Microcosmo: o Surpreendente Mundo das Partículas Elementares

Aula 3

Interação da radiação com a matéria: como detectamos as partículas

Alberto Reis



Parte I

Interação da radiação com a matéria: como detectamos as partículas

- Partículas subatômicas são detectadas através de sua interação com a matéria.

- O processo fundamental é a interação eletromagnética das partículas com os átomos do material do detector.

  1- A trajetória da partícula permanece quase inalterada.

  2- Uma pequena quantidade de energia é transferida da partícula incidente aos átomos.

  3- O resultado é excitação atômica ou ionização.

- Partículas neutras estáveis são detectadas usando a interação forte com os núcleos atômicos. Nesse processo a partícula incidente é destruída.

Os processos físicos mais relevantes na interação de partículas carregadas com a matéria são comuns a todos os tipos de de partícula, exceto os elétrons. Em ordem decrescente de seção de choque:

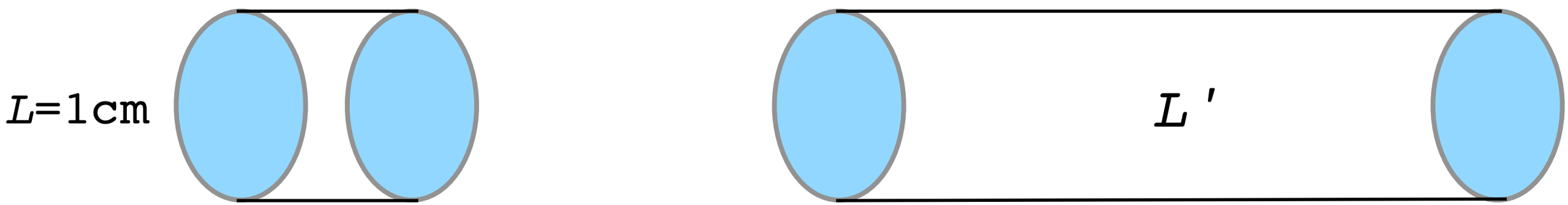
- colisões inelásticas com elétrons atômicos;
- espalhamento elástico Coulombiano;
- emissão de radiação Čerenkov;
- emissão de radiação de transição;
- emissão de radiação de frenagem ou *bremsstrahlung*.

Cerca de ~99% da energia perdida pelas partículas incidentes é devida às colisões com elétrons atômicos, com pequena transferência de energia.

A perda de energia é descrita em termos da
espessura de massa ou ***densidade de superfície***,

$$x \equiv \rho L \ (\mathrm{g/cm^2})$$

Uma placa de chumbo de espessura L =1 cm corresponde a uma densidade de superfície x =11.35 g/cm^3.



$$\rho(Pb) = 11.35 \ \mathrm{g/cm^3}, \qquad \rho(\mathrm{N_2}) = 0.808 \ \mathrm{g/cm^3}$$

$$x = \rho(Pb) \times L = 11.35 \times 1 \ \mathrm{cm} \ = \rho(N_2) \times L'$$

$$L' = \frac{\rho(Pb)}{\rho(N_2)} = 14.04 \ \mathrm{cm}$$

A velocidade da partícula é a grandeza fundamental:

diferentes tipos de partículas carregadas de mesma velocidade sofrem perdas de energia aproximadamente iguais ao atravessar espessuras de massas iguais.

O livre caminho médio (*mean free path*) é
a distância média entre duas colisões sucessivas.

Imagine um feixe com ***n*** partículas de mesmo tipo,
atravessando um meio de espessura de massa ***dx***,
densidade ρ e massa atômica ***A***.

O número de átomos por unidade de volume:

$$\rho_a = \frac{N_A(\mathrm{mol}^{-1}) \times \rho(\mathrm{g/cm}^3)}{A(\mathrm{g/mol})}$$

Livre caminho médio

número de partículas que interagem:

$$dn = n\,\frac{N_A\,\rho}{A}\sigma\,dx$$

livre caminho médio:

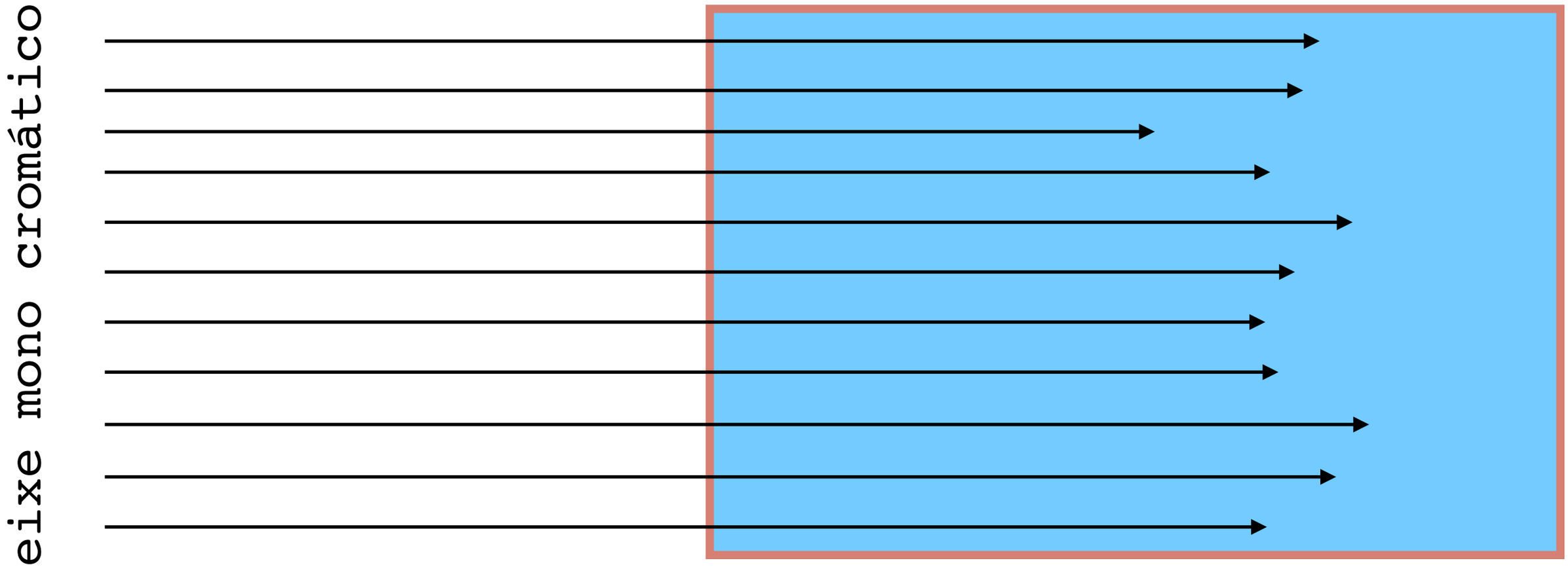
$$\lambda \equiv \frac{N_A \rho}{A}\sigma\ [\mathrm{cm}]$$

número de partículas do feixe que **não** interagiram após percorrerem uma distância *x*:

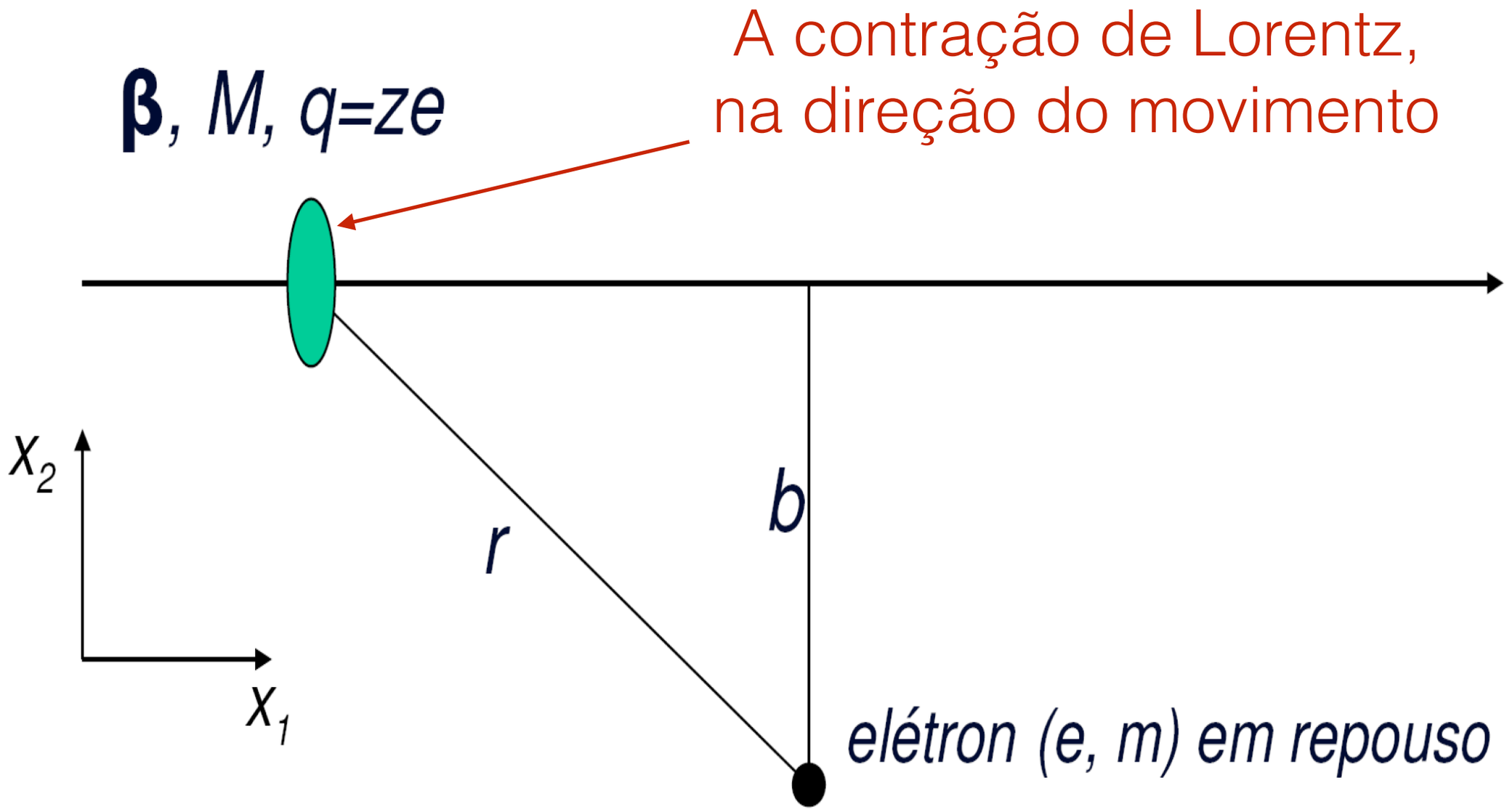
$$n(x) = n_0 e^{-\lambda x}$$

A perda de energia, assim como o decaimento,
é um processo de natureza estatística.

Alcance: distância percorrida por uma partícula em um material até perder toda sua energia cinética.



Se o alvo é suficientemente espesso, todas as partículas são absorvidas. Porém, cada uma em uma posição diferente.

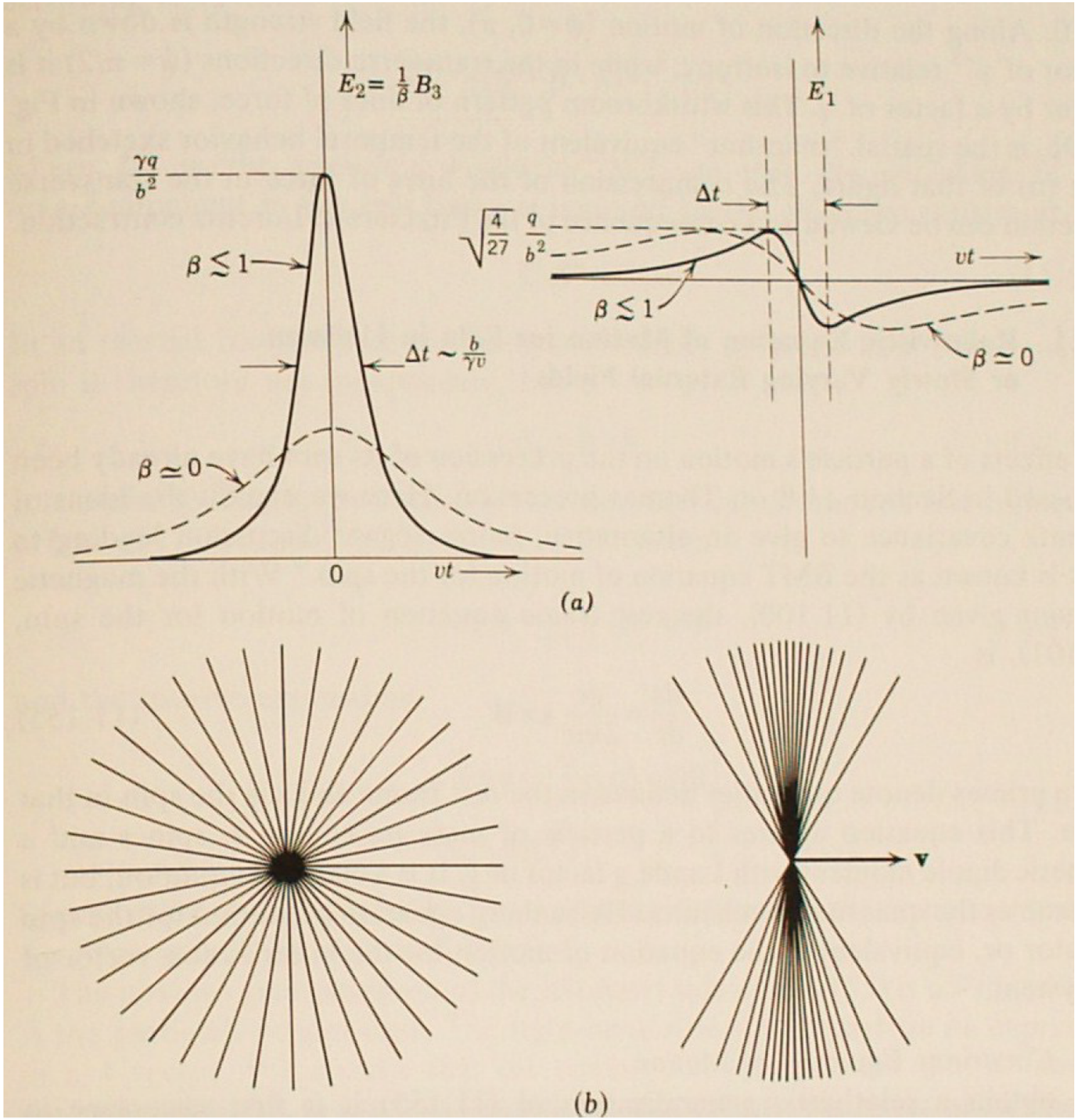


O campo elétrico da partícula incidente na posição do elétron atômico é $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_1(t) + \mathbf{E}_2(t)$

$$E_1(t) = -\frac{q\gamma\beta t}{(b^2 + \gamma^2\beta^2 t^2)^{3/2}}$$

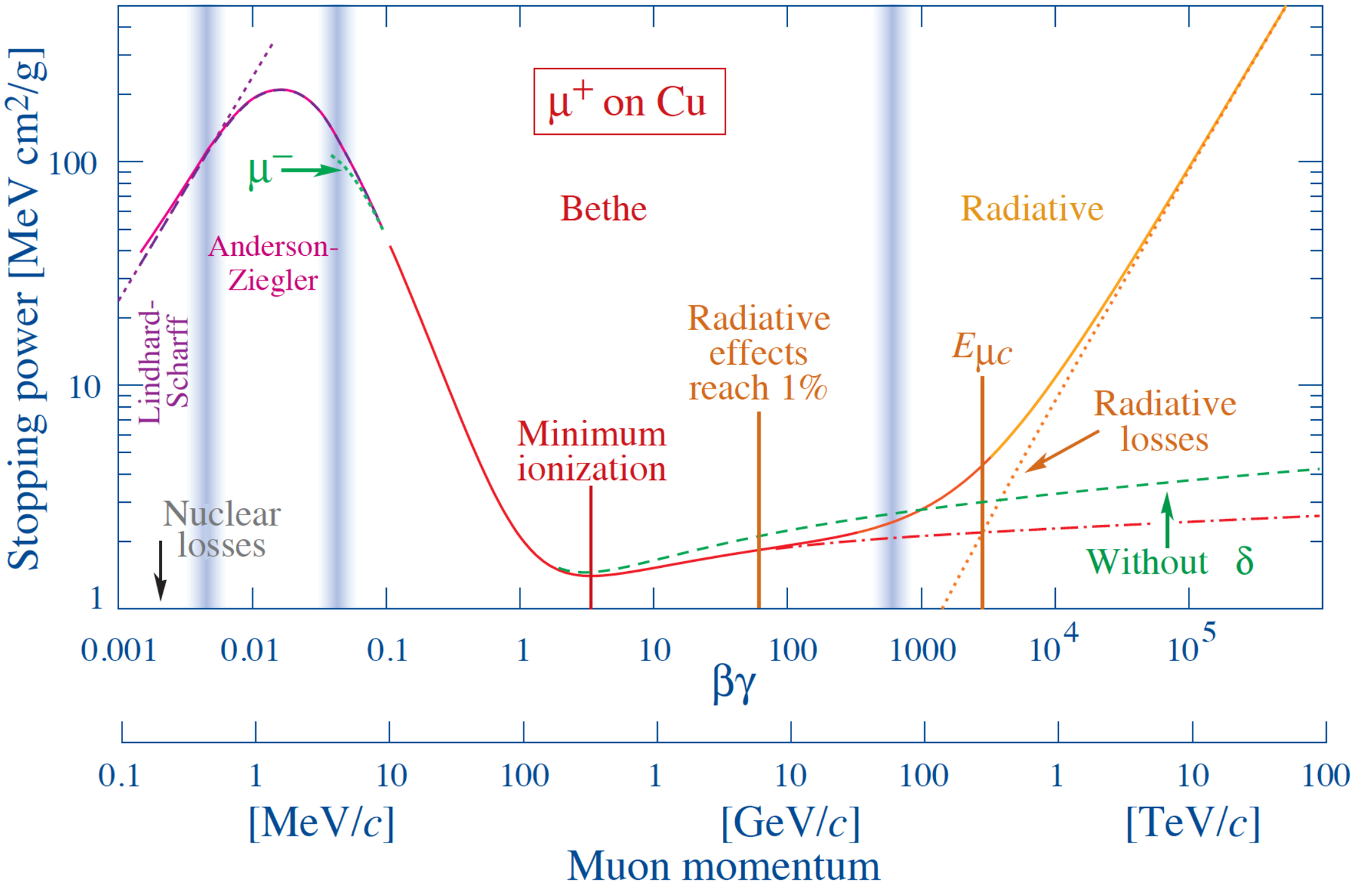
$$E_2(t) = -\frac{\gamma q b}{(b^2 + \gamma^2\beta^2 t^2)^{3/2}}$$

O campo elétrico da partícula visto pelo elétron. A contração de Lorentz intensifica o campo na direção transversal.



A fórmula de Bethe:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{\max}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma\beta)}{2} \right)$$



Radiação Čerenkov

Nada se propaga mais rápido que a luz no vácuo. Mas em um meio material, uma partícula com massa pode se deslocar com velocidade maior que a da luz nesse meio.

Nessa circunstância a passagem da partícula provoca a emissão de radiação eletromagnética: luz Čerenkov.

Velocidade da luz num meio com índice de refração $n(\omega)$:

$$v = \frac{c}{n(\omega)}$$

condição necessária para a emissão de luz Čerenkov:

$$\beta > \frac{c}{n(\omega)}$$

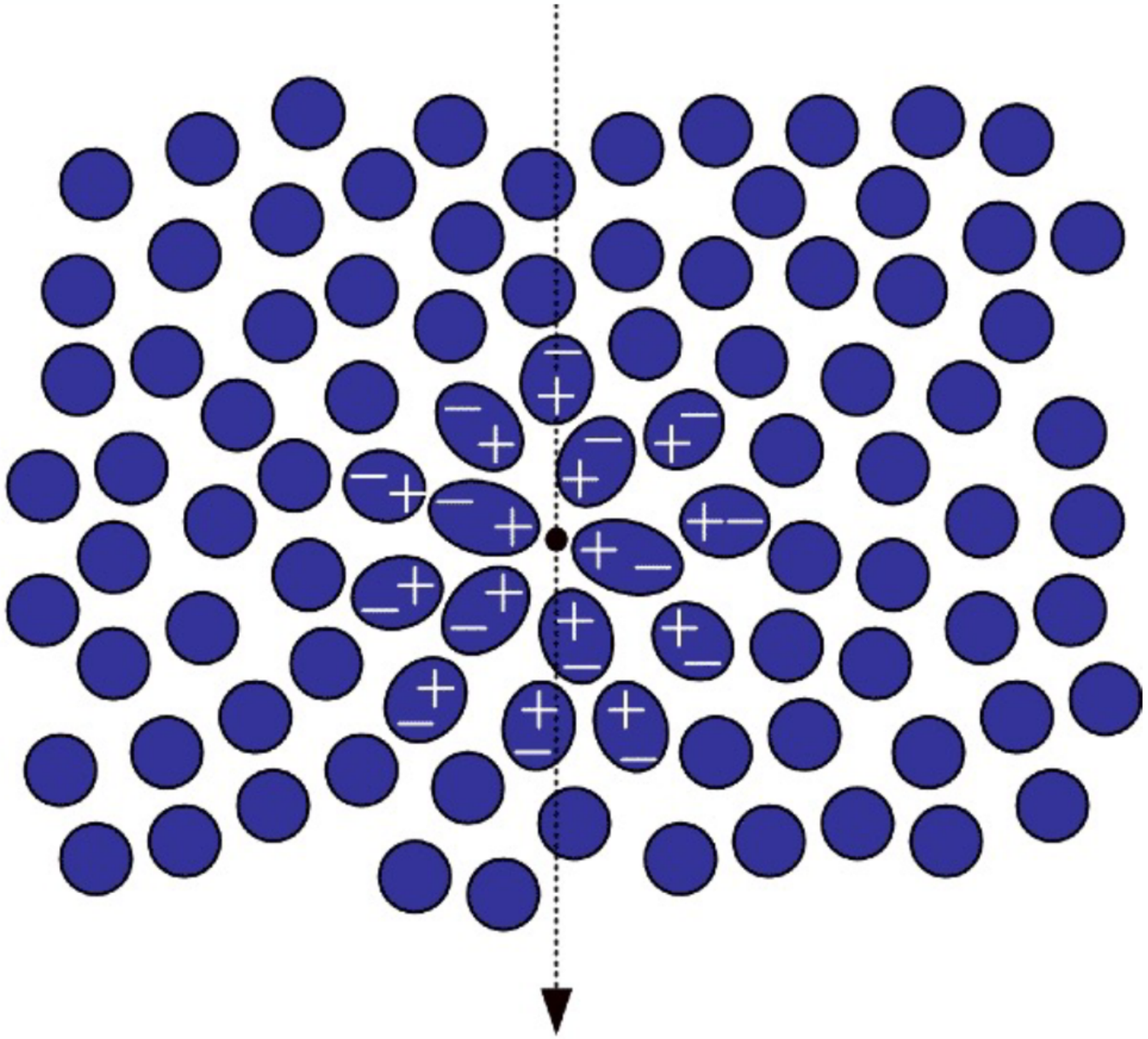
A radiação é emitida num ângulo pequeno e bem definido:

$$\cos\theta_C = \frac{1}{\beta\ n(\omega)}$$

A passagem da partícula polariza o meio momentaneamente.

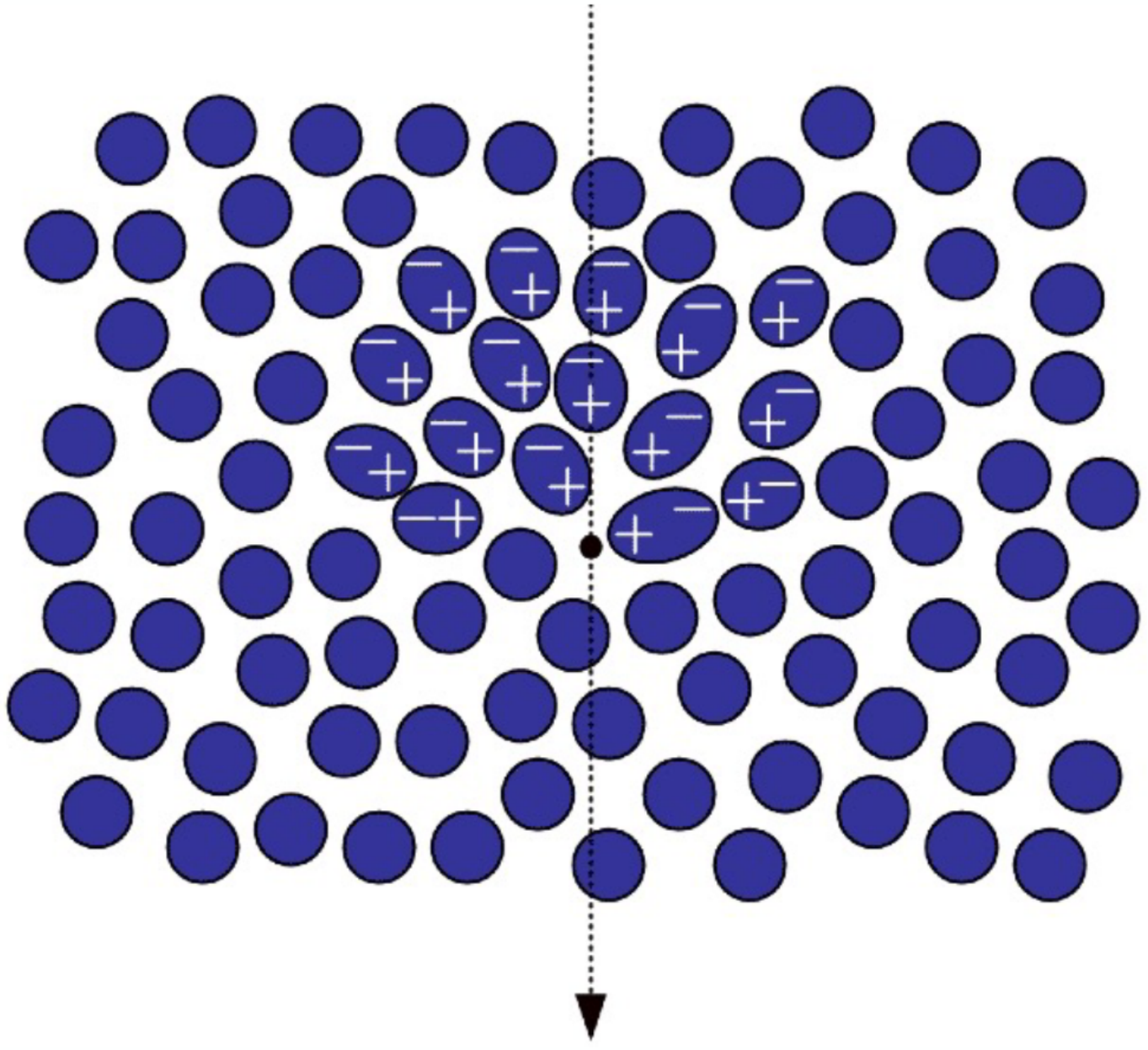
Se a velocidade é menor que a da luz no meio, não há polarização resultante.

