



## **Simulação de Eventos e Estudo de Critérios de Seleção para a Separação Sinal/Ruído no Experimento Neutrinos Angra**

**André Gonçalves de Oliveira**

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF

**Luis Fernando Gomez Gonzalez**

Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP

**João C. dos Anjos**

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF

**Ernesto Kemp**

Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP

### **Resumo**

Os raios cósmicos constituem uma das principais fontes de ruído para experimentos de neutrinos, sobretudo para aqueles localizados na superfície ou em baixas profundidades. Assim uma estimativa do fluxo esperado de cada componente da radiação cósmica é fundamental para que possamos prever a relação sinal/ruído e planejar as estratégias para blindar ou vetar os sinais espúrios. Apresentamos neste trabalho uma simulação dos eventos de neutrinos e das principais componentes de ruído: múons e nêutrons cósmicos. Baseado nas características de cada tipo de evento estudamos critérios de seleção que serão aplicados na amostra de dados na forma de cortes. Mostramos que a inclusão de um segundo veto ativo de múons contribui para a separação sinal/ruído. Nessa amostra de dados simulados realizamos cortes usando como critérios: a identificação pelo veto externo e/ou interno, a energia depositada nas fotomultiplicadoras localizadas na superfície inferior, a distribuição de luz entre as superfícies superior e inferior e o tempo entre eventos. Finalmente realizamos ajustes na amostra de dados reduzida pelos cortes para extrair o número de eventos de neutrinos. As estimativas de grandezas como acurácia e precisão, neste caso, são passíveis de serem realizadas, já que temos acesso às grandezas verdadeiras, usadas como entradas na simulação.

## 1 Geração dos dados simulados e separação sinal/ruído

A identificação do sinal do neutrino no decaimento beta inverso é baseada na detecção do sinal do pósitron em coincidência com o sinal da captura do nêutron\* pelo Gadolínio, numa janela de tempo da ordem de 20-30  $\mu$ s, a depender da concentração de Gd na substância do alvo. O primeiro nível de *trigger* para disparar a aquisição de dados será a identificação de pulsos de luz vistos simultaneamente no alvo central por pelo menos três fotomultiplicadoras, desde que acima de um certo limiar de energia total depositada. Estes pulsos de luz são resultantes da luz Cherenkov gerada pelo pósitron (antes de se aniquilar) e pelos elétrons que sofreram espalhamento Compton dos gamas provenientes da desexcitação do Gd. Entretanto, como o experimento está sendo realizado na superfície, duas fontes de ruído importantes estarão presentes: sinais gerados pela passagem de múons pelo detector e sinais resultantes da captura pelo Gd de nêutrons espúrios. Estes nêutrons espúrios são, ou restantes de chuviros extensos, que atingem as proximidades do detector, ou produzidos por espalação pelos múons que atravessam o material circundante, ou o do próprio detector. A passagem de múons, com traços pequenos dentro do detector e conseqüentemente com depósito pequeno de energia, similar ao esperado pelos pósitrons, em coincidência temporal com os nêutrons espúrios, imitam de forma perfeita um sinal de antineutrino no detector. Ressaltamos que os nêutrons cósmicos e os de espalação, com energias superiores a 10 MeV [1], conseguem atravessar facilmente a blindagem<sup>†</sup>. Como vimos anteriormente a taxa de interação de neutrinos no detector é da ordem de 5.000 por dia, a taxa de múons da ordem de 350 Hz e a de nêutrons cósmicos de 4 Hz. Então teremos uma relação sinal ruído  $R$  dada por

$$R \simeq \frac{5 \times 10^3}{3,05 \times 10^7} \simeq 1,64 \times 10^{-4} \quad (1)$$

Para reduzirmos o ruído a níveis aceitáveis será necessário aplicar critérios de seleção para cortarmos múons e nêutrons cósmicos da amostra de dados. Neste estudo ainda não iremos incluir os nêutrons de espalação<sup>‡</sup>. Alguns critérios poderão ser aplicados em tempo real, antes de gravar os dados, pois a eletrônica de aquisição de dados do experimento assim o permitiria. Entretanto, se as taxas de aquisição de dados forem aceitáveis pretendemos armazenar todos os eventos e aplicar os cortes *off-line* de forma a não termos uma amostra com viés, e também explorar os sinais de fundo para caracterização do aparato e controle de sua estabilidade.

Para determinarmos os melhores cortes que possibilitem a extração do sinal da amostra procedemos a uma simulação dos eventos reais gerando um número de eventos equivalentes a um dia de tomada de dados. A partir de um tempo inicial  $t_0$  foram gerados múons, nêutrons cósmicos e pósitrons segundo distribuições de Poisson com valor médio igual ao inverso das frequências de ocorrência de cada partícula. O nêutron do decaimento beta inverso foi gerado considerando o tempo inicial  $t_{0n}$  a

---

\*após sua termalização

<sup>†</sup>Obs.: encontra-se em estudo a comparação entre blindagens de polietileno e  $H_2O$ . O conteúdo rico em carbono do polietileno pode ter um efeito desastroso e aumentar a multiplicidade dos nêutrons de espalação

<sup>‡</sup>Apesar de ser uma fonte de ruído bastante relevante, pois os produtos de espalação são, em geral, radioisótopos, e dentre eles existem os emissores simultâneos de beta-nêutrons, que imitam o sinal de antineutrinos (para uma discussão mais detalhada ver o capítulo 7 da referência [4]), sua frequência é menor, porém exige uma abordagem com outros critérios de identificação de ruído e rejeição.

partir do tempo de ocorrência da interação do neutrino, caracterizado pelo sinal de *prompt* do pósitron, e tendo um tempo médio de  $30 \mu\text{s}$  para termalização e absorção pelo Gd.

Os critérios para definir os cortes foram baseados nas possibilidades de identificação de múons pelo veto externo (*outer veto*) e pelas características temporais e de depósito de energia de cada tipo de partícula.

Para reduzirmos ainda mais o número de múons na amostra final, uma das possibilidades é a transformação da blindagem interna de água com Gd<sup>§</sup> num veto ativo de múons. Este veto interno, que funciona de modo independente do veto externo, pode ser importante para eliminar os eventos em que o múon atravessa uma distância pequena do detector central (múons inclinados e que passam perto das bordas e quinas do detector, depositando pouca energia). A implementação deste veto pode ser feita colocando fotomultiplicadoras na supramencionada blindagem de água. Incluímos na simulação este veto adicional, considerando eficiências para rejeição de múons de 60% e 70%. Baixas eficiências devem ser consideradas uma vez que esta região tem obstrução visual das bases das PMTs.

