

ISSN 0029-3865



Notas de Física

CBPF-NF-007/25
August 2025

Detectores em Física de Altas Energias

Alberto Reis

Detectores em Física de Altas Energias

Alberto Reis – CBPF
alberto@cbpf.br

2024

1 Características gerais de detectores

O princípio de funcionamento de qualquer detector em Física de Altas Energias (FAE) está baseado em alguma forma de interação da radiação com a matéria. O termo radiação designa qualquer partícula subatômica: fótons, elétrons, prótons, partículas α etc. O volume ativo do detector, onde ocorre a interação com a radiação, pode estar no estado gasoso, líquido ou sólido. Em uma vasta classe de detectores, o resultado da passagem da radiação é uma corrente elétrica ou um sinal luminoso, que é transformado em corrente por detectores de luz. A corrente, quase sempre muito tênue, precisa ser coletada, amplificada e transformada em um sinal digital de formato padrão. A eletrônica para a aquisição e processamento de sinais é crucial em qualquer experimento, mas aqui trataremos apenas de detectores típicos usados para medidas de posição, velocidade, momento e energia, com foco nos processos físicos de cada um.

Apesar da enorme variedade de detectores de radiação, todos têm, em comum, características essenciais que definem o tipo de medida para o qual o detector pode ser utilizado:

- eficiência;
- resolução;
- tempo de resposta;
- linearidade;
- tempo morto.

A *eficiência* é a taxa com que a passagem da radiação gera um sinal que é detectado. A interação da radiação com a matéria envolve processos fundamentais, cuja natureza é quântica. Assim, a eficiência de qualquer detector é limitada pela probabilidade de que o processo físico que gera o sinal ocorra. O funcionamento de fotomultiplicadores, por exemplo, depende de o fóton incidente produzir um fotoelétron ao incidir no fotocátodo, como veremos mais adiante. Toda e qualquer eletrônica tem um ruído intrínseco cuja origem, no nível mais fundamental, também são as flutuações quânticas inerentes aos processos elementares. O nível do inevitável ruído eletrônico depende da temperatura do ambiente, e para eliminá-lo, um limiar de intensidade é estabelecido, abaixo do qual tudo é considerado ruído. O sinal do detector, portanto, deve ser mais intenso do que o limiar, algo que nem sempre acontece.

Há um método simples, um arranjo usual para se medir a eficiência de um detector. Ele está ilustrado na Fig. 1, onde vemos três detectores cujas respectivas eficiências são desconhecidas (na verdade, o valor das eficiências ε_1 e ε_2 são irrelevantes). O objetivo é determinar a eficiência do detector interno. A existência de sinal simultâneo nos detectores externos (sinais em coincidência) indica inequivocamente a passagem de uma partícula. Quando isso acontece, o contador R_2 é incrementado. Se no mesmo evento houver sinal também no detector do meio, o contador R_3 é incrementado. Após um número N muito grande de partículas passar pelo conjunto, basta tomar a razão entre as contagens para obter a eficiência do detector interno, $\varepsilon = R_3/R_2$.

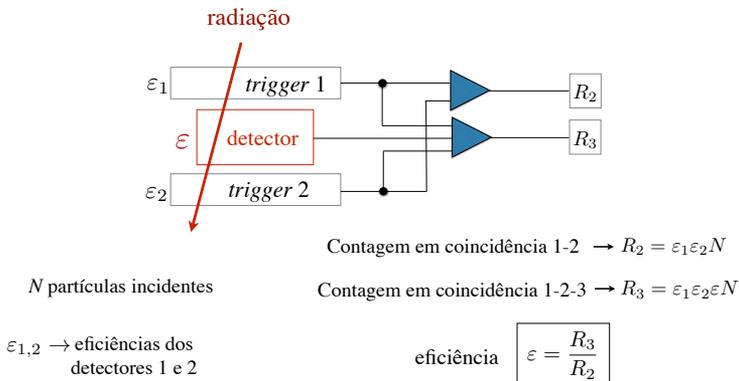


Figura 1: Método padrão para medir eficiência de um detector.

A *resolução* define a qualidade do detector, a menor diferença mensurável medida entre dois valores de grandezas como energia, momentum, tempo ou posição. Em outras palavras, é a característica que determina quão bem essas grandezas podem ser medidas. Tomemos como exemplo uma câmara multifilar. Trata-se de um detector usado para medida de posição sobre o qual falaremos mais adiante. Em essência, uma câmara multifilar é uma caixa selada contendo um gás em seu interior, com um plano de fios metálicos paralelos em cujas extremidades uma tensão é aplicada. A passagem da radiação provoca ionização das moléculas do gás, e o movimento das cargas livres em direção aos fios induz uma corrente no anodo, produzindo o sinal detectado. Na Fig. 2, uma situação típica é ilustrada.

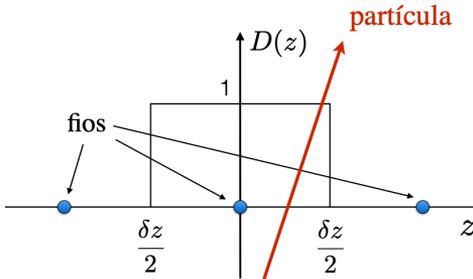


Figura 2: Resolução espacial de uma câmara multifilar.

A partícula passa pelo plano dos fios em uma posição z_0 , diferente da observada, z_{obs} . A resposta do detector é representada pela função $D(z)$ (geralmente normalizada à unidade), onde $z = z_{\text{obs}} - z_0$. Os fios são separados por uma distância δz . Na situação ilustrada na Fig. 2, não é possível determinar de que lado do fio a partícula passou. A resposta do detector, portanto, é uniforme no intervalo $-\delta z/2$ e $+\delta z/2$ (todos os pontos nesse intervalo são equiprováveis), e zero fora dele, supondo que apenas o fio mais próximo à trajetória da partícula seja sensibilizado.

O valor esperado de z é dado por

$$\langle z \rangle = \int z D(z) dz,$$

enquanto a variância é dada por

$$\int (z - \langle z \rangle)^2 D(z) dz.$$

As integrais acima são computadas no intervalo $-\delta z/2 < z < +\delta z/2$. Assim, o valor esperado de z e sua variância são

$$\langle z \rangle = \int z dz = 0, \quad \sigma_z^2 = \int (z - 0)^2 dz = \frac{\delta z^2}{12}.$$

A resolução da câmara multifilar é $\sigma = \delta z / \sqrt{12}$. As distâncias típicas entre os fios são da ordem de 2 mm, o que implica uma resolução espacial de $577 \mu\text{m}$. No caso mais geral, a resolução é definida como a largura da distribuição na metade da altura (FWHM), como ilustrado na Fig. 3.

Quando a resposta do detector forma uma distribuição Gaussiana, a resolução é definida como o 2.35 vezes o desvio padrão.

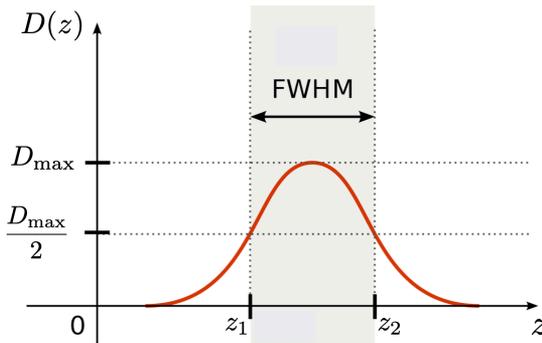


Figura 3: Definição de resolução para o caso mais geral.

Todo detector tem um *tempo característico*, que determina o seu uso e engloba o *tempo de resposta* e o *tempo morto*. Este último é o intervalo de tempo necessário para que o detector receba e processe um evento, somado ao tempo requerido para restaurar sua configuração inicial, até estar apto a processar um novo evento. Novos eventos que ocorram durante esse intervalo são perdidos. A eficiência de que tratamos acima é na verdade uma característica intrínseca. A existência de tempo morto faz com que o valor efetivo da eficiência seja menor que o intrínseco.

O tempo de resposta varia de alguns nanosegundos a alguns milissegundos. Depende do tempo necessário para que a carga da ionização

(ou a luz de cintilação) seja coletada, somado ao tempo requerido pela eletrônica de aquisição. Nos experimentos em aceleradores, as taxas de interação são muito altas. Nos grandes experimentos do LHC, por exemplo, ocorrem dezenas de interações inelásticas simultâneas, separadas por intervalos de 25 ns. Os feixes são ligeiramente desfocalizados para reduzir o número de interações no experimento LHCb, mas ainda assim são 40 milhões de colisões por segundo.

O *trigger* é um elemento vital em qualquer experimento. É um sistema que combina hardware e software, e define que colisões serão gravadas e quais serão descartadas. Para esse fim, os experimentos em aceleradores usam detectores com um tempo de resposta ultra-rápido, como cintiladores ou câmaras do tipo *RPC*, sobre os quais falaremos mais adiante. Em ambos os casos, o tempo de resposta é da ordem de alguns nanossegundos.

A *linearidade* é outra característica importante. Na imensa maioria dos casos, os detectores funcionam no modo *pulso*, ou seja, o sinal é um pulso de corrente. A linearidade significa que a amplitude do pulso é proporcional à energia depositada no detector. Em outras palavras, a corrente no eletrodo gerada pela ionização varia linearmente com a energia transferida.

A transferência de energia da radiação para o detector, como dissemos, é um processo estocástico. No regime moderadamente relativístico (por exemplo, múons com momentum entre 10 MeV e 1 TeV), a passagem da radiação pela matéria deixa atrás de si um rastro de ionização e excitação atômica. Praticamente toda a energia transferida pela radiação resulta de uma soma incoerente de colisões inelásticas com os átomos do meio. A imensa maioria das colisões ocorre com um átomo de cada vez,



e em cerca de 90% dos casos, a energia transferida é inferior a 100 eV.¹

Esse problema é bastante complexo e foi tratado por H. Bethe e F. Bloch na década de 1930. Na Fig. 4 vemos a forma como a perda média varia com a velocidade de múons incidindo em cobre. Assim, a medida da energia perdida pela partícula ao atravessar um detector é um indicador da sua velocidade.