O meio se despolariza de forma incoerente

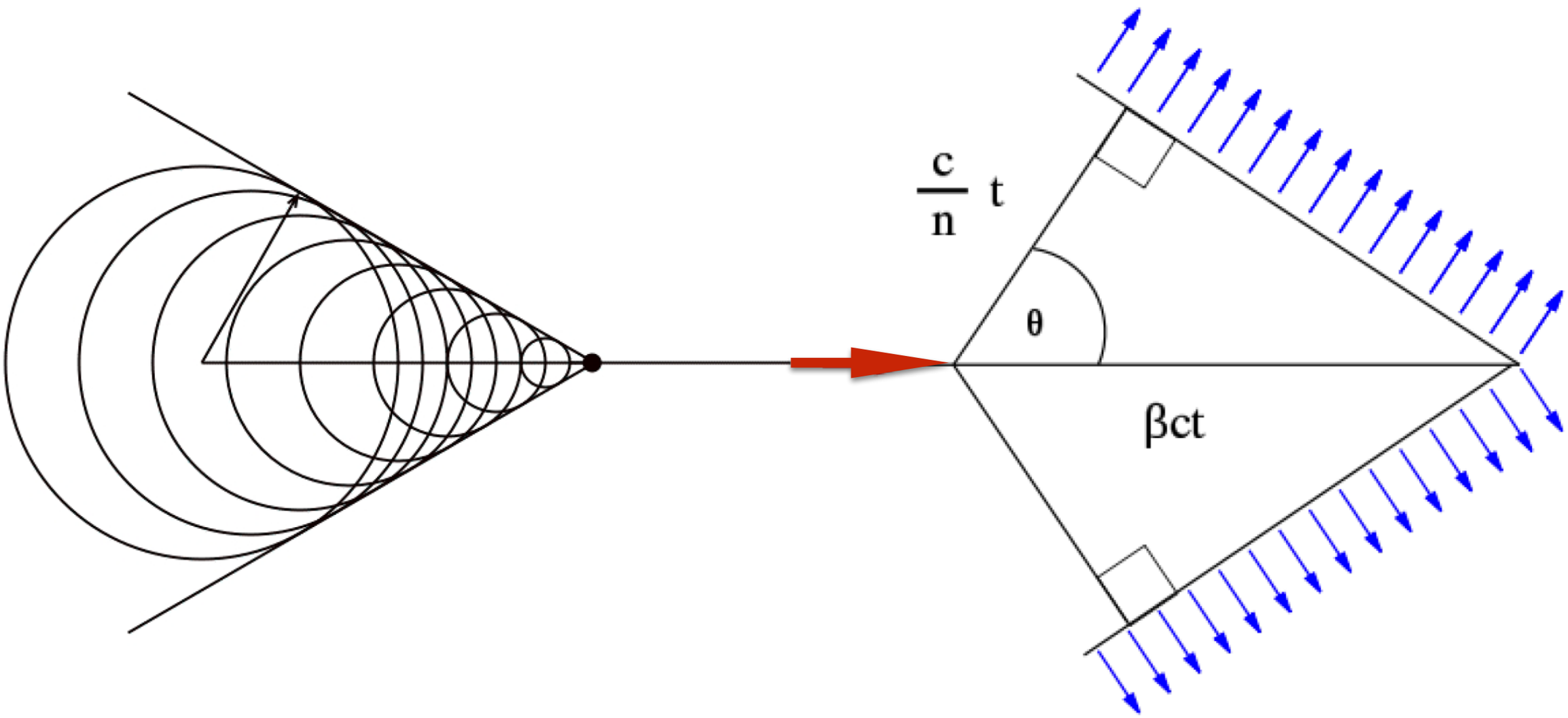


Quando a velocidade é maior que a da luz no meio, a partícula deixa atrás de si um cone de dipolos, formando um momento de dipolo resultante.

A polarização se desfaz de forma coerente, com emissão de luz na frequência do visível: é a radiação Cerenkov.



A radiação Čerenkov é um exemplo da universalidade dos fenômenos ondulatórios.



Uma onda de choque luminosa é formada quando a partícula está sempre à frente da perturbação que causa no meio onde se propaga

Elétrons

A perda de energia pode ser dividida em duas classes: colisões e emissão de radiação (*bremsstrahlung*)

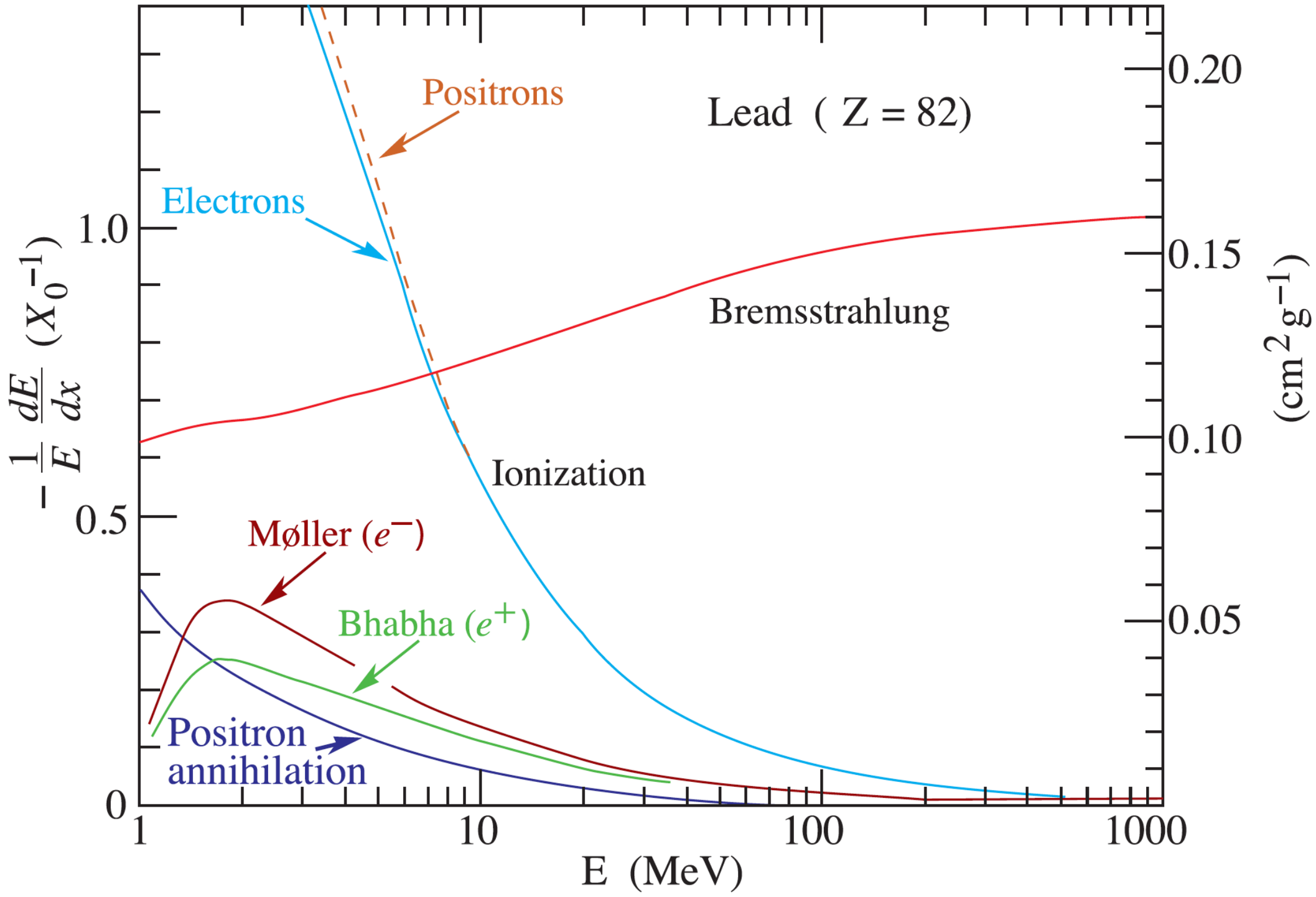
$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{tot}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{col}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}}$$

A seção de choque para emissão de radiação é inversamente proporcional ao quadrado da massa da partícula incidente. No caso dos múons,

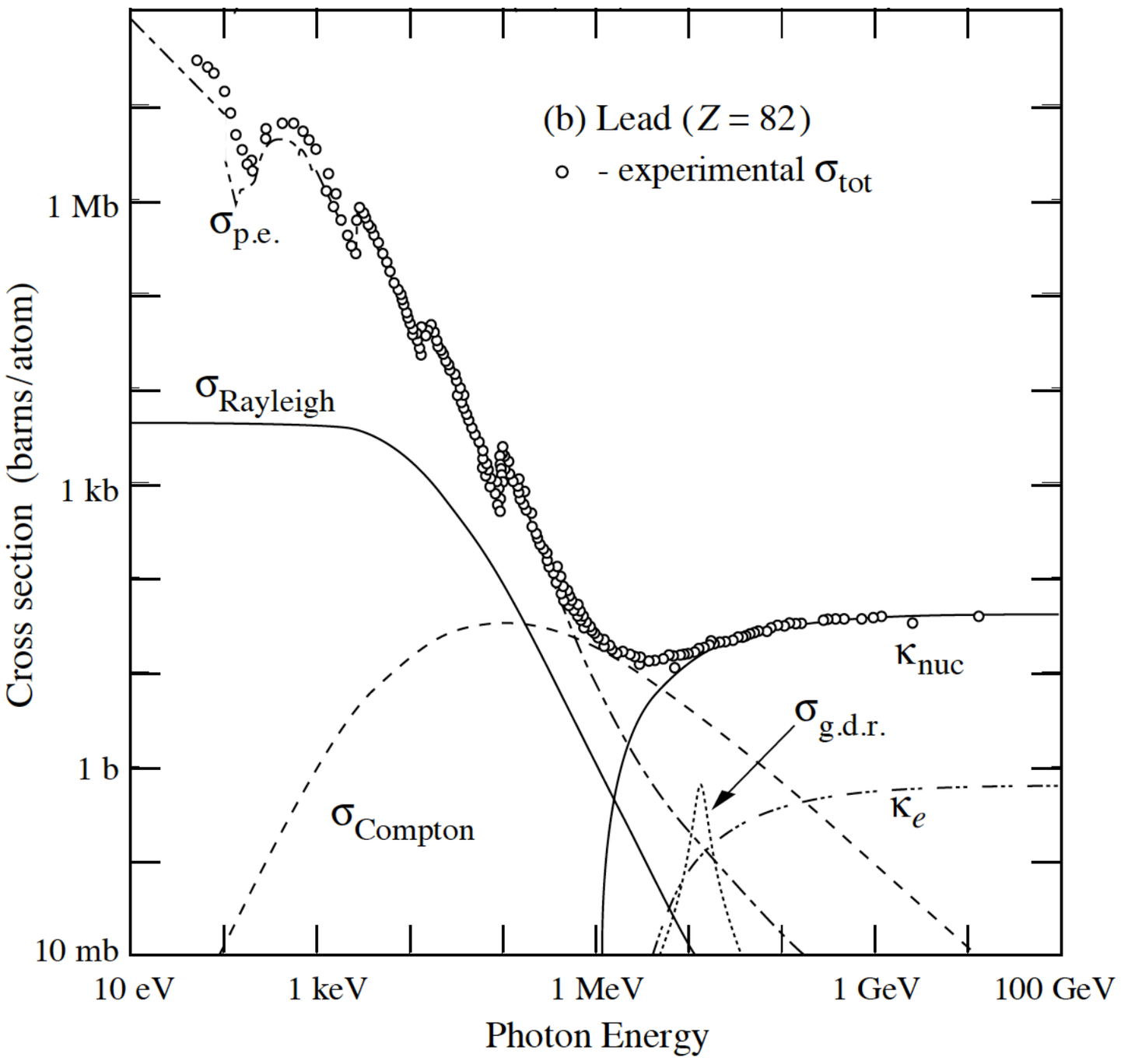
$$m_e^2/m_\mu^2 \sim 1/40000$$

Além de as colisões alterarem muito a trajetória dos elétrons incidentes, eles são indistinguíveis dos elétrons atômicos.

Até ~5 MeV a perda de energia de elétrons e pósitrons é dominada pela ionização. A partir daí, o *bremsstrahlung* é o principal mecanismo.



Fótons



As formas dominantes da interação de fótons com a matéria:

- efeito fotoelétrico;
- espalhamento Compton;
- produção de pares.

Um feixe fótons perde intensidade (número de partículas) ao atravessar a matéria, mas sem perda de energia.
Os fótons que sobrevivem são os que não interagiram.

Fótons - efeito fotoelétrico

No efeito fotoelétrico o fóton incidente é absorvido pelo átomo, com a emissão de um elétron:

$$\gamma + \text{átomo} \rightarrow \text{átomo}^* \rightarrow \text{átomo} + e^-$$

Uma expressão aproximada para a seção de choque fotoelétrica:

$$\sigma_{fe} = \sqrt{\frac{32}{\varepsilon^7}}\,\alpha^4\,Z^5\,\sigma_{Th}, \quad \varepsilon = \frac{E_\gamma}{mc^2}$$

$\sigma_{Th} \rightarrow$ seção de choque de Thomson (espalhamento de fótons por elétrons livres):

O efeito fotoelétrico é o processo dominante para fótons de baixa energia.

Fótons – espalhamento Compton

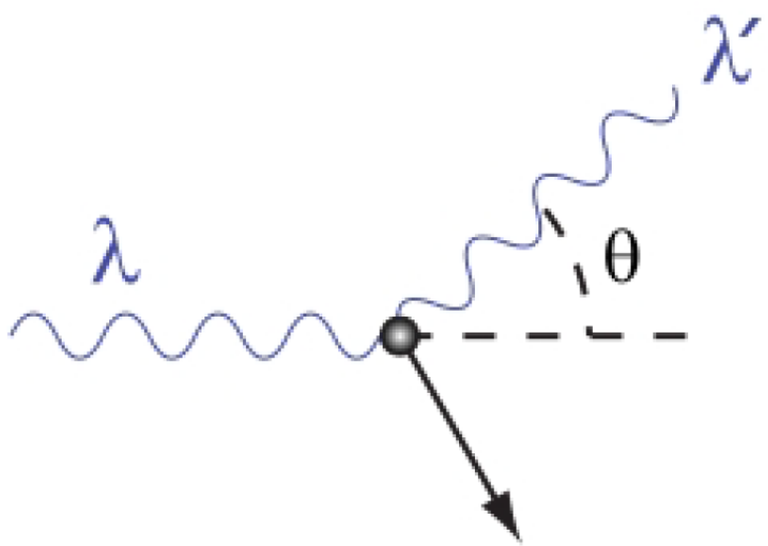
O espalhamento Compton é o processo dominante
em energias intermediárias (~1 MeV).

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$$

O elétron pode ser tratado como uma partícula livre em repouso.
Suas energias cinética e de ligação
são muito menores que a energia do fóton.

Um fóton $(E/c; \boldsymbol{k})$ é espalhado a um ângulo θ
por um elétron inicialmente em repouso.

Após a colisão o elétron adquire energia
cinética *T* e momentum ***p***.

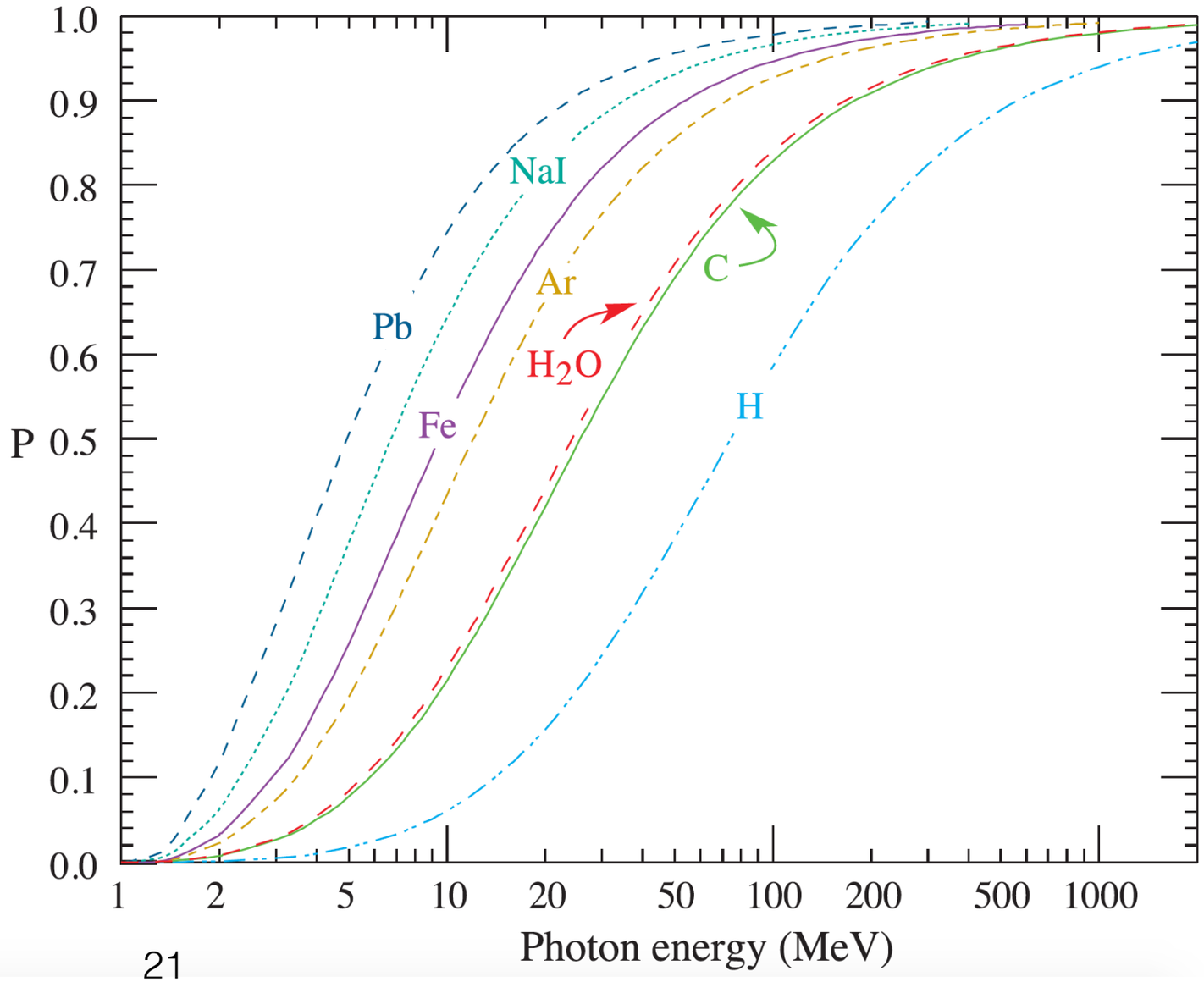


Fótons - produção de pares

A produção de pares e^+e^-: processo dominante a altas energias (E >1 MeV). Envolve o núcleo atômico.

energia mínima do fóton: $E_\gamma > 2m + 2\dfrac{m^2}{M_{\rm nuc}}, \qquad E_\gamma \gtrsim 2m$

Probabilidade da interação de um fóton resultar na produção de pares e^+e^-, em função da energia incidente

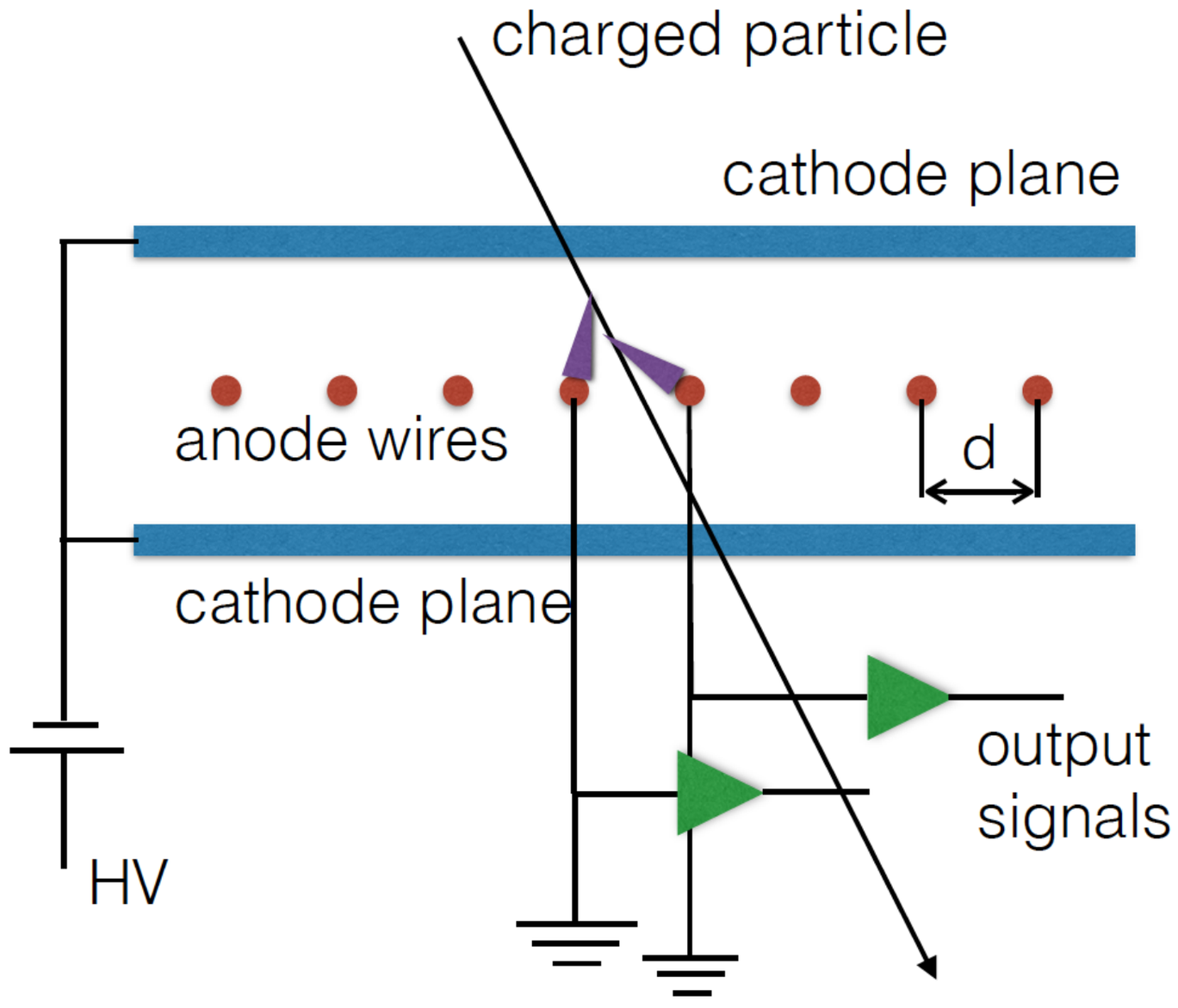


Medidas de posição: câmaras multi-filares a gás

As câmaras multi-filares a gás foram desenvolvidas para medir a posição com base na ionização.

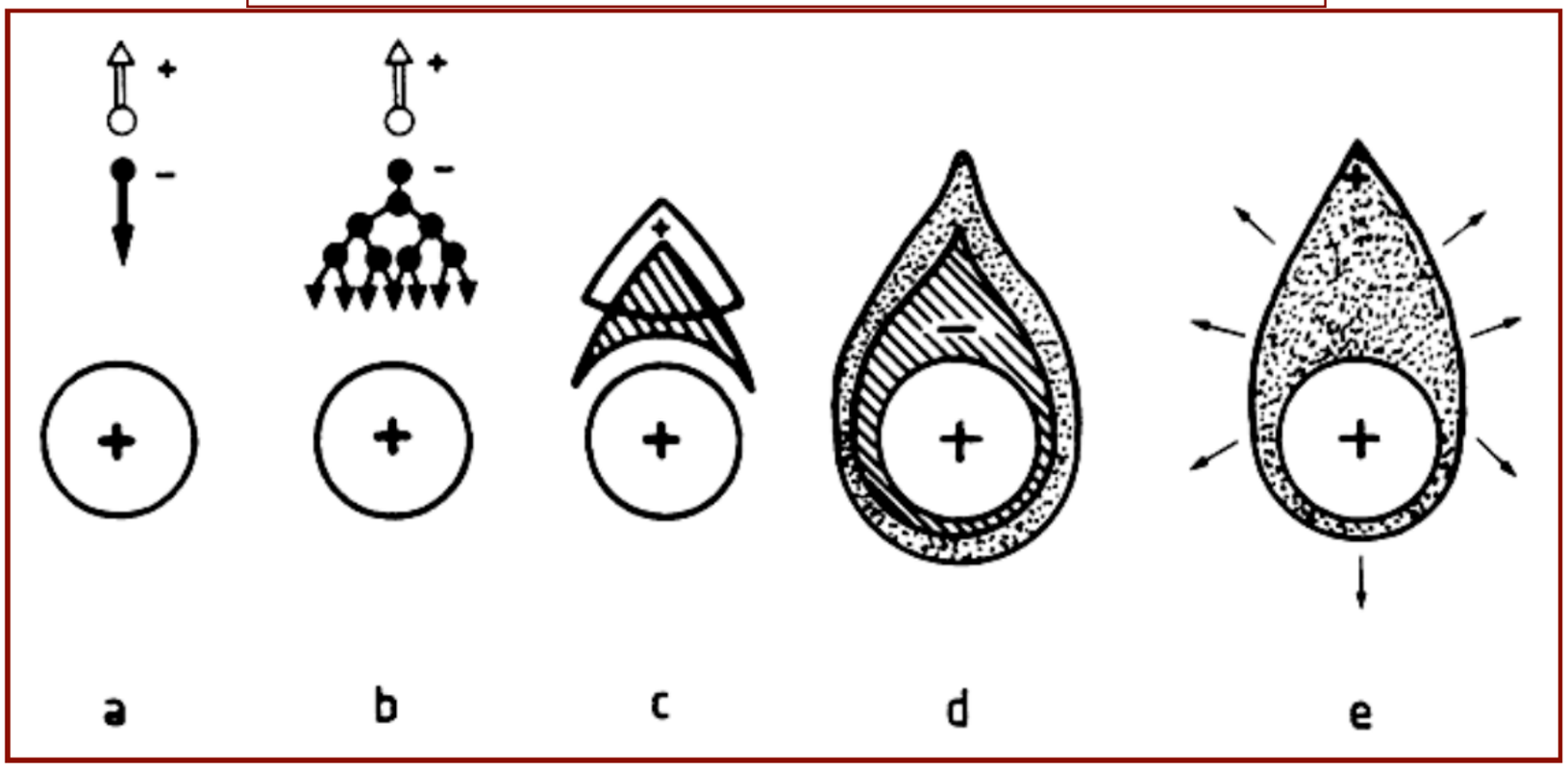
Elétrons livres e íons positivos resultantes da ionização se difundem pelo gás.

O movimento dos elétrons é direcionado pelo campo elétrico ao anodo mais próximo. Esse movimento induz uma corrente elétrica no anodo.



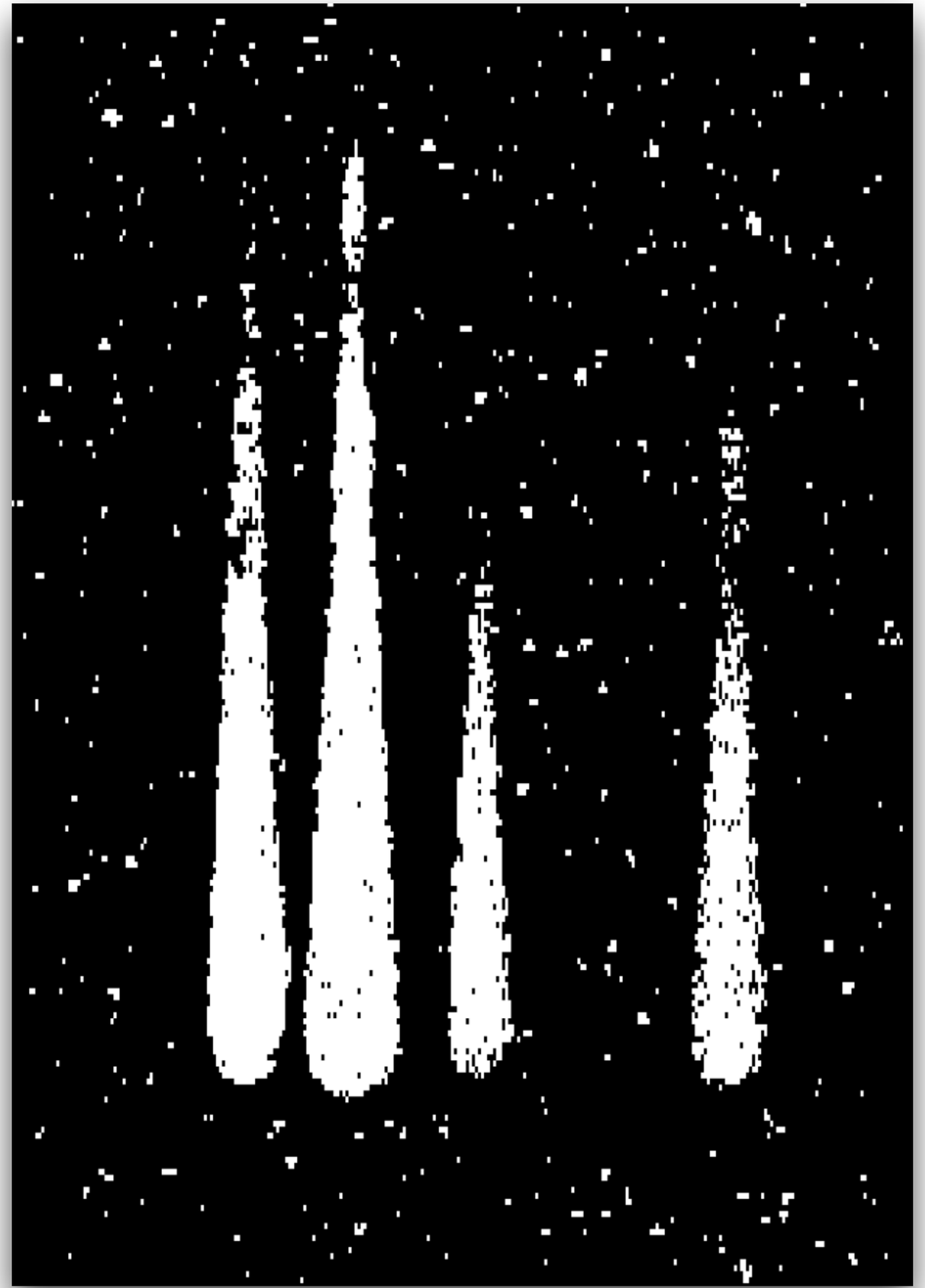
Frequentemente os elétrons liberados pela passagem de partículas ionizantes tem energia suficiente para ionizações adicionais (raios δ). Há, em média, 2 e 3 vezes mais ionizações secundárias do que primárias.

avalanche de Townsend



O campo elétrico é muito mais intenso na proximidade do anodo, provocando uma avalanche de ionizações secundárias.