Utilizando os trabalhos anteriores [3], pode-se constatar que pósitrons e nêutrons geram menos de 100 fotoelétrons (f.e.) nas PMTs enquanto que múons geram mais que 100 f.e. em mais de 90% dos eventos [5].

Vimos também que o número de múons incidentes é maior na vertical, diminuindo em função do ângulo zenital  $\theta$  como  $\cos^2(\theta)$ . Como a luz Cherenkov se propaga em um cone que tem como eixo a direção de incidência da partícula, 95% dos f.e. vão ser gerados em primeira instância nas PMTs inferiores. Este resultado foi obtido em uma simulação onde só as paredes laterais do detector central eram espelhadas.

Finalmente, a distribuição temporal dos nêutrons cósmicos não está correlacionada com os pósitrons como é o caso da distribuição dos nêutrons advindos dos eventos de neutrinos, outro fato que pode ser explorado para aplicarmos cortes temporais na identificação de eventos de neutrinos.

Após a ordenação temporal de todos os eventos a partir de  $t_0$ , foram aplicados sobre eles os seguintes cortes, baseados nas características acima descritas, e também, adotados alguns valores típicos para o desempenho do detector:

- eficiências do veto externo para rejeição de múons de 90%, 95% e 98%.
- uma energia total depositada nas PMTs inferiores maior que 100 p.e.
- razão entre foto-elétrons depositados nas PMTs superiores e inferiores maior que 0,05.
- intervalo de tempo entre eventos consecutivos superior a  $300 \mu\text{s}$  (usando os tempos obtidos anteriormente à aplicação dos demais cortes).

O resultado da aplicação de cada um destes cortes sobre a amostra total de eventos gerados pode ser visto nas tabelas 1,2,3, 4 e 5. Pode-se observar nas tabelas que o número de múons é drasticamente reduzido mas que o número de nêutrons cósmicos é ainda uma ordem de grandeza maior que o número de eventos de neutrinos, mesmo nas janelas de tempo mais estreitas.

Mostramos os resultados de simulações para eficiências de 95% e 98% para o veto externo e sem considerar o veto interno nas Tabelas 6 e 7. Observamos, ao comparar os resultados da Tabela 1 com os das Tabelas 6 e 7, que o veto interno aumenta substancialmente o poder de rejeição dos múons. Por

---

<sup>§</sup>esta blindagem é decorrência natural do espaço remanescente entre a parede interna da caixa acondicionadora do detector Cherenkov e as "costas" da superfície refletora que define o alvo de neutrinos.

Tabela 1: Tabela de Muons

<b>Gerados</b>	29.897.690					
<b>Veto Externo 90/95/98</b>	2.989.534		1.497.574		598.702	
<b>Veto Interno (60 / 70)</b>	1.196.669	896.660	599.134	450.083	240.024	179.924
<b>Corte em Energia</b>	59.986	44.929	29.996	22.577	12.195	8.977
<b>Corte na distribuição up/down</b>	50.056	37.388	24.891	18.659	10.143	7.409
<b>Janela 0 - 300<math>\mu</math>s</b>	9.613	7.173	4.758	3.529	1.932	1.455
<b>Janela 150 - 300<math>\mu</math>s</b>	4.830	3.603	2.316	1.766	964	725
<b>Janela 0 - 100<math>\mu</math>s</b>	3.420	2.576	1.741	1.239	686	527

Tabela 2: Tabela de Neutrons C3smicos

<b>Gerados</b>	341.806					
<b>Veto Externo 90/95/98</b>	341.806		341.806		341.806	
<b>Veto Interno (60 / 70)</b>	341.806	341.806	341.806	341.806	341.806	341.806
<b>Corte em Energia</b>	341.806	341.806	341.806	341.806	341.806	341.806
<b>Corte na distribuição up/down</b>	339.090	339.090	339.090	339.090	339.090	339.090
<b>Janela 0 - 300<math>\mu</math>s</b>	64.468	64.468	64.468	64.468	64.468	64.468
<b>Janela 150 - 300<math>\mu</math>s</b>	32.137	32.137	32.137	32.137	32.137	32.137
<b>Janela 0 - 100<math>\mu</math>s</b>	23.118	23.118	23.118	23.118	23.118	23.118

Tabela 3: Tabela de P3sitr3ns de Beta Inverso

<b>Gerados</b>	5.252					
<b>Veto Externo 90/95/98</b>	5.252		5.252		5.252	
<b>Veto Interno (60 / 70)</b>	5.252	5.252	5.252	5.252	5.252	5.252
<b>Corte em Energia</b>	5.252	5.252	5.252	5.252	5.252	5.252
<b>Corte na distribuição up/down</b>	5.215	5.215	5.215	5.215	5.215	5.215
<b>Janela 0 - 300<math>\mu</math>s</b>	5.215	5.215	5.215	5.215	5.215	5.215
<b>Janela 150 - 30<math>\mu</math>s</b>	285	285	285	285	285	285
<b>Janela 0 - 100<math>\mu</math>s</b>	5.035	5.035	5.035	5.035	5.035	5.035

exemplo, se considerarmos o caso onde as efici3ncias dos vetos externo e interno s3o respectivamente de 95% e 60%, ap3s o corte em energia sobrevivem, na regi3o do sinal (intervalo de 0 - 100 $\mu$ s), 4.256 m3ons sem o veto interno, enquanto sobrevivem 1.441 com o veto interno, ou seja, o veto interno contribui com um corte adicional de 66% no n3mero de m3ons.

Como 96% os eventos de n3utrons de beta inverso est3o contidos numa janela de 100  $\mu$ s, usamos a janela entre 150 e 300  $\mu$ s para observar o comportamento dos n3utrons c3smicos e dos m3ons neste intervalo de tempo, tomado como fundo (*background*). Uma fun3o linear descreve muito bem

Tabela 4: Tabela de Nêutrons de Beta Inverso

<b>Gerados</b>	5.252					
<b>Veto Externo 90/95/98</b>	5.252		5.252		5252	
<b>Veto Interno (60 / 70)</b>	5.252	5.252	5.252	5.252	5.252	5.252
<b>Corte em Energia</b>	5.252	5.252	5.252	5.252	5.252	5.252
<b>Corte na distribuição up/down</b>	5.209	5.209	5.209	5.209	5.209	5.209
<b>Janela 0 - 300<math>\mu</math>s</b>	5.209	5.209	5.209	5.209	5.209	5.209
<b>Janela 150 - 300<math>\mu</math>s</b>	285	285	285	285	285	285
<b>Janela 0 - 100<math>\mu</math>s</b>	5.027	5.027	5.027	5.027	5.027	5.027

