6 Hz)

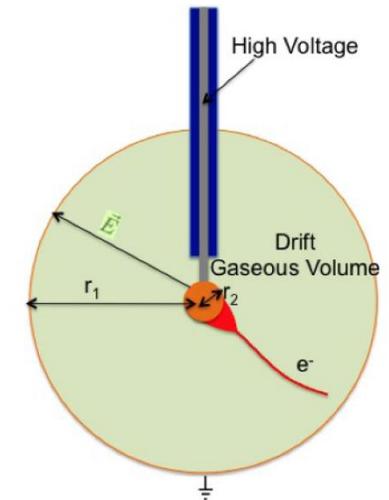
Utilisé par exemple pour les muons trigger de ATLAS



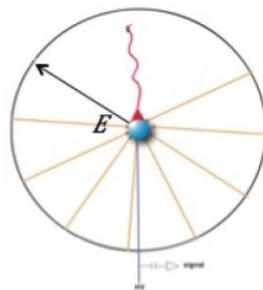
Cas d'une géométrie sphérique : SEDINE

A. Dastgheibi Fard

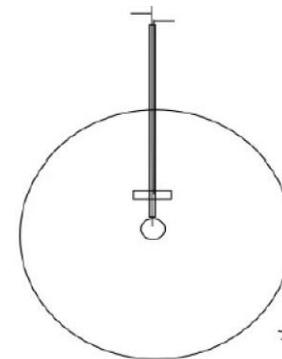
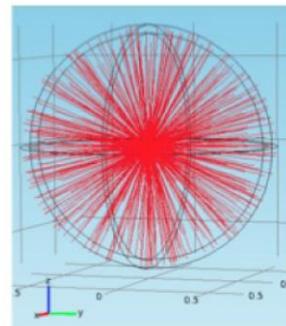
- **SPC** \equiv **S**pherical **P**roportional **C**ounter
- Large volume de dérive - une seule voie de lecture
- Seuil en énergie très bas (indépendant du volume) à cause d'une très basse capacité
- Optimisé pour la recherche d'événements rares à bas seuil (recherche de WIMPS)
- Technique utilisée également par l'expérience R2D2



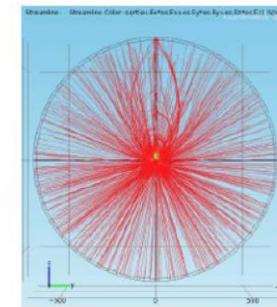
Principe de SEDINE,
au LSM



Situation idéale



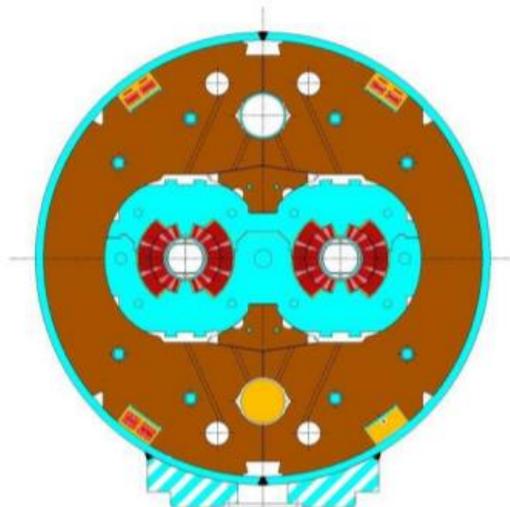
Avec disque correcteur



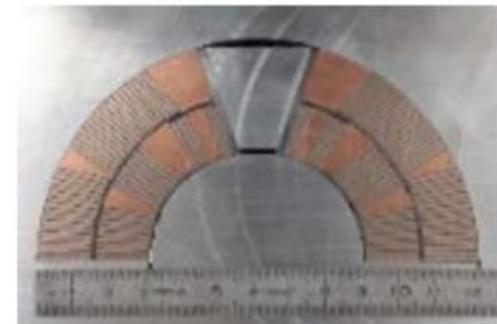
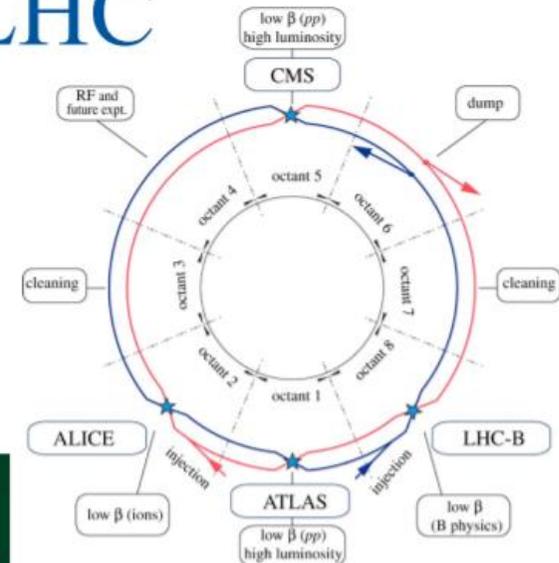
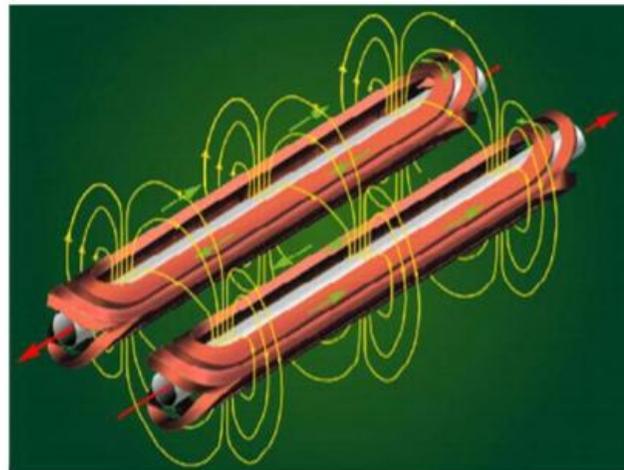
Superconducting devices in LHC

Magnets

- **LHC ring magnets (Nb-Ti): Rutherford cables**
 - 1232 main dipoles: 8.3 T x 15 m
 - 392 Main quadrupoles 223 T/m (7 T) x 4 m
 - 7600 other SC magnets (cable or wire)



- RF cavities (Nb₂S₃ coating)



➤ Rutherford Nb-Ti cable: a key technology for LHC