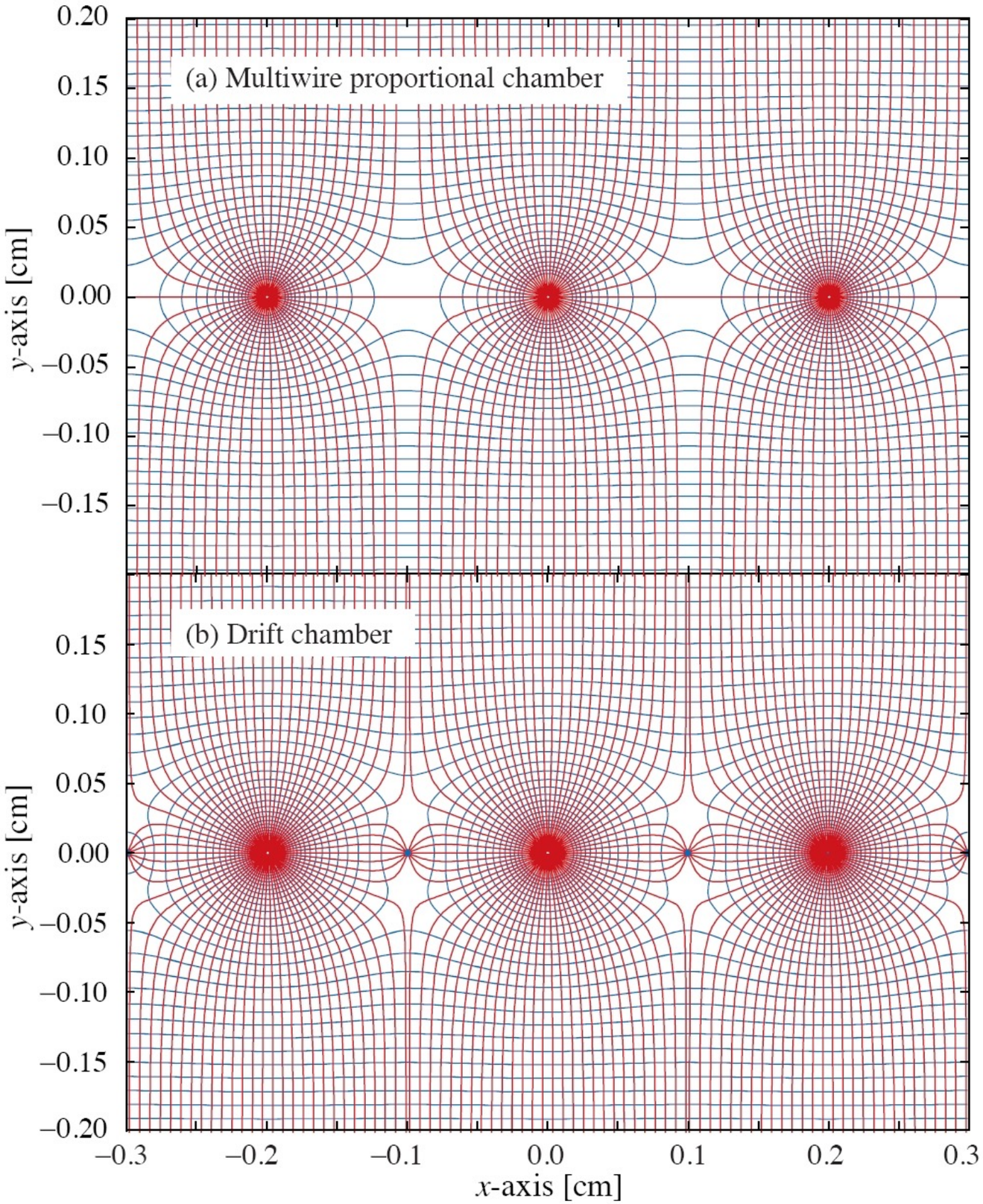
Fotografia, feita em câmaras de bolhas, de avalanches entre duas placas paralelas com alta voltagem aplicada.



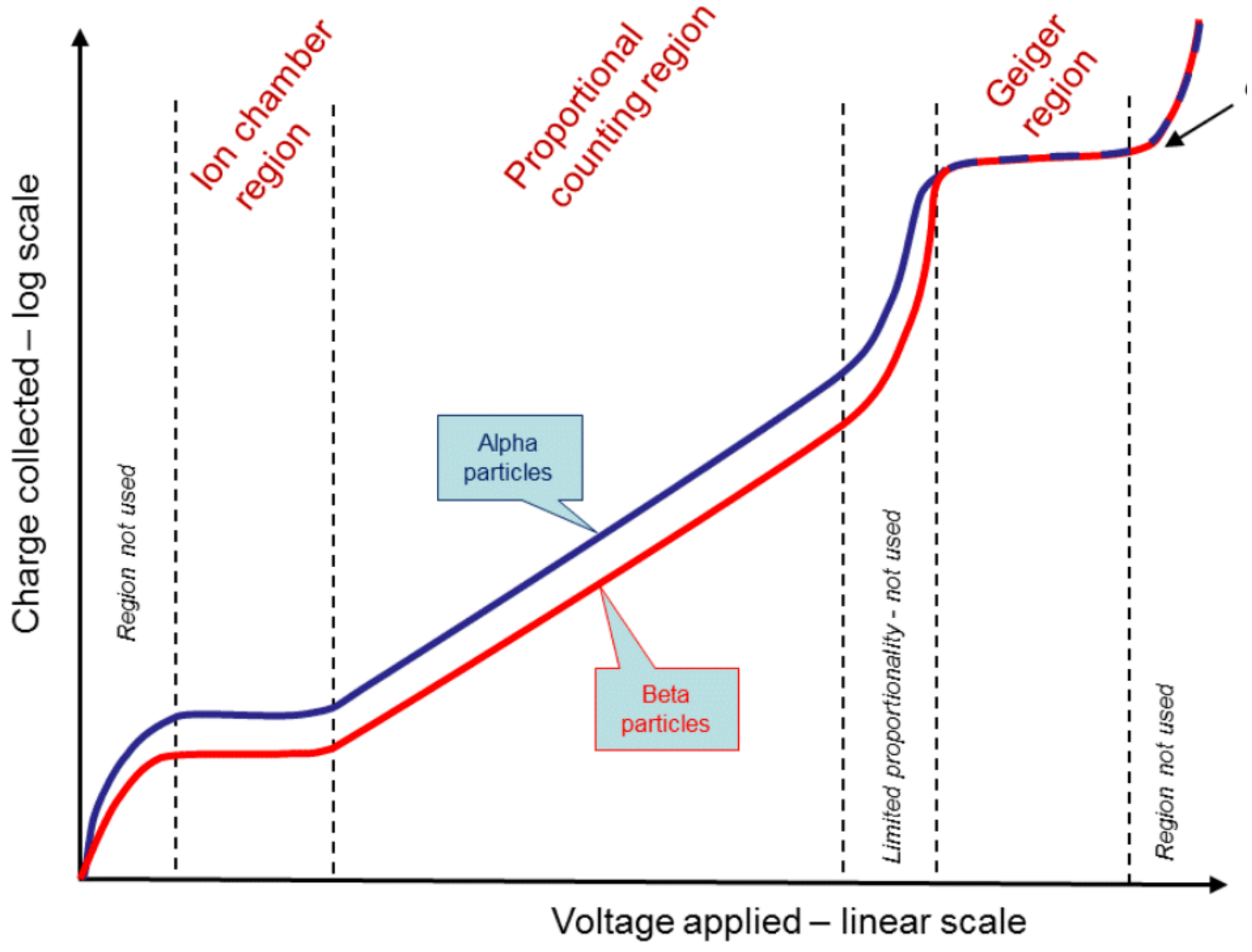
Elétrons e íons se deslocam em direções opostas. Devido à sua pequena massa, elétrons se deslocam com velocidade muito maior que a dos íons.

Uma câmara multi-filar é composta por vários anodos paralelos formando planos, todos à mesma voltagem. Cada fio atua como um detector independente.

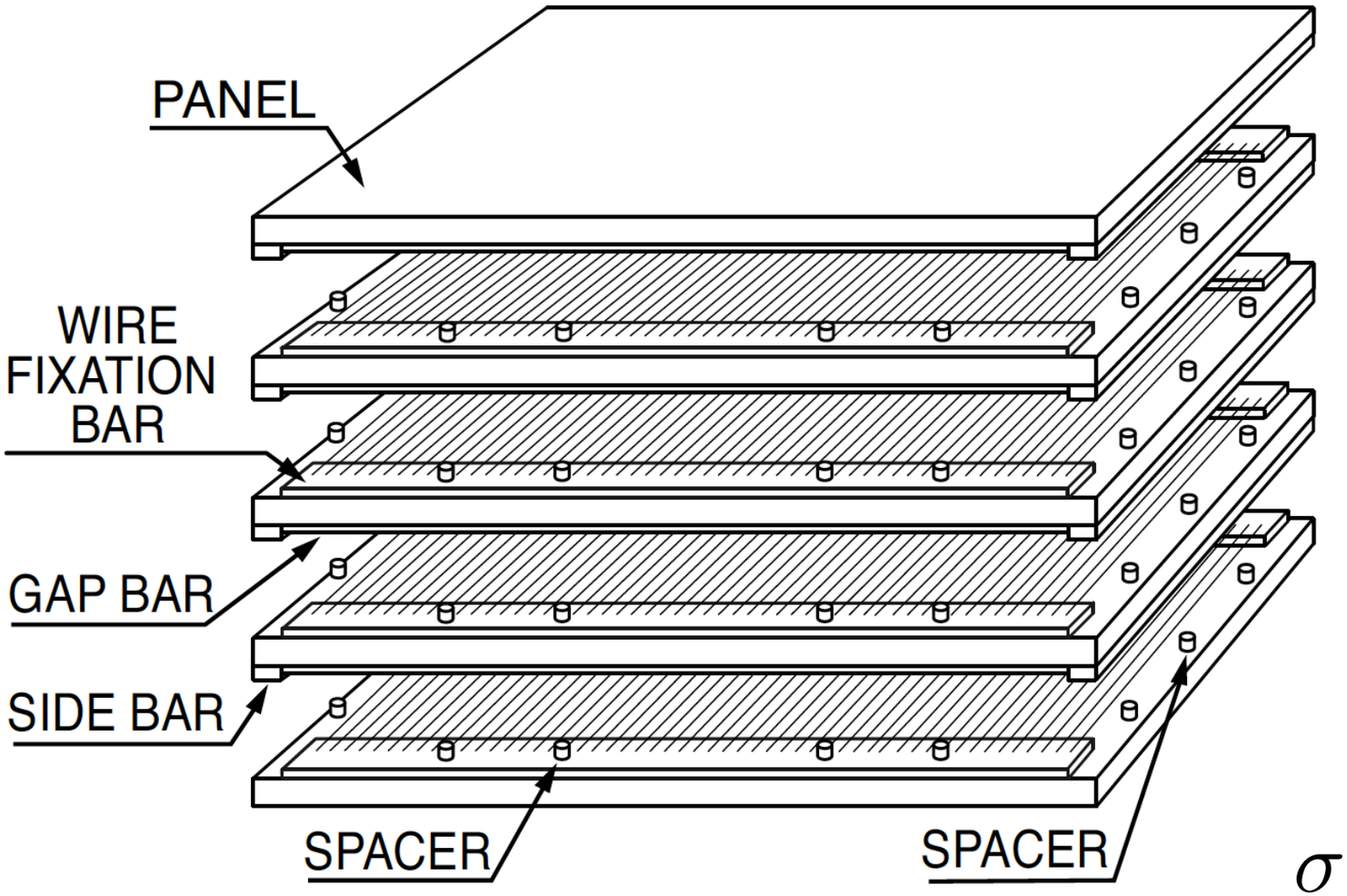
As *drift chambers* são um caso special. O campo elétrico é desenhado de tal forma que o tempo de deriva dos elétrons possa ser medido.

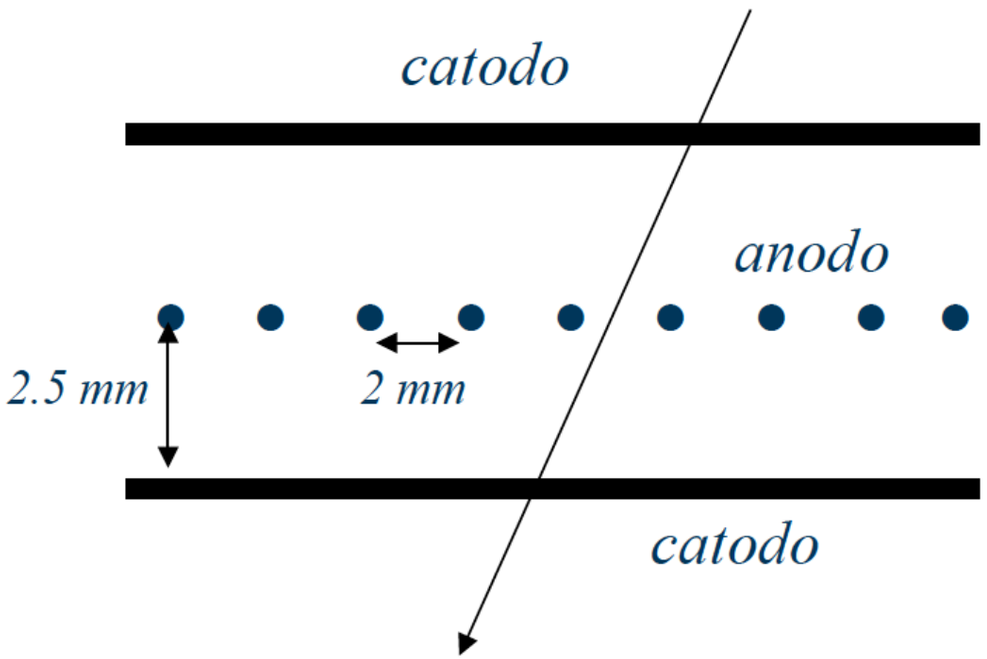


No regime proporcional, o sinal observado é proporcional à energia perdida pela partícula.



As MWPC são utilizadas quando é necessário cobrir uma grande área, em situações de alta intensidade ou quando uma resposta rápida é necessária. O detector consiste em planos de fios finos (~30 μm de diâmetro), espaçados, tipicamente, por 2 mm, entre dois planos de catodo, cuja distância é da ordem de 5 mm.



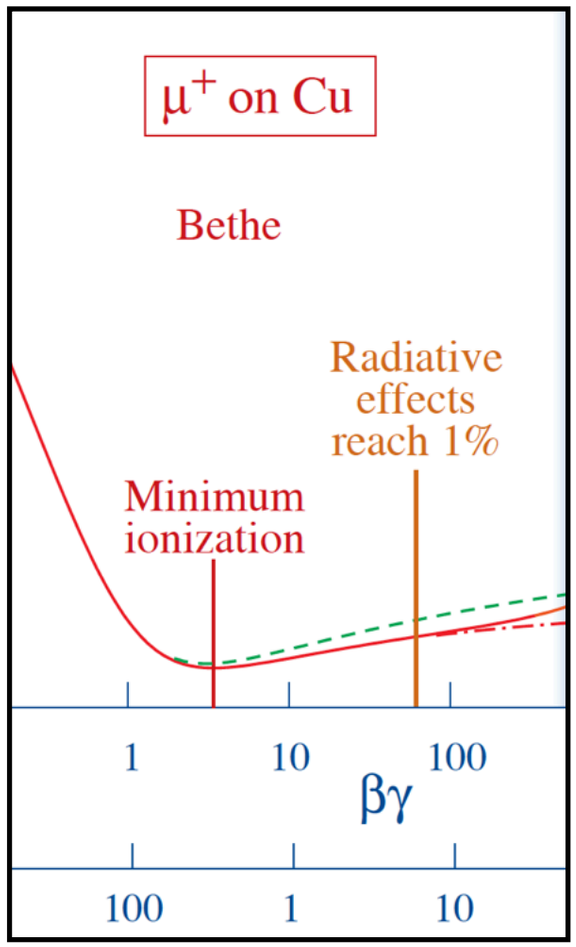


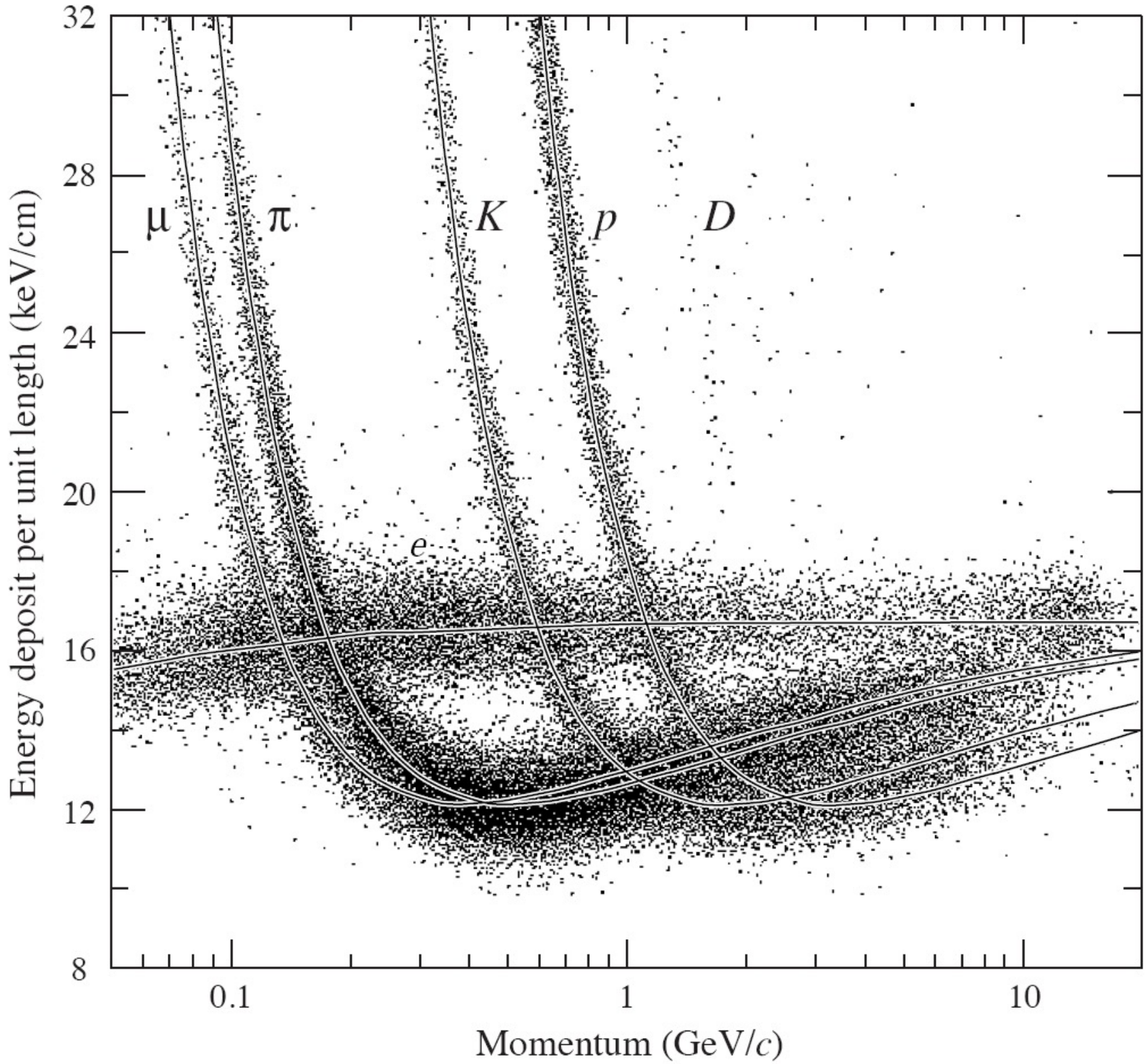
resolução espacial:

$$\sigma = 2\ \mathrm{mm}/\sqrt{12} = 577\ \mu\mathrm{m}$$

MWPC do experimento LHCb

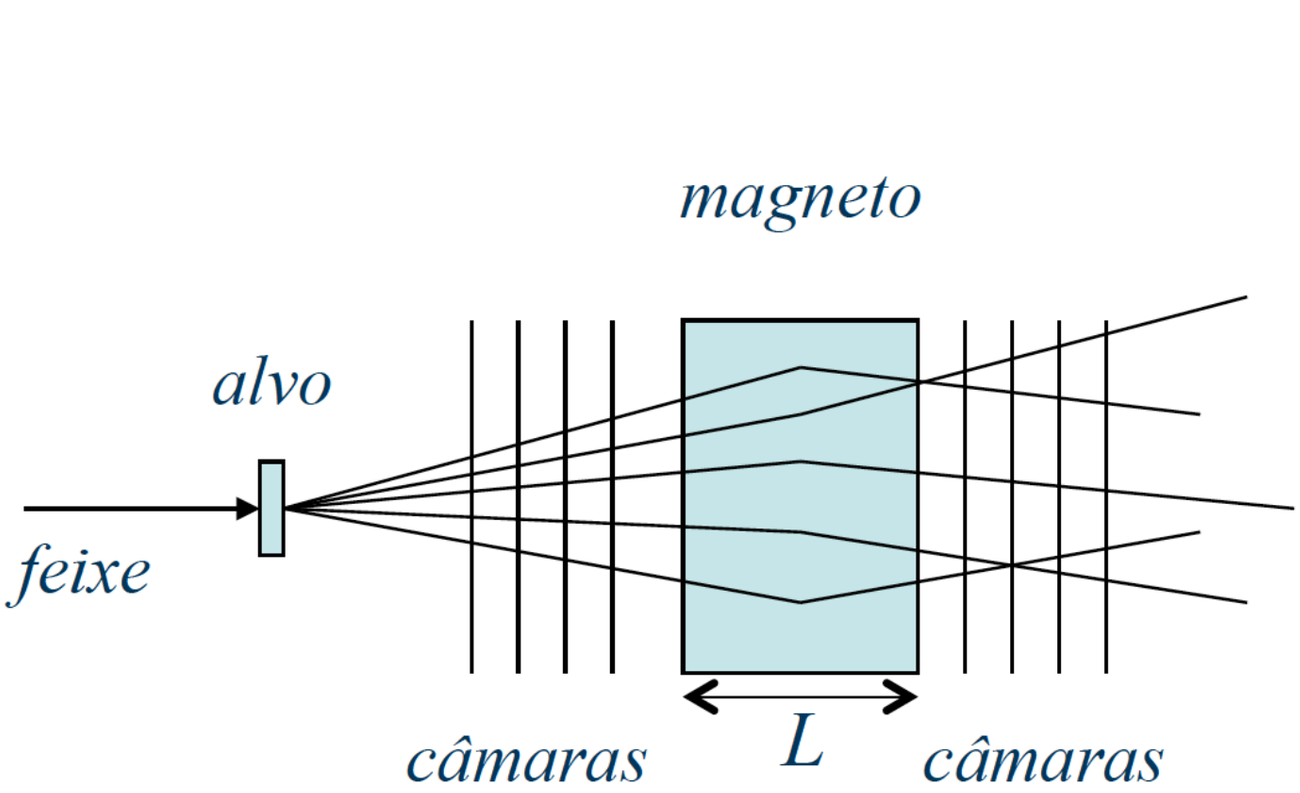
Distribuição de perda de energia por unidade de espessura de massa, dE/dx, em função do momento.

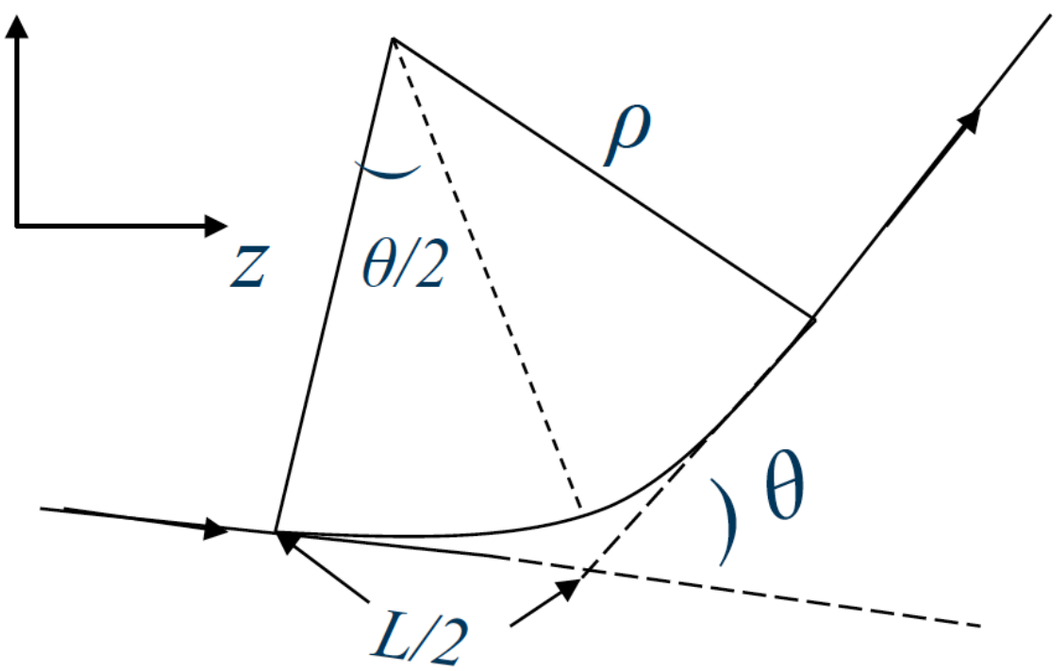




Medidas de momentum

O momentum é determinado pelo desvio na trajetória da partícula ao passar por um campo magnético estático.
Mede-se a posição em diversos pontos ao longo da trajetória e determina-se o *ângulo de desvio*.