Tabela 5: Tabela do Total de eventos

<b>Gerados</b>	30.250.000					
<b>Veto Externo 90/95/98</b>	3.341.844		1.849.884		951.012	
<b>Veto Interno (60 / 70)</b>	1.548.979	1.248.970	951.444	802.393	592.334	532.234
<b>Corte em Energia</b>	412.296	397.239	382.306	374.887	364.505	361.287
<b>Corte na distribuição up/down</b>	399.570	386.902	374.405	368.173	359.657	356.923
<b>Janela 0 - 300<math>\mu</math>s</b>	84.505	82.065	79.650	78.421	76.824	76.347
<b>Janela 150 - 300<math>\mu</math>s</b>	37.534	36.307	35.020	34.470	33.668	33.429
<b>Janela 0 - 100<math>\mu</math>s</b>	36.600	35.756	34.921	34.419	33.866	33.707

este intervalo e observou-se, pela tabela verdade, que pode ser extrapolada para descrever também o intervalo de 0-300  $\mu$ s, como observado na figuras 1 e 2.

Geramos uma nova função mista, com uma parte linear e uma exponencial cuja primeira parte tem como parâmetros os mesmos encontrados no ajuste linear anterior. Essa função é então ajustada entre 0 e 100 $\mu$ s e os parâmetros da parte exponencial minimizados, como pode ser observado na curva preta da figura 3.

Embora não seja utilizado no processo de determinação do número de neutrinos, essa função ajusta bem os dados simulados mesmo no intervalo de 0 a 300 $\mu$ s, como observado nas figuras 4 e 5 onde a função linear usada para ajustar o *background* pode ser vista na linha pontilhada vermelha e a linha preta representa o ajuste feito com a função linear + exponencial.

O resultado final dos ajustes, mostrado na tabela 8 é que conseguimos extrair o número de neutrinos com uma diferença de  $\sim 8\%$  em relação ao número de neutrinos gerados.

Por último, é gerada uma função puramente exponencial com os parâmetros encontrados na minimização anterior, ou seja, excluí-se a parte linear do ajuste misto, resultando na curva vermelha observada na figura 3. A integral dessa curva no intervalo de 0 a 100 $\mu$ s nos fornece o valor estimado (por ajuste) do número de neutrinos no mesmo intervalo de tempo. Um diagrama esquemático deste método para determinar o número de antineutrinos observados pelo experimento pode ser visto na figura 6.

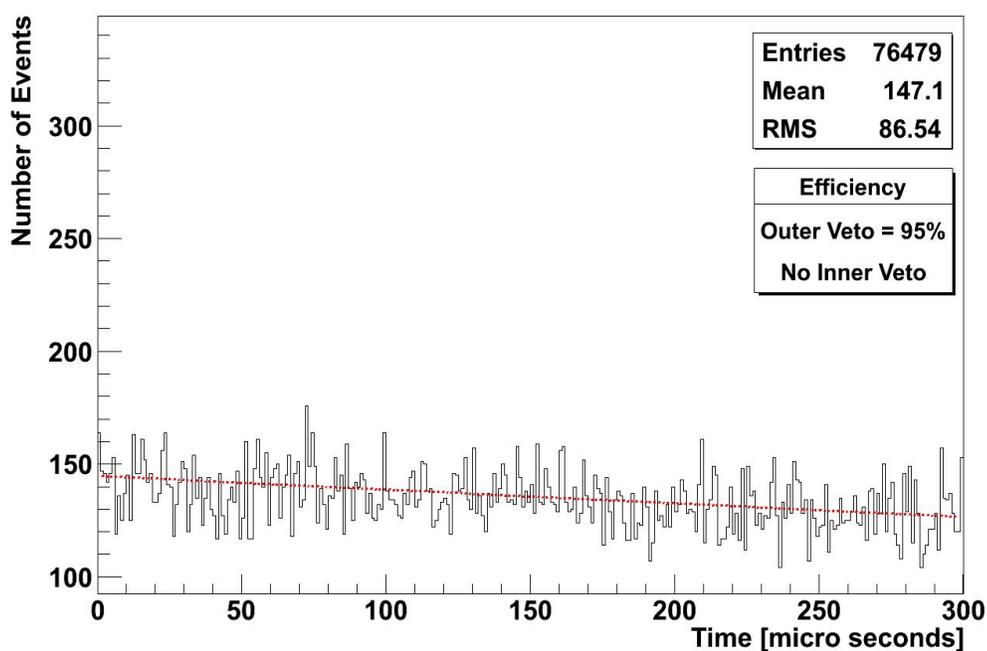
Tabela 6: Resultados da simulação, utilizando um veto de múons com eficiência de 95%.

	Múons	Nêutrons cósmicos	Pósitrons ( $\nu$ )	Nêutrons ( $\nu$ )	Total
Gerados	29897690	341806	5252	5252	30250000
Veto externo (95% de eficiência)	1495674	341806	5252	5252	1847984
Energia > 100 fotoelétrons	74887	341806	5252	5252	427197
Razão <i>up/down</i> < 0,05	62185	339090	5215	5209	411699
Janela de tempo 0 - 300 $\mu$ s	11896	64468	5215	5209	86788
Janela de tempo 150 - 300 $\mu$ s	5931	32137	285	282	38635
Janela de tempo 0 - 100 $\mu$ s	4256	23118	5035	5027	37436

Tabela 7: Resultados da simulação, utilizando um veto de Múons com eficiência de 98%.

	Múons	Nêutrons cósmicos	Pósitrons ( $\nu$ )	Nêutrons ( $\nu$ )	Total
Gerados	29897690	341806	5252	5252	30250000
Veto externo (98% de eficiência)	598383	341806	5252	5252	950693
Energia > 100 fotoelétrons	30361	341806	5252	5252	382671
Razão <i>up/down</i> < 0,05	25208	339090	5215	5209	374722
Janela de tempo 0 - 300 $\mu$ s	4797	64468	5215	5209	79689
Janela de tempo 150 - 300 $\mu$ s	2419	32137	285	282	35123
Janela de tempo 0 - 100 $\mu$ s	1718	23118	5035	5027	34898

Final Sample: Time distribution of muons + neutrons

Figura 1: *background* e ajuste linear extrapolado para a região 0-300 $\mu$ s com a eficiência do veto externo de 95%

