



LABORATÓRIO DE INSTRUMENTAÇÃO E
FÍSICA EXPERIMENTAL DE PARTÍCULAS

O detector de Cerenkov na
experiência AMS-01:
Uma medida da velocidade de
partículas carregadas

Laura Barros (*n*° 38301)
Orientador: Prof. Fernando Barão

2000/2001
INSTITUTO SUPERIOR TÉCNICO
LEFT-Licenciatura em Engenharia Física Tecnológica

Introdução

A primeira fase da experiência AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) da NASA (National Aeronautics Space Administration) foi efectuada a bordo do Space Shuttle Discovery (voo precursor STS-91) durante dez dias em Junho 1998. Voou a altitudes entre 320 e 390 km, numa órbita de 51.6° .

Um número total de 99 milhões de acontecimentos foram acumulados, permitindo a medição do fluxo de várias espécies de partículas (e^\pm , p^\pm , He...). O objectivo principal foi testar o comportamento do espectrómetro AMS em órbita, para o preparar para a segunda fase que terá lugar a bordo da Estação Espacial Internacional durante 3 a 5 anos em 2003/2004.

O objectivo deste trabalho consiste na medição da velocidade de partículas carregadas com base nas propriedades da radiação de Cerenkov.

1 Motivações astrofísicas de AMS-01

A determinação da presença ou ausência de anti-matéria é um dos objectivos físicos da experiência. No início, o Universo era simétrico e procura-se saber em que escala essa simetria existe. Há ausência de raios γ provenientes da aniquilação de matéria com anti-matéria numa escala do tamanho de clusters de galáxias (20Mpc). Mas para escalas maiores ainda não se excluiu, pela observação, a existência de anti-matéria. Uma indicação directa de anti-matéria seria a detecção de anti-núcleos mais pesados (anti-hélio, anti-carbonos...) visto a sua produção secundária ser muito difícil.

Mais de 90 % do universo não é observável por meios ópticos. A existência de matéria escura é constatada através do seu efeito gravitacional noutros objectos. A teoria da supersimetria apoia a ideia de que a matéria escura constitua umas partículas massivas que interagem fracamente (WIMPs) e que ao colidirem, aniquilam-se e produzem anti-protões (além daqueles que são produzidos através de colisões entre raios cósmicos primários, protões maioritariamente, e o meio interestelar), positrões, e raios γ de alta energia.

O AMS detecta os raios cósmicos originais no espaço antes que colidam com os átomos da atmosfera terrestre. Uma técnica usada na determinação da fracção de raios cósmicos que são criados fora do nosso cluster galáctico, é a medida da relação dos raios cósmicos Be^{10}/Be^9 . O Be^{10} tem tempo de semi-vida de 1 milhão de anos. Se a relação entre Be^{10} e Be^9 for grande, os raios cósmicos são jovens em termos astronómicos. Se a fracção for baixa, o Be^{10} teve tempo de decair pois viajou mais tempo pela galáxia. O AMS propõe-se estudar com precisão Be^{10}/Be^9 para:

- Determinar apuradamente o tempo de confinamento do raio cósmico na galáxia.
- Determinar a densidade média do material interestelar atravessado pelos raios cósmicos o que indica a quantidade de tempo que os raios cósmicos passam no halo da galáxia.

2 O detector AMS-01

O aparelho AMS, na sua configuração inicial ou da "fase 1", foi completado no fim de 1997 em Zurique. O detector AMS-01 é um espectrómetro magnético, principalmente composto por um magneto permanente, por um sistema de tempo

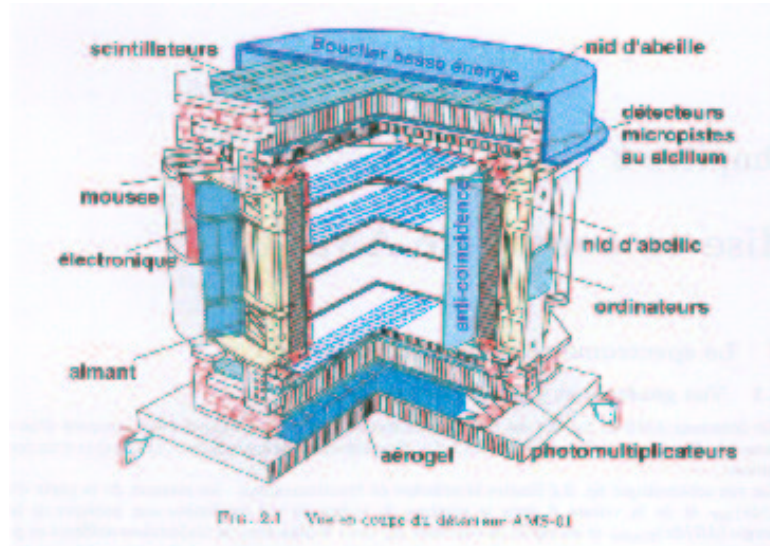


Figura 1: Detector AMS-01

de voo (ToF: Time-of-Flight), por um detector de trajetórias (Tracker), por um contador cintilador de anti-coincidências e por um contador de Cerenkov de limiar de aerogel (ATC: Aerogel Threshold Cerenkov Counter).

2.1 O magneto permanente

O magneto do espectrómetro de 0.14 T é constituído de 1024 elementos de $Nd_2Fe_{14}B$ de $5 \times 5 \times 2 \text{ cm}^3$ que estão dispostos de maneira a formar um cilindro com uma altura de 0.8 m, com um diâmetro interior de 1.034 m e com um peso total de 1900 kg. As linhas de campo estão orientadas perpendicularmente ao eixo do cilindro, contrariamente ao solenoide habitual pois:

- O objectivo é de observar a trajetória de uma partícula e não o produto de uma colisão.
- A aceitação deve-se situar sobre a abertura do magneto: a trajetória deve encontrar uma quantidade de matéria mínima.
- A NASA impõe restrições muito firmes quanto à amplitude do campo dipolar que pode haver no exterior do magneto.

Esta configuração exigiu a magnetização prévia de cada elemento constitutivo de forma que o campo resultante seja homogéneo no interior do cilindro e diminua rapidamente no exterior e requereu a sua colagem ser feita com força suficiente para resistir à repulsão de dois elementos vizinhos.