¹*Passage of particles through matter*, D. E. Groom e S. R. Klein, Particle Data Group

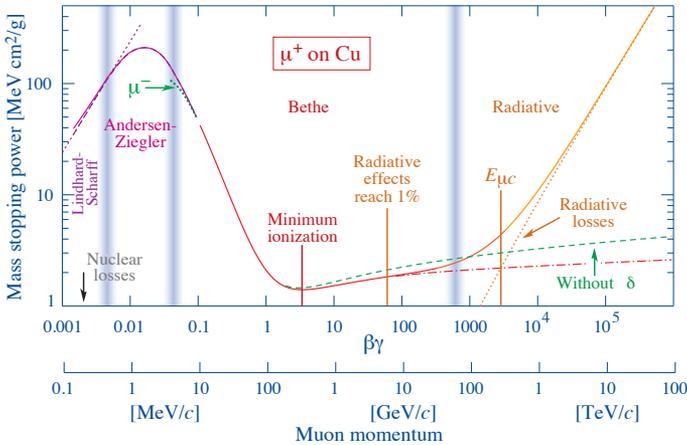


Figura 4: A perda de energia da radiação (stopping power) depende apenas de sua velocidade, e não da sua natureza.

Fonte: Particle Data Group

2 Detectores a gás

Detectores a gás são dispositivos bastante utilizados em FAE. Há uma grande variedade de detectores desse tipo. O princípio de funcionamento é baseado na ionização. Quando a radiação atravessa um detector, deixa atrás de si um rastro de ionização e excitação atômica/molecular. Se o volume gasoso estiver limitado por dois eletrodos com uma diferença de potencial entre eles, os elétrons e íons serão atraídos pelo campo elétrico gerado. Se a intensidade do campo elétrico for suficientemente alta, os elétrons liberados pela ionização primária (aquela provocada pela partícula incidente) são acelerados e adquirem energia suficiente para produzir novas ionizações. O número de cargas livres cresce exponencialmente até se tornar uma avalanche. O movimento das cargas livres em direção aos eletrodos induz um pulso de corrente. Na Fig. 5, vemos uma ilustração da formação de avalanches em detectores a gás.

A passagem de uma partícula carregada por um meio gasoso é um processo bastante complexo. Além da composição do gás, depende de fatores como a tensão entre os eletrodos, a geometria do detector, pressão e temperatura. As propriedades do gás estão resumidas na *energia média de excitação* (I_0), um parâmetro que descreve a capacidade do gás de

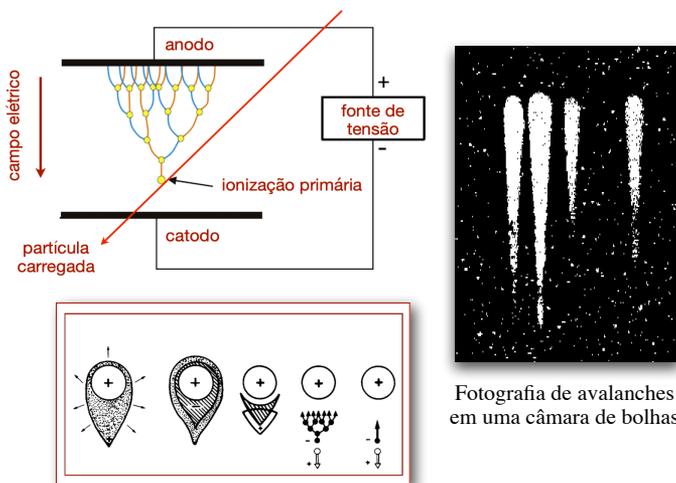


Figura 5: A formação de avalanches é um processo extremamente complexo. Depende do tipo de gás, da tensão nos eletrodos. Os elétrons têm mobilidade maior que os íons, o que resulta no formato em gota.

absorver energia da radiação através de ionização, excitação atômica e de modos de vibração molecular.

Cerca de 98% da energia depositada pela radiação resulta de colisões inelásticas com as moléculas do gás. Nessas condições, a energia transferida se divide entre ionização ($A + q \rightarrow A^+ + q + e^-$) e excitação atômica ou molecular ($A + q \rightarrow A^* + q$). A seção de choque de ionização é uma ordem de grandeza maior que a de excitação. Ocorre que, em média, a energia transferida em uma colisão é muito pequena, insuficiente para produzir ionização. Assim, a energia necessária para produzir um par elétron-íon (W) é sempre maior que a energia média de excitação.

Com um campo elétrico intenso, os elétrons liberados nas ionizações primárias são acelerados e ganham energia cinética suficiente para produzir ionizações secundárias, o que faz com que o número total de elétrons liberados pela passagem da radiação ionizante (n_T) exceda o número de ionizações primárias (n_p). Os valores numéricos de n_p são difíceis de estimar, pois exigem a distinção entre elétrons de ionizações primárias e secundárias. A ionização total, no entanto, pode ser deduzida medindo a quantidade de energia depositada pela radiação ionizante,

Tabela 1

gás	I_0 [eV]	W [eV]	n_p [cm ⁻¹]	n_T [cm ⁻¹]
H ₂	15.4	37	5.2	9.2
N ₂	24.6	35	10	56
O ₂	15.5	31	22	73
Ar	15.8	26	29	94
Kr	14.0	24	22	192
Xe	12.1	22	44	307
CO ₂	13.7	33	34	91

$$n_T = \frac{\Delta E}{W}.$$

Na Tabela 1 vemos os valores da energia média de excitação, I_0 , de diversos gases, assim como a energia necessária para produzir um par elétron-íon, W , o número estimado de ionizações primárias por cm, n_p , e o número total de pares elétron-íon por cm, n_T . São valores médios, nas CNTP, e se referem à passagem de uma partícula de ionização mínima.

Os diferentes detectores a gás são essencialmente um mesmo dispositivo operando com parâmetros distintos. Na Fig 6 vemos como a corrente induzida no anodo varia em função da voltagem aplicada. A maioria dos detectores usados em FAE operam no regime proporcional que é caracterizado pela relação linear entre a corrente coletada e a energia depositada pela radiação.

Um gás em equilíbrio termodinâmico é composto por moléculas neutras, elétrons livres e moléculas ionizadas. Naturalmente, a carga elétrica total, integrada no volume gasoso, é nula. Na ausência de campos elétricos externos, o equilíbrio implica uma mesma taxa de ionização e recombinação (os elétrons se propagam por distâncias muito pequenas e logo são capturados por um íon). A passagem da radiação ionizante em um meio produz n_0 elétrons livres, a chamada ionização primária. Um campo elétrico externo acelera os elétrons primários, que, por sua vez, causam ionizações secundárias. Assim, após percorrer uma distância dx no meio, observam-se $dn(x) = n_0\alpha dx$ elétrons adicionais, onde α é o primeiro coeficiente de Townsend, um parâmetro relacionado ao livre caminho médio da radiação.

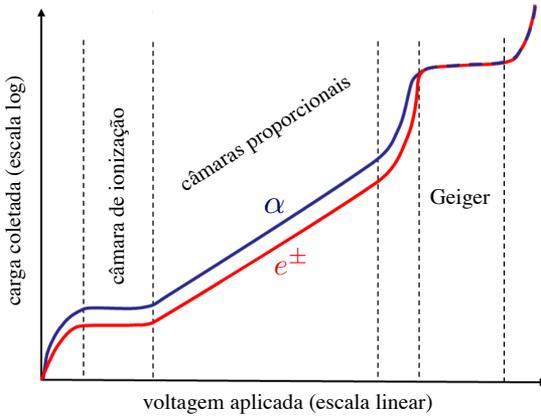


Figura 6: *Os diferentes regimes de operação de detectores a gás.*
Crédito: Doug Sim

Após atravessar um detector de espessura X , $n_T = n_0 e^{\alpha X}$ elétrons livres terão sido produzidos. O *ganho* ou fator de multiplicação do gás é a razão entre o número total de elétrons e o número de elétrons primários,

$$\frac{n_T}{n_0} = e^{\alpha x}$$

O regime proporcional, como vimos, é caracterizado pelo ganho ser constante, o que implica o sinal medido ser proporcional à ionização produzida, ou, equivalentemente, à energia depositada no detector pela radiação. As câmaras multifilares *multiwire proportional chamber – MWPC* são um exemplo de aplicação da ionização no regime proporcional. Na Fig. 7 vemos as linhas equipotenciais de uma MWPC utilizada no experimento LHCb. O campo elétrico se torna mais intenso no entorno dos fios. Sob a ação do campo, os elétrons de ionização se propagam em direção ao fio mais próximo à trajetória da partícula. A avalanche ocorre nas vizinhanças do fio, onde o campo é muito intenso e os elétrons primários e secundários ganham grande energia cinética. No caso específico do LHCb, a leitura do sinal é feita tanto pelo anodo como pelo catodo, que é segmentado. Isso permite a determinação da posição da partícula. Em geral, quando o sinal é lido apenas pelos anodos, utiliza-se um conjunto de câmaras com fios dispostos em ângulos distintos, possibilitando a medida da posição.

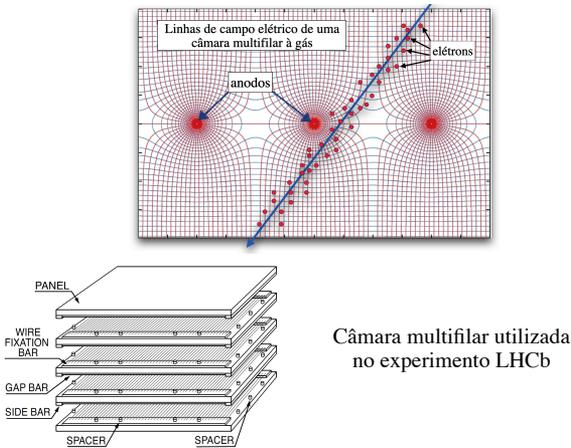


Figura 7: Ilustração de uma câmara multifilar do LHCb. Os elétrons de ionização sofrem aceleração aproximadamente constante até o entorno dos fios, onde o campo elétrico é muito intenso.