Uma partícula carregada de massa *m*, velocidade *v* e momentum ***p***=(0,0,p_z), sofre um desvio ao passar por um campo ***B***=(0,B_y,0). O raio de curvatura *r* é

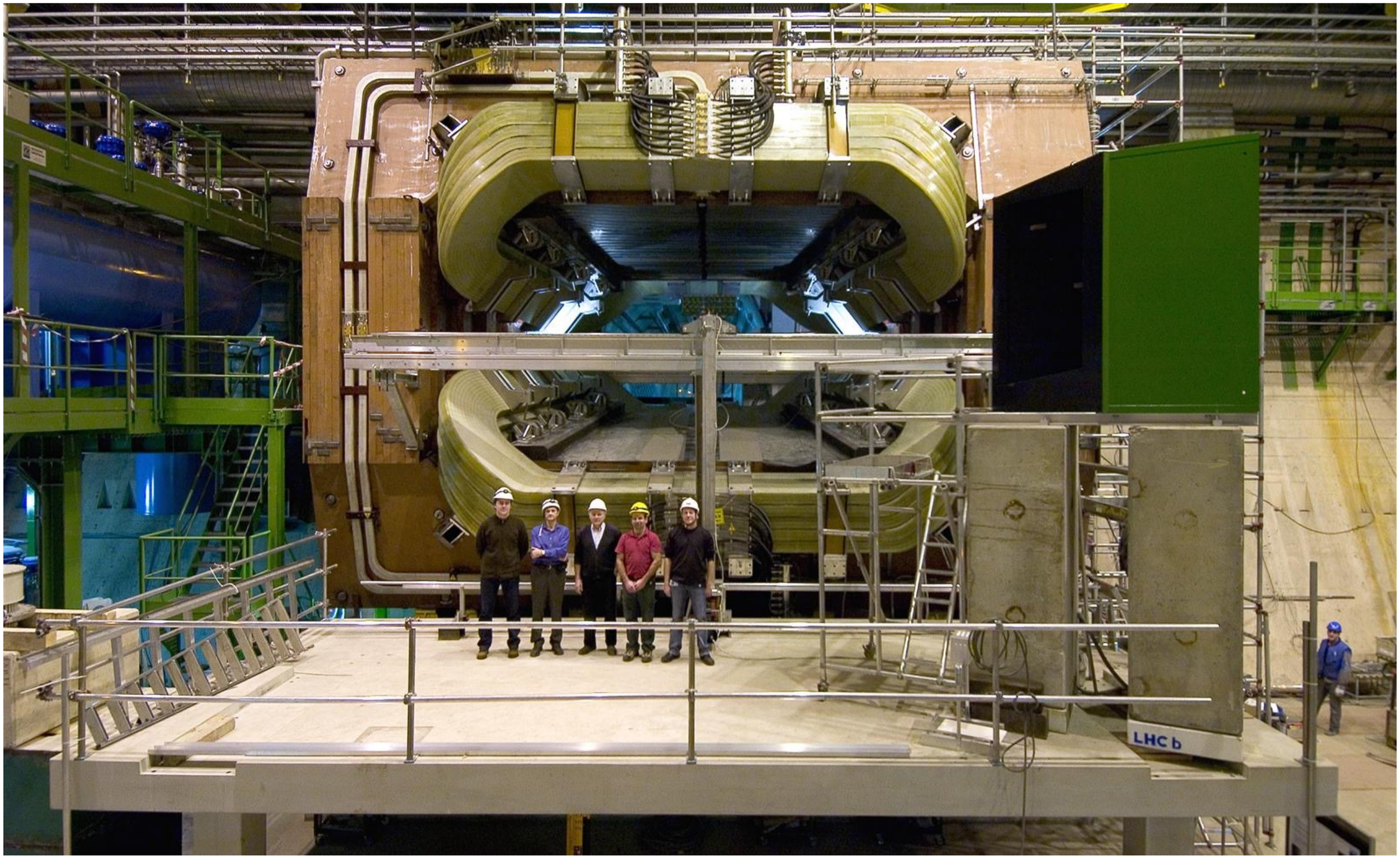
$$\boldsymbol{F} = e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \quad \longrightarrow \quad \frac{mv^2}{r} = e\ v\ B, \qquad r = \frac{p}{eB}$$

Os ângulos de desvio são pequenos (dezenas de mrd). O raio de curvatura é muito maior que o comprimento *L* do magneto. O ângulo de deflexão é aproximadamente

$$\theta = \frac{L}{r} = \frac{L}{p} e\ B \qquad \longrightarrow \qquad \boxed{p = e\ B\ \frac{L}{\theta}}$$

A medida do momento se reduz à medida do ângulo de desvio. A incerteza no valor do momento é determinada pela incerteza na medida do ângulo de desvio.

Visão frontal do magneto (convencional) do LHCb. As linhas de campo são verticais, causando desvios na direção horizontal.



Os solenóides do detector ATLAS. As linhas de campo se têm a direção do feixe.

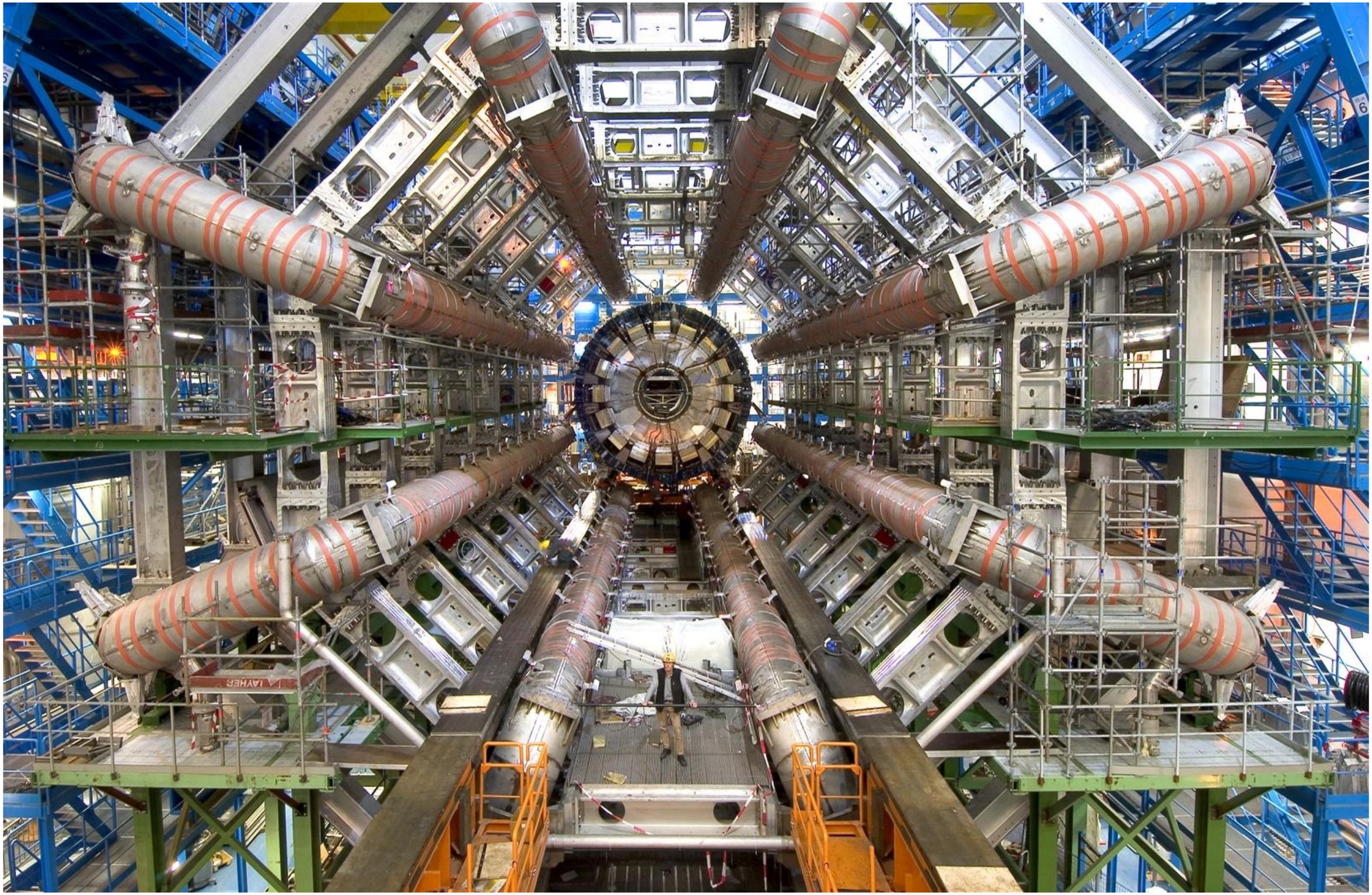
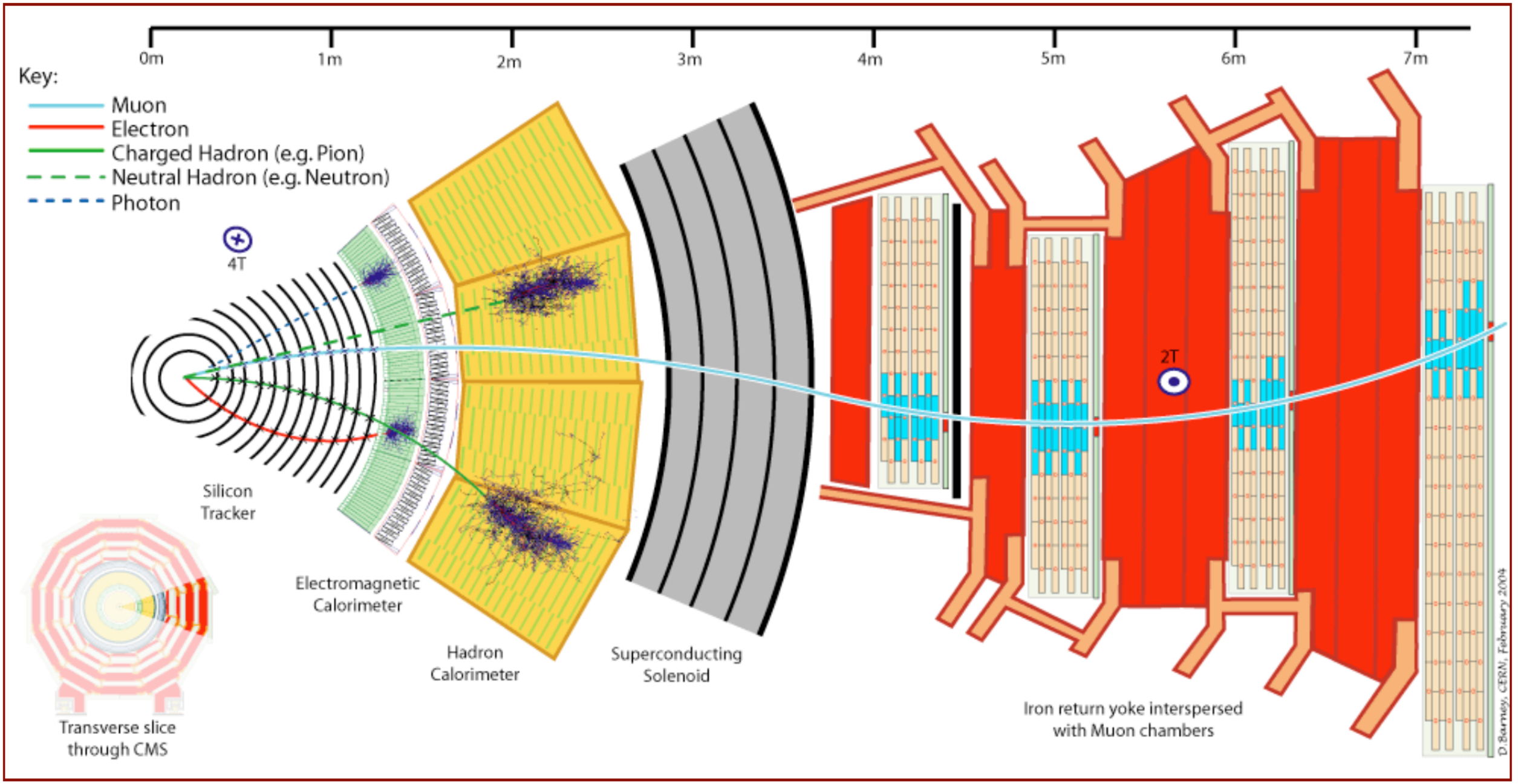


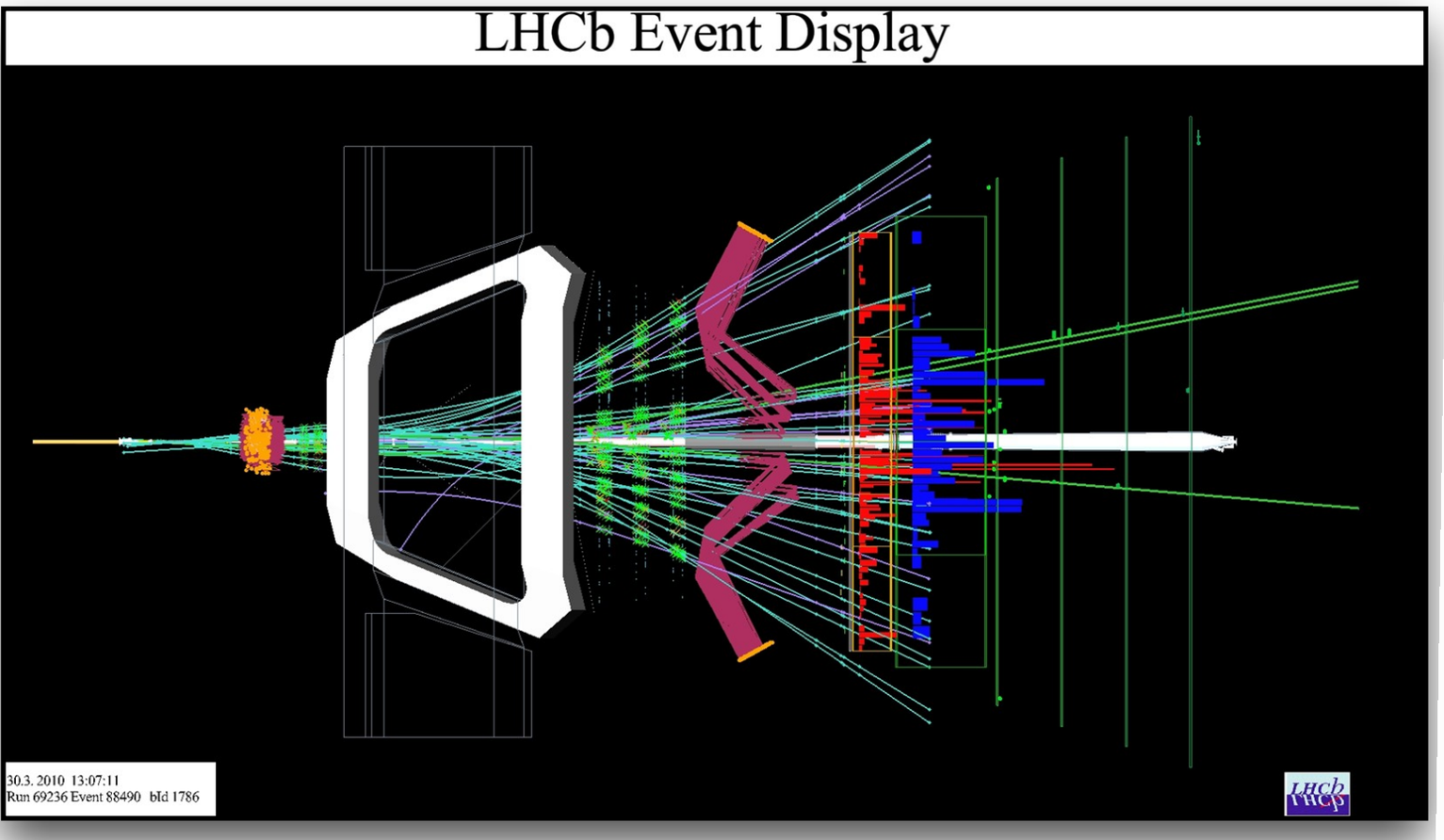
Ilustração da trajetória de um muon (vista frontal) ao longo do detector CMS, do CERN.

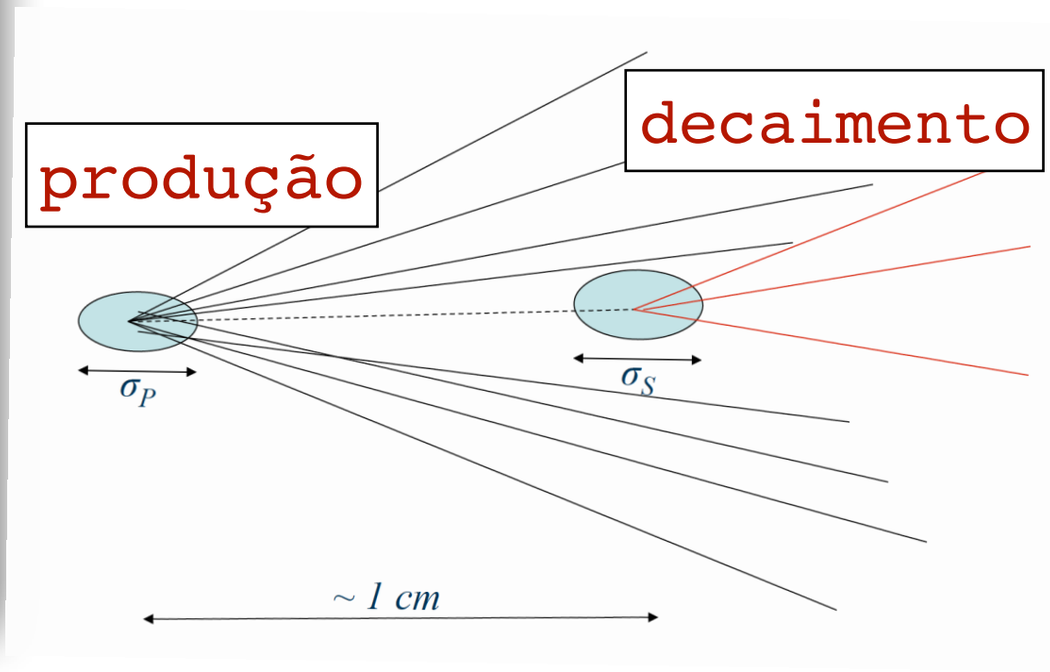


Detectores de estado sólido

Detectores de estado sólido operam de forma semelhante aos detectores a gás. Mas com resolução espacial muito melhor.

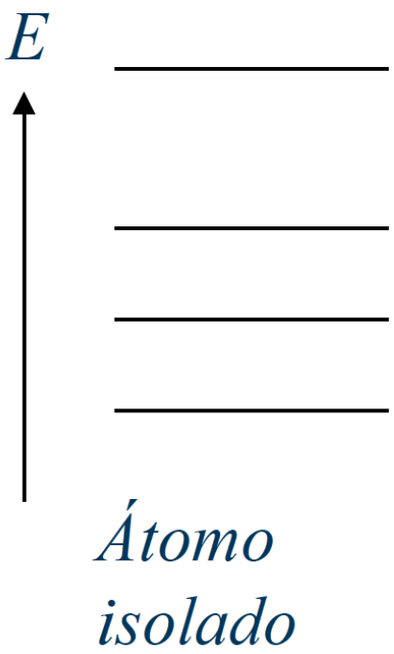
Ótima resolução espacial é necessária para identificar a posição do decaimento fraco de hadrons pesados:



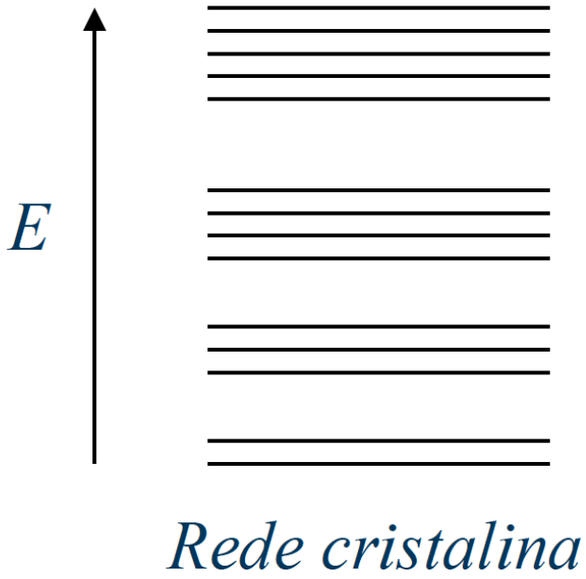


Numa colisão cerca de 100 partículas são produzidas.

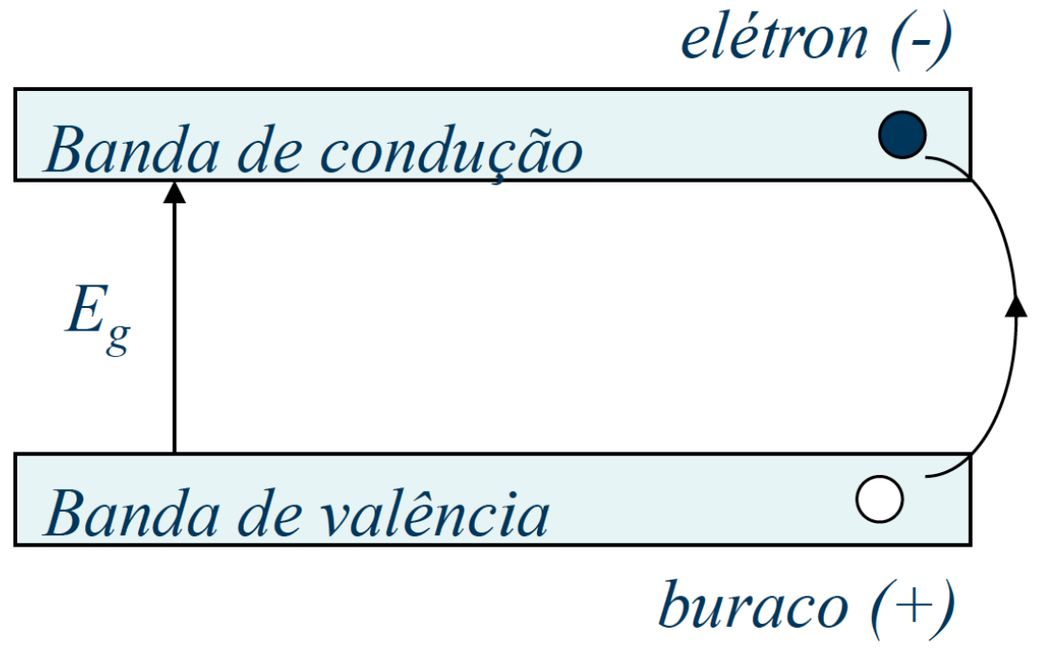
O modelo de bandas dos sólidos:



Níveis discretos de energia dos elétrons



Níveis discretos se fundem em bandas num cristal



Em isolantes e semicondutores as bandas de energia mais alta são vazias

Em isolantes a energia de separação E_g é alta (~9 eV). Em um semicondutor puro o valor de E_g é pequeno (~1 eV).

A adição de impurezas, mesmo em pequenas quantidades, aumenta sua condutividade em ordens de grandeza.

O silício possui 4 elétrons na última camada. Se impurezas com 3 elétrons na última camada são adicionadas fica faltando um elétron na ligação covalente.

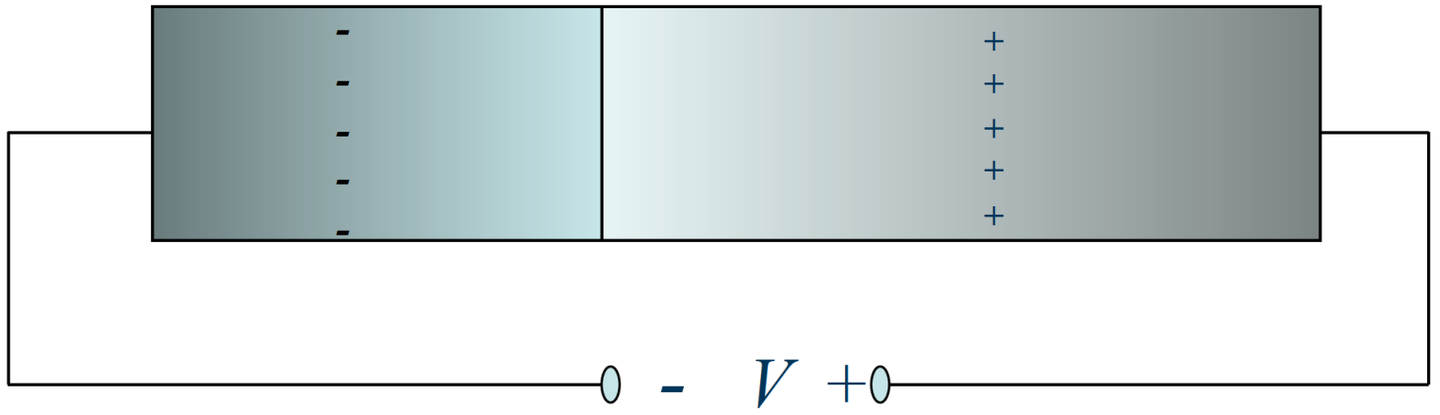
Os "buracos" são os responsáveis pela condução elétrica e o material é dito do *tipo p.*

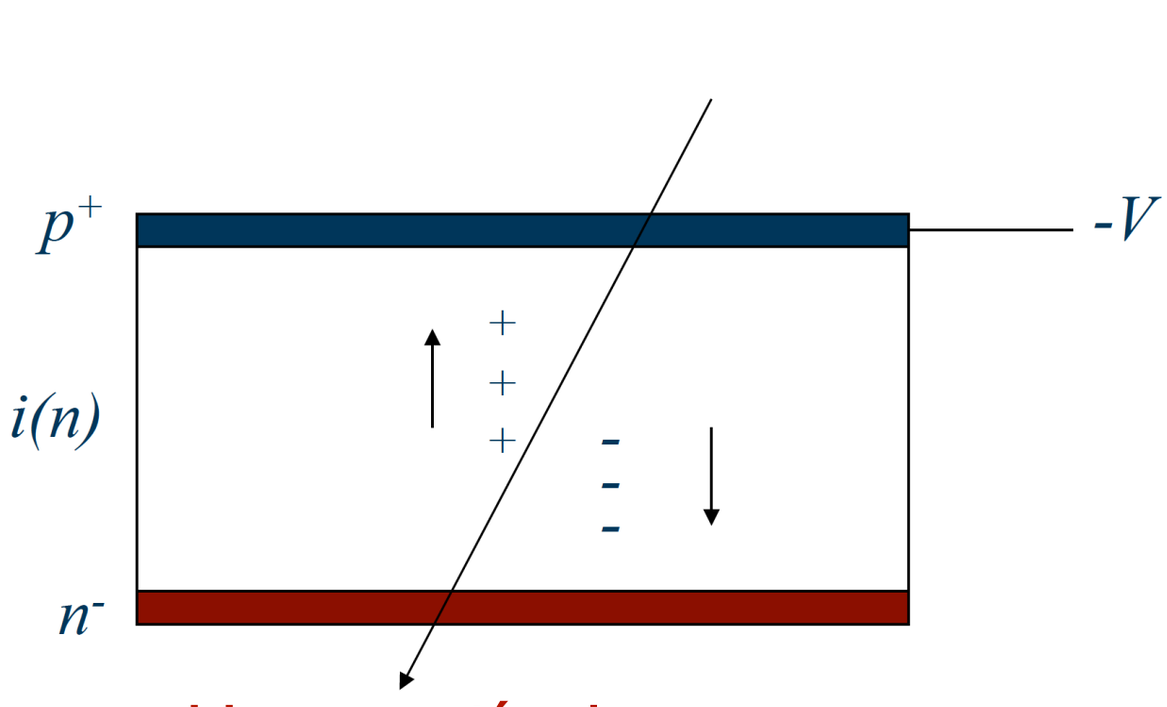
Se a impureza tem 5 elétrons na última camada (doador), o elétron extra pode facilmente passar para a banda de condução e o material é o *tipo n*.

Detectores são formados combinando semicondutores dos dois tipos, formando uma *junção pn*.

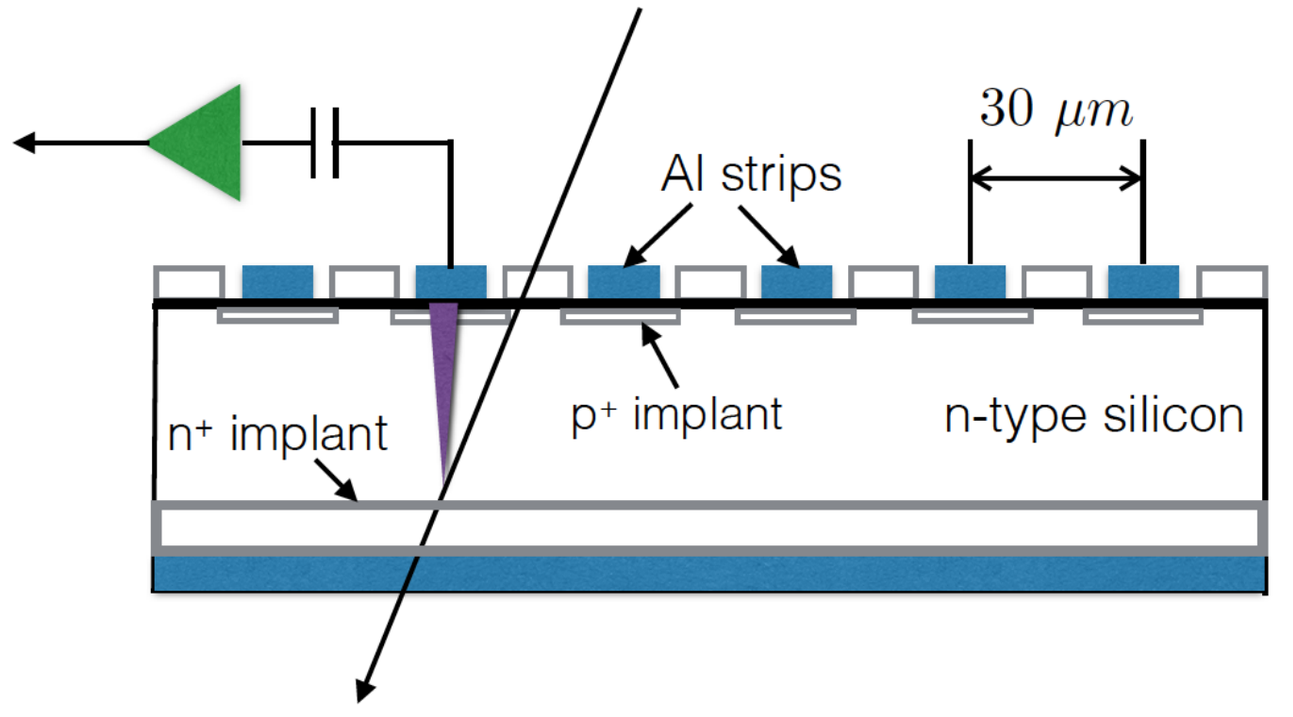


Se uma voltagem externa positiva é aplicada ao lado *n* da junção, a área livre de portadores de carga aumenta.