2.2 O sistema de tempo de voo

Destina-se ao disparo (trigger) do primeiro plano, à medida do tempo de voo e à medida da perda de energia, e é composto por quatro planos de cintiladores em que dois estão situados acima e dois abaixo do detector de trajetórias. Cada plano encontra-se subdividido em tiras de cintiladores de 1 cm de espessura ori-

entadas tanto segundo y , como segundo x , de maneira a medir uma coordenada tridimensional com uma resolução da ordem do cm no início e no fim da trajetória. As tiras estão todas ligadas a 3 fotomultiplicadores em cada extremo. A resolução grosseira das coordenadas obtidas é essencial para o sistema de disparo (trigger) do AMS-01, pois esta informação é tratada no terceiro nível do sistema de disparo que decide sobre a aquisição do acontecimento completo. A espessura dos planos assegura uma muito fraca dispersão da deposição de energia e deveria ter permitido uma medida muito precisa de $|Z|$, estando esta combinada com o tempo de voo; infelizmente, um problema de saturação sobre as grandes energias impediu o seu aproveitamento para a separação dos iões de carga $|Z| > 2$. O tempo de voo era concebido para se ter uma resolução de 110 ps, mas esta última foi finalmente de 150 ps por causa do não funcionamento de um dos planos (o quarto), o que é apesar de tudo um feito notável.

2.3 O detector de trajetórias (Tracker)

O Tracker é constituído por 6 planos paralelos, quatro dos quais estão no interior do magneto, enquanto que os outros dois estão respectivamente por cima e por baixo do magneto.

Cada plano é constituído por uma plaqueta de silício de $4 \times 7 \text{ cm}^2$, de espessura $300 \mu\text{m}$. Sobre cada plaqueta são depositadas micropistas metálicas sobre ambas as faces, ao longo da plaqueta. As divisões da plaqueta estão dispostas de modo a cobrir uma superfície circular, e as micropistas vêm dispostas em série. Não foi possível completar todo o Tracker a tempo para o voo no Discovery, visto que os planos internos não cobriram toda a superfície circular, mas unicamente uma porção ortogonal às linhas de campo. A aceitância do AMS resultante é assim reduzida a $0.36 \text{ m}^2\text{sr}$.

2.4 O sistema de anticoincidências

Para evitar disparos intempestivos devidos à passagem de partículas interagindo com as paredes do magneto e assim para rejeitar este ruído de fundo, uma camada de cintiladores plásticos é disposta sobre a parede interna do magneto. Um disparo que se produz em coincidência com um sinal proveniente deste sistema é rejeitado.

2.5 Princípio de funcionamento

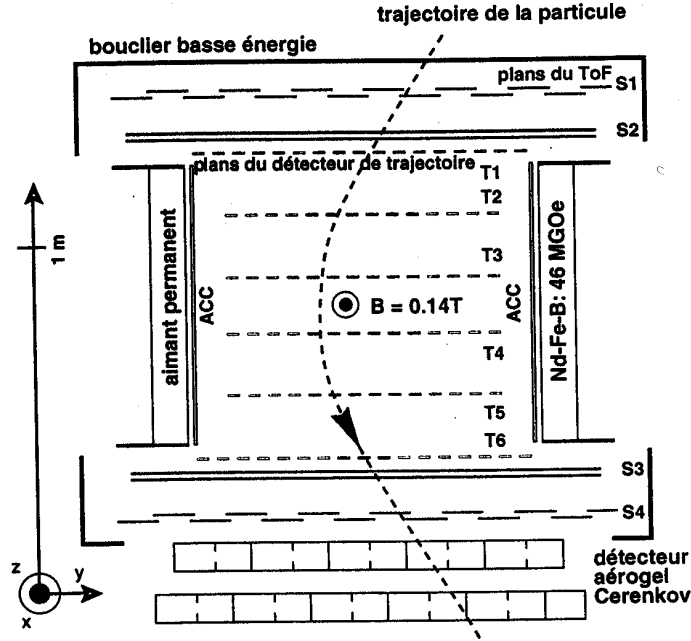


Figura 2: Esquema do detector AMS-01

A vista esquemática da figura anterior ilustra o princípio de funcionamento: as medidas da perda de energia $(dE/dx)_{ToF}$ e da velocidade β no sistema de tempo de voo combinadas às medidas da perda de energia $(dE/dx)_{Tracker}$ e do raio de curvatura R_c no detector de trajetórias chegam em princípio à identificação das partículas e à determinação da sua energia e do seu momento linear visto que elas fornecem a carga Z , a massa m e a rigidez R . A rigidez estando definida como $R=p/Z$, onde p é o momento linear.

A perda de energia por ionização nos materiais do detector é proporcional a Z^2 e aumenta muito rapidamente para baixas velocidades segundo a fórmula de Bethe-Bloch. As múltiplas medidas nos planos do Tracker e nos planos do ToF, uma vez corrigidas para ter em conta a velocidade da partícula, fornecem portanto uma medida do módulo da carga. O signo da carga é obtido combinando a direcção de incidência da partícula com o signo da curvatura no detector. Do raio de curvatura e do signo da curvatura, obtém-se a rigidez. Assim, o momento linear, a carga e a massa são determinados.

A perda de energia na matéria por ionização segue a forma de Bethe-Bloch (ver apêndice):

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N Z \frac{z^2 e^4}{m v^2} \left(\ln \left(\frac{2\gamma^2 m v^2}{\hbar \langle \omega \rangle} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right) \quad (1)$$

A perda de energia aumenta com o quadrado da carga e é inversamente proporcional ao quadrado da velocidade. A figura seguinte representa a perda de energia (em unidades arbitrárias) em função da rigidez em escala logarítmica.