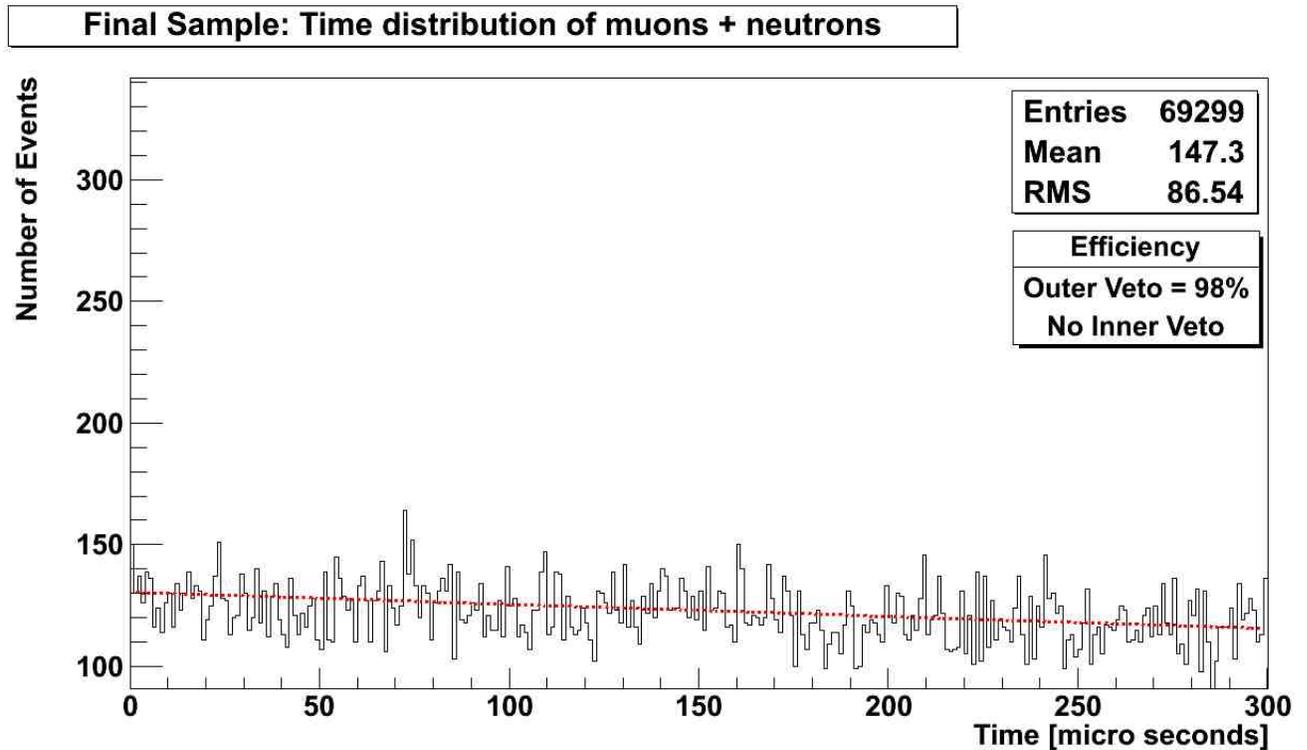


Figura 2: *background* e ajuste linear extrapolado para a região 0-300 $\mu$ s com a eficiência do veto externo de 98%

Eficiência do veto	Eventos de neutrinos (janela de 100 $\mu$ s)		Eventos de <i>background</i> (0-300 $\mu$ s)
	Resultado do ajuste	Gerados	
95%	4.824	5.252	76.857
98%	4.873	5.252	69.677

Tabela 8: Resultados de simulação e geração de eventos.

Usando esse método pudemos calcular o número de neutrinos e de *background* ao longo de um dia de aquisição de dados, como observado nas figuras