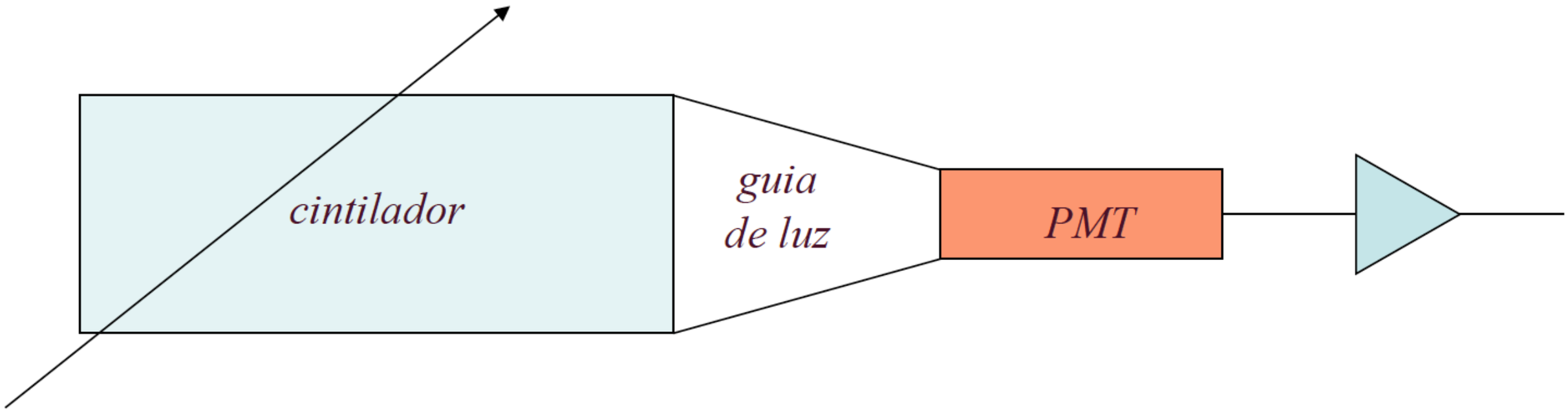
Uma partícula cruza a zona de exaustão. Elétrons e "buracos" migram para os eletrodos, induzindo uma corrente elétrica.



Eletrodos de alumínio (tiras ou pixels) fazem o papel dos fios numa MWPC. Com tiras separadas por $25\ \mu\mathrm{m}$ pode-se obter uma resolução inferior a $10\ \mu\mathrm{m}$

Medidas de tempo

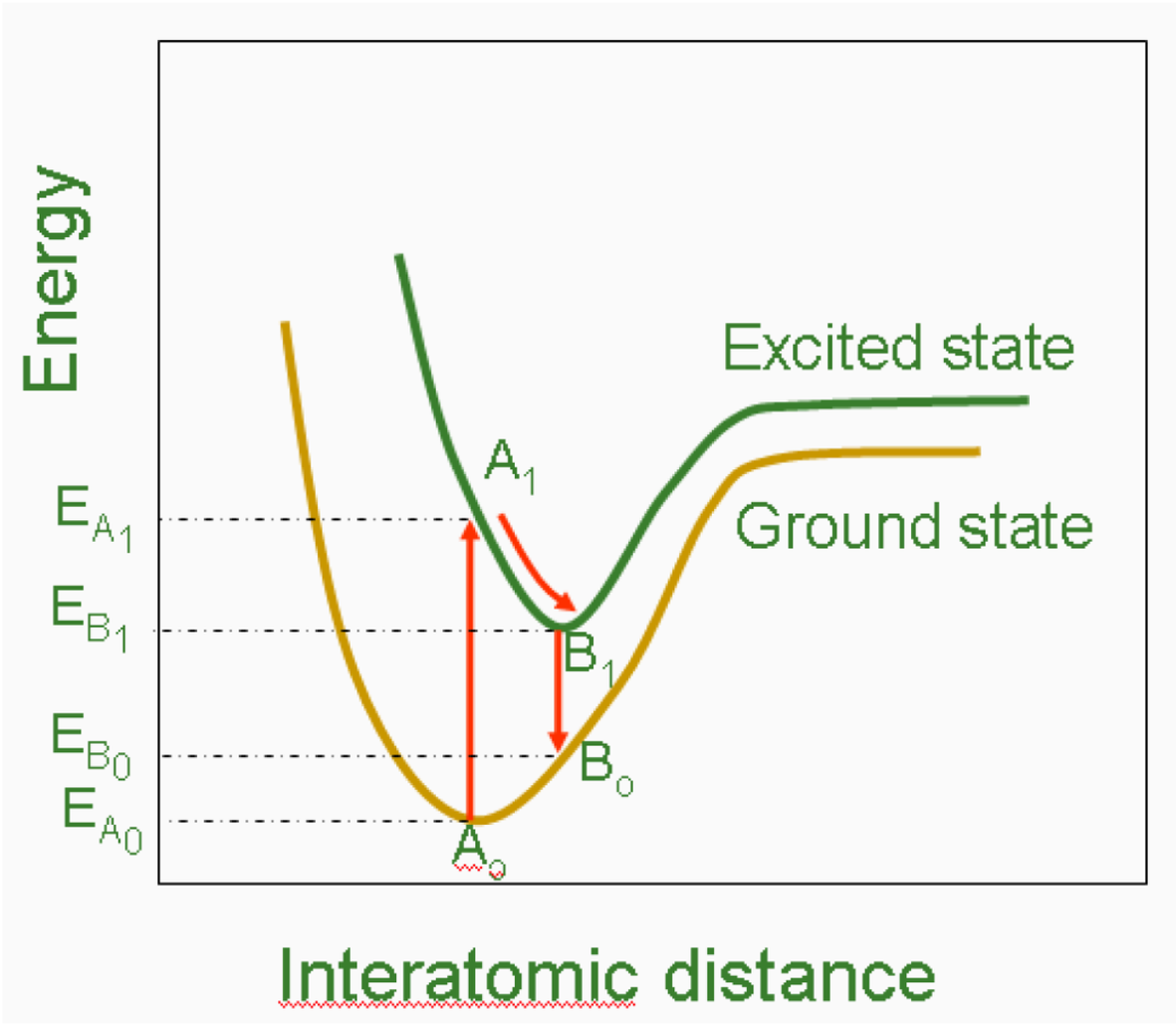
Medidas de tempo são fundamentais. O arranjo básico combina uma placa de material cintilador, um guia de luz e uma foto-multiplicadora:



O princípio de funcionamento está baseado na cintilação, ou fluorescência: emissão de radiação quando a passagem de radiação ionizante excita elétrons atômicos de certos materiais.

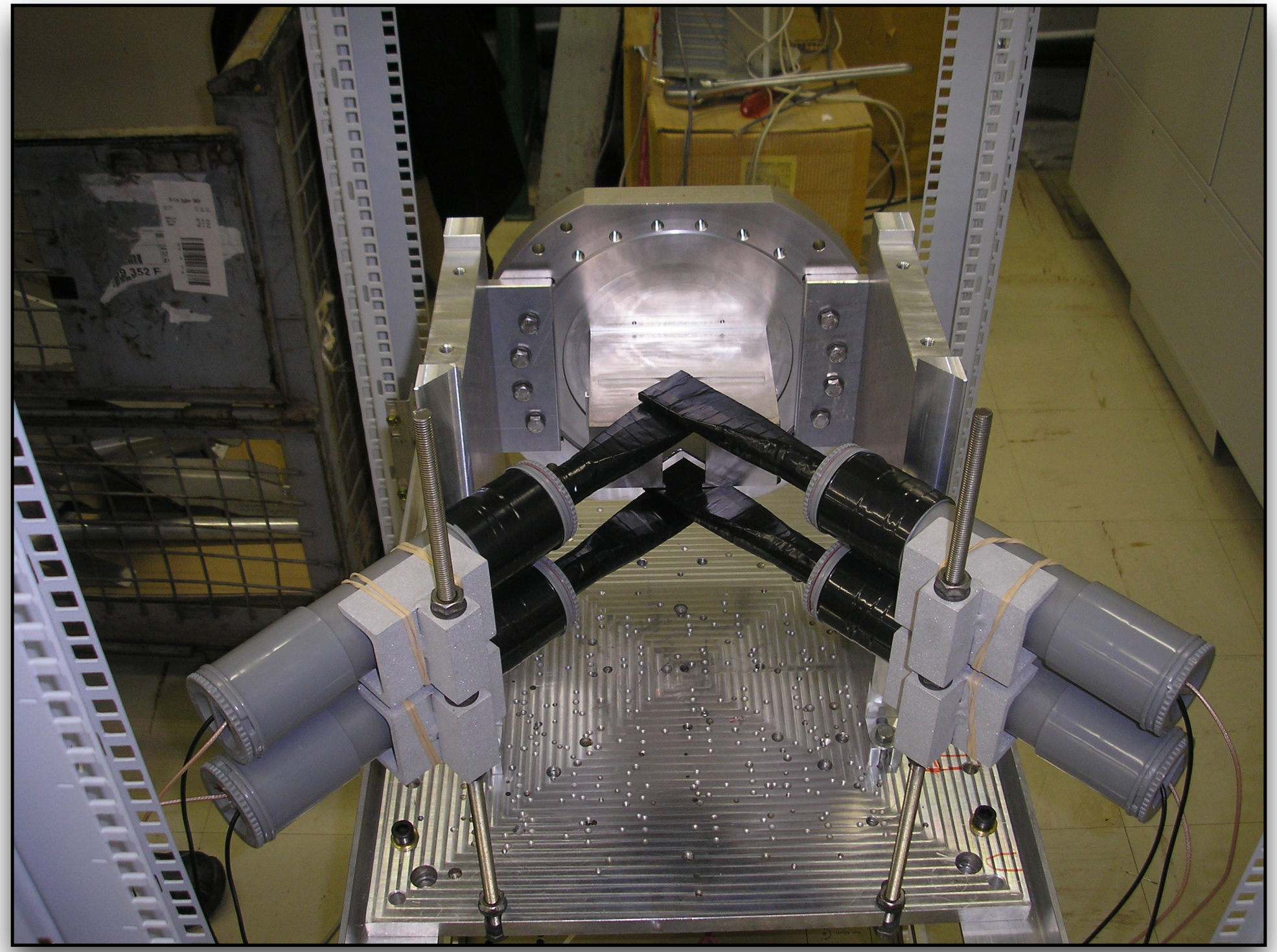
O fenômeno da luminescência:

- Uma partícula carregada ou um fóton deposita energia no meio.
- Uma pequena fração é absorvida excitando elétrons atômicos.
- As moléculas se desexcitam rapidamente sem emitir radiação, passando a um nível de energia mais baixo.

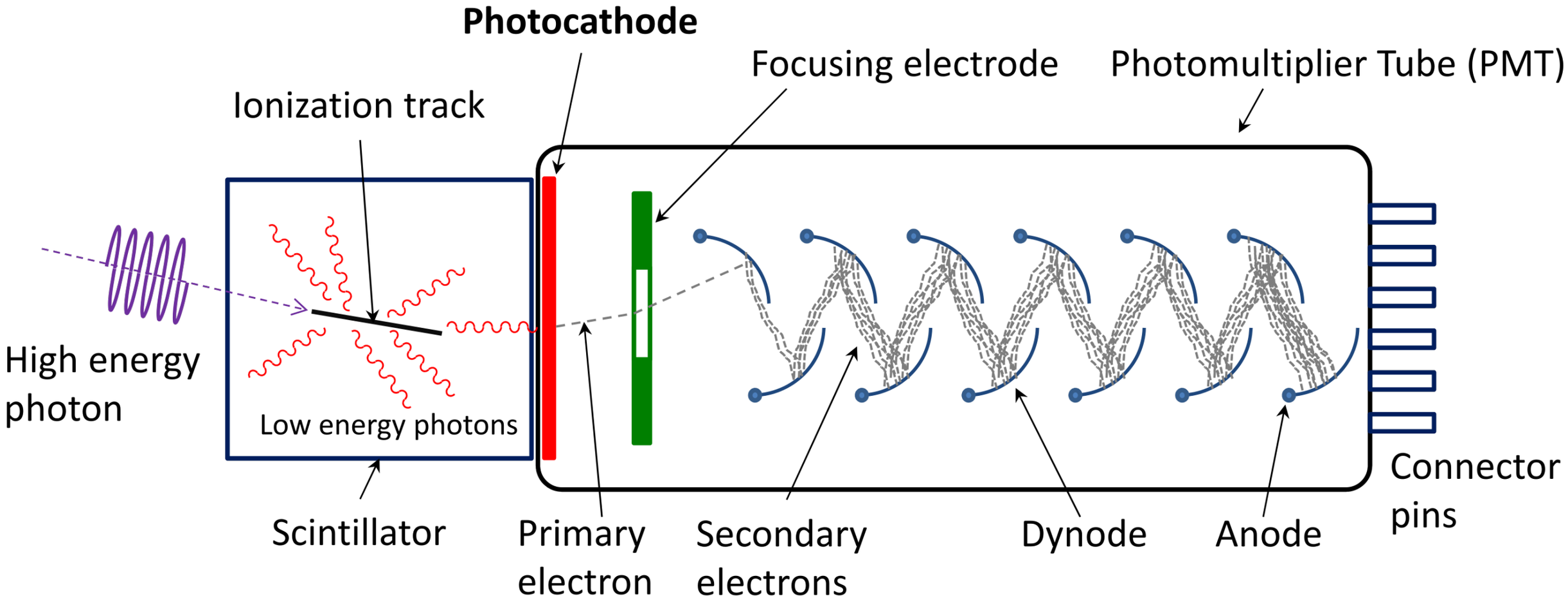


- As moléculas voltam ao seu estado fundamental emitindo radiação, com energia menor que a absorvida.
- Na fluorescência a luz é emitida num curto intervalo de tempo.
  Na fosforescência, a luz é emitida mesmo após o fim da exposição à radiação.

Um arranjo clássico (*4-fold coincidence*) usado como *trigger*.
Os cintiladores são sempre envolvidos em
plástico preto para bloquear a luz externa.



Esquema típico de uma PMT. Cada dinodo tem voltagem de 100-150 V relativa ao dinodo anterior. O número de elétrons secundários depende do material do dinode e da energia cinética do elétron incidente.

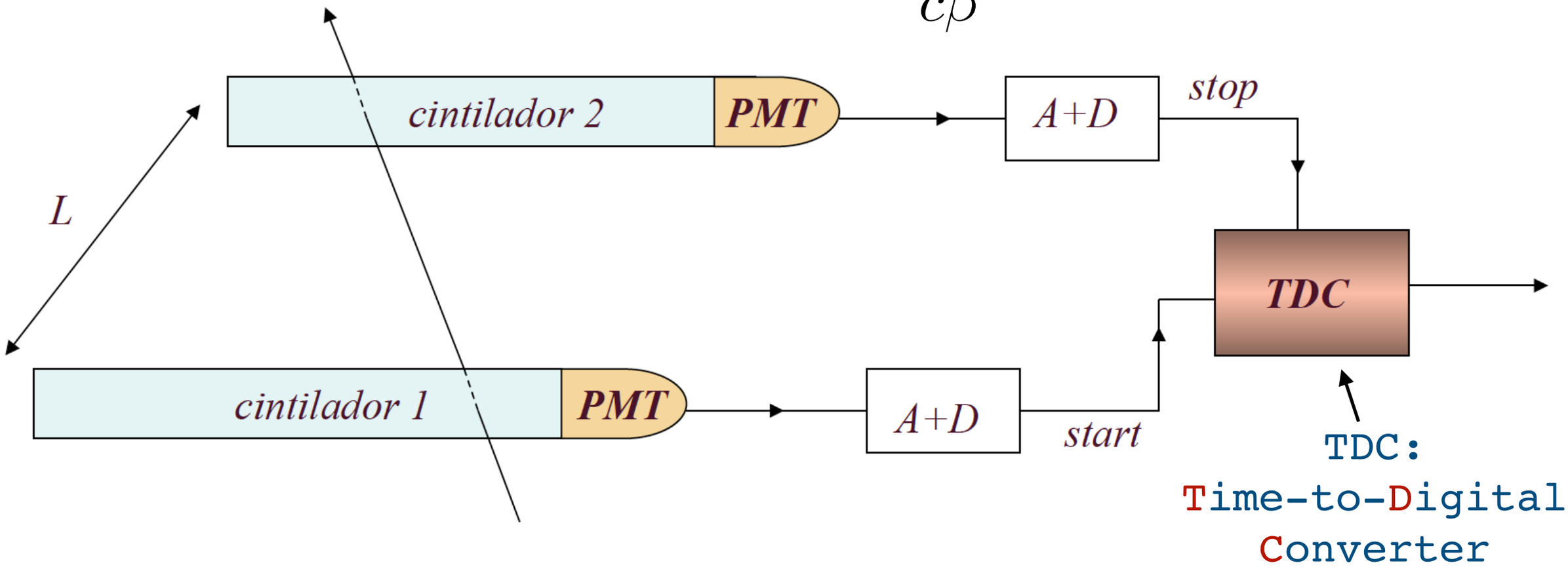


Uma voltagem de100-150 V entre dois dinodos produz de 3 a 5 elétrons secundários: uma amplificação de 10^8 elétrons

Tempo de vôo - TOF

A forma mais direta de determinar a velocidade de uma partícula:
medir o tempo de vôo entre dois pontos separados
por uma distância conhecida *L*.

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{L}{c\beta}$$



$$\sigma_t \sim 50 - 100 \text{ ps}$$

Suponha que conhecemos o momentum de uma partícula.

Fazendo $t_1 = 0, t_2 = t$,

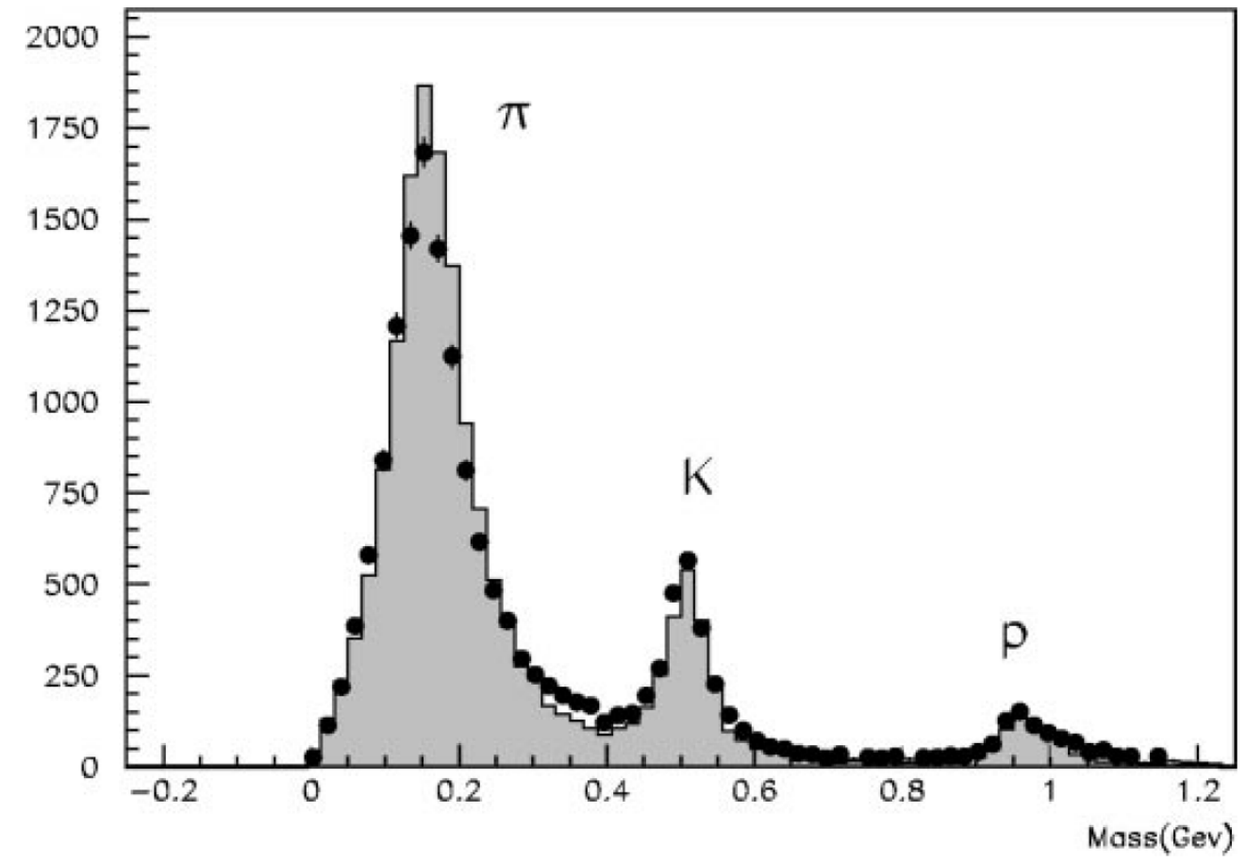
$$t = \frac{L}{p}\ E = \frac{L}{p}\sqrt{p^2 + m^2}$$

$$m = p\ \sqrt{\frac{t^2}{L^2} - 1}$$

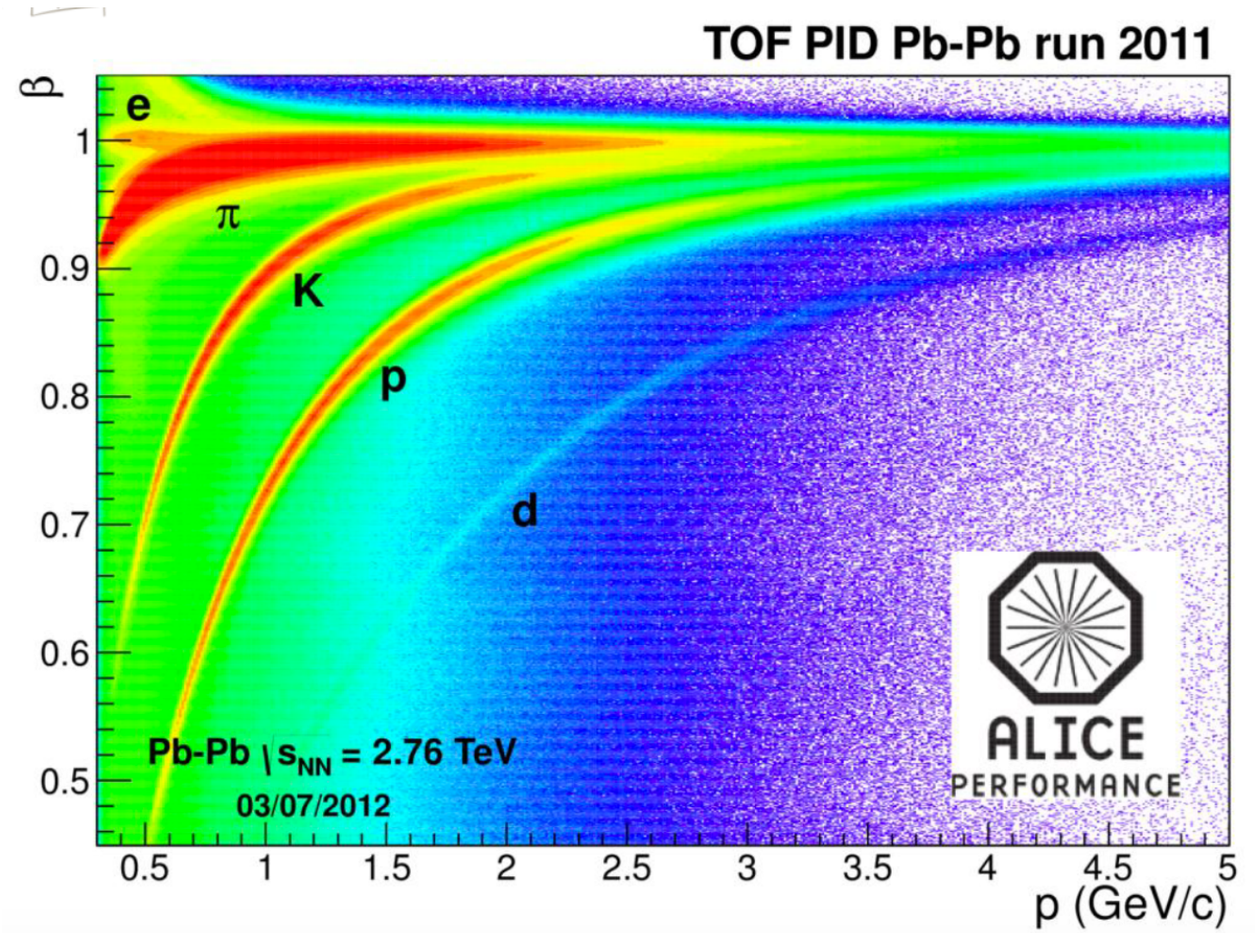
A resolução de massa do detector TOF:

$$\frac{\mathrm{d}m}{m} = \frac{\mathrm{d}p}{p} + \gamma^2\left(\frac{\mathrm{d}t}{t} + \frac{\mathrm{d}L}{L}\right) \qquad \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$$

Partículas com mesmo momento e massas diferentes têm velocidades distintas. Medindo o momento e a velocidade, podemos identificar (= determinar a massa) a partícula via TOF até p~2 GeV.



Desempenho do sistema de identificação de partículas usando o método TOF, do experimento Belle (Japão).



Desempenho do sistema de identificação de partículas usando o método TOF, do experimento ALICE (CERN).