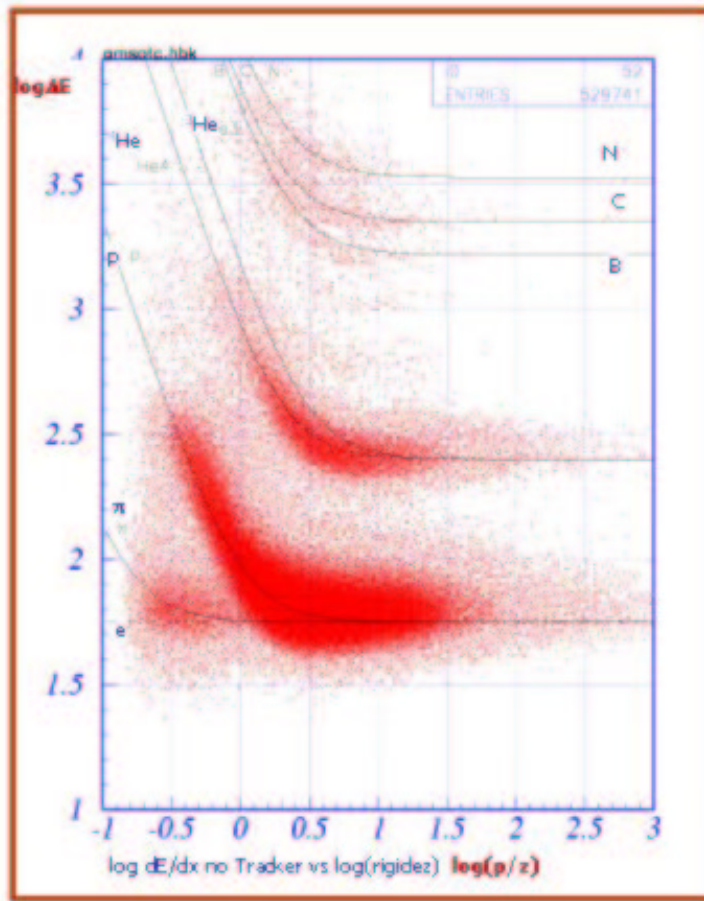


Figura 3: Perda de energia

Verifica-se que a perda de energia segue o comportamento da fórmula referida e permite separar as populações de electrões, piões, muões, hélios, boros, carbonos e azotos. Constata-se um aumento da perda de energia com o quadrado da carga, em acordo com a fórmula de Bethe-Bloch. Para baixas energias, a perda de energia tende a aumentar muito porque a partícula tem mais tempo para interagir com o meio, e para partículas de massa inferior, a perda de energia aumenta para energias menores. A fórmula de Bethe-Bloch pode ser aproximada por :

$$\frac{dE}{dx} \propto Z^2 \beta^{5/3} \rightarrow Z^2 \propto \frac{dE}{dx} \beta^{5/3} \quad (2)$$

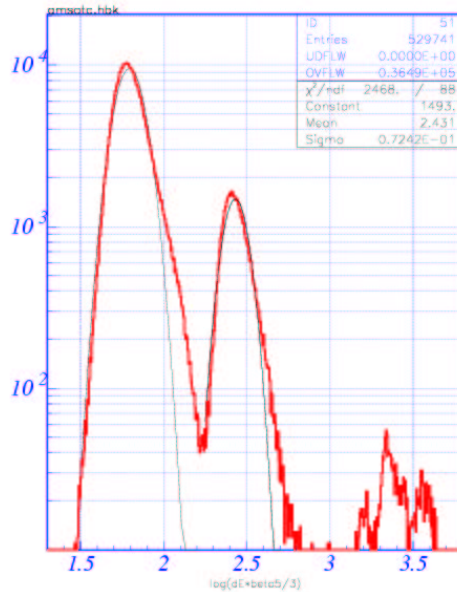


Figura 4: Distribuições de carga para diferentes partículas

No histograma anterior, podem-se visualizar as distribuições correspondentes a $Z=1$ ($p, \pi^\pm, e^\pm, \mu^\pm$), $Z=2$ (He), $Z=5$ (Boro), $Z=6$ (Carbono), e $Z=7$ (Azoto).

3 O detector ATC

Na parte inferior do AMS é montado um detector de Cerenkov (Aerogel Threshold Cerenkov Counter-ATC), formado por dois planos constituídos por células de aerogel. A célula de aerogel é o componente elementar do detector ATC ($11 \times 11 \times 8.8 \text{ cm}^3$) preenchida por 8 blocos de aerogel de 1.1 cm de espessura. Os fótons emitidos são reflectidos por 3 camadas de teflon de $250 \mu\text{m}$ que cercam os blocos de aerogel, para alcançar a janela do fotomultiplicador PMT (Hamamatsu R-5900).

Os processos que limitam a detecção de fótons de Cerenkov são a dispersão de Rayleigh ($L_R \propto \lambda_\gamma^4$) e a absorção ($L_{abs} \propto \lambda_\gamma^2$). Estes dois efeitos diminuem com comprimentos de onda maiores. Logo um “wavelength-shifter” (ou deslocador de comprimento de onda) é usado e colocado no meio de cada célula. Consiste numa fina camada de tedlar ($25 \mu\text{m}$) mergulhado numa solução de PMP (1-Phenil-3-Mesityl-2-pyrazolin) e colocado num envelope de polietileno ($50 \mu\text{m}$), para evitar contacto entre o PMP e o material aerogel. Isso permite um deslocamento de comprimento de onda de 300 nm até a 420 nm. É de notar que o máximo de eficiência do tubo fotomultiplicador R5900 é para $\lambda \sim 420 \text{ nm}$. O

uso do shifter leva a um aumento geral no número de fotoelectrões avaliado a $\sim 40\%$.

O detector ATC é feito de 168 células como esta agrupadas em módulos de 2×8 células encerradas numa estrutura de fibra de carbono. Há um módulo especial (meio módulo) feito de 8 células. Os módulos estão dispostos em 2 camadas rectangulares (8×10 células na parte superior e 8×11 células na parte inferior). A forma rectangular das camadas é feita para maximizar a aceitação, e a segunda camada é deslocada do comprimento de meio módulo para minimizar a perda de traços passando entre as células. As duas camadas estão aparafusadas respectivamente acima e abaixo do prato em ninho de abelha de espessura 5 cm coladas a um enquadramento de alumínio que é montado numa estrutura de suporte universal (USS) por quatro ligações.

O design mecânico do ATC foi um ponto importante da experiência AMS-01, devido ao facto do ATC ser montado directamente no USS independentemente do resto do detector. A minimização da massa total do contador ATC foi bem sucedida, sendo a massa final de 120 kg.

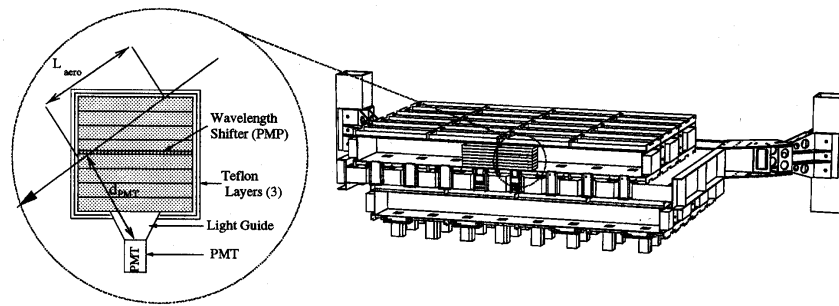


Figura 5: Detector de Cerenkov de limiar de aerogel-ATC com bloco de aerogel

4 O efeito de Cerenkov

O efeito de Cerenkov ocorre no interior do bloco de aerogel do ATC quando a partícula atravessa o meio com velocidade superior à da luz nesse meio (ver apêndice).