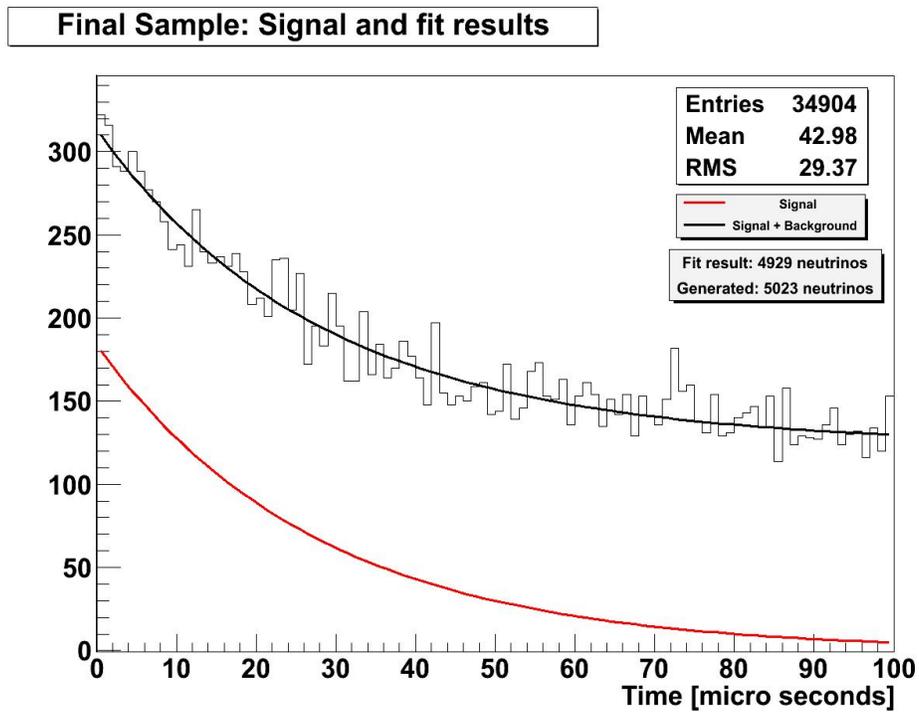


Figura 3: Ajuste linear+exponencial e exponencial puro na região 0-100 $\mu$ s

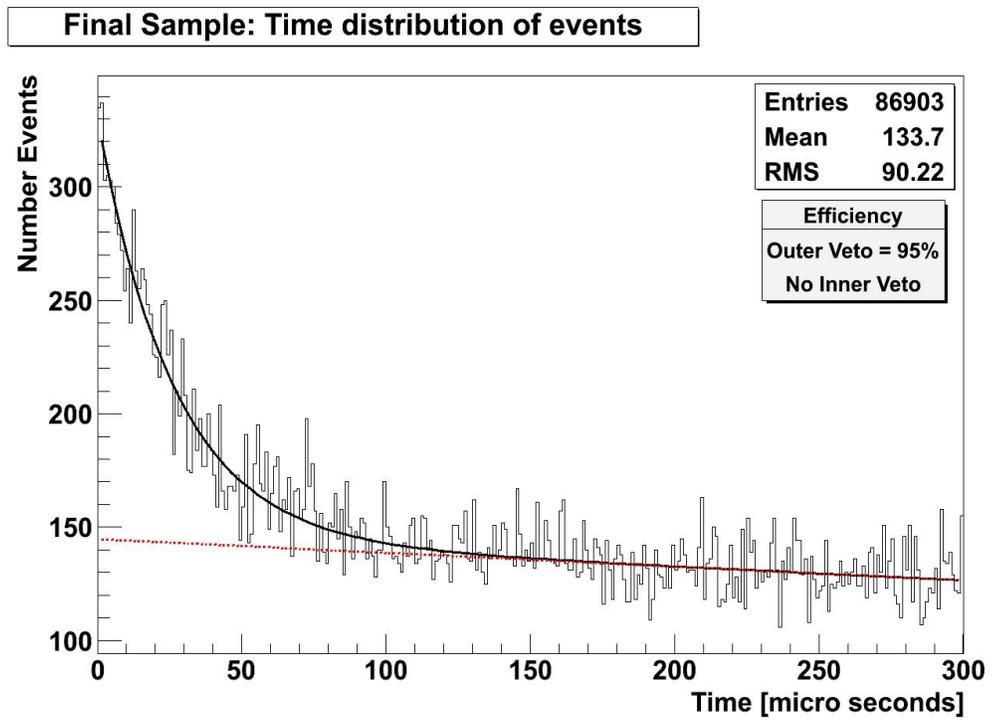


Figura 4: Ajuste linear+exponencial e linear puro na região 0-300 $\mu$ s com a eficiência do veto externo de 95%

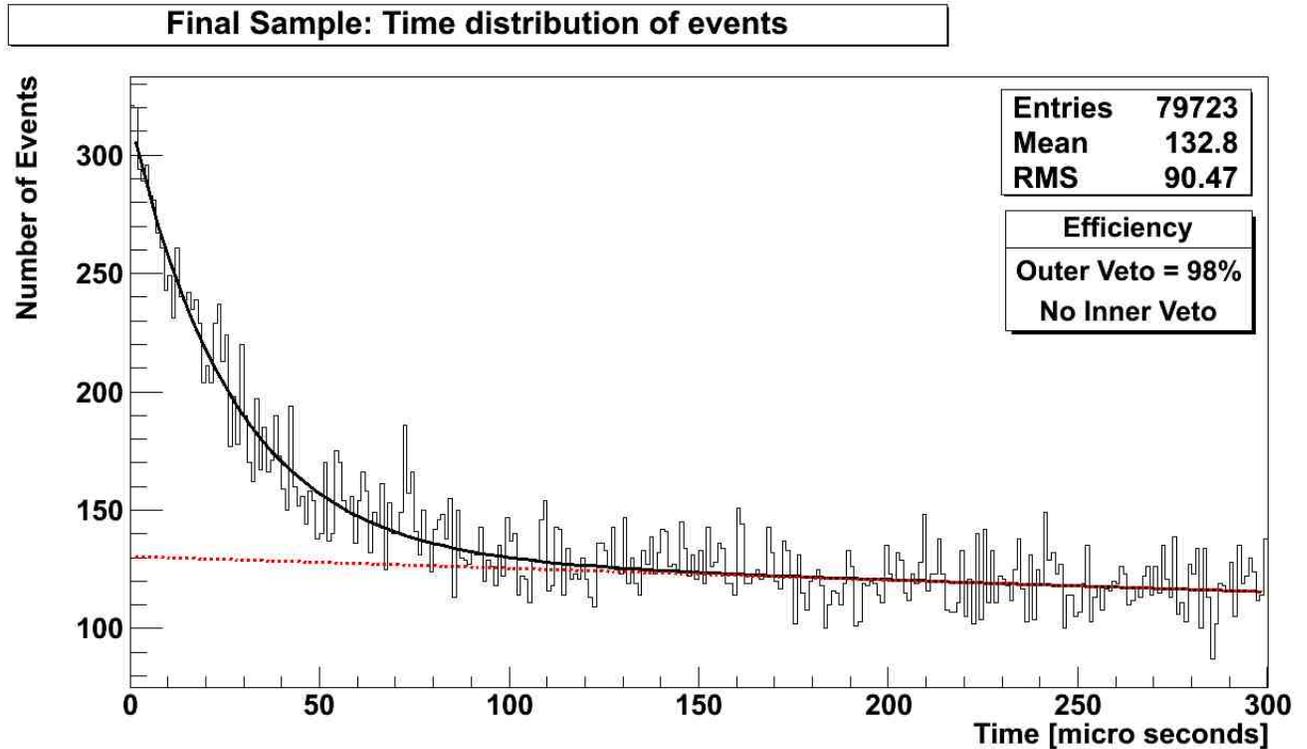


Figura 5: Ajuste linear+exponencial e linear puro na região 0-300 $\mu$ s com a eficiência do veto externo de 98%