A *Resistive Plate Chamber*, RPC, é um tipo de detector a gás que tem ótima resolução temporal (alguns nanossegundos) e custo relativamente baixo, o que torna as RPCs adequadas para cobrir uma área extensa. O detector consiste em um volume gasoso selado entre duas placas paralelas de material com alta resistividade (vidro ou baquelite), separadas por alguns milímetros, como ilustrado na Fig. 8. Uma diferença de potencial entre as placas da ordem de quilo-Volts é aplicada, gerando um campo elétrico homogêneo. A resistividade dos eletrodos determina a taxa com que a câmara pode operar, enquanto a separação entre elas define a eficiência e resolução temporal do detector.

A passagem de uma partícula carregada provoca ionização, e o movimento das cargas livres em direção aos eletrodos induz o sinal, como nas câmaras multifilares. Dependendo da voltagem e do ganho do gás, as câmaras podem operar nos modos avalanche ou descarga (*streamer*). Não há uma separação nítida entre os dois regimes, mas em ambos o processo se inicia com a formação de uma avalanche de Townsend, como em uma câmara multifilar. Um campo elétrico muito intenso, combinado com um gás de alto ganho, faz com que a avalanche formada pela ionização primária se multiplique, dando origem a uma descarga elétrica no interior da RPC. Nesse caso, o sinal gerado é muito maior, e uma eletrônica mais simples pode ser usada. No entanto, a operação no modo descarga reduz

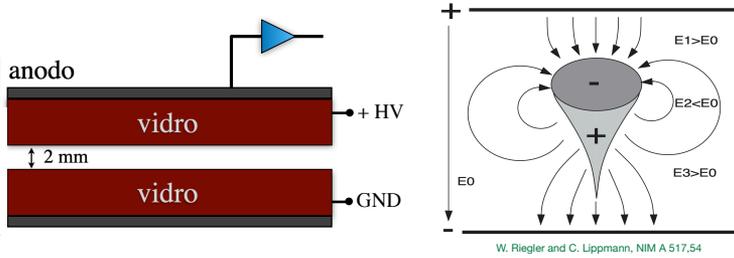


Figura 8: Esquema típico de uma RPC, À direita, como a distribuição espacial de cargas da avalanche afeta o campo entre as placas.

significativamente a vida útil do detector, além de aumentar o tempo morto. Na maioria dos casos, as RPCs são operadas no modo avalanche.

O desenvolvimento temporal da avalanche/streamer, baseado em simulações numéricas, ainda é controverso. A distribuição de cargas livres, como vimos na Fig. 8, afeta o campo elétrico entre os eletrodos, o que é bastante difícil de modelar. Na Fig. 9 vemos uma simulação ² de uma avalanche e de um *streamer*. Neste último, além de uma intensidade maior, a descarga se estende por um período de tempo cerca de 10 vezes maior.

O experimento CMS, do LHC, utiliza RPCs para o *trigger*. As placas, separadas por 2 mm, são feitas de baquelite e revestidas por um filme de grafite condutor para formar os eletrodos. Eficiência e resolução temporal são dois parâmetros correlacionados. No caso do CMS, uma resolução temporal de 3 ns corresponde a uma eficiência de 95%. Com uma voltagem de 9 kV, uma carga média de 0.1 pC é produzida. Seis camadas instrumentadas com RPCs são utilizadas para garantir uma eficiência de *trigger* muito próxima a 100%. Uma resolução temporal de até 50 ps pode ser obtida em câmaras com mais de dois eletrodos, como mostrado na Fig. 10.

²J. Datta *et al*, JINST 15 C12006 (2020)

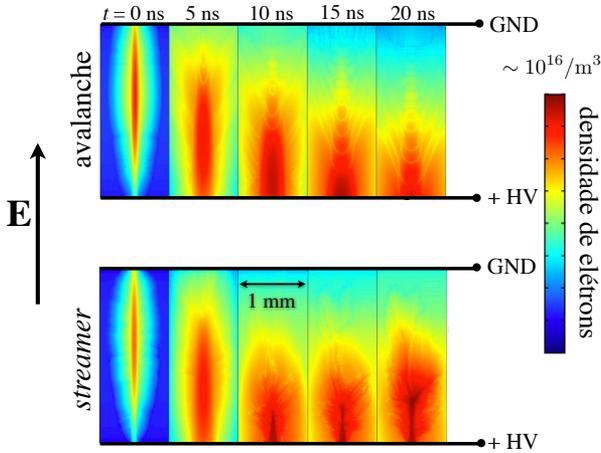


Figura 9: Simulação numérica do desenvolvimento temporal de avalanche e streamer.

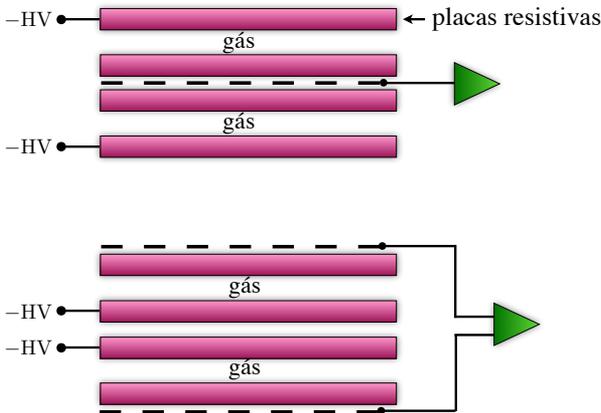


Figura 10: Esquema de uma RPC com dois volumes sensíveis.

3 Cintiladores

Os cintiladores são o “cavalo de batalha” da FAE. São provavelmente os detectores mais utilizados por seu custo relativamente baixo, tempo de resposta rápido, alta eficiência e maleabilidade. Existem materiais

cintiladores de vários tipos, mas podem ser divididos em duas classes, orgânicos e inorgânicos, que diferem pelo mecanismo que gera a luz de cintilação e pelo desempenho. Nos cintiladores inorgânicos, mais luz é produzida, mas o tempo de resposta é maior. Os orgânicos, ao contrário, produzem menos luz, mas respondem mais rapidamente. Sem grande perda de generalidade, vamos nos ater aos cintiladores orgânicos, os mais largamente empregados.

A cintilação é um processo físico pelo qual alguns tipos de material emitem fótons UV quando atravessados por partículas carregadas ou fótons energéticos. As propriedades de um bom cintilador são:

- eficiência quântica: eficiência na transformação da energia depositada pela radiação em luz;
- rapidez: tempo de resposta rápido ($\sim 10^{-8}$ s) e tempo morto pequeno;
- linearidade: intensidade da luz proporcional à energia depositada pela radiação;
- transparência: o material deve ser transparente à própria luz de cintilação.

Os cintiladores orgânicos são hidrocarbonetos aromáticos compostos por anéis de benzeno interligados de várias maneiras. Os polímeros podem formar cristais ou estar no estado líquido. Os mais comuns, no entanto são cintiladores plásticos, que usaremos como exemplo. No estado fundamental, a estrutura eletrônica do carbono-12 é $1s^2, 2s^2, 2p^2$. Quando formam ligações covalentes, um elétron da camada 2s passa para a camada 2p, resultando na configuração $1s^2, 2s^1, 2p^3$. Devido à proximidade entre os muitos átomos, os elétrons da camada de valência formam *orbitais híbridos*, sem estarem ligados a nenhum átomo específico. Suas transições são a origem da luz de cintilação.

Duas componentes (chamemos p_x e p_y) do orbital p de um átomo se fundem com o orbital 2s, formando ligações, ou orbitais moleculares σ , paralelas ao plano do anel aromático. Os orbitais atômicos p_z , no entanto, são perpendiculares às ligações σ e formam ligações, ou orbitais moleculares π , ilustrados na Fig. 11. A molécula formada pode vibrar, variando a distância entre os núcleos atômicos. Para cada nível eletrônico há vários subníveis correspondendo aos diversos modos de vibração. Quando as moléculas absorvem a energia depositada pela radiação, os elétrons do

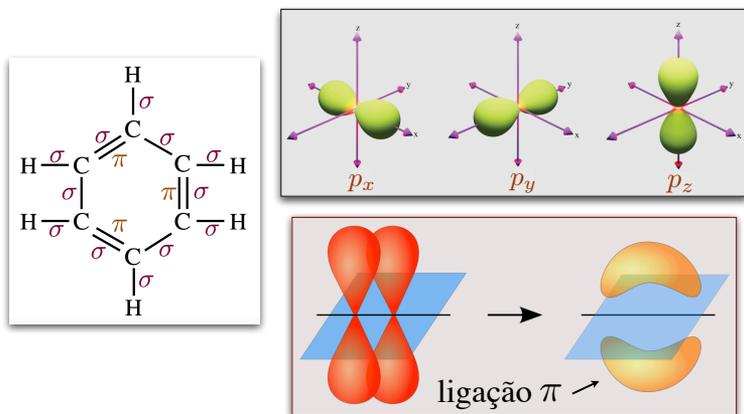


Figura 11: À esquerda, representação de uma molécula de benzeno e os tipos de ligação entre os átomos. À direita, os três orbitais p e a ilustração de uma ligação π .

orbital molecular π são excitados, passando a um novo nível de energia eletrônico e a outro modo de vibração, como mostrado nas Figs. 12 e 13.

A transição para o primeiro nível de energia é quase imediata e ocorre sem a emissão de radiação. A probabilidade de o elétron decair para um dos subníveis do estado fundamental é alta, e é nessa transição que o fóton de cintilação é emitido. O fato de a energia do fóton ser menor do que a diferença de energia entre os estados S_{00} e S_{10} torna o material transparente à própria luz.

Em média, um fóton é emitido para cada 100 eV depositados³. Os fótons são emitidos de forma isotrópica e refletem nas paredes internas do cintilador. Nem sempre a reflexão interna é suficiente, de forma que o que chega ao detector de luz é apenas uma fração da luz total produzida, que depende do tamanho e formato do cintilador.