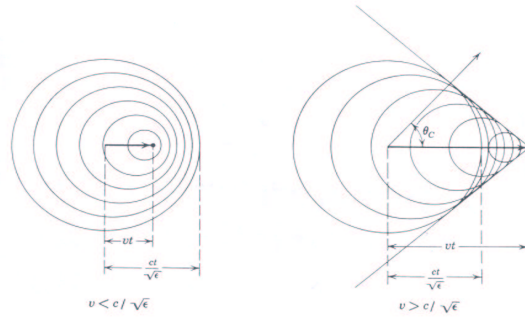


Figura 6: Efeito de Cerenkov

Nas duas figuras acima, temos dois conjuntos de ondículas sucessivas e esféricas de radiação electromagnética que se propagam com a velocidade $c/n(\omega)$ a partir das posições instantâneas sucessivas de uma partícula que se move com velocidade constante v .

No primeiro caso, a partícula vai mais devagar que a perturbação que provoca pois $v < c/n(\omega)$ e as ondas electromagnéticas não interferem entre si.

No segundo caso, a perturbação electromagnética induzida pela partícula fica aquém desta última, as ondas interferem entre si e cria-se uma frente de onda que se reforça e dá origem à radiação de Cerenkov sob a forma de um cone de luz com determinado ângulo de emissão.

Existe assim um único ângulo θ_c segundo o qual se pode observar emissão de radiação por uma partícula que atravessa um meio transparente com velocidade $v = \beta \cdot c > c/n$.

Sendo o meio dispersivo, a relação de Cerenkov é:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta \cdot n(\omega)} \quad (3)$$

em que $n(\omega)$ é a função de dispersão do meio e ω a frequência. Como

$$\cos\theta_c < 1 \Rightarrow \beta > 1/n \quad (4)$$

Existe portanto um limiar de velocidade a partir do qual a partícula radia, que para o aerogel é de $1/n = 1/1.035$. O detector perde informação sobre o ângulo contrariamente a certos detectores de imagem como o RICH (Ring Imaging Cerenkov Detector).

5 Motivações astrofísicas do ATC e os seus princípios físicos

Um dos objectivos iniciais do voo Shuttle AMS foi a procura de anti-protões cósmicos e a medida da relação \bar{p}/p para momentos abaixo de 3.5 GeV/c (o limiar de momento do ATC).

A componente de maior ruído para a amostra de \bar{p} , espera-se que venha de

electrões não identificados. Usando o fluxo de electrões medido e o fluxo anteriormente medido de \bar{p} , a relação entre o sinal e o ruído é estimada como sendo $\bar{p}/e^- \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ para o intervalo de momento linear considerado. O ATC permite a separação de \bar{p} e e^- até a 3.5 GeV/c.

Os positrões são também um assunto importante para AMS-01, para os quais os prótons constituem o ruído dominante, com uma taxa típica : $p/e^+ \sim 10^3$.

Os electrões constituem ruído para os anti-prótons e os prótons para os positrões pois, tendo a mesma carga, podem ter a mesma trajectória no Tracker sendo extrapolado o mesmo momento linear. Com a medição da velocidade pelo TOF e o ATC, consegue-se determinar a massa e logo separar as diferentes partículas do seu ruído.

Os princípios físicos do ATC assentam, como vimos, no facto de existir um certo valor de limiar para a partícula radiar: $\beta=1/n$. O aerogel ($n=1.035$) foi escolhido, pois embora tenha um baixo índice de refacção, permite a produção de fotoelectrões suficientes e o beta limiar encontra-se próximo de 1, logo só partículas com velocidades relativistas podem radiar no meio de aerogel do ATC. Assim, o momento linear limiar, será:

$$P_{\text{thres}} = \frac{mc}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (5)$$

Para diferentes partículas os limiares de momento linear são:

Particle	e^\pm	π^\pm	p (\bar{p})	He (\bar{He})
P_{thres}	1.91 MeV/c	0.52 GeV/c	3.51 GeV/c	14.0 GeV/c

Figura 7: limiares de momento linear

6 Sinal proveniente do ATC

Resumindo, ao atravessar os dois planos do ATC, uma partícula com a velocidade acima do limiar de velocidade, radia nos blocos de aerogel que atravessa, os fótons são recolhidos pelo fotomultiplicador de cada bloco o que permite a obtenção de um sinal em cada plano.

A radiação de Cerenkov no ATC é emitida quando uma partícula carregada atravessa o aerogel com uma velocidade superior à da luz nesse meio. Conforme a teoria de Frank-Tamm (ver apêndice), o número de fótons radiados por unidade de comprimento e energia é dado por:

$$\frac{d^2N}{dx dE} = \left(\frac{2\pi\alpha}{hc} \right) Z^2 \sin^2\theta_c = \left(\frac{2\pi\alpha}{hc} \right) Z^2 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (6)$$

ou seja o acontecimento de luz aumenta com a espessura do radiador (L), a carga da partícula (Z), a velocidade da partícula e o índice de refacção do meio (n).

Quando um fóton incide na janela do fotomultiplicador há libertação, por efeito fotoeléctrico, de um electrão (fotelectrão), que por efeito de cascata no fotomultiplicador vai ver o seu número ampliado. À saída do fotomultiplicador,

haverá uma certa carga medida, proporcional ao número de fotoelectrões emitidos no fotocátodo. O número de fotoelectrões recuperados através da carga, corresponde ao sinal.

O número total de fotoelectrões emitidos num radiador de espessura L , tendo em conta a eficiência total para detectar os fotões emitidos é:

$$N_{pe} = 370.L.Z^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \cdot \int \epsilon(E) dE \quad (7)$$

Existe uma relação entre o número de fotoelectrões ou sinal do ATC e a velocidade da partícula dada pela expressão:

$$N_{pe} = K \times L \times Z^2 \times \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (8)$$

em que N_{pe} é o número de fotoelectrões detectados que corresponde ao sinal, K é uma constante de normalização (resultado da constante 370 e da eficiência de detecção dos fotões), L é a distância de aerogel atravessada que se obtém por extrapolação da trajectória no tracker (conforme o ângulo com que a partícula incide no detector), Z é a carga da partícula e provém da informação sobre a perda de energia no tracker, e n é o índice de refacção do aerogel ($n=1.035$). De acordo com a equação [1.8), deve haver uma relação de linearidade entre o sinal deixado por uma partícula e a distância de aerogel que percorreu

Assim, calculou-se a média de fotoelectrões para vários intervalos de distância de aerogel, sabendo que a média do número de fotoelectrões segue a lei de Poisson :

$$p(0) = e^{-\langle N_{pe} \rangle} \quad (9)$$

Depois procedeu-se a um fit linear e verificou-se que de facto existia uma relação de linearidade, como se pode observar:

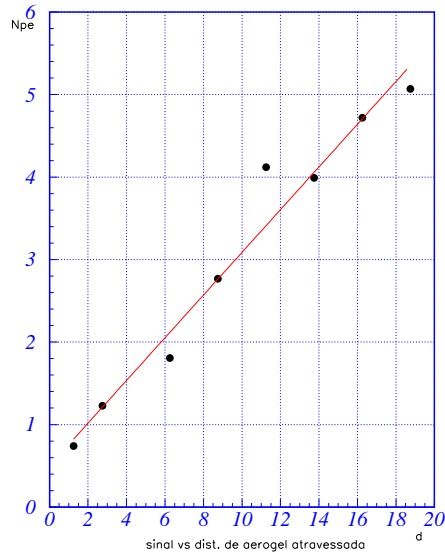


Figura 8: Linearidade entre sinal e distância atravessada

Da mesma maneira, pode-se obter experimentalmente o sinal para vários intervalos de momento linear:

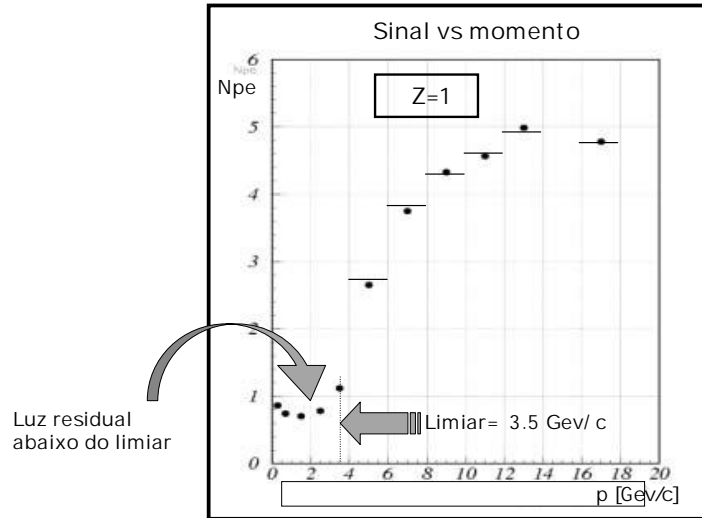


Figura 9: Espectro do sinal para protões

O espectro do sinal em função do momento linear para os protões evidencia um aumento do sinal a partir do limiar 3.5 GeV/c até a um patamar de cerca de 5 fotoelectrões.

Abaixo do limiar, a contribuição de sinais residuais devidos à cintilação no meio radiador de aerogel, a delta-rays (electrões de baixa energia arrancados por partículas incidentes no radiador) e radiação de Cerenkov do PMT directa que é visível e é em média 0.5 fotoelectrões por célula.

Para muito baixos momentos (< 0.5 GeV/c), o sinal aumenta devido ao aumento da energia de cintilação depositada por protões de baixa velocidade.

7 Obtenção da velocidade com o ATC

O objectivo deste trabalho é a determinação da velocidade de partículas com o detector de Cerenkov ATC.

Pretende-se calcular a velocidade a partir do sinal S do ATC:

$$\beta = \frac{1}{n \times \sqrt{1 - \frac{S}{K.L.Z^2}}} \quad (10)$$

O L provém da extrapolação da trajectória no Tracker (em média 17.7 cm), Z provém da medida da perda de energia do Tracker e da medida da velocidade no TOF (equação (1.2)) e n=1.035. O cálculo da constante de normalização faz-se para uma situação bem determinada: para uma amostra de partículas altamente relativistas ($\beta \approx 1$), com Z=1 e com p>15 GeV/c (ou seja protões).

A constante de normalização é dada por:

$$K = \frac{S}{L\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right)} \quad (11)$$

Para esta amostra, o valor do sinal corrigido vai ser 2.45 p.e., o que corresponde a um $K=2.1$.

7.1 Análise do sinal proveniente do ATC

Inicia-se o estudo pelos prótons por serem as partículas mais abundantes na natureza e logo gerarem mais estatística ($Z=1$).

Impõe-se que as partículas tenham velocidade $>.99c$, momento $>15[\text{Gev}/c]$ ou seja para partículas relativistas.

Requere-se que os prótons tenham atravessado pelo menos uma célula de aerogel em cada plano e que exista sinal em ambos os planos.

Para evitar sinais muito ruidosos impõe-se sinais nos dois planos inferiores a 200 fotoelectrões.

Introduz-se um corte adicional para a distância de aerogel ser superior a 6 cm.

O sinal no plano 1 e o sinal no plano 2, nessas condições são:

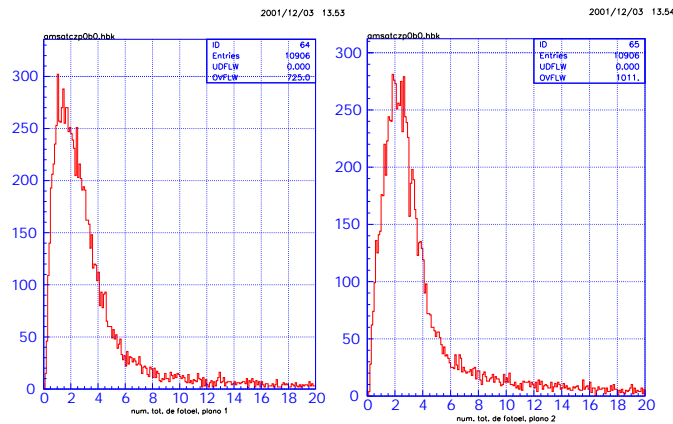


Figura 10: Sinal no plano 1 e no plano 2

Observa-se que a média do sinal no plano 1 é de 2.77 fotoelectrões, enquanto que no plano 2 é de 2.82 p.e.

A soma dos números de fotoelectrões dos dois planos de aerogel resultantes da passagem das partículas carregadas nos blocos de aerogel é dado pela figura:

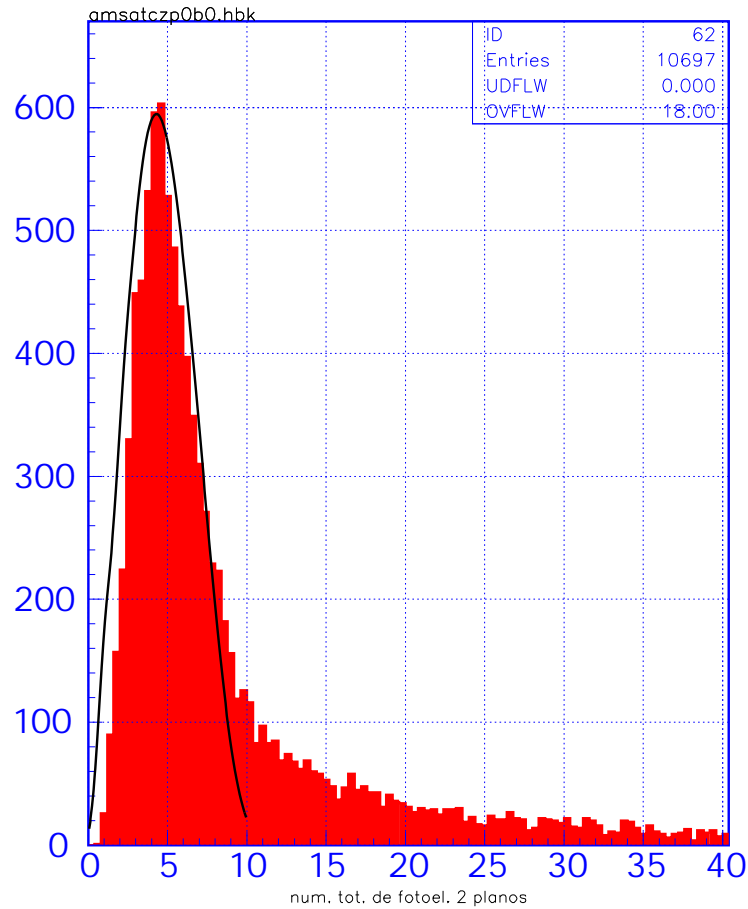


Figura 11: Sinal nos dois planos

Espera-se um número pequeno de fotoelectrões distorcido pela resolução, que pode ser descrito pela fórmula que representa a convolução de uma distribuição de Poisson com uma distribuição de Gauss e que se encontra na figura anterior sobreposta à distribuição do sinal:

$$S_{\text{ideal}}(x) = \sum_{i=1}^{15} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x-n)^2}{2n\sigma^2}\right) \quad (12)$$

Esperava-se que a lei explicasse totalmente o sinal mas existe uma cauda para a qual se vai tentar obter uma explicação.

A largura do sinal tem a ver com:

- Flutuações estatísticas associadas à contagem do número de fotoelectrões (inevitável).

É influenciada por efeitos sistemáticos e correcções a esses efeitos assim como:

- Distância atravessada de aerogel
- Relação entre o sinal e o parâmetro de impacto da partícula em relação ao PMT
- After-pulses(irreduzível)

7.1.1 Normalização do sinal à distância de aerogel percorrida

Efectua-se a normalização do sinal para corrigir o fenómeno seguinte: se duas partículas atravessam um bloco de aerogel com a mesma velocidade, e se a primeira atravessar mais aerogel do que a segunda, vai radiar mais, logo produzirá um sinal maior que a primeira partícula, o que conduzirá à obtenção de duas velocidades diferentes o que não corresponde à realidade.

Para evitar isso, normaliza-se em cada plano o sinal à distância mais provável que é de 9 cm como se vê nas figuras seguintes das distâncias percorridas no aerogel em ambos os planos pelos protões: :

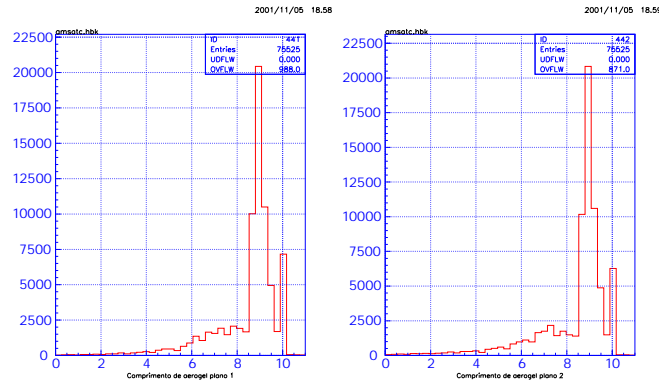


Figura 12: Distância de aerogel atravessada para plano 1 à esquerda e plano 2 à direita

O número de fotoelectrões corrigido em cada plano é dado pela expressão:

$$N_{pe}' = N_{pe} \times \left(\frac{9}{L} \right) \quad (13)$$

Portanto, se a distância percorrida de aerogel for superior a 9 cm, o sinal corrigido será menor e inversamente o que implica uma migração de acontecimentos das caudas para o pico da distribuição onde o sinal é menor. A distribuição da soma do sinal nos dois planos após a correção é apresentado na figura seguinte:

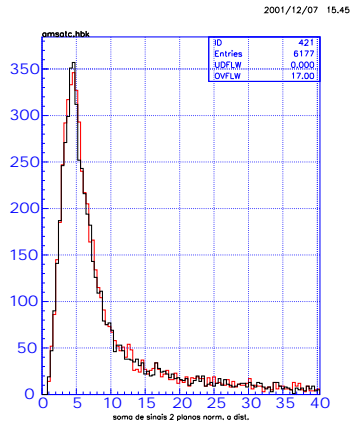


Figura 13: Sinal corrigido à distância sobreposto ao sinal (a preto)

Não se verifica grande diferença entre o sinal e o sinal corrigido o que era de esperar visto existirem poucos acontecimentos com distâncias de aerogel acima de 9 cm.

7.1.2 After-pulses

São ruído irredutível que pode provir de dois fenómenos: o primeiro é devido à existência de gases residuais que pode produzir uma corrente detectável à saída do fotomultiplicador. Átomos de gás podem ser ionizados pelos electrões e como são de carga contrária, são acelerados de volta para o cátodo ou os dínodos onde podem libertar mais electrões. Isso provoca os after-pulses ou impulsos com o atraso devido ao trânsito dos iões no tubo. Esse atraso pode ir de algumas centenas de nanosegundos até a microsegundos. O segundo, é devido ao efeito de “electrode glow” que corresponde a luz emitida pelos últimos dínodos que viaja para o fotocátodo. Os after-pulses ocorrem de 30 a 60 ns depois do verdadeiro impulso.

7.1.3 Estudo da relação entre o sinal e o parâmetro de impacto da partícula em relação ao PMT

Na figura seguinte, verifica-se um grande aumento do sinal para distâncias ao fotomultiplicador (ou parâmetro de impacto) mais curtas, ao quadrado (por ser unidade de ângulo sólido). No entanto, tem-se em vista que cada ponto dessas distribuições para ambos os planos, representa uma média no eixo dos y dos valores do sinal com a sua barra vertical que indica a concentração dos acontecimentos em torno do ponto (quanto menor fôr a barra mais os acontecimentos estão próximos do ponto).