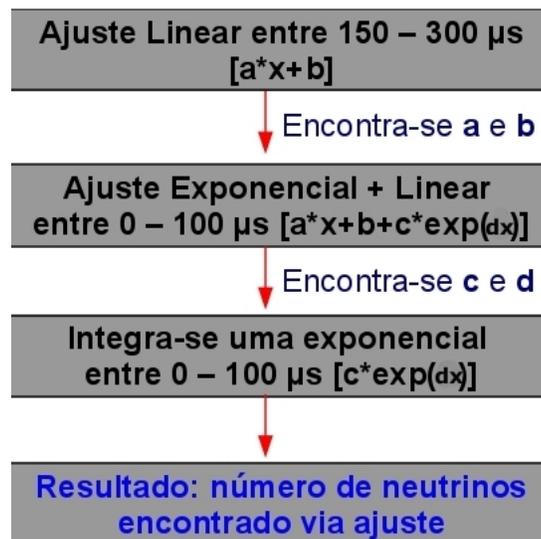


Figura 6: Diagrama esquemático da simulação e análise dos eventos

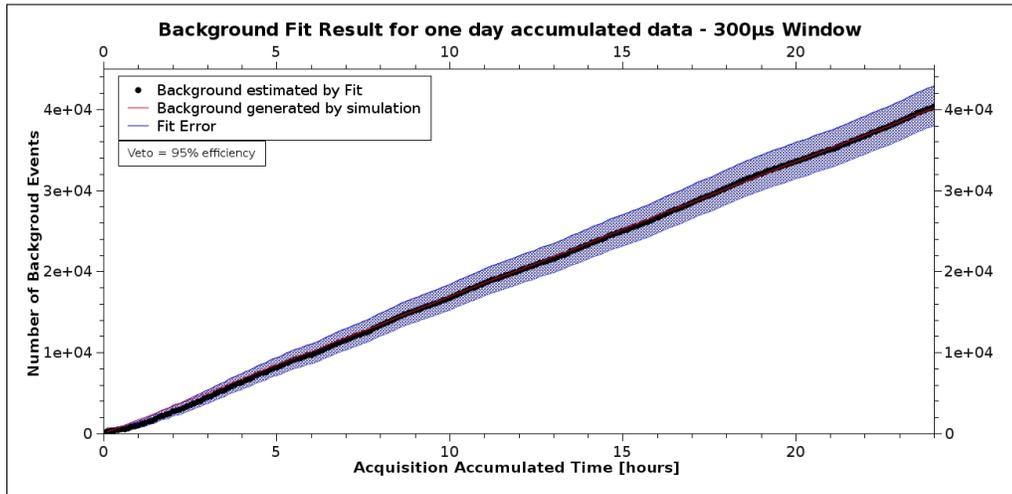


Figura 7: Número de eventos de *background* reconstruídos ao longo de um dia de aquisição de dados simulados com a eficiência do veto externo de 95%

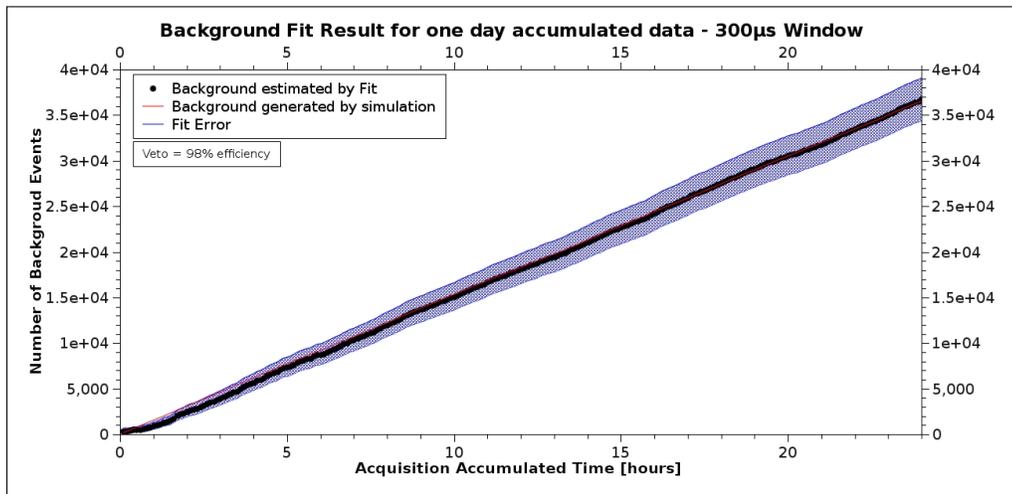


Figura 8: Número de eventos de *background* reconstruídos ao longo de um dia de aquisição de dados simulados com a eficiência do veto externo de 98%

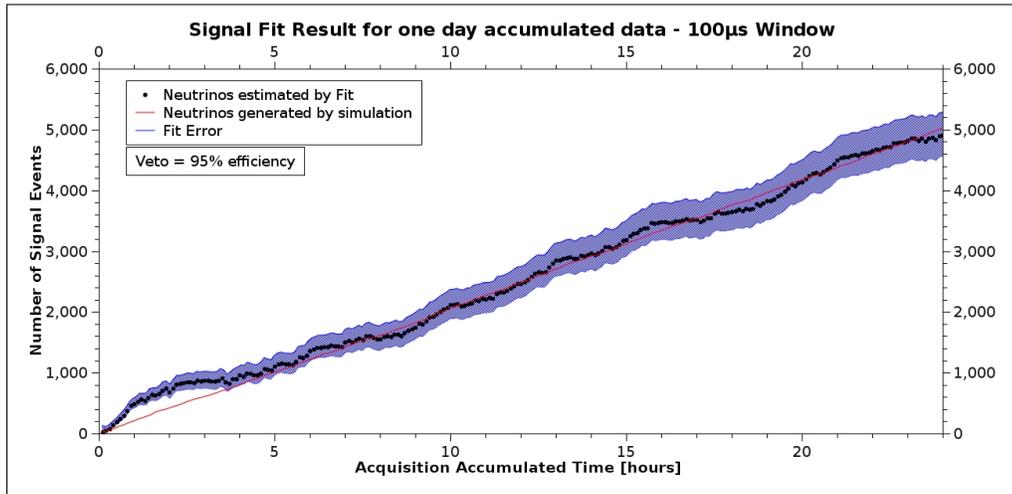


Figura 9: Número de eventos de neutrinos reconstruídos ao longo de um dia de aquisição de dados simulados com a eficiência do veto externo de 95%

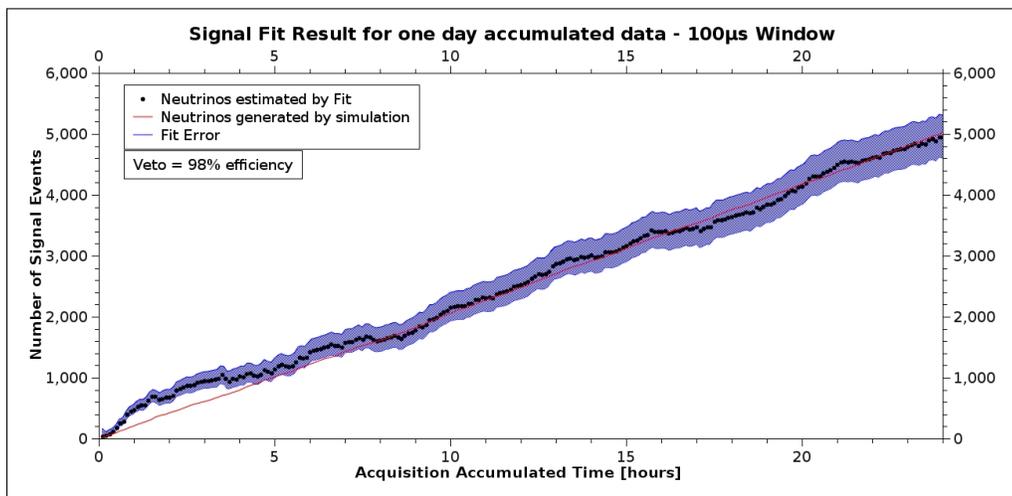


Figura 10: Número de eventos de neutrinos reconstruídos ao longo de um dia de aquisição de dados simulados com a eficiência do veto externo de 98%

## 2 Erros associados aos ajustes

### 2.1 Precisão e Exatidão

Para determinar a qualidade do ajuste (*goodness of fit*) foram utilizadas a precisão (P) e a exatidão (E) segundo as equações 2 e 3.

$$P = 100 \cdot * \sqrt{\frac{\Delta^2}{N_{fit}^2}} \quad (2)$$

Onde  $N_{fit}$  é o valor integrado da função ajustada, que representa o número de neutrinos obtido pelo ajuste e  $\Delta = \frac{1}{2} [\int f_+ dt - \int f_- dt]$  onde  $f_+$  é a função do ajuste somada ao seu erro e  $f_-$  é a função do ajuste subtraída de seu erro.