Os fótons de cintilação têm comprimentos de onda distribuídos no intervalo 350-500 nm. A maior parte do espectro está na região do UV, que não é a mais adequada para os detectores de luz, como mostrado na Fig. 14. Por essa razão, pequenas quantidades (1-3%) de certas substâncias – os *flúores* – são adicionadas aos cintiladores. Essas substâncias têm a capacidade de absorver os fótons UV e emitir radiação

³D. Clark, Nucl. Instru. Meth. 117, 1, 295 (1974)

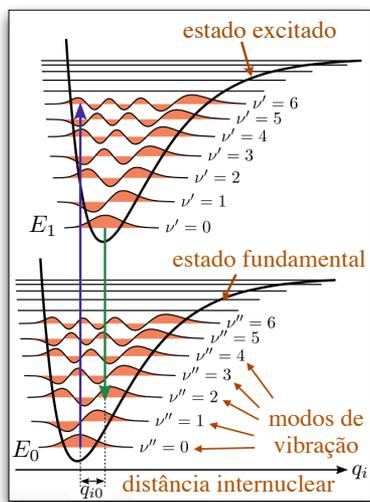


Figura 12: Níveis de energia eletrônicos e os subníveis vibracionais.

com comprimento de onda maior. O processo físico subjacente é conhecido como *transferência ressonante de energia Förster*, ou FRET, a sigla em inglês. É um processo complexo que só ocorre se separação entre as moléculas for ordem de 10 nm ou menor (a eficiência cai com a sexta potência da distância). Em linhas gerais, as moléculas do plástico base absorvem a energia da radiação, que é transferida para uma molécula do flúor mais próxima na forma de uma interação eletromagnética de dipolo-dipolo, sem emissão de radiação. A energia transferida excita a molécula do flúor, que ao decair emite um fóton de maior comprimento de onda. Uma pequena concentração dos flúores é suficiente para que haja a proximidade entre os dois tipos de molécula que é necessária para que a transferência ocorra.

O sinal de cintilação é produzido em alguns nanossegundos e, em uma primeira aproximação, tem um decaimento exponencial. Contudo, existe uma outra componente de decaimento lento, que usualmente é chamado de fosforescência, embora haja ainda um animado debate sobre esse aspecto. De toda forma, a evolução temporal da intensidade da luz de cintilação, que está representada na Fig. 14, pode ser representada por

$$I(t) = Ae^{-t/\tau_f} + Be^{-t/\tau_s},$$

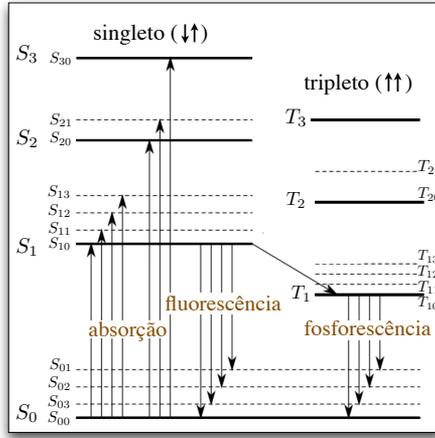


Figura 13: As transições que ocorrem quando a molécula absorve energia.

em que A e B são as magnitudes relativas de cada componente, e τ_f e τ_s são as respectivas constantes de decaimento.

O sinal luminoso é detectado por detectores de fótons. O detector clássico é o tubo fotomultiplicador (PMT, na sigla em inglês), sobre os quais falaremos a seguir. Mais recentemente, detectores de silício (SiPM, na sigla em inglês) também têm sido bastante empregados. O arranjo tradicional de cintiladores está ilustrado na Fig. 15. Os cintiladores devem estar envolvidos por uma fita preta que os isole da luz ambiente. No desenho à direita, vemos um arranjo que permite medir o tempo de voo da radiação, e na parte esquerda, a utilização dos cintiladores para o *trigger* de um experimento. A coincidência de sinal nos cintiladores superiores e inferiores indica a passagem da radiação e dispara o sistema de aquisição de dados (DAQ, na sigla em inglês).

4 Fotomultiplicadores

Os tubos fotomultiplicadores são dispositivos que transformam luz em corrente elétrica. São os detectores de luz mais comuns. Existem muitos tipos de PMTs, com diferentes tamanhos e características. Alguns exemplos estão mostrados na Fig. 16. Acoplados a cintiladores, formam o dispositivo mais básico em FAE. Os PMTs são utilizados também em tanques de água para a detecção de raios cósmicos.

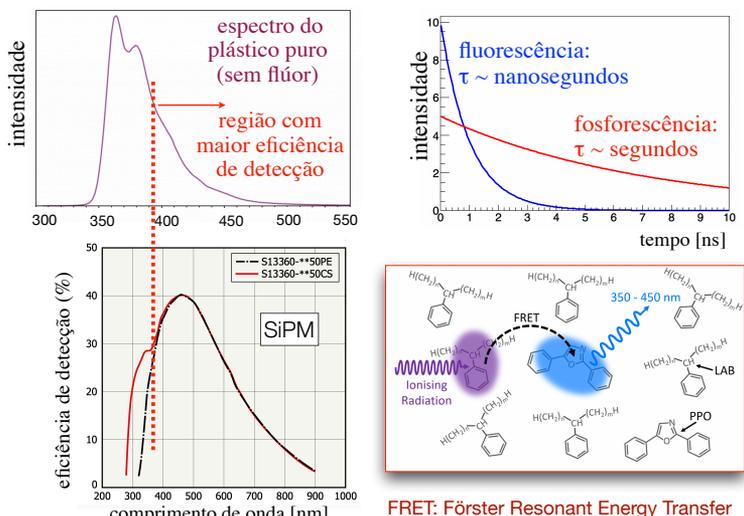


Figura 14: Em sentido horário: espectro de emissão típico de um cintilador plástico puro; tempo de resposta; ilustração do mecanismo FRET; eficiência de um detector SiPM.

O funcionamento de um PMT está baseado no efeito fotoelétrico e é ilustrado na Fig. 17. Ao absorver um fóton, um elétron é ejetado do fotocátodo com energia $E = h\nu - \phi$, onde $h\nu$ é energia do fóton e ϕ é a *função trabalho* (energia necessária para liberação de um elétron). A multiplicação é feita em sucessivas etapas. Uma diferença de potencial da ordem de 100-200 V é aplicada entre cada dinodo, acelerando os elétrons secundários e produzindo, ao final, um ganho de 10^8 , ou seja, um único fotoelétrão gera 10^8 elétrons no anodo. Os PMTs são instrumentos muito sensíveis, capazes de detectar um único fóton. As principais características de um PMT são

- **sensibilidade:** intervalo de frequências detectáveis;
- **eficiência quântica:** probabilidade de um fóton produzir um fotoelétrão ao ser absorvido pelo fotocátodo;
- **tempo de resposta:** intervalo de tempo entre a chegada do fóton e o pulso elétrico de output;
- **ganho:** número de elétrons coletados por fotoelétrão primário;

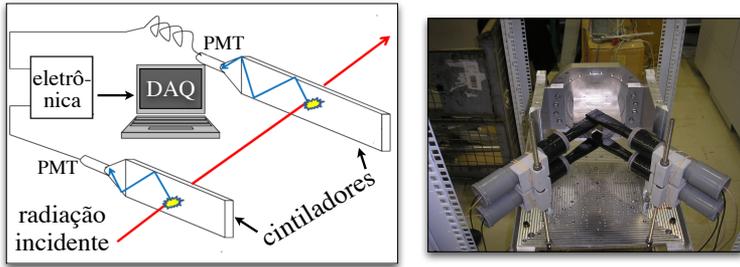


Figura 15: Arranjos típicos para o uso de cintiladores.

- **tempo morto:** intervalo de tempo mínimo necessário para a detecção de dois fótons consecutivos.

O fotocátodo é o componente que define a resposta do PMT. Uma camada fina de um composto de um semiconductor com um metal alcalino reveste a parede interna da janela de vidro que recebe o fóton. A sensibilidade e a eficiência quântica variam de acordo com o tipo de composto utilizado. A eficiência quântica depende do comprimento de onda e é, basicamente, a probabilidade de um fóton gerar um fotoelétron. Raramente ultrapassa 35-40%. Usa-se a *sensibilidade radiante* como alternativa para medir o desempenho de uma PMT. A sensibilidade radiante é a razão entre a corrente produzida e a potência da luz incidente, que é mais fácil de se medir do que contar fótons e elétrons. A sensibilidade radiante depende do comprimento de onda e é usualmente normalizada ao seu valor máximo no espectro (Fig. 18).

O tempo de propagação do sinal desde a produção do fotoelétron até a coleta da corrente é da ordem de 10 ns. O sinal produzido é um pulso de corrente, cuja forma é mostrada na Fig. 18. Uma característica muito importante é a linearidade: a amplitude do pulso deve ser proporcional à energia depositada no fotocátodo.

5 Detectores de estado sólido

Detectores de estado sólido são, de certa forma, semelhantes às câmaras de ionização. Semicondutores substituem gases com muitas vantagens.



Figura 16: Vários tipos de PMTs. Abaixo e à esquerda vemos também dois tipos de SiPM.

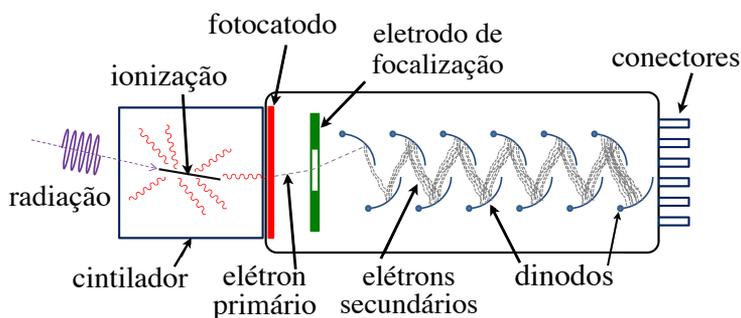


Figura 17: Ilustração do funcionamento de um PMT.