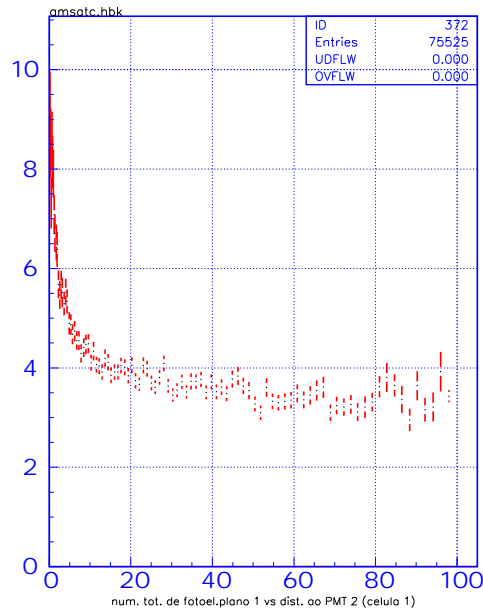


Figura 14: Sinal em função da distância ao fotomultiplicador ao quadrado

Ao adquirir o scatter plot (sem as médias em y), vê-se que os acontecimentos estão dispersos até sinais elevados mas que não se pode efectuar um corte para baixas distâncias ao fotomultiplicador pois eliminar-se-ia muitos acontecimentos de baixo sinal (do pico da distribuição) o que não é desejável (a distância ao fotomultiplicador pode estar mal medida):

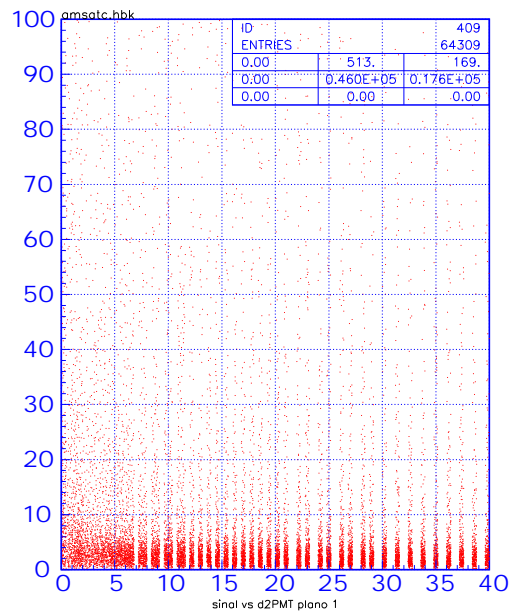


Figura 15: Sinal (em scatter plot) em função da distância ao fotomultiplicador ao quadrado para plano 1

7.2 Soma do sinal dos dois planos vs diferença entre os dois sinais

Segundo o plot seguinte da soma dos sinais dos dois planos vs a diferença entre o sinal do plano 1 e o sinal do plano 2:

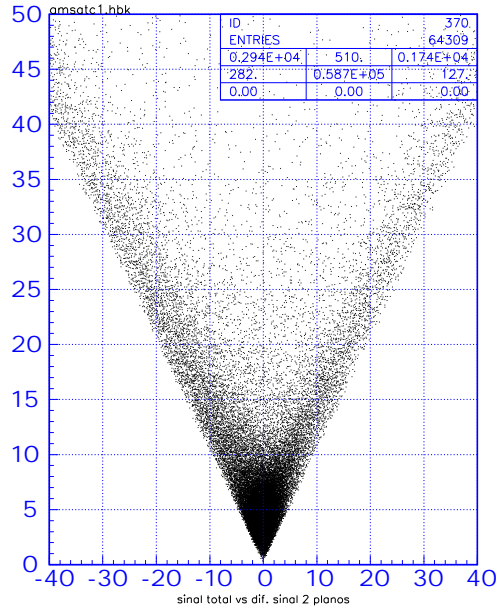


Figura 16: Soma do sinal dos dois planos vs diferença entre os dois sinais

Observa-se que a maioria dos acontecimentos está em zonas de diferenças de sinal próximas de zero, logo os sinais em cada plano diferem pouco e fazem parte da distribuição perto do pico do sinal. Os acontecimentos que se distribuem ao longo de dois ramos em forma de V em torno do $\Delta S=0$, correspondem a acontecimentos que vão tendo diferenças de sinais cada vez maiores, e observa-se também uma zona de acontecimentos que têm diferenças de sinal quase nulas mas que têm sinais muito elevados. Tanto no primeiro caso, em que tanto a soma como as diferenças dos sinais é elevada ou seja que há o sinal de um plano muito superior ao outro, como no caso em que a soma dos sinais é grande mas a diferença é pequena, trata-se provavelmente do fenómeno de after-pulses.

7.3 Definição de um estimador do sinal insensível ao ruído

Pretende-se recuperar os acontecimentos com sinais elevados num dos planos (que pertencem à cauda do sinal). Para tal, um estimador do tipo $S_{estim} = 2 \min(S_1, S_2)$, tem em conta o sinal mais baixo dos dois planos e não é sensível ao mais alto: os acontecimentos migram da cauda para o pico da distribuição do S_{estim} . É claro que quando se tem sinais elevados nos dois planos, o estimador não recupera esses acontecimentos das caudas. Tentou-se encontrar uma lei que permitisse rejeitar esses eventos mas não foi possível. Tem que se ter em conta também a assimetria da eficiência nos dois planos: em regra geral para um mesmo evento, o plano 1 vai fornecer menos sinal que o plano 2. Para se obter as eficiências respectivas, calcula-se as médias do sinal para cada plano e extrai-se desta forma a proporção de cada plano no sinal total ou seja a eficiência de

cada plano. Passamos a ter um estimador do tipo $S_{estim} = \min(\text{efic. plano 1} \times S_1, \text{efic. plano 2} \times S_2)$.

2001/12/13 14.00

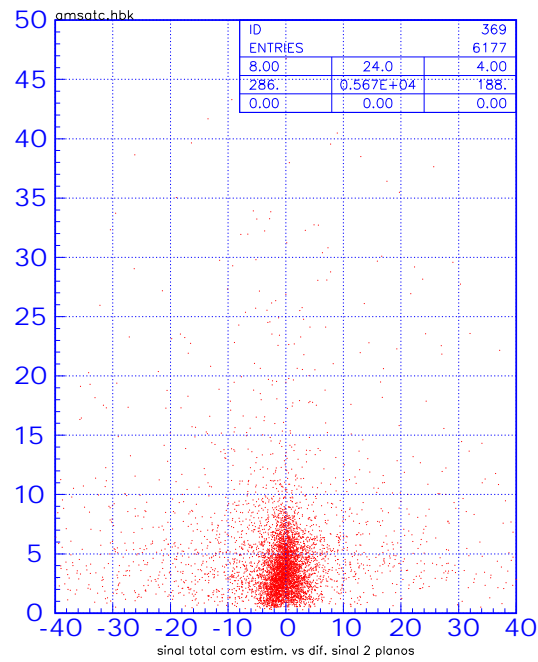


Figura 17: Estimador do sinal vs diferença entre os sinais dos dois planos

O resultado deste método foi bastante bom, observa-se uma redução substancial das caudas e um aumento e estreitamento da distribuição em torno do pico:

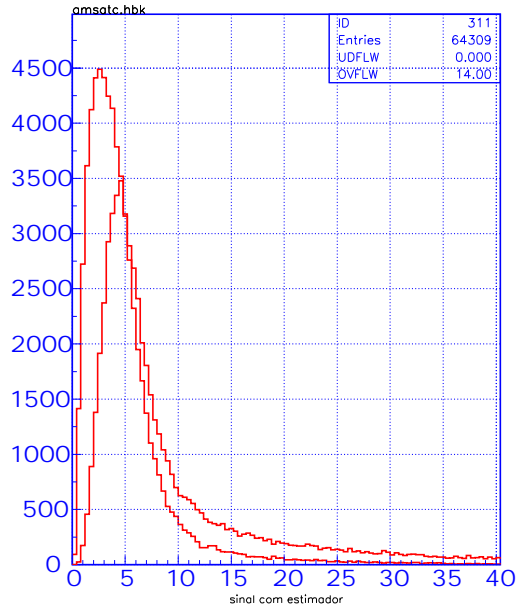


Figura 18: Estimador sobreposto ao sinal (pico mais baixo)

7.4 Obtenção da velocidade dos prótons

Da relação (1.8), pode-se aceder ao valor de qualquer β , tendo acesso ao N_{pe} , ao Z , ao L e a $n=1.035$:

$$\beta = \frac{1}{n \times \sqrt{1 - \frac{N_{pe}}{KLZ^2}}} \quad (14)$$

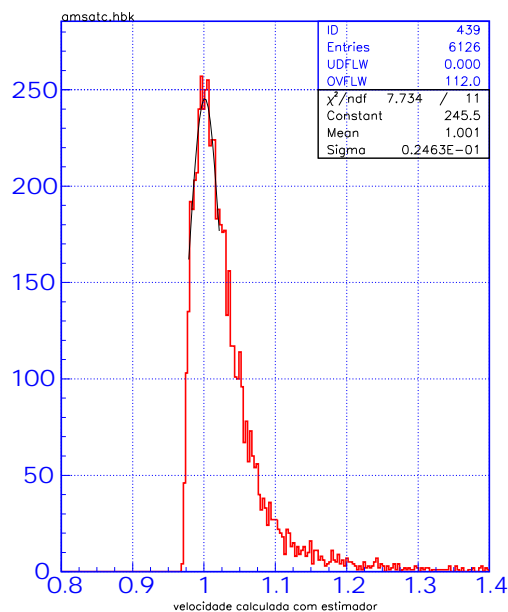


Figura 19: Velocidade calculada a partir da relação 1

Efectuou-se um fit gausseano à distribuição da velocidade medida no ATC e obteve-se a resolução de $\sigma=2.46\%$ (um pouco melhor que para o TOF em que a resolução é de 3%).

7.5 Obtenção da velocidade para partículas de $Z=1$

Alargando a amostra para partículas que satisfazem as condições precedentes sem a restrição do momento p ser superior a 15 GeV/c e da velocidade ser superior a 0.99c. Obtem-se o seguinte histograma:

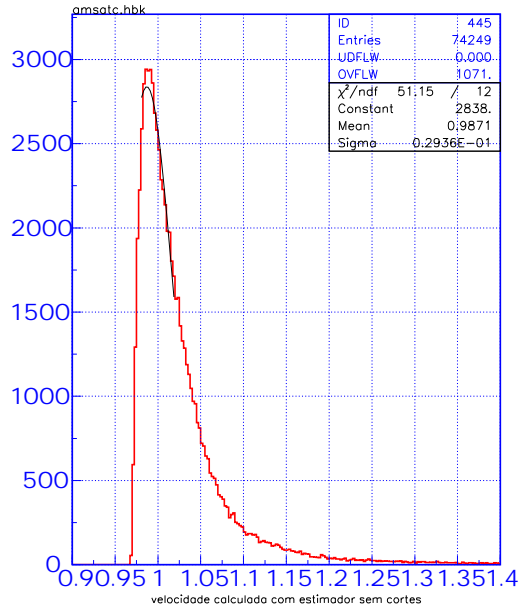


Figura 20: Velocidade calculada a partir da relação 1 sem corte em p e em beta

Portanto, uma vez confirmado o método, já se pode medir o beta com o ATC para qualquer amostra de $Z=1$.

Conclusões

Encontra-se desta forma demonstrada a capacidade de obtenção da velocidade de partículas carregadas com o detector de Cerenkov. Obteve-se uma resolução de 2.46% para prótons relativistas.

Existe a possibilidade de alargar o estudo a outras partículas, começando pelos hélios. Contrariamente à medida da velocidade com o TOF, essa medida feita com o ATC depende da carga; Observa-se um sinal maior para partículas de carga maior, logo um sinal mais imune ao ruído e espera-se portanto uma melhor resolução.

Este estudo abre horizontes, por exemplo, para o estudo da abundância do 3He , produzido por colisões de 4He com o meio interestelar, que afecta modelos sobre a propagação dos raios cósmicos.

8 Apêndice: o efeito de Cerenkov

9 Bibliografia

- Jackson, "Classical Electrodynamics", 2nd Ed. (John Wiley & Sons, New York 1975)
- Leo, "Techniques for nuclear and Particle physics experiments", 2nd Ed. (Springer Verlag, New York)
- Knoll, "Radiation detection and measurement", 2nd Ed. (John Wiley & Sons, New York 1989)
- Ribordy, "AMS-01: nouvelles limites à la présence de antihélium et contributions au détecteur de trajectoires", tese de doutoramento da Universidade de Genève (2000)
- Susan Ting, "The Alpha Magnetic Spectrometer: A particle physics experiment on the International Space Station"
- Barão, "Cherenkov Detectors in the Alpha Magnetic Spectrometer", *Nucl. Instr. Meth. A* 454 (2000) 174-179
- Nolfo et al., "Cosmic Ray Isotope Measurements using the Cherenkov-Rigidity Technique in ISOMAX"
- Barão et al., "The AMS-01 Aerogel Threshold Cherenkov Counter"
- I. Chirikov-Zorin et al., "Method for precise analysis of the metal package photo-multiplier single photoelectron spectra", *Nucl. Instr. Meth.* 419A (2001) 310-324
- Battiston, "Search for Antimatter in Space with the Alpha Magnetic Spectrometer" (1999)