A tabela 9 apresenta os valores das constantes a,b,c e d encontradas nos ajustes, juntamente com seus erros.

CONSTANTES	VETO	
	95%	98%
a (s <sup>-1</sup> )	$(-6 \pm 2) \times 10^{-02}$	$(-5 \pm 2) \times 10^{-02}$
b	$145 \pm 5$	$130 \pm 5$
c	$187 \pm 7$	$185 \pm 6$
d (s <sup>-1</sup> )	$(-3.8 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	$(-3.7 \pm 0.2) \times 10^{-02}$

Tabela 9: Tabela com os valores das constantes encontradas nos ajustes e respectivos erros.

$$E = 100 \cdot * \sqrt{\frac{(N_{fit} - N_{verdade})^2}{N_{verdade}^2}} \quad (3)$$

Neste trabalho podemos determinar a exatidão porque conhecemos o valor do número de neutrinos gerados por Monte Carlo. Este é um estimador que não poderá ser utilizado diretamente no experimento real.

De forma a avaliar quantitativamente os resultados obtidos, foram gerados gráficos com o valor da precisão e exatidão em função do tempo de aquisição de dados para eficiências totais de veto de múons de 95% e 98%. é importante observar que no atual estágio da simulação não existe a inclusão de erros sistemáticos tais quais eventos gerados de forma correlacionada ou mesmo ruídos não-corralacionados originados entre outros pela radioatividade local. Desse modo, esses resultados devem ser pensados como um limite inferior para a precisão e exatidão obtidas na reconstrução dos eventos.

### 2.2 Erros na determinação dos eventos de *background*

Nesta seção analisamos os erros associados ao ajuste do *background* na janela de tempo de 0 a 300 $\mu$ s.

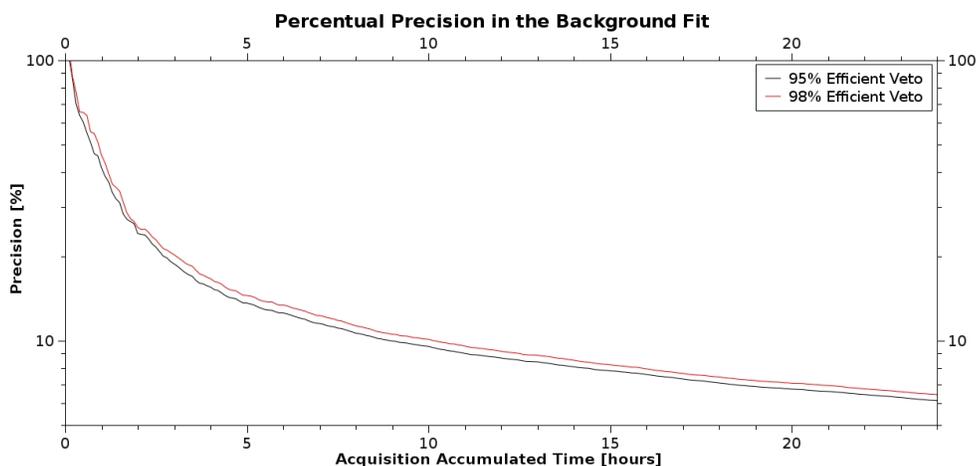


Figura 11: Precisão na Determinação do *background*: Janela de 0-300 $\mu$ s

Na figura 11 pode-se observar que a maior variação da precisão ocorre para tempos inferiores a 10 horas e que para um dia integrado de eventos, temos uma precisão final da ordem de 8% tanto para o veto de 95% quanto para 98%.

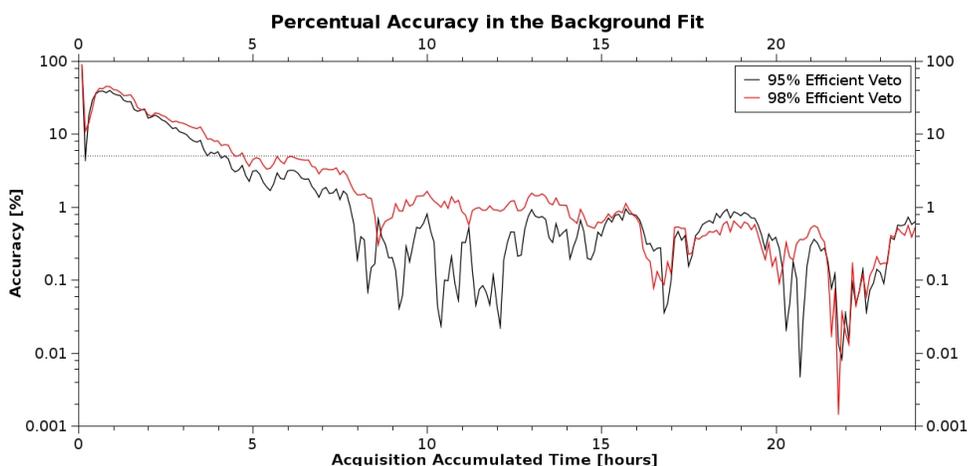


Figura 12: Exatidão na Determinação do *background*: Janela de 0-300 $\mu$ s

Na figura 14 observa-se o comportamento da exatidão do ajuste em função do tempo de aquisição. A linha tracejada representa um exatidão de 5% a qual é obtida a partir de 15 horas de dados. No final de um dia de eventos, temos uma exatidão inferior a 5%, ou seja, o número de eventos de *background* reconstruído possui um desvio inferior a 5% do número verdadeiro de eventos gerados por Monte Carlo. Com esse método conseguimos estimar o número de eventos de *background* dentro da janela de 0 a 300 $\mu$ s de forma bastante satisfatória.

## 2.3 Erros na determinação dos eventos de Sinal

Nesta seção analisamos os erros associados ao ajuste do sinal na janela de tempo de 0 a  $100\mu\text{s}$ . Esse sinal é composto dos nêutrons gerados pela interação beta-inverso no detector.