Sólidos têm densidade mil vezes maior do que a dos gases, o que possibilita a detecção de partículas de maior energia. A energia necessária para ionização é de apenas 3.6 eV, uma ordem de grandeza menor do que nos gases, o que gera sinais mais robustos. Além disso, pela sua rigidez, é possível construir dispositivos miniaturizados e com sensores espaçados por algumas dezenas de micrômetros. São, por excelência, detectores para

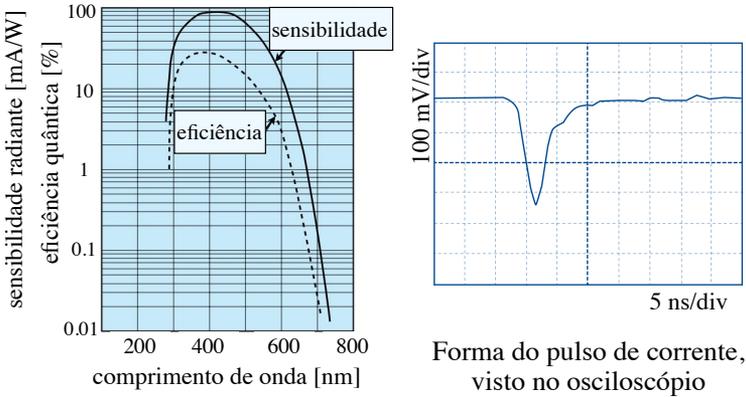


Figura 18: *Eficiência e sensibilidade radiante de um PMT em função do comprimento de onda da radiação.*

medidas precisas de posição. Também são utilizados para a detecção de luz, com vantagens em relação às PMTs: maior eficiência quântica, sensibilidade em um espectro de frequências mais amplo, maior ganho, menor voltagem necessária, funcionamento não afetado por campos magnéticos.

O princípio de funcionamento dos detectores de estado sólido pode ser entendido com auxílio da teoria de bandas, ilustrada na Fig. 19. Os níveis de energia de átomos isolados são bem definidos. Nos sólidos, os átomos estão muito próximos entre si, e essa proximidade causa uma alteração nos níveis de energia. No silício, o semiconductor mais utilizado, os átomos estão organizados em uma rede cristalina, em que a separação entre eles é da mesma ordem que as dimensões atômicas. A alteração é tal que a diferença entre os níveis de energia é da ordem de ínfimos 10^{-22} eV, como mostrado na Fig. 20. Isso significa, em termos práticos, que os níveis de energia formam bandas contínuas, separadas por intervalos proibidos aos elétrons.

Cada banda pode acomodar um número específico de elétrons, determinado pelo Princípio de Exclusão de Pauli. A última banda totalmente preenchida é a *banda de valência*. Ela é ocupada pelos elétrons mais externos de cada átomo, que participam da ligação com os átomos vizinhos. A banda de maior energia é a *banda de condução*, que pode estar vazia ou apenas parcialmente preenchida. A diferença entre as duas bandas determina as propriedades do material, como mostrado na Fig. 20.

No zero absoluto de temperatura, a banda de condução do silício é vazia, mas à temperatura ambiente, a agitação térmica faz com que elétrons da banda de valência “pulem” o pequeno intervalo de energia entre as bandas. Ao passar para a banda de condução, os elétrons deixam lugares vagos na ligação covalente. Dessa forma, criam-se pares de cargas, elétrons livres e átomos ionizados, ou “buracos”, análogos aos pares elétron-íon dos detectores a gás (Fig. 21). Os elétrons da banda de condução não estão ligados a nenhum átomo específico, e podem circular pela rede cristalina.

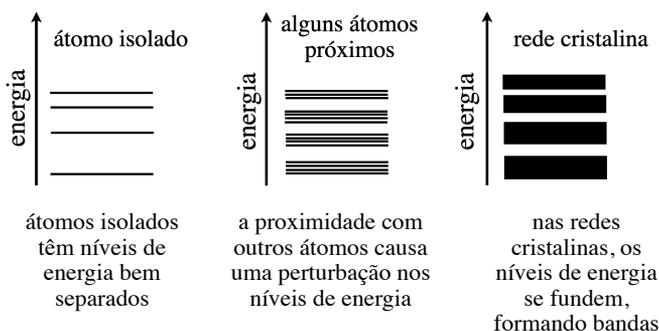


Figura 19: *O modelo de bandas para sólidos.*

Os buracos podem ser vistos como se fossem partículas, apenas com mobilidade reduzida. Os átomos estão fixos na rede, mas elétrons podem migrar entre eles, eliminando buracos antigos e ao mesmo tempo, criando novos. Isso equivale a uma corrente positiva em sentido oposto à dos elétrons da banda de condução. Esse comportamento é esperado, uma vez que cada elétron livre deixa atrás de si um íon positivo.

A densidade de elétrons livres, naturalmente, é sempre igual à de buracos, pois o material é eletricamente neutro. Nos metais, a densidade é da ordem de $10^{22-23} \text{ cm}^{-3}$. No silício a 300 K, de apenas 10^{10} . No entanto, a *dopagem*, ou seja, a adição de pequenas quantidades de impurezas – átomos de determinados elementos que ocupam o lugar de átomos de silício na rede cristalina – torna a densidade de cargas livres do semicondutor várias ordens de grandeza maior, chegando a $10^{16-18} \text{ cm}^{-3}$. Na Fig. 23 e vemos uma representação de um semicondutor *intrínseco*, ou seja, sem dopagem, e na Fig. 24, um semicondutor *extrínseco* (dopado).

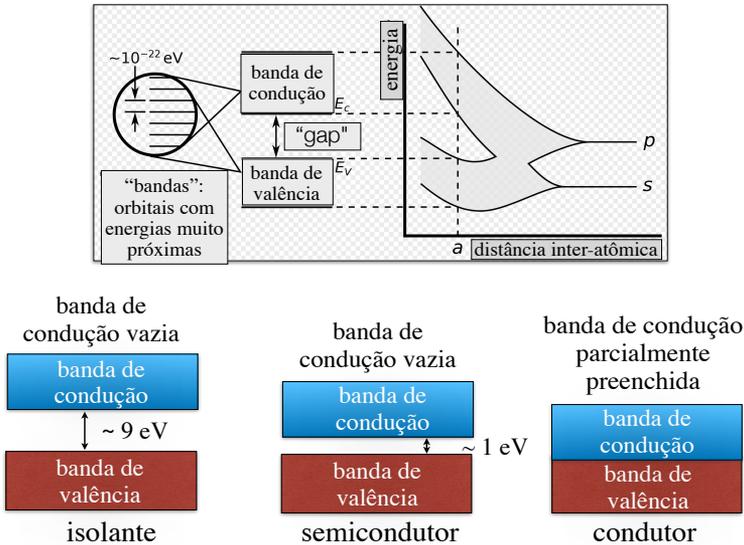


Figura 20: Isolantes, semicondutores e condutores, segundo o modelo de bandas.

A dopagem pode ser de dois tipos. Átomos de elementos com três elétrons na última camada, ao ocupar o lugar de um átomo de silício na rede, deixam um lugar vago na ligação covalente, um buraco. Esse é o semicondutor tipo *p*. Quando a dopagem é feita com átomos com cinco elétrons na última camada, todas as ligações covalentes permanecem completas e sobram elétrons livres, como ilustrado na Fig. 22. O semicondutor é do tipo *n*. Note que tantos os átomos de silício como os das impurezas são eletricamente neutros. A dopagem simplesmente altera a *distribuição* de cargas nas bandas de valência e condução.

O ponto de partida para a construção de detectores de silício é a chamada *junção pn*, ilustrada na Fig. 23. Na interface entre dois semicondutores do tipo *p* e *n* ocorre uma difusão das cargas livres. A difusão gera uma distribuição de cargas na região em torno da interface, criando um campo elétrico que impede novas migrações. Surge então uma região sem cargas livres, a *região de depleção*, que se estende mais profundamente ao longo de semicondutor *n* devido à menor mobilidade dos buracos. Se uma partícula carregada ou um fóton energético atravessar a região de

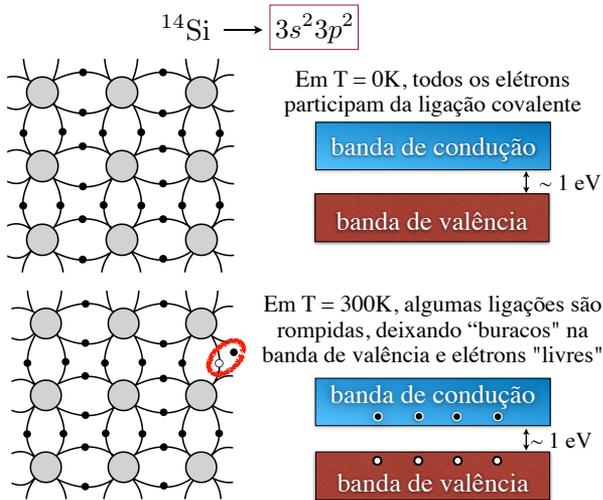


Figura 21: Ligações covalentes do silício a 0 e 300K

depleção, as cargas liberadas pela ionização serão dispersadas pelo campo elétrico. No entanto, o campo elétrico gerado pela distribuição de cargas é muito pequeno para que a junção funcione como um detector de radiação. Essa limitação é contornada pela aplicação de uma diferença de potencial em eletrodos conectados às extremidades dos semicondutores, como vemos na Fig. 24. Os detectores funcionam no modo *reverse bias*, em que o polo negativo está conectado ao semiconductor tipo *p*. Nessa configuração, a região livre de cargas é expandida e o campo elétrico no interior da junção é suficiente para a produção de avalanches, como nos detectores a gás.

A unidade básica para a detecção de fótons ou partículas carregadas é o *fotodiodo de avalanche* (APD, a sigla em inglês). O esquema de um APD está mostrado na Fig. 25. A primeira camada é constituída de silício altamente dopado (p^+), que possibilita o contato elétrico com o anodo. Da mesma forma, o contato elétrico do catodo é feito através se outra camada de silício altamente dopado (n^+). A camada *i*, de intrínseco, é de silício sem dopagem e é a parte sensível do detector. Por isso é a mais espessa (200-300 μm), pois ali ocorre a ionização primária. O campo elétrico no interior do detector acelera os elétrons e a multiplicação ocorre na região onde o campo é mais intenso.