Parte II

O LHC e seus experimentos

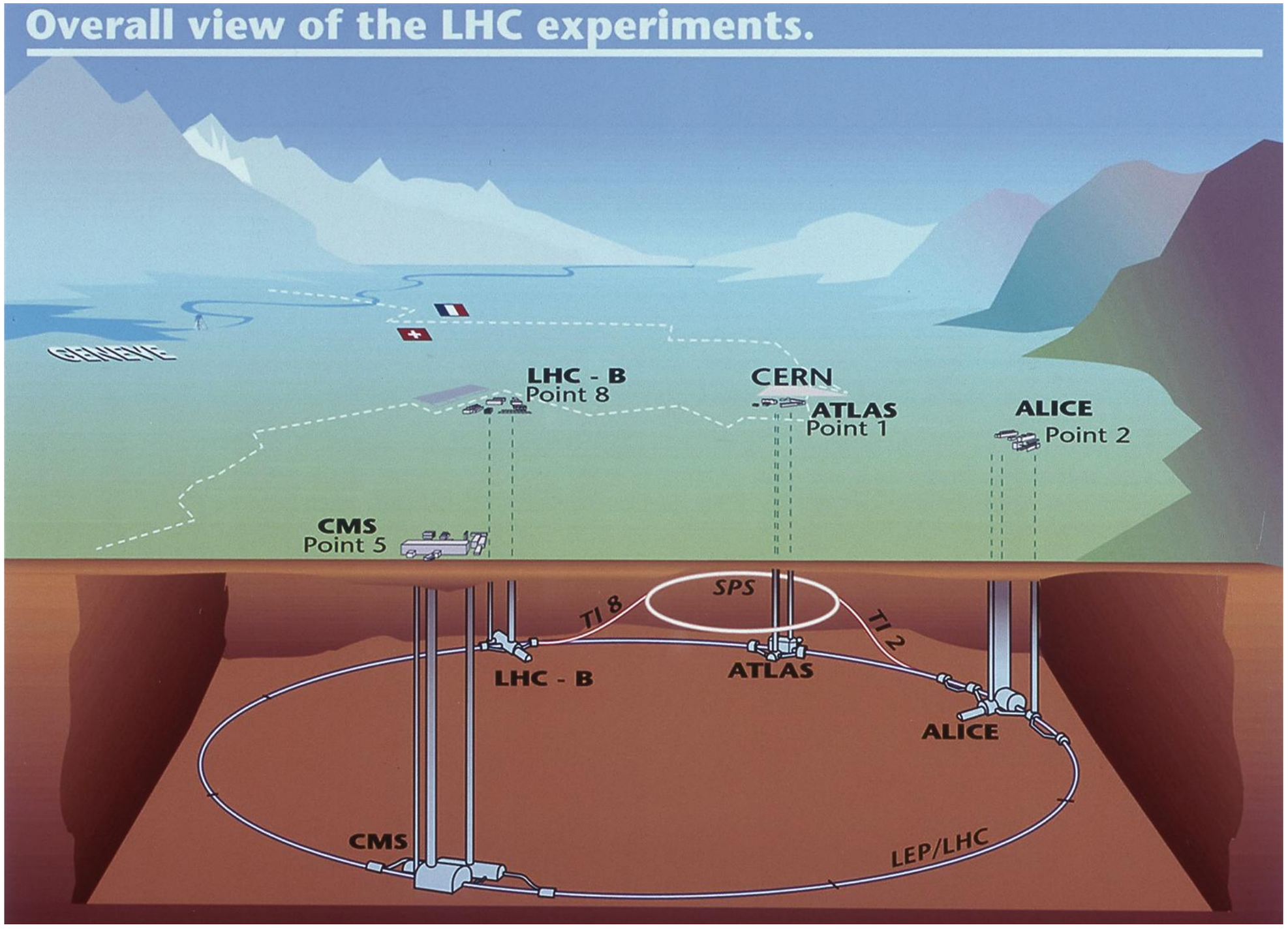
Vista aérea da área on se localiza o CERN



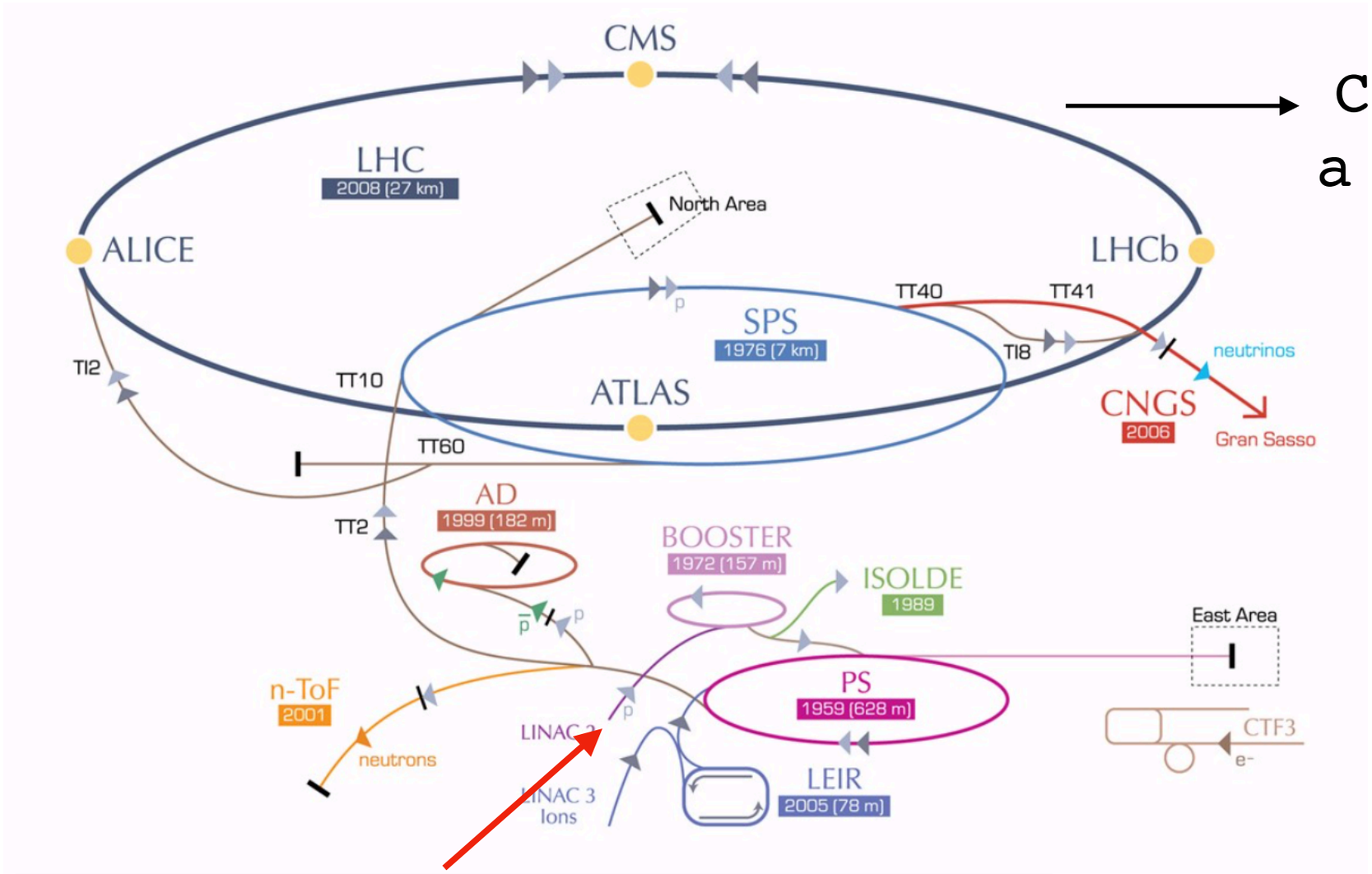
França

Suíça

O LHC tme 27 km de circunferência e está localizado a 100 m de profundidade.

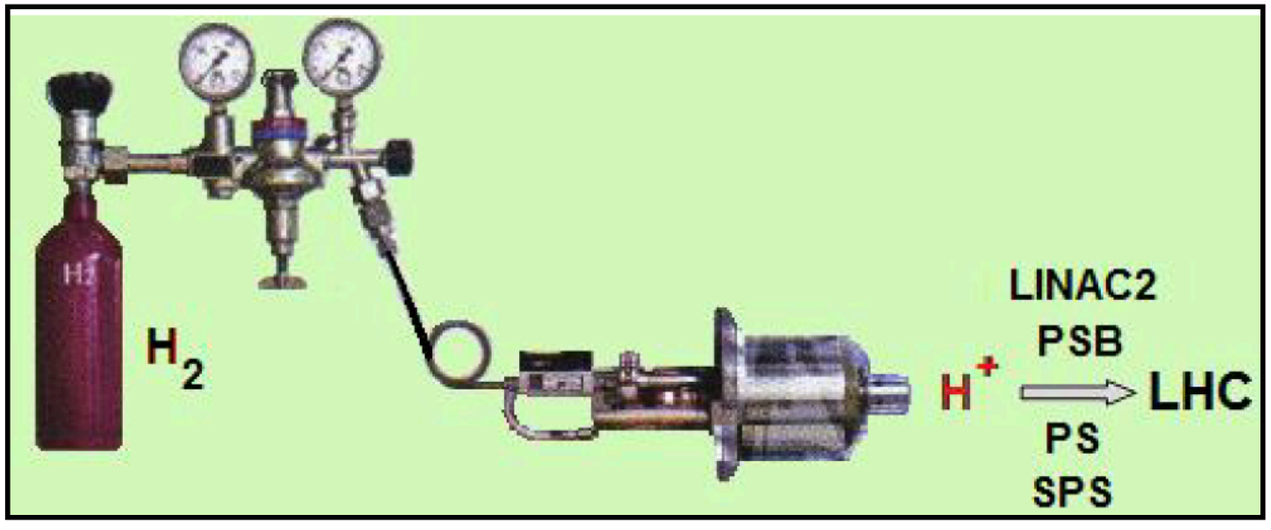


O complexo de aceleradores do CERN



Cada proton atinge a energia de 7 TeV.

$$v = 0.999999991\ c$$



Os feixes do LHC começam em uma garrafa com gás hidrogênio, do tamanho de um extintor de incêndio pequeno.

- Cada feixe é injetado no LHC em "pacotes" com 1.15x10^{11} prótons cada. Ao todo são 2808 pacotes:

$$2 \times \ 2808 \times 1.15 \times 10^{11} = 6.4 \times 10^{14} \text{ protons}$$

- Cada próton tem energia de 7 TeV (1 TeV = 10^{12} eV):

$$6.4 \times 10^{14} \times 7 \times 10^{12} \text{ eV} = 4.5 \times 10^{27} \text{ eV} = 2.8 \times 10^{8} \text{ J}$$

- Os feixes têm a mesma energia cinética de um TGV a 300 km/h!

- Dentro do tubo dos feixes é mais frio e há um vácuo mais perfeito que no espaço sideral.

- Nos pontos de colisão os feixes têm a espessura de apenas $16 \ \mu\text{m}$, três vezes mais fino do que um fio de cabelo.

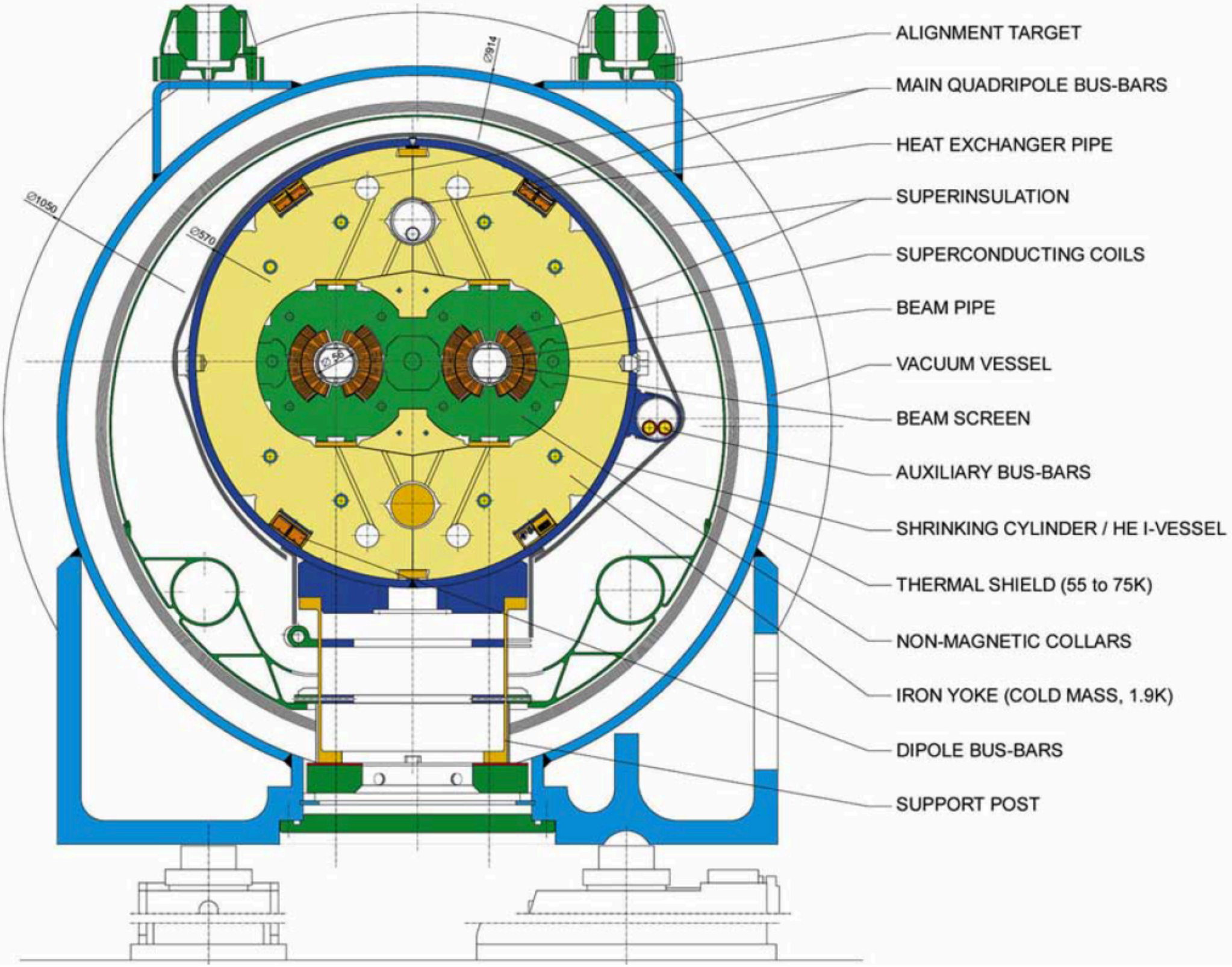
O feixe é mantido em sua trajetória por campos magnéticos gerados por ímãs supercondutores.



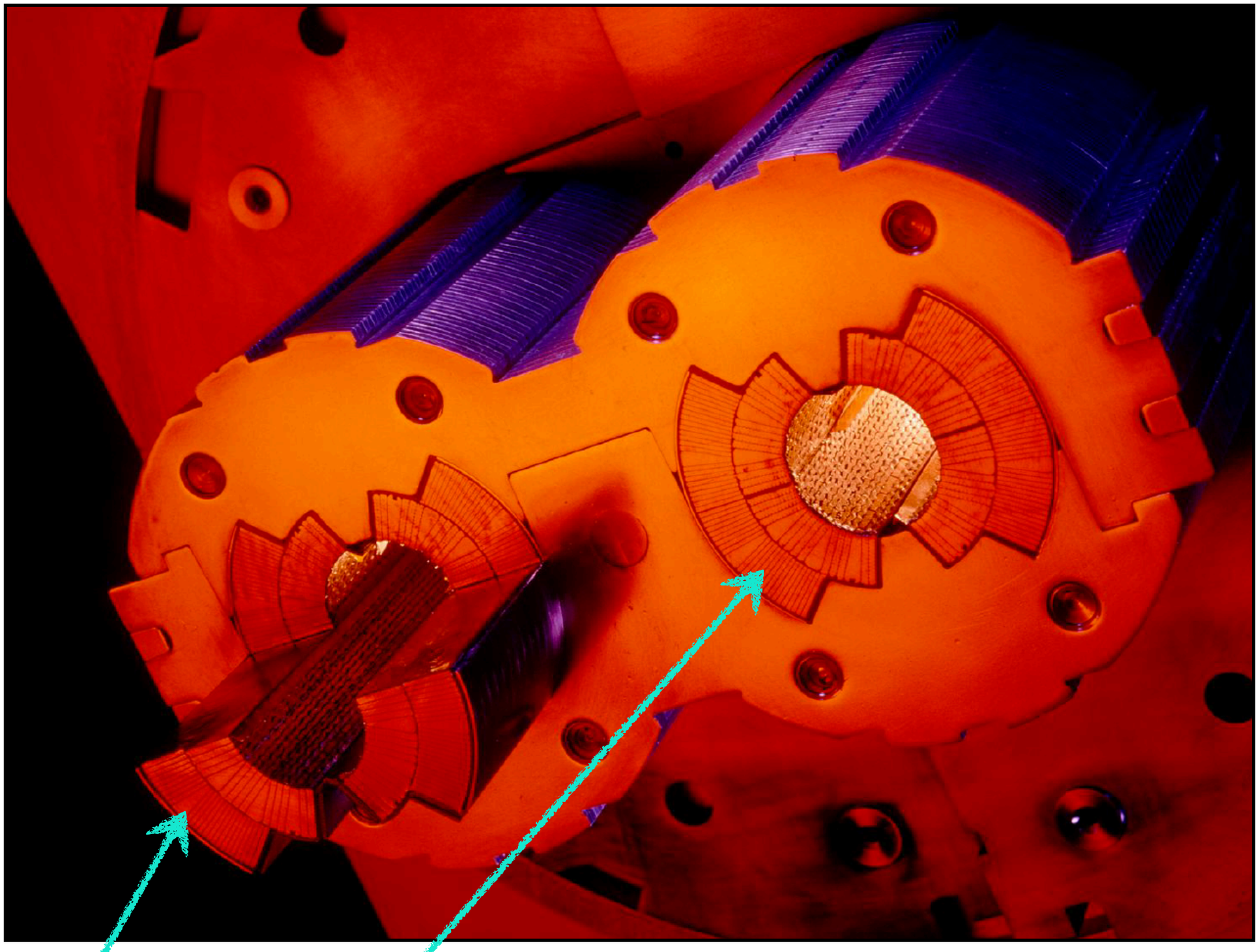
O feixe permanece estável dentro do acelerador por longos períodos de até 12 horas.

LHC DIPOLE : STANDARD CROSS-SECTION

CERN AC/DI/MM - HE107 - 30 04 1999

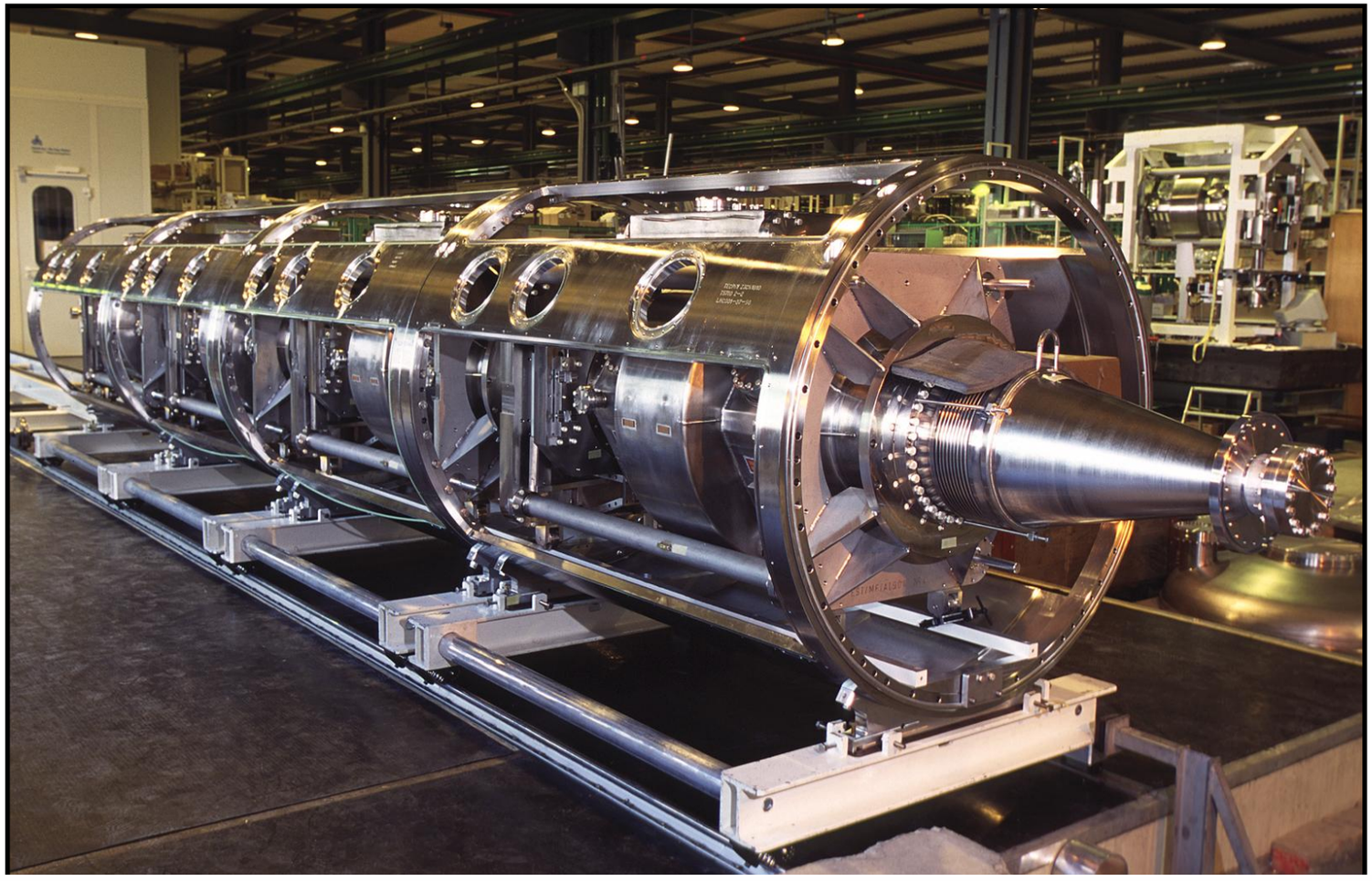


Detalhe de um magneto (dipolo) do LHC

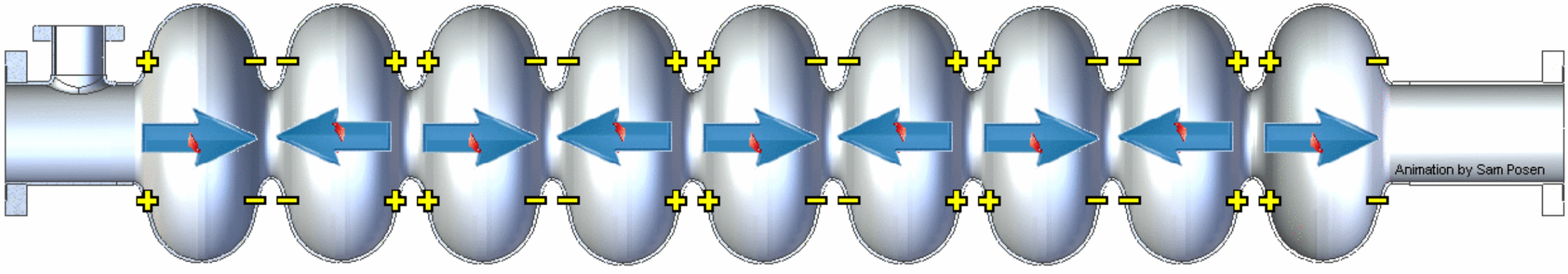


bobinas supercondutoras

A aceleração linear é feita em cavidades ressonantes.



A partícula é acelerada por um campo elétrico longitudinal, que oscila em sincronia com o movimento circular da partícula.

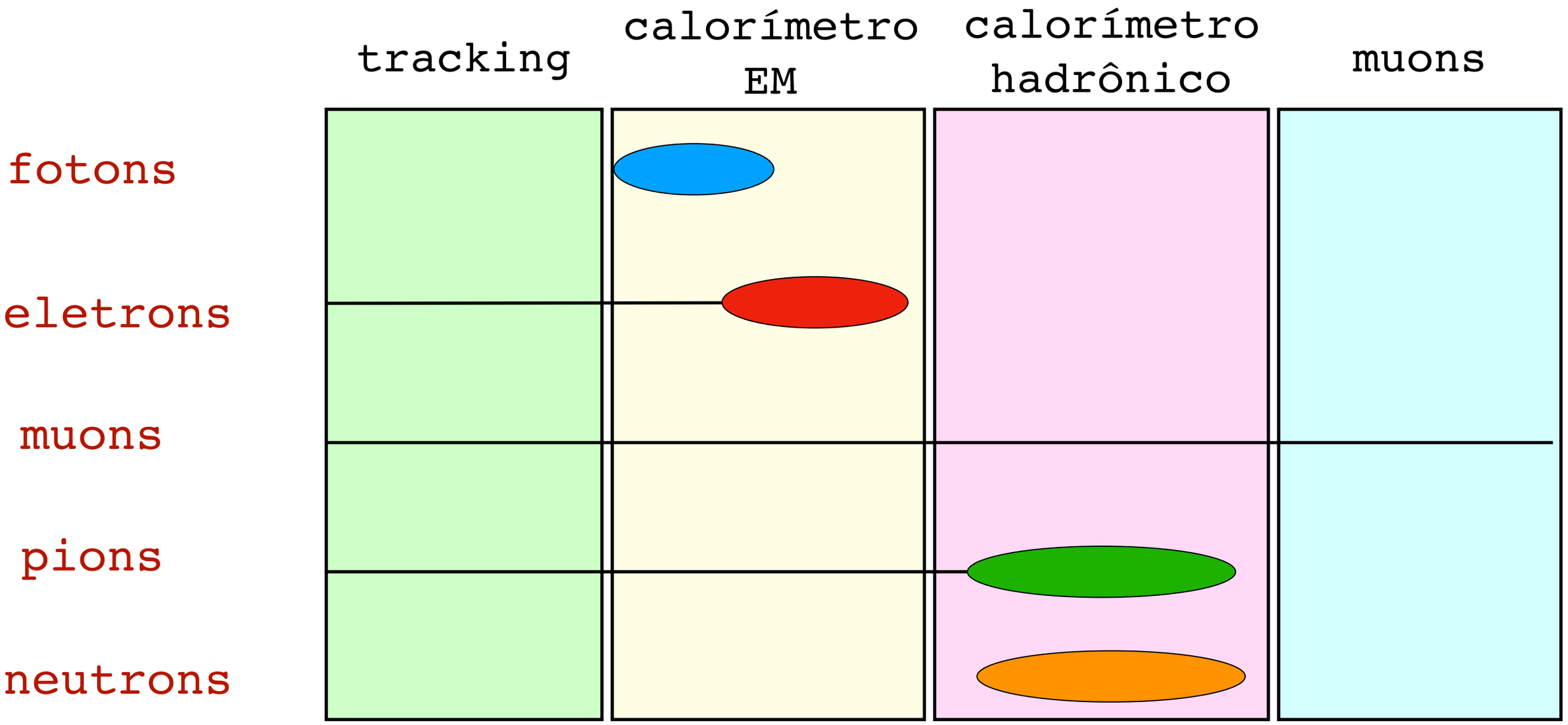


campo elétrico →

campo magnético →

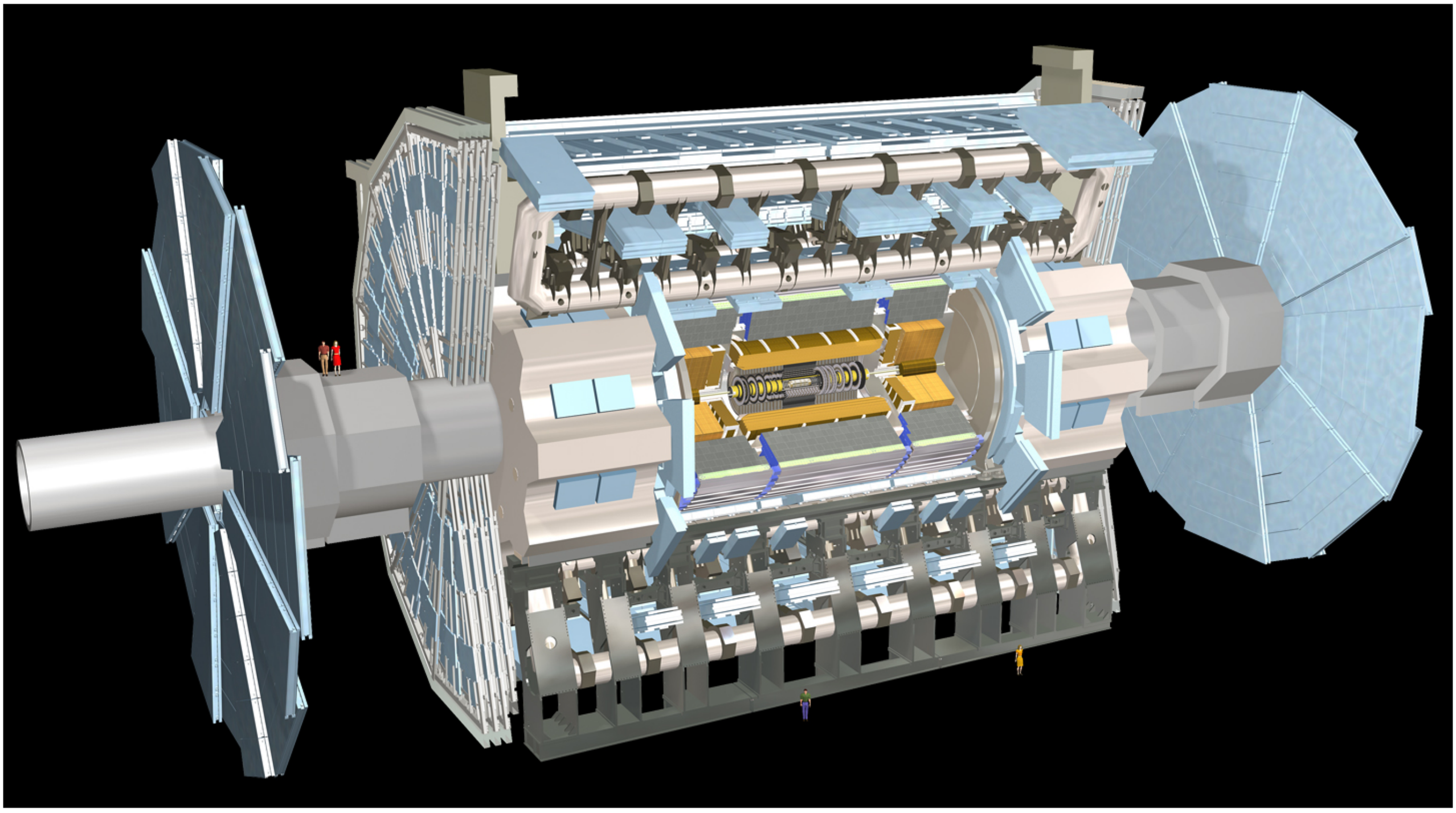
Moses Chung - http://mchung.unist.ac.kr/