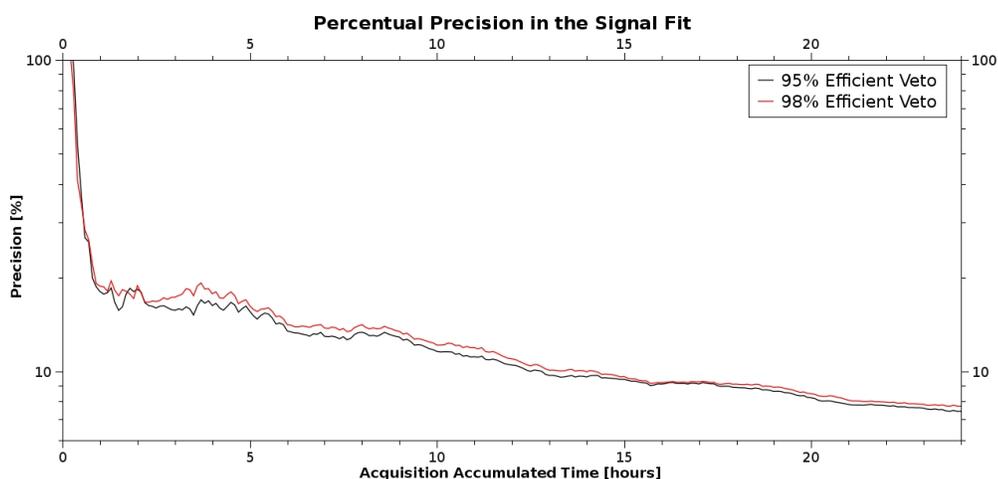


Figura 13: Precisão na Determinação do *background*: Janela de  $0-300\mu\text{s}$

Na figura 13 pode-se observar que a maior variação da precisão ocorre para tempos inferiores a 10 horas e que para um dia integrado de eventos, temos uma precisão final da ordem de 8% tanto para o veto de 95% quanto para 98%.

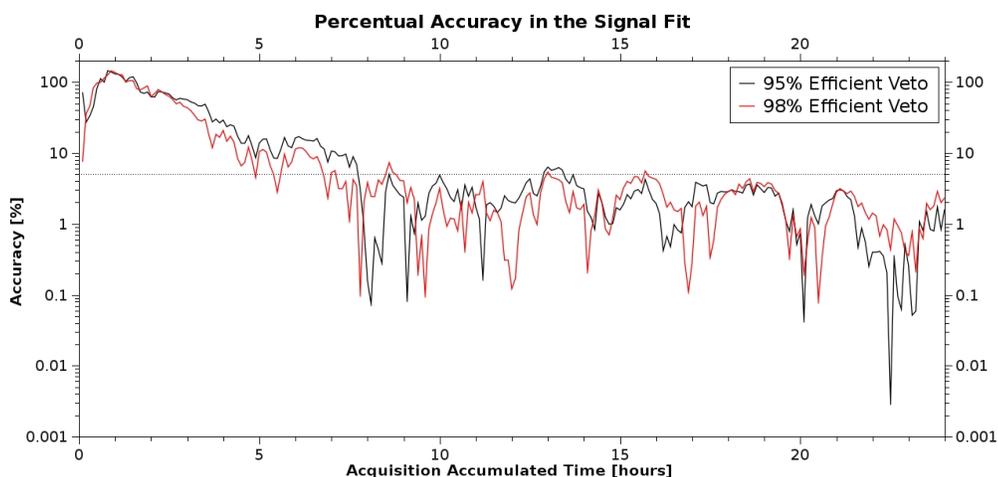


Figura 14: Exatidão na Determinação do *background*: Janela de  $0-300\mu\text{s}$

Na figura 14 observa-se o comportamento da exatidão do ajuste em função do tempo de aquisição. A linha tracejada representa um exatidão de 5% a qual é obtida a partir de 15 horas de dados. No final de um dia de eventos, temos uma exatidão inferior a 5%, ou seja, o número de eventos de *background*

reconstruído possui um desvio inferior a 5% do número verdadeiro de eventos gerados por Monte Carlo. Com esse método conseguimos estimar o número de eventos de *background* dentro da janela de 0 a  $300\mu\text{s}$  de forma bastante satisfatória.

### 3 Conclusões

Neste trabalho fizemos uma simulação da aquisição de dados do experimento Neutrinos Angra, incluindo os eventos de neutrinos e algumas das principais fontes de *background*: múons e nêutrons cósmicos. Após gerar e fazer um ordenamento temporal de todos os eventos aplicamos cortes baseados na identificação de múons nos vetos externo e interno (*outer veto* e *inner veto*), e também nos depósitos de energia no detector central pela partícula e suas distribuições em intervalos de tempo.

Como conclusão podemos ver que a inclusão de um veto interno ativo, com as eficiências consideradas neste trabalho (60% e 70%) tem grande impacto na rejeição de múons, reduzindo o número de múons sobreviventes aos cortes de energia para cerca de 1/3 do valor no caso onde não existe o veto interno. Como consequência, temos uma melhor caracterização da distribuição de nêutrons cósmicos, componente do *background* mais difícil de ser eliminada, possibilitando a extração do número de neutrinos com boa acurácia (5%) e erro da ordem de 8%.

Como continuação desse trabalho serão realizadas alterações no algoritmo de análise de forma a tornar o corte das janelas temporais mais eficiente. Para isso, testaremos a realização do algoritmo com o tempo apenas entre eventos que passaram pelos cortes anteriores. Obviamente, situações mais realistas, onde ineficiências na detecção de pósitrons e nêutrons também deverão ser consideradas.

### Referências

- [1] Valdir S. Guimarães et. al, "*Estudo do Background de Nêutrons e Múons no Detector de Antineutrinos de Angra*". AngraNote 014-2010.
- [2] J. Anjos et al. Brazilian Journal of Physics. Vol. **36**, 4A, 2006.
- [3] P. Chimenti, M. A. L. de Oliveira e R. da Maceno, "*Measurements of Neutrinos at the Angra Reactor*". PoS(ISFTG)056.
- [4] F. Ardellier et al., "*Letter of Intent for Double-CHOOZ: a Search for the Mixing Angle  $\theta_{13}$* " arXiv:hep-ex/0405032v1
- [5] L. F. Gomez, Dissertação de mestrado: "*Estudo da Resolução em Energia do Detector de Neutrinos do Projeto ANGRA para Medidas de Composição do Combustível Nuclear*", Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP, 2009.