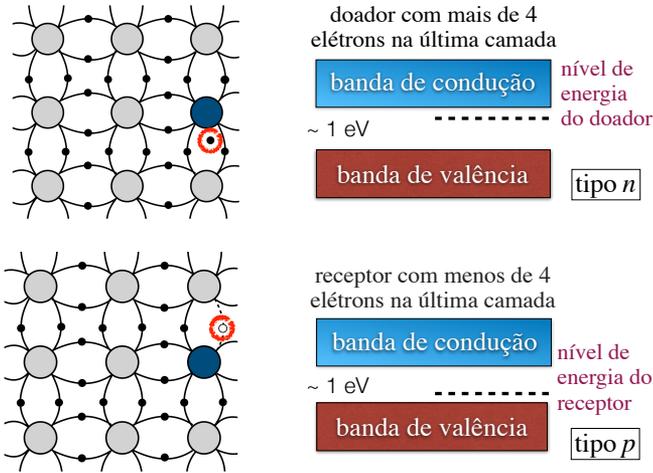
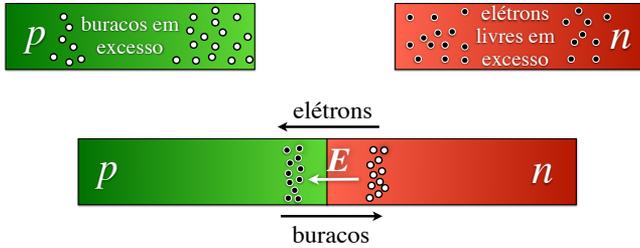


Figura 22: Os dois tipos de dopagem. Semicondutores do tipo n são ricos em elétrons livres, enquanto os do tipo p têm excesso de buracos.

Finalmente, o detector *silicon photomultiplier*, SiPM, consiste em centenas ou mesmo milhares de APDs montados em um substrato comum de silício, como na Fig. 26. Na Fig. 27, vemos uma fotografia de um detector SiPM, onde cada retículo é um detector APD independente. O sinal da SiPM é a integral de todos os APDs. Esse tipo de detector pode ser acoplado a fibras cintilantes, utilizadas para diversos fins.

A introdução de detectores de estado sólido revolucionou a Física de Partículas a partir dos anos 1980. Em particular, tornou possível estudos precisos sobre hádrons contendo os quarks *c* e *b*. Essas partículas não podem ser detectadas diretamente. Como têm vida-média da ordem de 10^{-12} segundos, se propagam por apenas um ou dois centímetros, distância insuficiente para que deixem registro nos detectores. É preciso identificar a posição em que o hádron decai e as partículas resultantes, o que é feito combinando trajetórias para encontrar as que converjam para um mesmo ponto.

Como exemplo, vemos na Fig. 28 os detectores de silício (VELO) empregados no experimento LHCb. O sistema VELO consiste em uma série de módulos de silício com sensores independentes, instrumentados de ambos os lados, que determinam as coordenadas radial e azimutal,



Uma difusão ocorre através da *junção pn*. A distribuição de cargas criada gera um campo elétrico que interrompe a difusão. Na região em torno da junção, não há cargas livres.

Figura 23: A *junção pn*.

obtendo uma resolução espacial de poucas dezenas de micrômetros. Na Fig. 29, vemos uma reconstituição numérica de um decaimento do méson B_s^0 em um par de múons. Esse decaimento é muito raro e seu estudo tem como motivação o fato de ser possível prever com ótima precisão a taxa com que ocorre. A comparação entre o valor previsto e o observado é um importante teste do Modelo Padrão.

6 Identificação de partículas

Na Física de Altas Energias, identificar uma partícula (PID, na sigla em inglês) significa determinar o valor da sua massa, que pode ser obtido medindo o momentum e a velocidade da partícula. Mede-se o momentum através do ângulo de deflexão na trajetória da partícula ao atravessar um campo magnético. A mesma técnica é usada para qualquer valor do momentum. A medida da velocidade é mais sutil, e diferentes técnicas são aplicadas em diferentes regimes de energia.

O método mais direto é medir o tempo de voo entre dois detectores (em geral, cintiladores acoplados a PMTs). O tempo de voo de uma partícula carregada de massa m entre dois contadores posicionados a uma distância L é dado por

$$\Delta t = \frac{L}{v}.$$

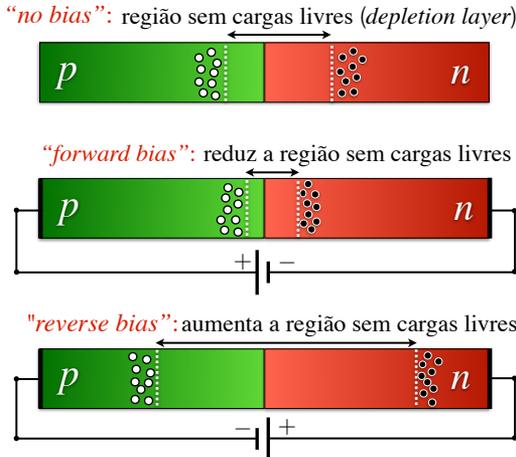


Figura 24: Os detectores de silício funcionam no modo “reverse bias”, com o polo negativo ligado ao lado *p* da junção.

Usando a relação $pc = \beta E$,

$$\Delta t = \frac{L}{pc^2} E = \frac{L}{pc^2} (\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}) \approx \frac{L}{2p^2} m^2 \quad (p^2 c^2 \gg m^2 c^4).$$

Essa técnica está limitada a momenta da ordem de 1 GeV.

Câmaras multifilares operando no modo proporcional podem ser usadas para medir a energia que a radiação transfere para o meio ativo do detector. No regime proporcional, como vimos anteriormente (Fig. 6), o sinal produzido pela passagem da radiação é proporcional à energia que ela deposita. Os processos físicos que ocorrem na interação da radiação com a matéria são estocásticos por natureza, sujeitos a flutuações significativas na transferência de energia. Essas flutuações estão ilustradas na Fig. 30, com dados do experimento ALICE. As linhas em verde representam os valores médios, e os pontos, os valores medidos. É um exemplo de como câmaras proporcionais permitem determinar a massa de uma partícula. Embora seja eficiente, esse método se aplica a um intervalo muito restrito de momentum. É adequado para experimentos em anéis de colisão e^+e^- , onde o momentum varia entre algumas dezenas de MeV e no máximo 2 GeV.

O método mais utilizado está baseado na *radiação Čerenkov*. Embora 98% da energia perdida pela partícula incidente seja em colisões

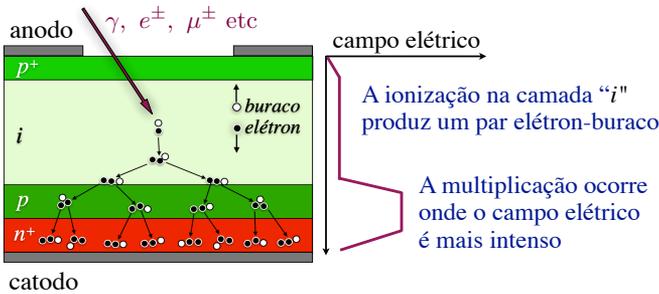


Figura 25: Esquema típico de um detector APD. Na junção PIN ($I =$ intrínseco), a ionização primária ocorre na camada de silício não dopado.

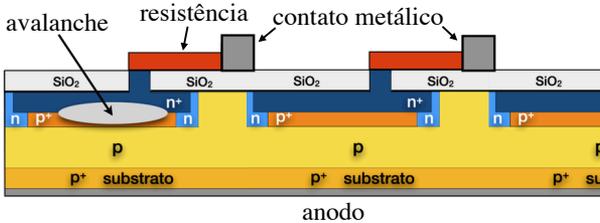
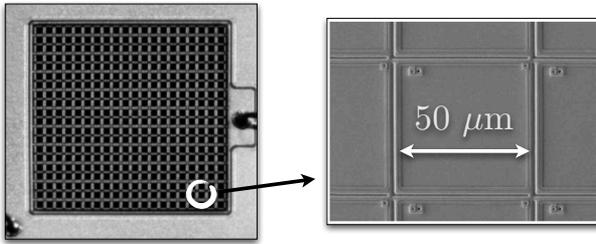


Figura 26: Nas SiPMs, detectors tipo APD são montados sobre um único substrato. O output da SiPM integra o sinal de cada APD.

independentes com um átomo por vez, uma pequena fração da energia é transferida através de processos em que a radiação interage simultaneamente com muitos átomos. A densidade do meio, naturalmente, é um fator determinante nesse fenômeno. Em meios muito densos, a proporção de colisões individuais e independentes é menor do que nos gases. Outro fator importante, como na ionização, é a velocidade. Quando partículas carregadas se propagam com velocidades muito altas, a contração de Lorentz concentra as linhas de campo em torno da direção perpendicular às suas trajetórias. Com o aumento da intensidade da componente perpendicular do campo elétrico, a radiação afeta átomos mais distantes ao longo da sua trajetória. A interação de longo alcance, no entanto, é em parte blindada pelo campo elétrico dos átomos intermediários, como mostrado na Fig. 31. Esse efeito, conhecido como *efeito de densidade*, diminui ligeiramente a energia que seria transferida ao meio, caso só houvesse colisões individuais.



www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/mppc/mppc_array.html

Figura 27: Fotografia ampliada de um detector SiPM.

OA velocidade da luz em um meio com índice de refração $n(\lambda)$ é $c/n(\lambda)$ (λ é o comprimento de onda da luz). Quando uma partícula carregada se propaga em um meio qualquer, os átomos ao longo da sua trajetória ficam momentaneamente polarizados. Se a partícula se desloca com velocidade menor que a da luz no meio, $v < c/n(\lambda)$, a polarização, após um curtíssimo tempo de relaxação, se desfaz de forma incoerente, ou seja, cada átomo ou molécula volta ao seu estado inicial de forma independente. Se, ao contrário, a partícula for mais rápida que a luz, a polarização causada pela sua passagem se desfaz de forma *coerente*, resultando na emissão de radiação Čerenkov. As duas situações estão ilustradas na Fig. 32. A radiação Čerenkov consiste em fótons com comprimento de onda no intervalo contínuo de $\sim 250\text{--}550$ nm. O espectro de energia tem máximo na região do UV, se estendendo até parte do espectro visível.

A radiação Čerenkov é uma espécie de onda de choque luminosa, como ilustrado na Fig. 33. A partícula está sempre adiante das frentes de ondas, como os aviões supersônicos. Usando um argumento geométrico simples, vemos que os fótons Čerenkov são emitidos em um ângulo bem definido,

$$\theta_C = \cos^{-1} \left(\frac{1}{\beta n(\lambda)} \right).$$

Os detectores de radiação Čerenkov utilizados nos experimentos em aceleradores são, em geral, caixas seladas com gás, equipadas com espelhos ultraprecisos, dispostos em um plano perpendicular ao feixe e que direcionam os fótons para detectores de luz. Nos experimentos dedicados ao estudo de raios cósmicos, tanques com água como meio sensível e equipados com PMTs são usados como detectores. Tanques de dezenas

O detector VELO, do LHCb

A observação de hádrons contendo os quarks c e b depende da capacidade de distinguir os pontos de produção e decaimento.

