



## **Estudo do Ruído de Fundo (*Background*) de Nêutrons e Múons no Detector de Antineutrinos de Angra**

**Valdir Salustino Guimarães**

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF

**Thiago J.C. Bezerra**

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 um método relativamente simples para estimar o fluxo de múons e nêutrons em detectores com o formato de um paralelepípedo. Em seguida aplicaremos os resultados obtidos para o caso específico do detector do Projeto Neutrinos Angra, a ser instalado próximo ao reator nuclear Angra-II, na Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto, no Estado do Rio de Janeiro.

## 1 Introdução

Um dos grandes problemas para a detecção de neutrinos ao nível do mar é o ruído gerado pela radiação cósmica primária e secundária. Esse ruído pode confundir-se com o sinal característico da interação de um neutrino no detector, gerando um falso evento. Em geral esse background é proveniente de raios cósmicos secundários produzidos pela interação da radiação cósmica primária com a atmosfera. Ao nível do mar cerca de 63% desse background consiste de múons, e essa proporção aumenta consideravelmente com a profundidade. Consequentemente o nível de ruído impõe limitações práticas para a localização de detectores de neutrinos, especialmente para medidas na superfície em experimentos de neutrinos de reatores como no caso do projeto Neutrinos Angra.

A estimativa do fluxo de Raios Cósmicos que atravessam detectores pode ser feita pela abordagem computacional, feita geralmente através de complexas simulações que levam em conta a topografia do terreno e modelos de perda de energia da partícula pela sua propagação na matéria, ou por abordagem analítica, quando possível. Apresentamos neste trabalho uma estimativa analítica do fluxo esperado das componentes principais da radiação cósmica no detector de antineutrino de Angra. Esse método simples depende basicamente de três componentes: **i)** Primeiro, a intensidade vertical das partículas, que é função da profundidade atmosférica. Como o detector de Angra será colocado na superfície, utilizaremos a intensidade vertical ao nível do mar, que é bem conhecida. **ii)** A dependência com o ângulo azimutal, que determina por exemplo de que direção num plano paralelo à superfície da Terra incidem mais partículas. Medidas existentes mostram que a dependência com o ângulo azimutal é pequena e pode ser desprezada, especialmente quando se trata de partículas relativísticas. **iii)** A terceira dependência, com o ângulo zenital, que determina a inclinação das partículas em relação a um plano na superfície da Terra, é significativa e deve ser sempre considerada. Notamos que o fluxo de um determinado tipo de partícula é também função de sua energia.

Aplicamos esse método para duas componentes importantes da radiação cósmica, o múon, que tem pequena seção de choque, que o faz ser uma partícula altamente penetrante e o nêutron, que tem seção de choque maior e interage mais facilmente.

## 2 Distribuição Angular dos Componentes dos Raios Cósmicos na Superfície

A intensidade direcional  $I_i(\theta, \phi)$  de partículas do tipo  $i$  é definida como o número de partículas  $dN_i$  que atravessam um elemento de área  $dA$  por unidade de tempo  $dt$  em um elemento de ângulo sólido  $d\Omega$ . Então,

$$I_i(\theta, \phi) = \frac{dN_i}{dA dt d\Omega} \quad [cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}] \quad (1)$$

Além da dependência nos ângulos  $\theta$  e  $\phi$  esta quantidade também depende da energia  $E$ . Observamos que para  $\theta = 0$  temos a intensidade vertical  $I_{Vi} = I_i(\theta = 0^\circ)$ . Resultados experimentais, sintetizados na tabela 1, mostram que a dependência com o ângulo zenital pode em geral ser expressa como

$$I_i(\theta) = I_{Vi} \cos^{n_i}(\theta) \quad (2)$$

O expoente para a  $i$ -ésima componente,  $n_i$ , depende da profundidade atmosférica  $X$  [ $g/cm^2$ ], e da energia  $E$ , isto é  $n_i = n_i(X, E)$  [1]. Como exposto anteriormente a dependência azimutal, em geral causada por efeitos geomagnéticos, é muito pequena para partículas relativísticas. No caso da intensidade de partículas que atravessa um detector situado à superfície, normalmente não esperamos que incidam partículas que venham do solo\*, ou seja para ângulos  $\theta > \frac{\pi}{2}$ , então nesse caso

$$I_i(\theta) = \begin{cases} I_{Vi} \cos^{n_i} \theta & \text{se } 0 < \theta < \frac{\pi}{2} \\ 0 & \text{se } \frac{\pi}{2} < \theta < \pi \end{cases} \quad (3)$$