Os experimentos do LHC

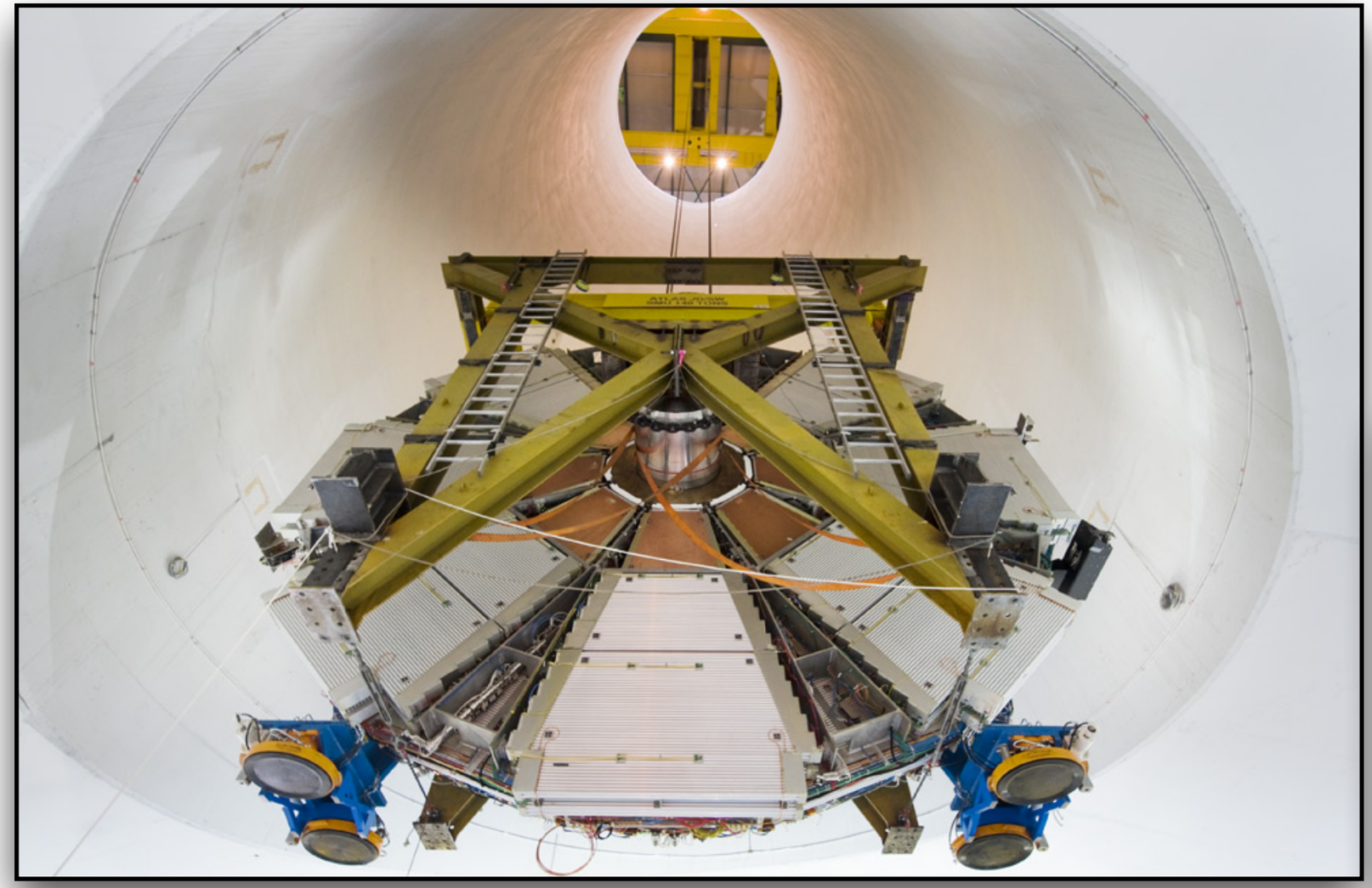


Esquema geral de um detector

O detector ATLAS

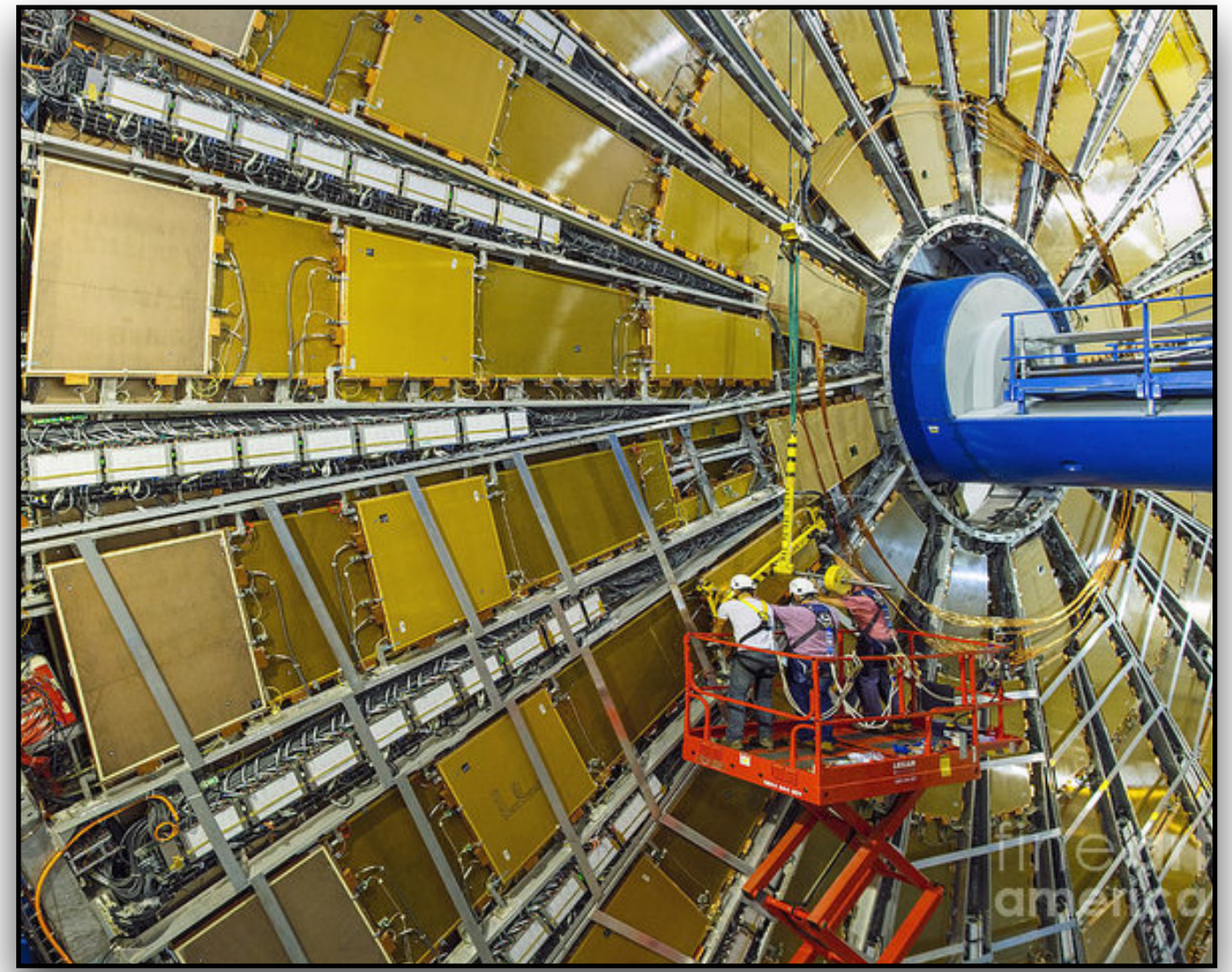


Montagem do detector ATLAS

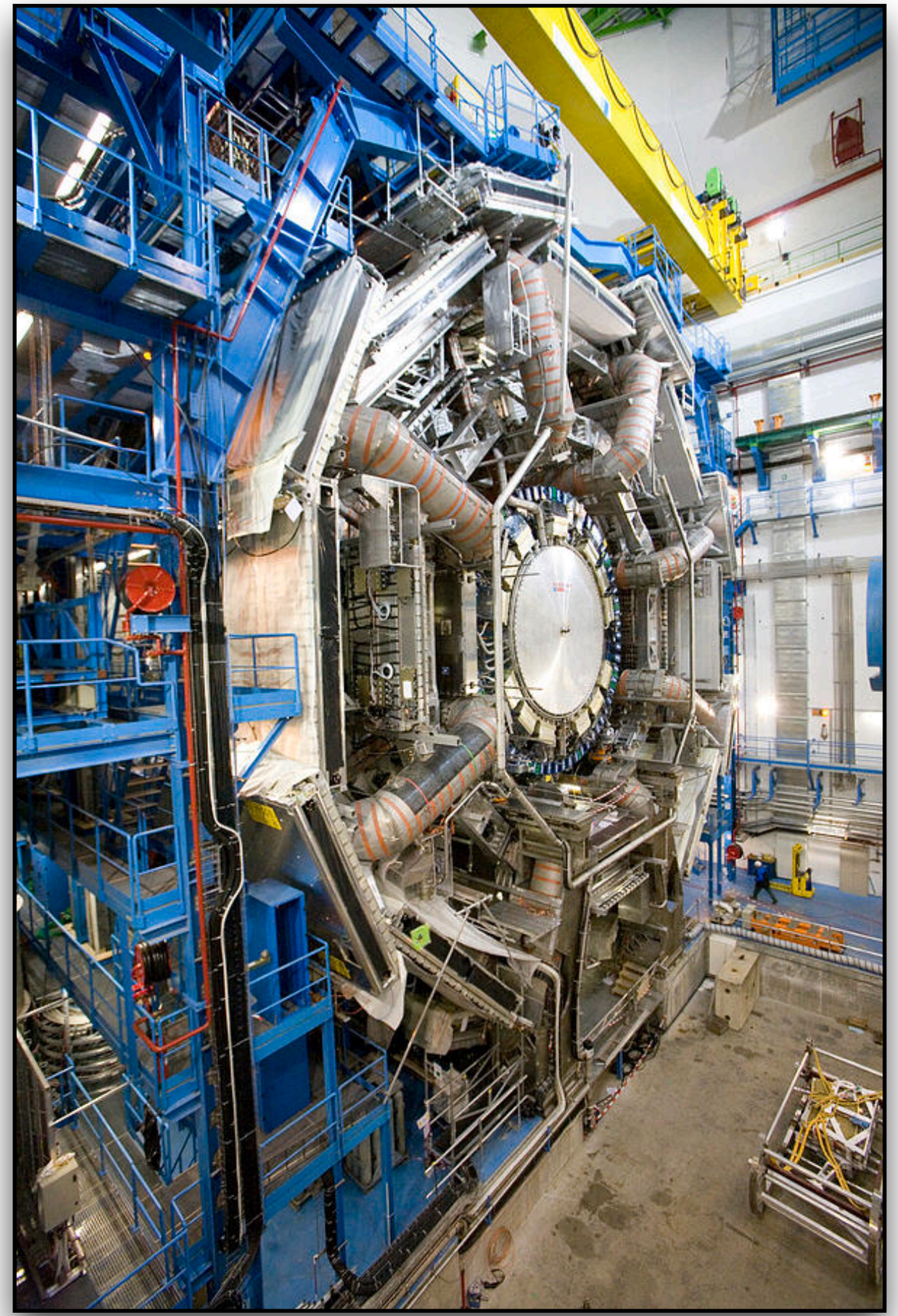




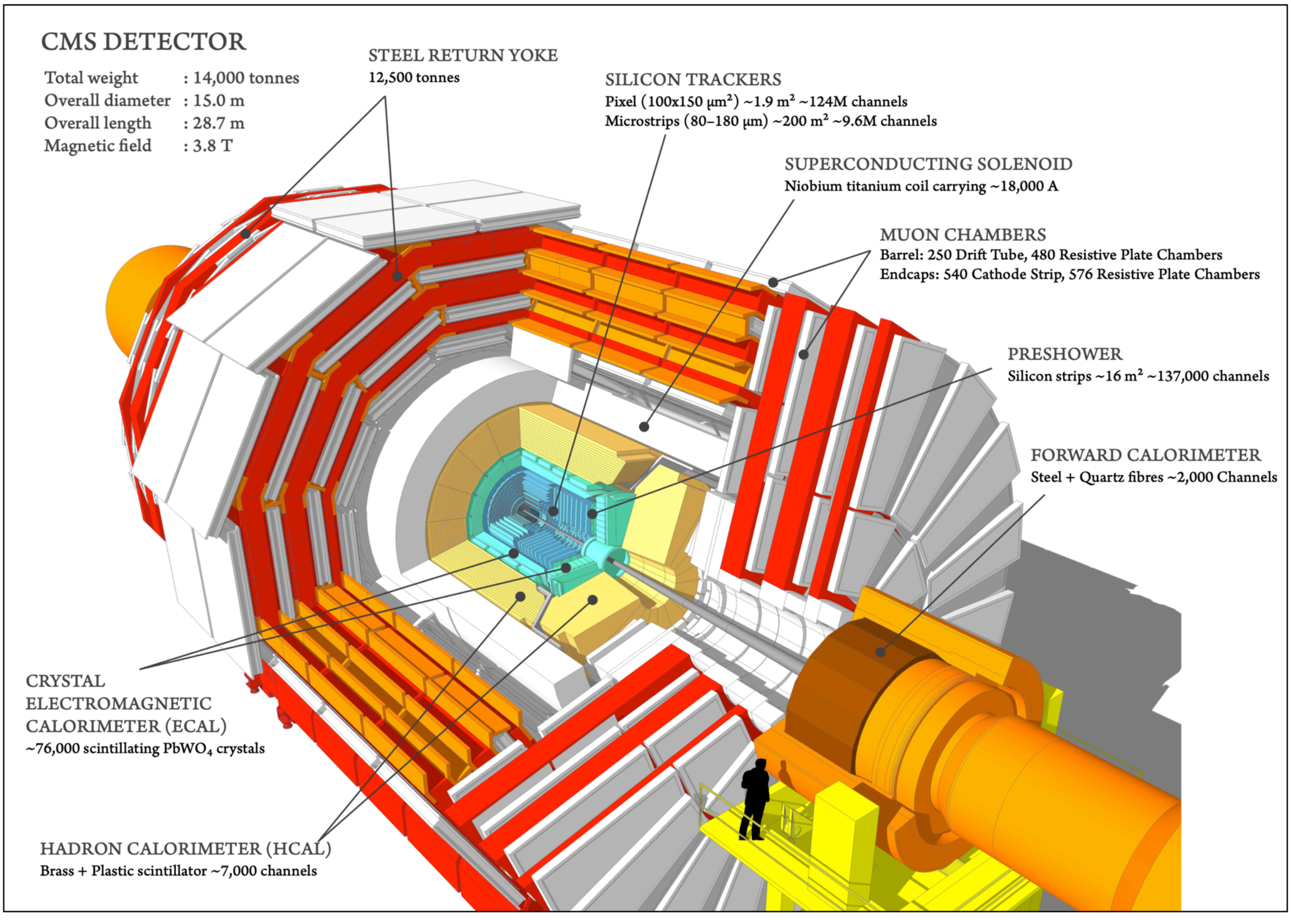
Montagem do sistema de detecção de muons do experimento ATLAS



O sistema de detecção de muons é a "tampa do barril".