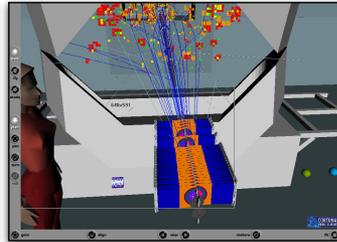
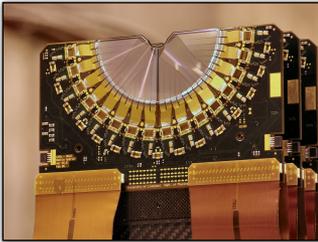
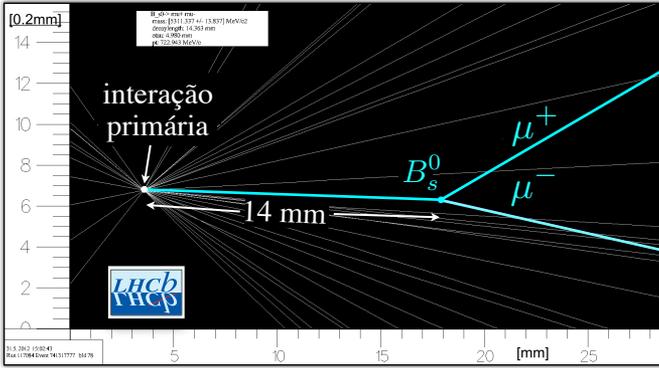


Figura 28: O detector VELO, do LHCb, é composto por planos de detectores de silício, envolvendo a região de interação entre os feixes do LHC.

de metros de altura, instalados em grande profundidade, são empregados para a detecção de neutrinos.

Nos experimentos em aceleradores, como o LHCb, as partículas produzidas têm momentum muito alto, e por isso os detectores de radiação Čerenkov utilizam gases com índice de refração próximos da unidade. Os fótons são emitidos numa direção perpendicular à superfície de um cone com eixo na trajetória da partícula. Ao atingir o plano com espelhos, os fótons formam círculos cujo raio indica a velocidade da partícula, como ilustrado na Fig. 34. O ângulo de emissão cresce rapidamente com o momentum até saturar, quando então a medida da velocidade não pode mais ser feita. Por essa razão, os experimentos combinam dois ou mais detectores de radiação Čerenkov, de forma a cobrir um espectro de momentum mais amplo.

Em comparação com a ionização, o efeito Čerenkov transfere ao meio uma quantidade ínfima de energia ($\mathcal{O}(1\%)$), o que implica relativamente poucos fótons emitidos por centímetro do material. Assim, a emissão de radiação Čerenkov está sujeita a flutuações muito grandes. O número médio de fótons emitidos por unidade de comprimento e no intervalo de



$B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$: um decaimento raro, com probabilidade $10^{-9} \%$

Figura 29: Reconstituição numérica de um decaimento muito raro, registrado pelo LHCb.

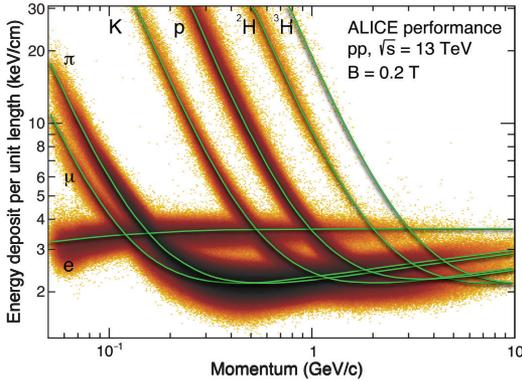


Figura 30: Identificação de partículas baseada na ionização.

comprimentos de onda λ_1 e λ_2 é dado por

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2(\lambda)\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}.$$

Se a dispersão do meio pode ser ignorada (n independente de λ), o número de fótons por unidade de comprimento é

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \sin^2 \theta_C \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right).$$

Considerando apenas comprimentos de onda na região do visível (400–700 nm), obtemos para partículas carregadas (e^- , μ^- , π^+ etc)

$$\frac{dN}{dx} = 490 \sin^2 \theta_C \text{ cm}^{-1}.$$

Note que a dependência do meio está contida no termo $\sin \theta_C$. No caso do experimento LHCb, como mostrado na Fig. 33, os valores típicos dos ângulos θ_C são da ordem de dezenas de miliradianos, o que significa que, em média, cada partícula carregada provoca a emissão de algumas poucas dezenas de fótons. Como consequência das flutuações na energia transferida, não é possível identificar uma partícula com 100% de certeza. Nas análises de dados, a informação disponível são distribuições de probabilidades associadas a cada espécie de partículas – elétrons, múons, píons, káons ou prótons. Na Fig. 35 vemos como a eficiência na identificação correta de um káon varia de acordo com o momentum da partícula e o valor mínimo da probabilidade que é requerido.

A detecção de radiação Čerenkov é empregada nos observatórios de raios cósmicos (constituídos por prótons, na sua grande maioria). A Terra é continuamente bombardeada por essas partículas, cujo espectro de energia alcança 10^{22} eV. Ao colidirem com moléculas das camadas mais altas da atmosfera, os raios cósmicos mais energéticos produzem milhares de outras partículas, formando os chamados *chuveiros aéreos extensos* (EAS, na sigla em inglês). Os chuveiros contém muitos píons, e estes quase sempre decaem em múons e neutrinos. Os múons têm vida-média longa, comparada à dos hádrons, e chegam à superfície devido à dilatação do tempo. São, de longe, as partículas carregadas mais abundantes no nível do mar. Os múons são, portanto, a chave para estudar os raios cósmicos.

Um múon com velocidade $0.98c$, atravessando um tanque com água, causa a emissão, em média, de 200 fótons/cm, em um ângulo de aproximadamente 42° . Apenas uma pequena fração dos fótons é detectada diretamente pelas PMTs. A maior parte dos fótons é refletida pelas paredes internas dos tanques, que são revestidos por um material de alta refletividade. Para uma boa eficiência na detecção de múons, os tanques

têm volume da ordem de 10-20 mil litros, como os que serão utilizados no observatório *Southern Wide-field Gamma ray Observatory*, SWGO, a ser construído nos Andes.

Para detectar raios cósmicos ultra energéticos, que produzem chuviros extensos, é necessário uma rede de detectores cobrindo uma grande área. O Observatório Pierre Auger, na Argentina, ocupa uma área maior do que a cidade de São Paulo. Um esquema do observatório SWGO está mostrado na Fig. 37.

Uma estratégia diferente é adotada para a detecção de neutrinos, as partículas mais elusivas, que só interagem via força fraca e com seção de choque muito pequena. Desde os anos 1960, havia um enigma a respeito dos neutrinos solares: o fluxo observado era metade do esperado. O problema foi resolvido nos anos 2000 pelo experimento *Super-Kamiokande* (Fig. 38), no Japão, e *Sudbury Neutrino Observatory*, SNO, no Canadá. Ambos foram construídos em minas abandonadas, a aproximadamente 1 km de profundidade usando as camadas superficiais da Terra como filtro e água como meio sensível.

O experimento Super-Kamiokande, 50 000 toneladas de água estão armazenadas em um imenso tanque equipado com cerca de 11 mil PMTs. Os neutrinos colidem elasticamente com elétrons atômicos, e quando estes se propagam com velocidade maior que a da luz na água, radiação Čerenkov é emitida (Fig. 39). Como o elétron pode ser considerado em repouso, comparando sua velocidade com a do neutrino (uma partícula sem massa, segundo o Modelo Padrão), sua trajetória após a colisão tem um ângulo bem pequeno em relação à trajetória do neutrino. A direção de voo do elétron torna possível distinguir os neutrinos solares dos produzidos de outra maneira.

A combinação dos resultados dos dois experimentos desvendou o mistério envolvendo os neutrinos solares, ao mesmo tempo que revelou um fenômeno surpreendente: durante o voo, neutrinos do elétron podem se transformar em neutrinos do múon. A chamada *oscilação de sabor* foi confirmada posteriormente por outros experimentos, e é um fenômeno que só pode ocorrer com partículas massivas. Assim descobrimos que os neutrinos têm massa, ainda que muito pequena, numa clara indicação de que o Modelo Padrão é apenas uma teoria efetiva, limite de “baixas” energias de uma teoria mais abrangente, baseada em novas simetrias.

Efeito de densidade

- A componente transversal do campo elétrico da partícula incidente é muito intensa em meios densos e para partículas ultra-relativísticas.
- A partícula incidente interage com muitos átomos ao mesmo tempo.
- A polarização desses átomos age como uma blindagem
- Como consequência, a partícula incidente transfere menos energia do que se estivesse no vácuo.

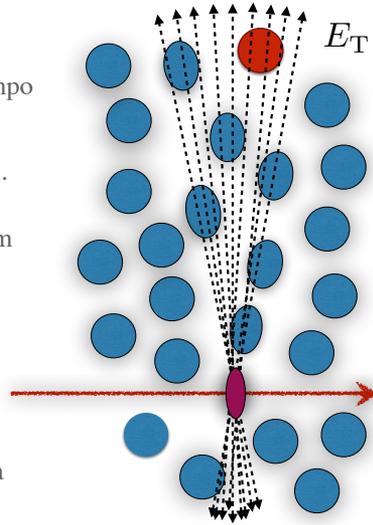
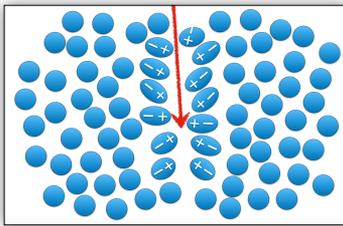
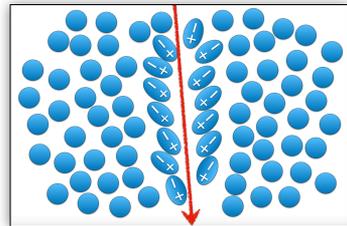


Figura 31: O efeito de densidade.