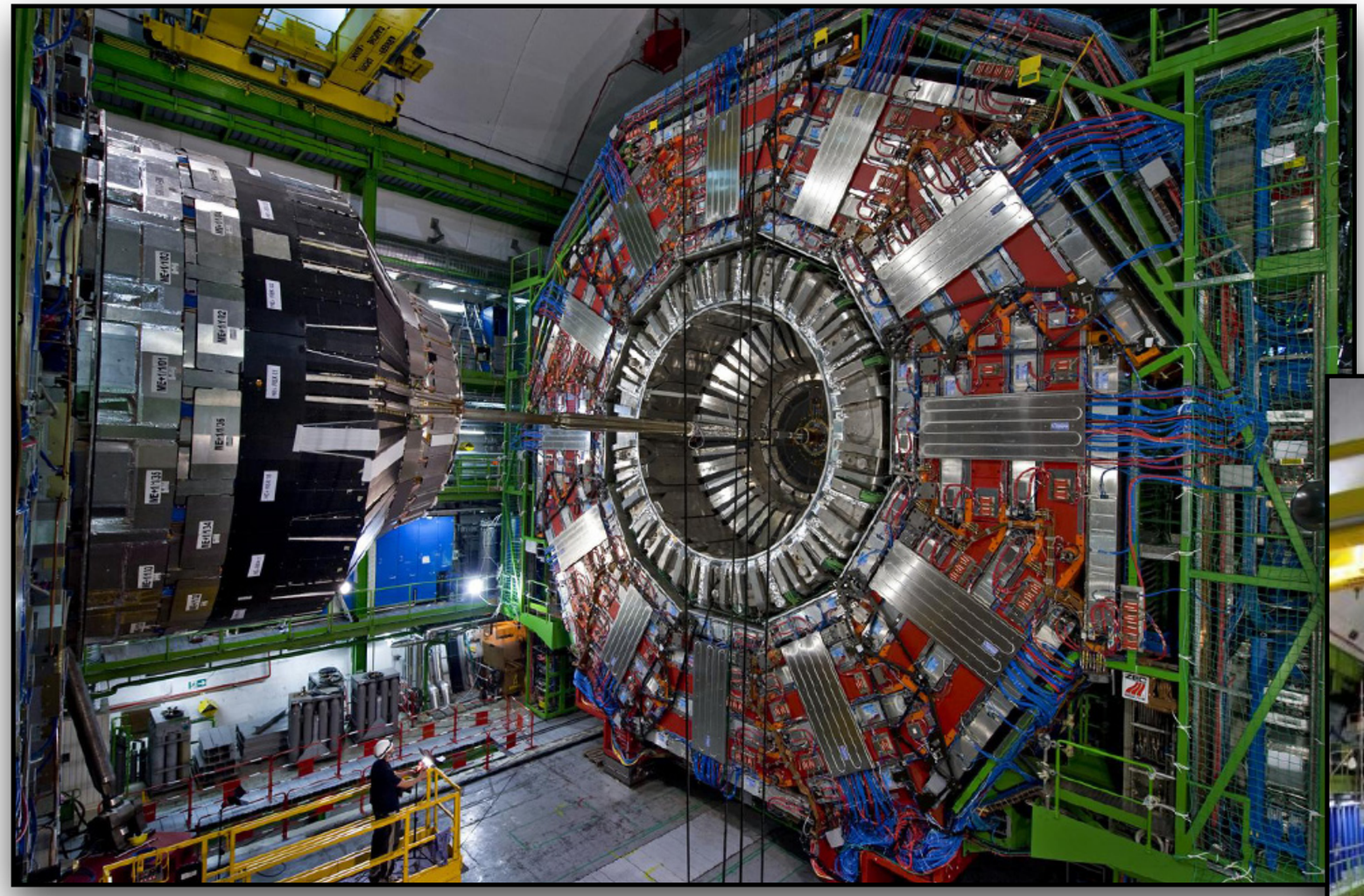
O detector CMS

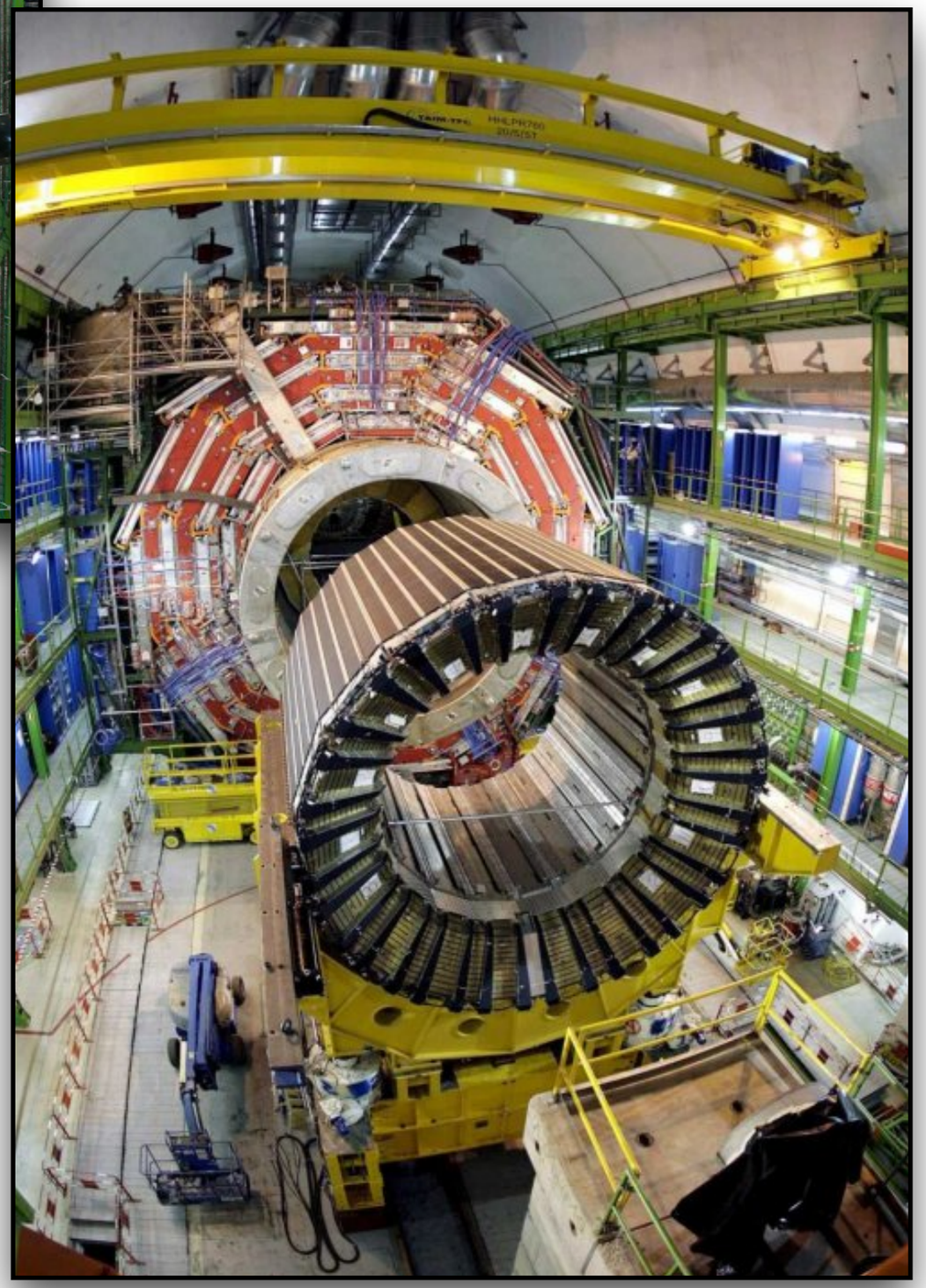


A caverna onde o detector CMS foi montado

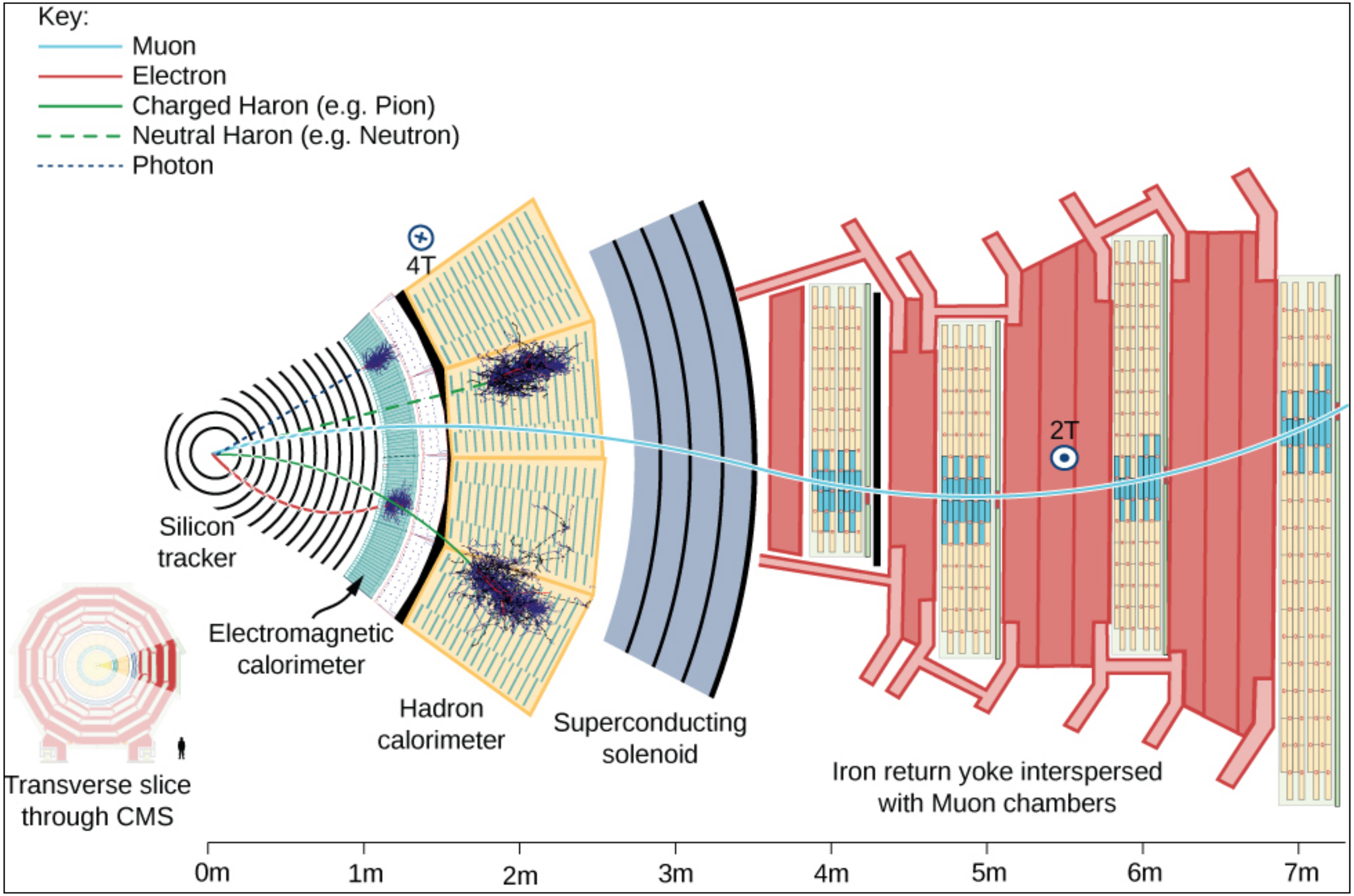




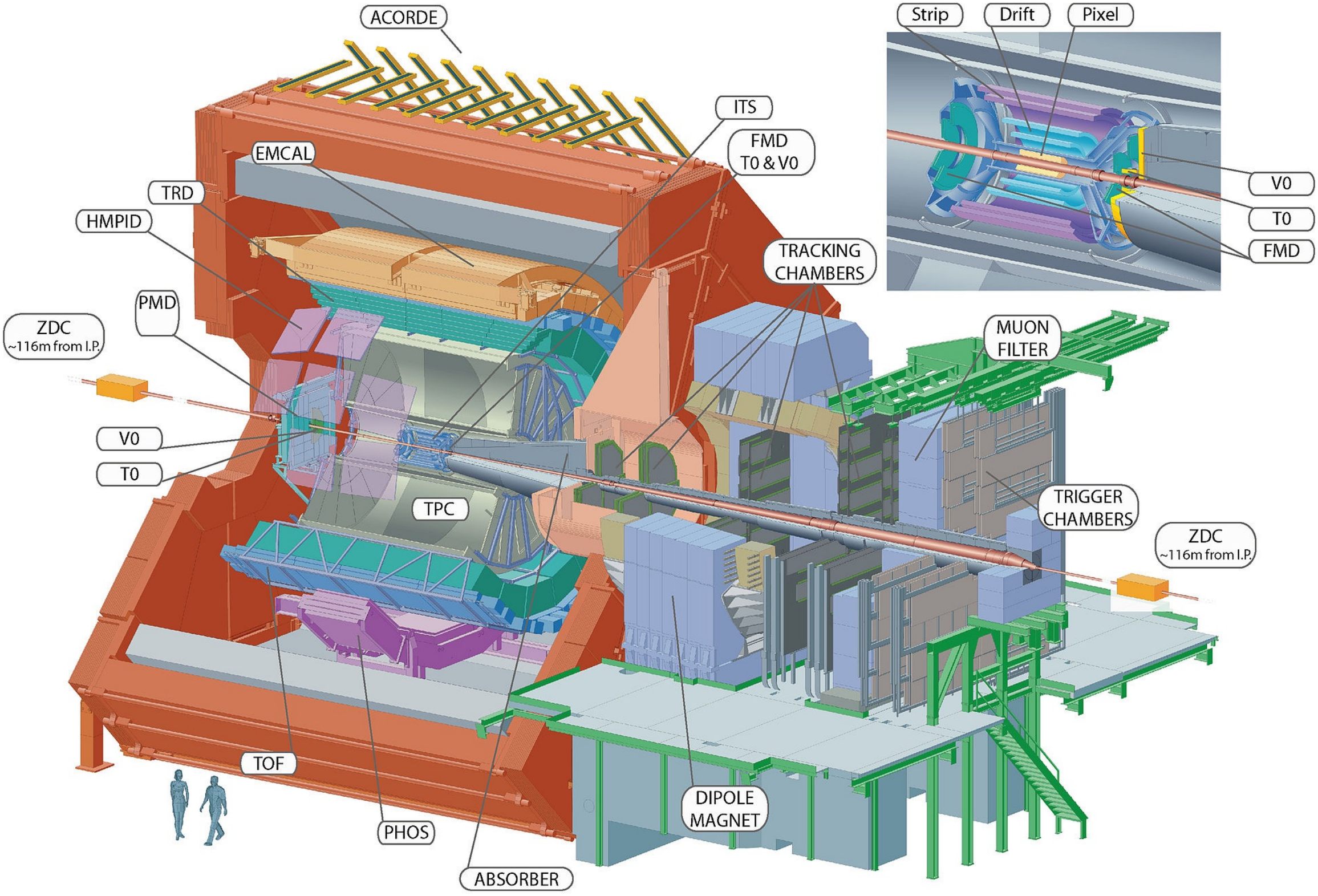




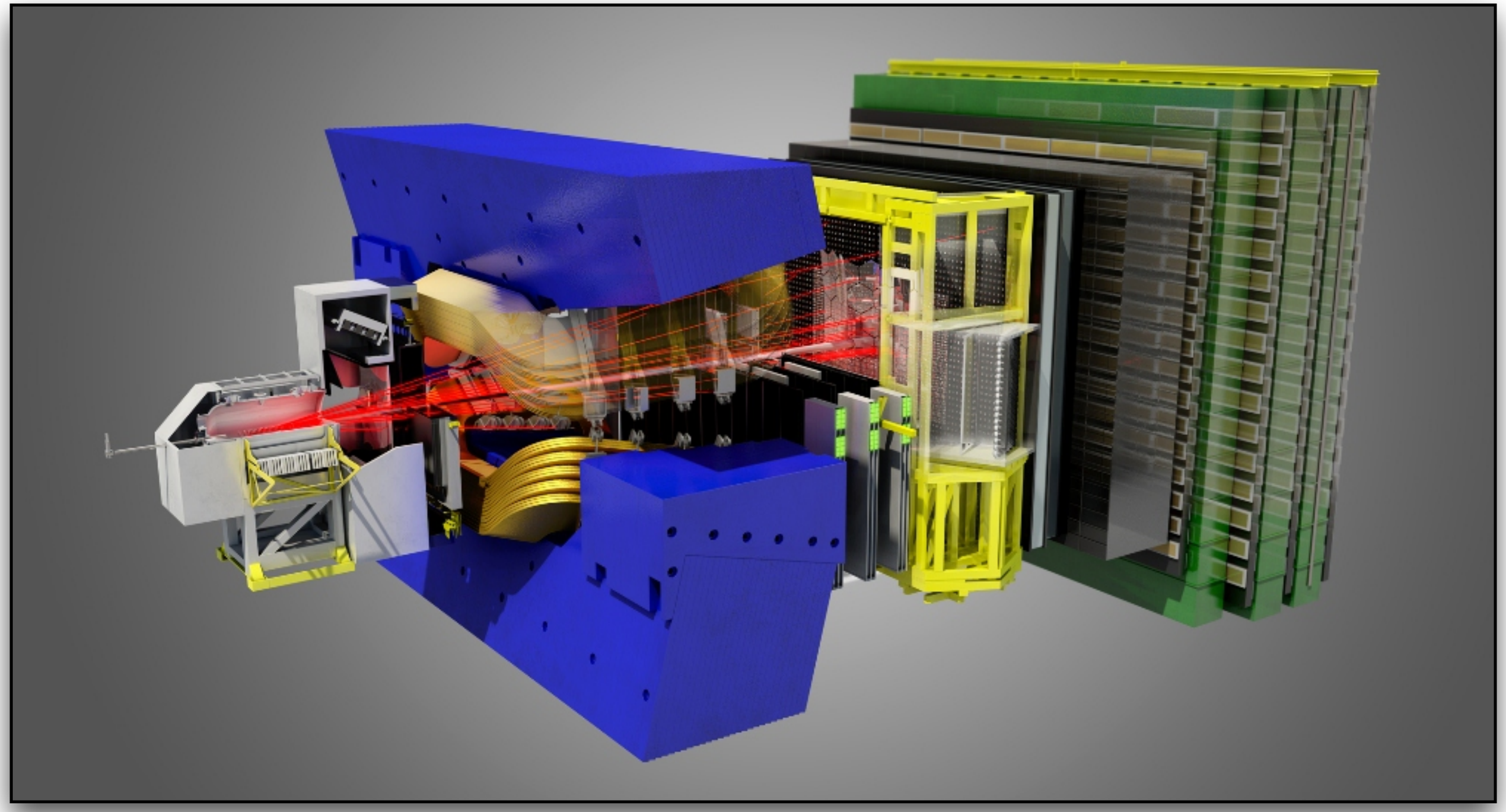
Assim como o ATLAS, o detector CMS tem simetria cilíndrica, envolvendo inteiramente a região da interação próton-próton.


Key:
Muon
Electron
Charged Haron (e.g. Pion)
Neutral Haron (e.g. Neutron)
Photon
4T
2T
Silicon tracker
Electromagnetic calorimeter
Hadron calorimeter
Superconducting solenoid
Iron return yoke interspersed with Muon chambers
Transverse slice through CMS
0m
1m
2m
3m
4m
5m
6m
7m

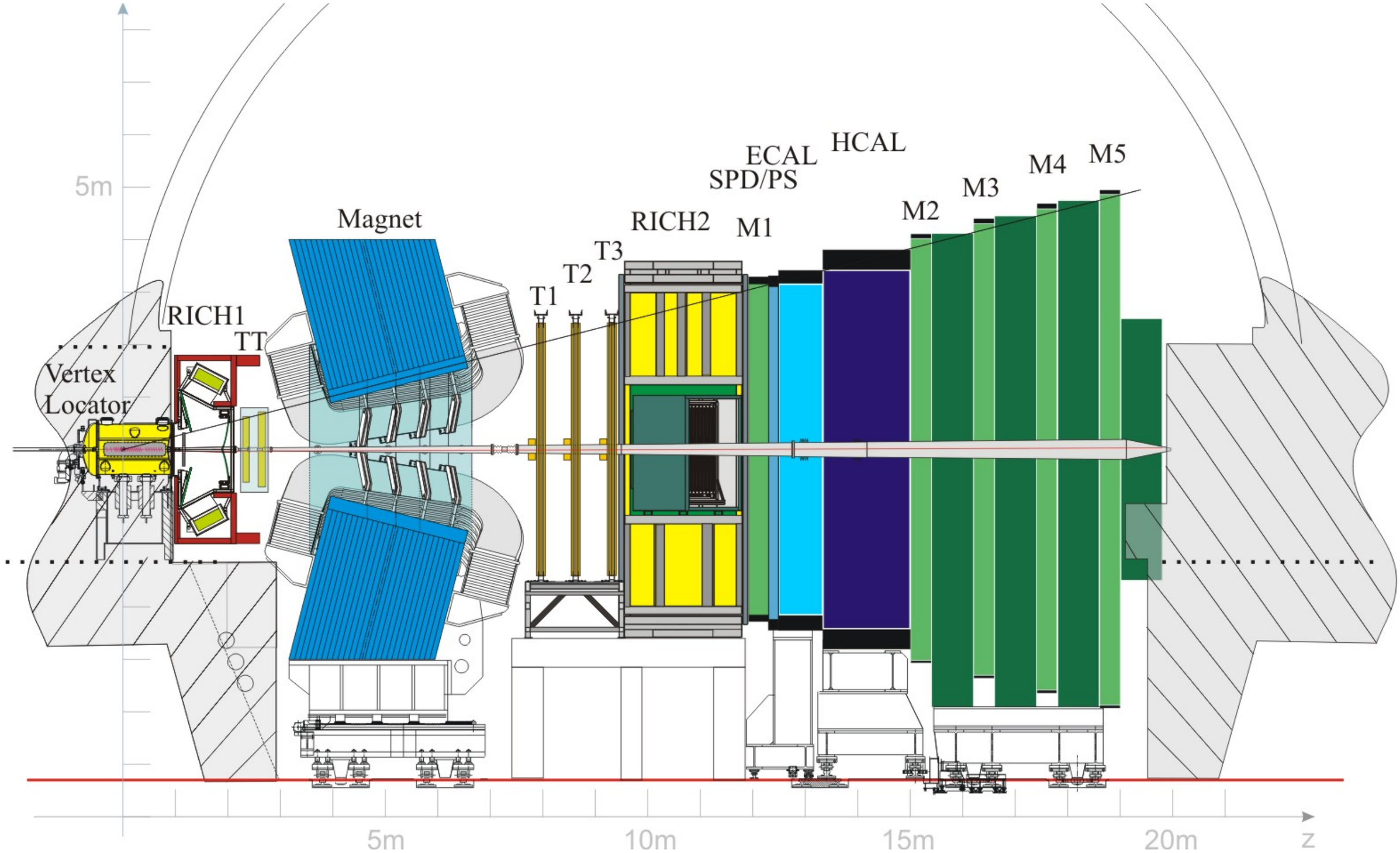
O detector Alice: colisões de íons pesados.



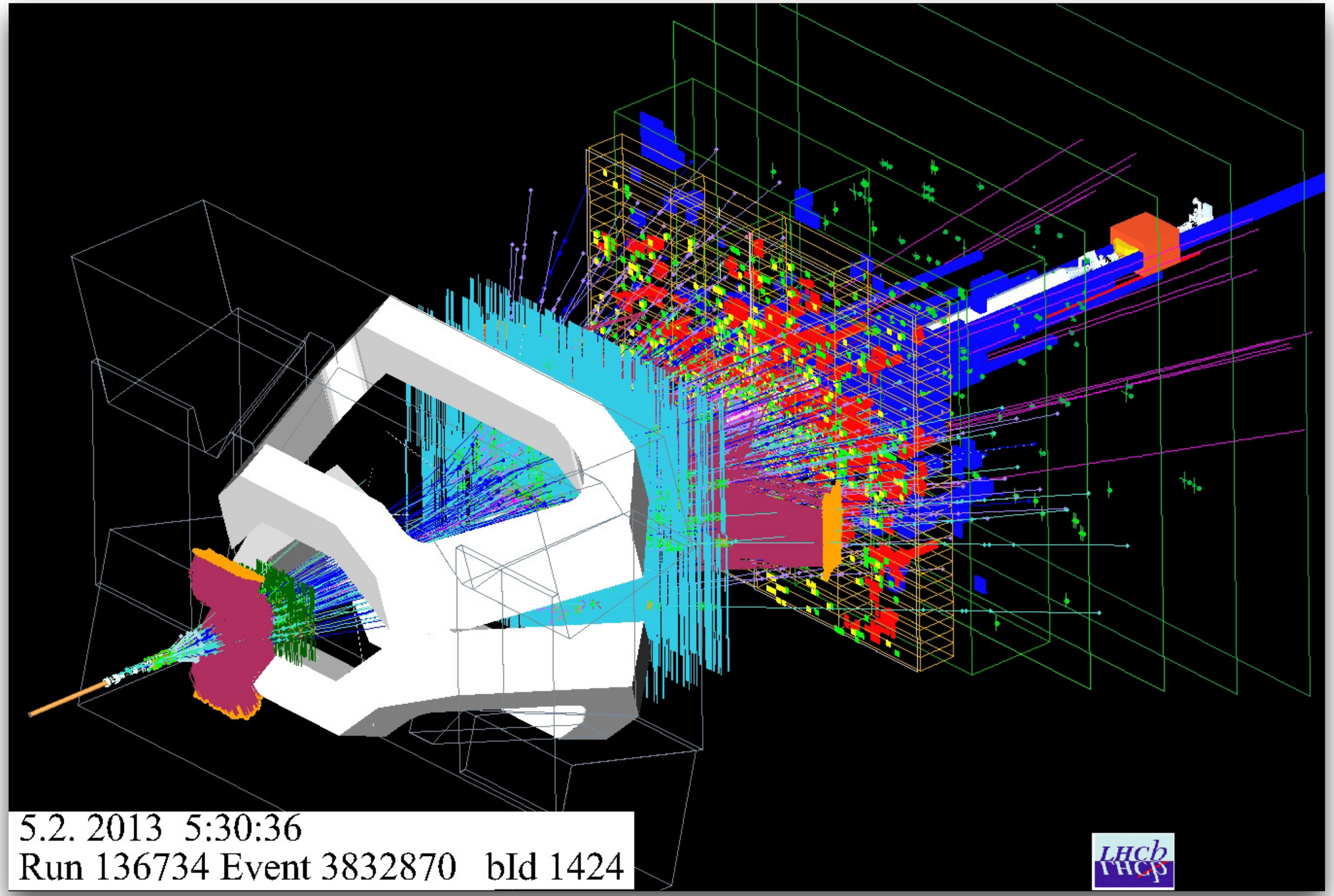
O detector LHCb



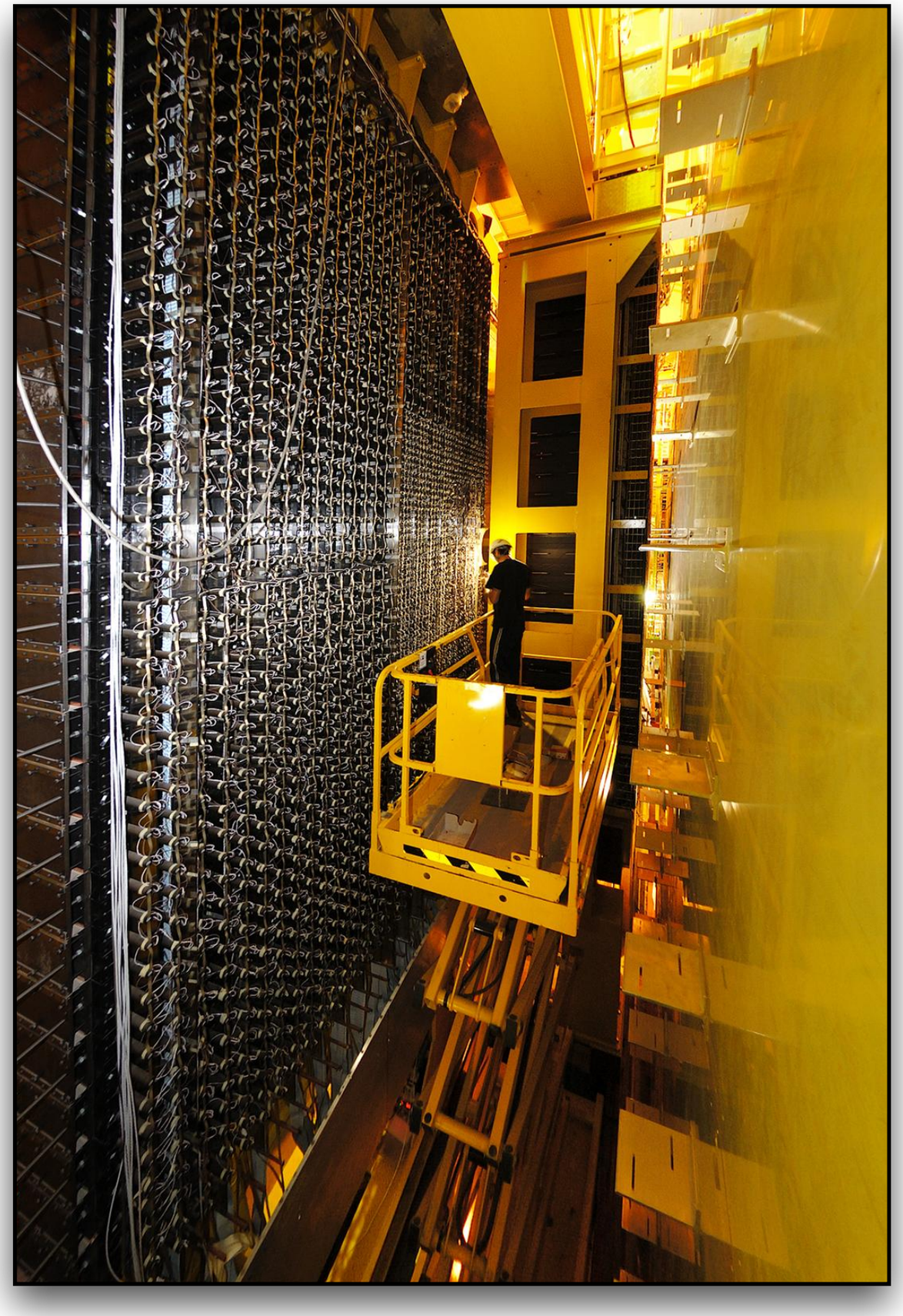
O LHCb tem a geometria semelhante à de um experimento com alvo fixo, desenhado para detectar partículas produzidas em ângulos pequenos: **quarks *c*** e ***b***.



Numa colisão típica são produzidas muitas dezenas de partículas, inclusive as formadas pelos quarks *c* e *b*



Calorímetro



Detectores de muons



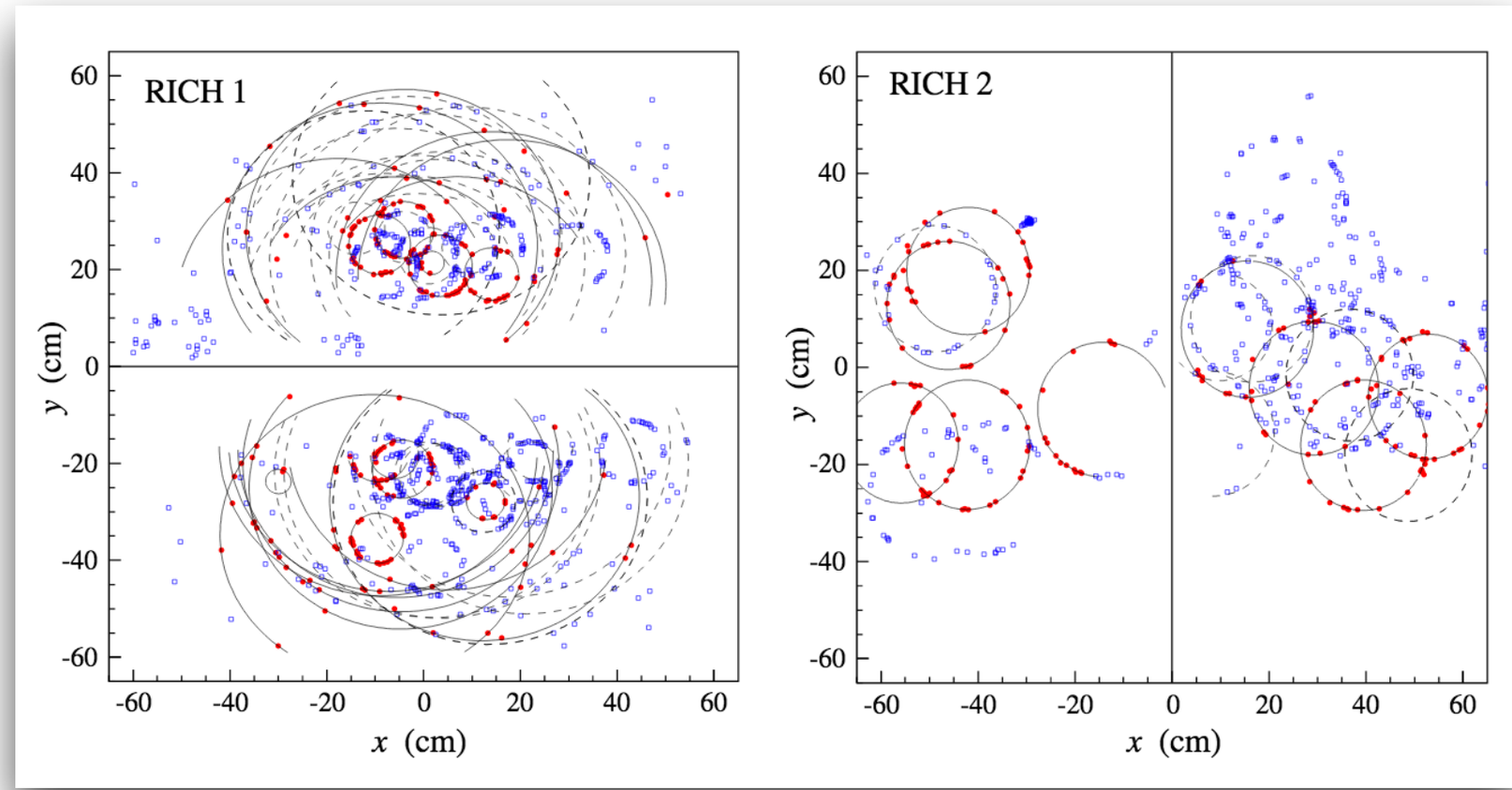


Um dos detectores de radiação Čerenkov, usados para a identificação de partículas carregadas. Cada espelho direciona a luz para uma fotomultiplicadora.

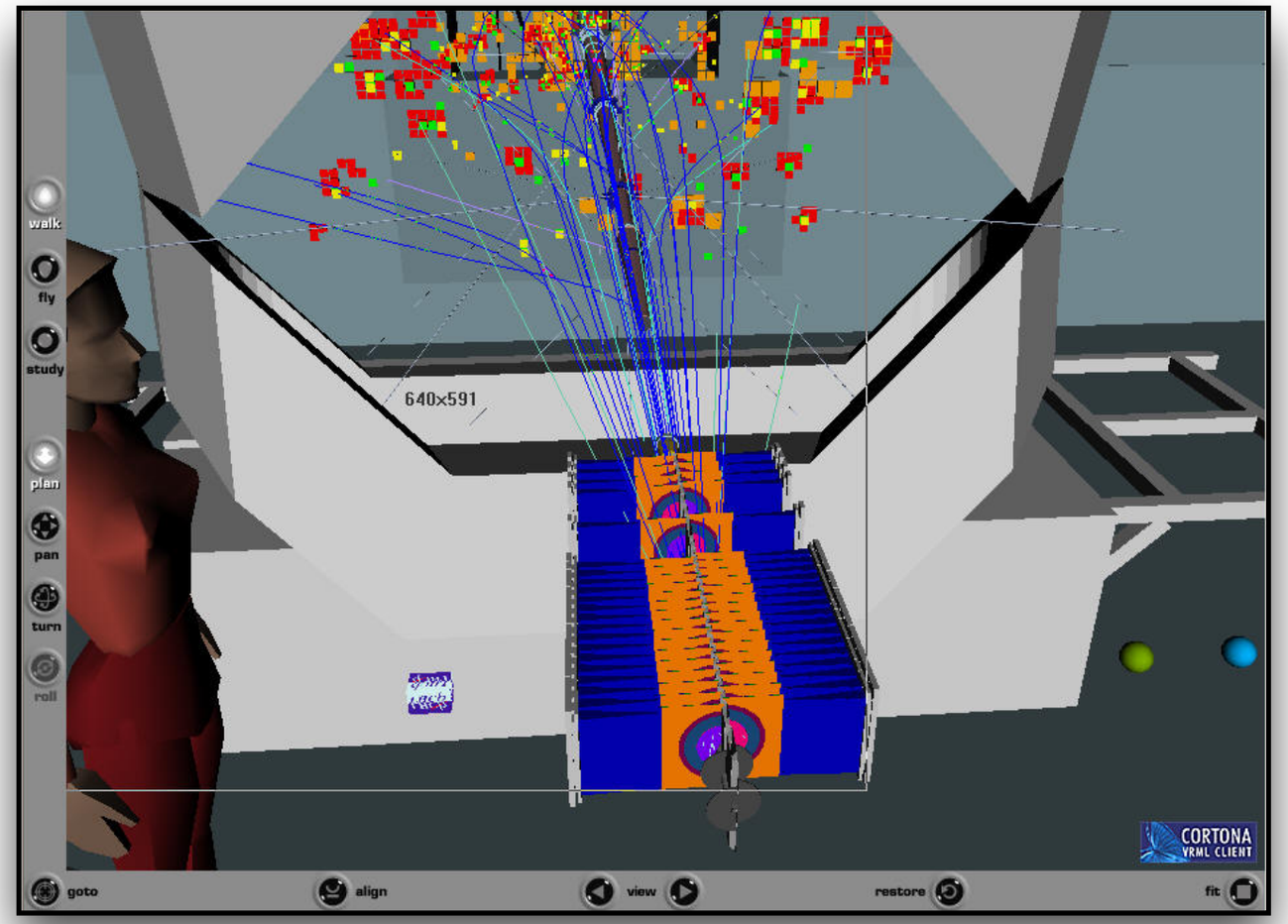


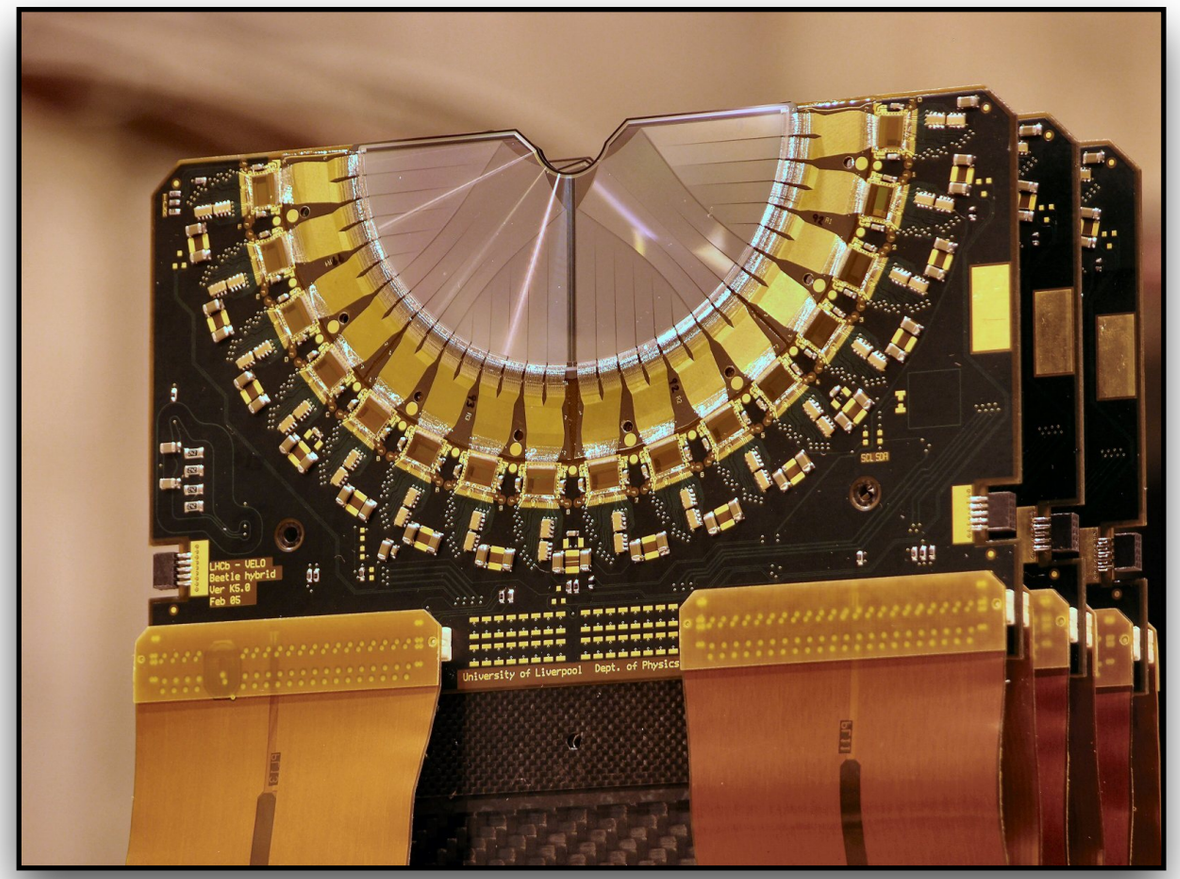


Os cones de luz Čerenkov formam círculos nos espelhos. A luz é direcionada a foto-multiplicadoras equipadas com detectores de silício, produzindo as imagens abaixo. Medindo o raio do círculo determinamos a velocidade da partícula.



O detector de vértices do LHCb é o "coração"do experimento. A observação de hadrons com quarks c e b depende da capacidade de discernir o ponto de produção do de decaimento.







Uma interação proton-proton com um possível decaimento $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$