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

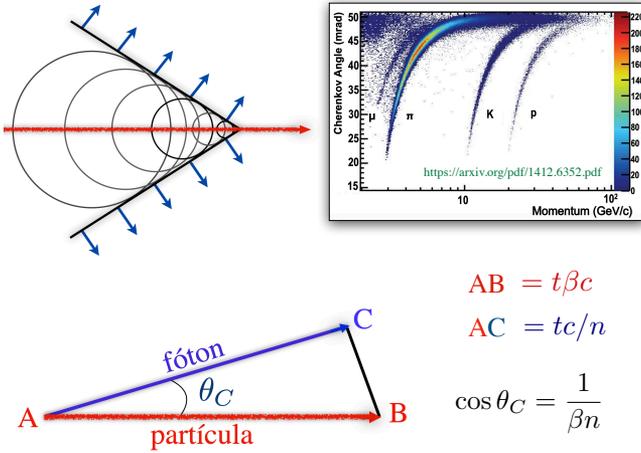
A polarização se desfaz de forma *incoerente*



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

A polarização se desfaz de forma *coerente*, gerando a radiação Čerenkov

Figura 32: O efeito Čerenkov resulta do comportamento coletivo do meio.



$$AB = t\beta c$$

$$AC = tc/n$$

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n}$$

Figura 33: A radiação Čerenkov é uma onda de choque luminosa. A partícula sempre antecede as frentes de ondas. Os fótons são emitidos numa direção perpendicular à superfície de um cone com eixo na trajetória da partícula.

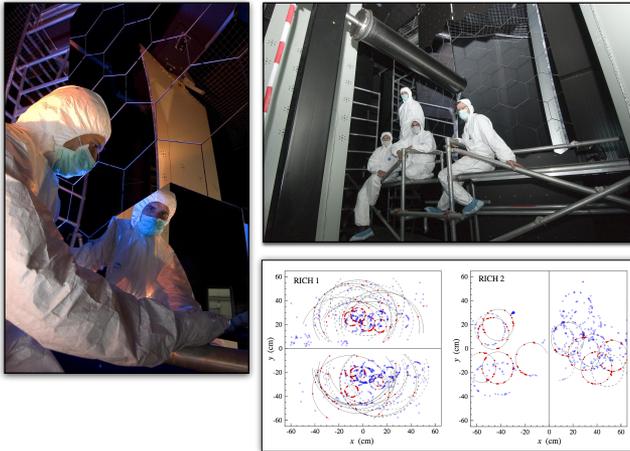
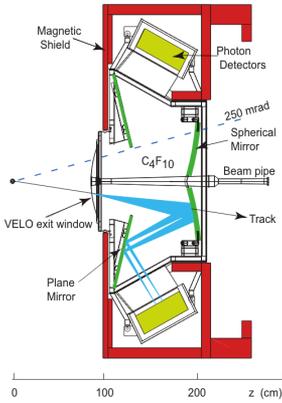
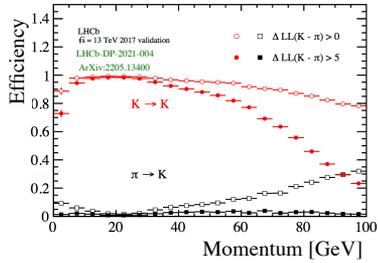


Figura 34: O sistema de detecção de radiação Čerenkov do LHCb combina dois contadores com radiadores de índice de refração diferentes, permitindo cobrir um extenso intervalo de momentum. Espelhos hexagonais direcionam os fótons Čerenkov para PMTs.



Um dos contadores Čerenkov do LHCb



Desempenho do sistema de identificação do LHCb: a eficiência com que um káon é identificado como tal, e a probabilidade de um pión ser identificado como um káon, com dois critérios de identificação

Figura 35: O sistema de identificação retorna distribuições de probabilidades para cada tipo de partícula. A eficiência da identificação correta de um káon e a taxa de identificação errônea dependem do momento e do critério adotado.

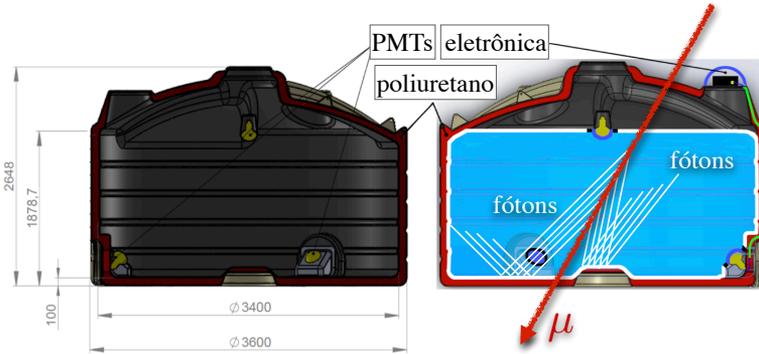


Figura 36: O tanque Mercedes, proposto para o observatório SWGO, é construído em poliuretano roto moldado, no Brasil.

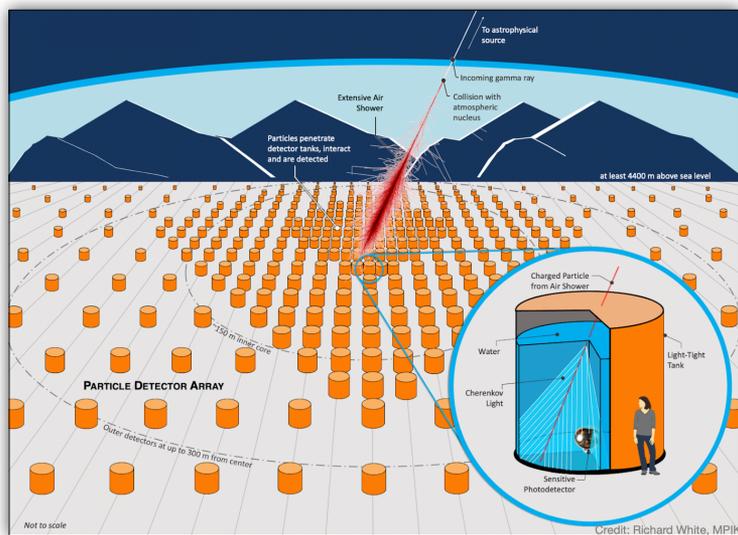
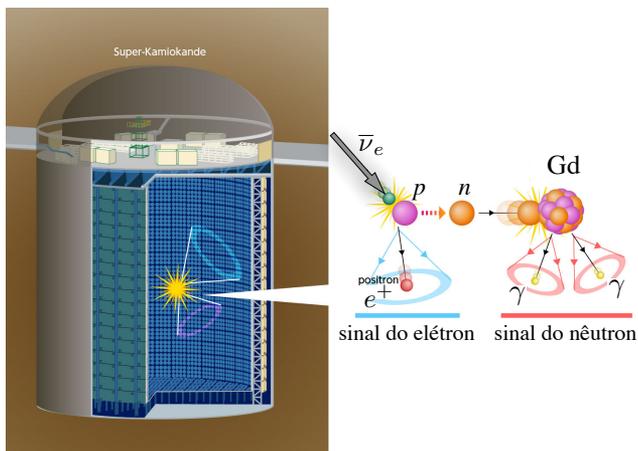


Figura 37: O observatório SWGO.



<https://terrara.com.br/astronautica/observatorios>

Figura 38: O experimento Super-Kamiokande. Uma pequena quantidade de gadolínio é diluído para aumentar a eficiência de detecção e diminuir o ruído.

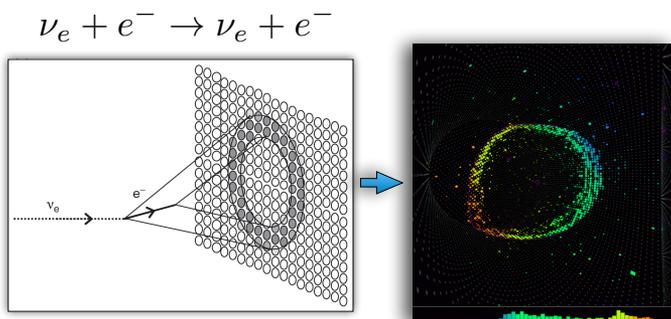
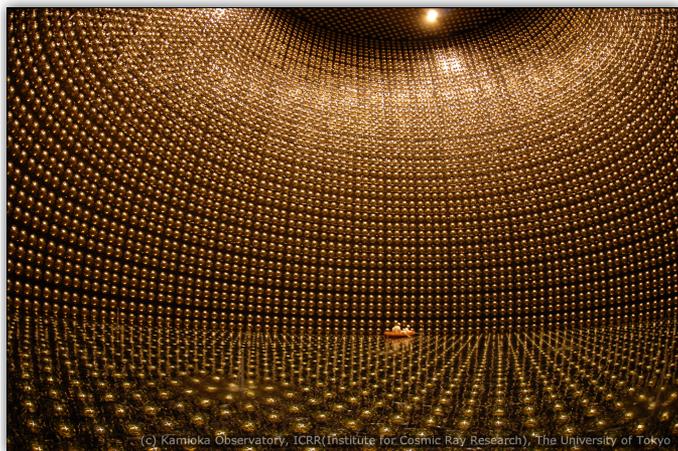


Figura 39: O detector Super-Kamiokande visto por dentro, com suas 11 mil PMTs. O sinal do elétron forma um círculo bem nítido.

NOTAS DE FÍSICA é uma pré-publicação de trabalho original em Física. Pedidos de cópias desta publicação devem ser enviados aos autores ou ao:

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Área de Publicações
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150 – 4^o andar
22290-180 – Rio de Janeiro, RJ
Brasil
E-mail: alinecd@cbpf.br/valeria@cbpf.br
<http://portal.cbpf.br/publicacoes-do-cbpf>

NOTAS DE FÍSICA is a preprint of original unpublished works in Physics.

Requests for copies of these reports should be addressed to:

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Área de Publicações
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150 – 4^o andar
22290-180 – Rio de Janeiro, RJ
Brazil
E-mail: alinecd@cbpf.br/valeria@cbpf.br
<http://portal.cbpf.br/publicacoes-do-cbpf>