### 3 Cálculo do Fluxo dos Componentes da Radiação Cósmica no Detector

O número total de partículas atravessando o detector por segundo, ou seja o fluxo, é dado pela integral da intensidade direcional 3 sobre o elemento de área  $d\sigma$  do detector e sobre todos os ângulo,  $d\omega$ , [2] então

$$\Phi_i = \int_{\Omega} \int_S I_i(\theta) d\vec{\sigma} \cdot d\vec{\omega} \quad (4)$$

representa o número de partículas que atravessam o detector por segundo. O vetor infinitesimal de área  $d\vec{\sigma}$  tem direção normal à superfície e o elemento de ângulo sólido direção radial. Então utilizando a equação 2 temos

$$\Phi_i = \int_{\Omega} \int_S I_{Vi} \cos^{n_i}(\theta) d\sigma d\Omega \hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{r}} \quad (5)$$

O elemento de área  $d\sigma$  depende da geometria do detector e o elemento de ângulo sólido é dado por  $d\omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$ . Então para um detector na forma de um paralelepípedo, como é o caso do detector de Angra (figura 1), o número de partículas do tipo  $i$  que incide na área superior (tampa) do detector por segundo é dado por

$$\Phi_{i \text{ Tampa}} = \int_0^{\pi/2} I_{Vi} \cos^{n_i+1}(\theta) \sin(\theta) d\theta \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dx \int_{-\frac{W}{2}}^{\frac{W}{2}} dy \int_0^{2\pi} d\phi \quad (6)$$

A integração sobre cada lateral do detector é completamente análoga,

$$\Phi_{i \text{ Lateral } xz} = \int_0^{\pi/2} I_V \cos^{n_i}(\theta) \sin^2(\theta) d\theta \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dx \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} dz \int_0^{\pi} \sin(\phi) d\phi \quad (7)$$

Assim temos que o fluxo de partículas do tipo  $i$  que devem incidir na tampa e o fluxo total sobre as áreas laterais  $\Phi_{i \text{ Lateral}}$  do detector é dado por [3]

---

\*a não ser em casos especiais como em experimentos de neutrinos que são dedicados à detecção de partículas ascendentes que atravessam a Terra

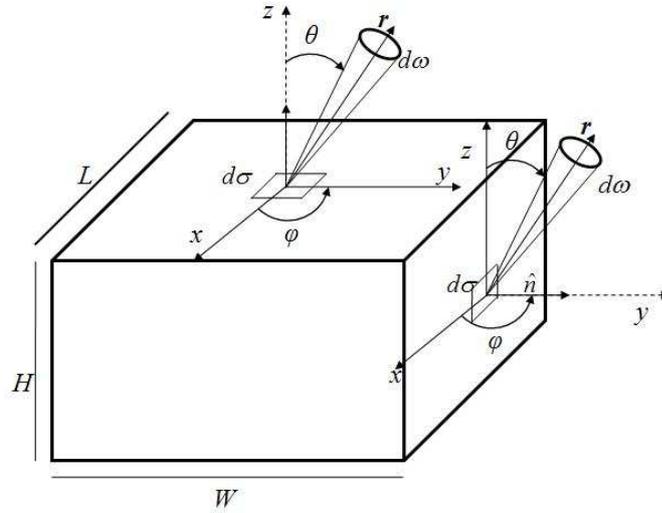


Figura 1: Ilustração das variáveis envolvidas e do sistema de coordenadas utilizado para o detector na forma de um paralelepípedo.

$$\Phi_{i \text{ Tampa}} = \frac{\pi}{\frac{n_i}{2} + 1} I_{Vi} A_{tampa} \quad (8)$$

$$\Phi_{i \text{ Lateral}} = I_{Vi} \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(\frac{n_i}{2} + \frac{1}{2})}{2 \Gamma(\frac{n_i}{2} + 2)} A_{lateral} \quad (9)$$

onde  $A_{tampa} = LW$  é a área da tampa do detector,  $A_{lateral} = 2(LH + WH)$  é a área lateral do detector,  $I_{Vi}$  é a intensidade vertical de partículas do tipo  $i$  e  $n_i$  é a dependência zenital do componente  $i$ .

Conseqüentemente o fluxo total sobre o detector é dado pela soma das equação 8 e 9.

## 4 Dependência Zenital do Fluxo de Múons e Nêutrons

Com o auxílio das equações 8 e 9 torna-se simples determinar o fluxo total de múons e nêutrons que atravessam o detector, uma vez conhecida a distribuição zenital desses componentes.

### 4.1 Fluxo de múons sobre o detector

Há uma grande quantidade de dados experimentais que permitiram determinar a dependência zenital de múons ao nível do mar. Essa dependência é função da energia e também da latitude. A dependência de  $n$  em função do momento do múon para vários experimentos é mostrada na figura 2.

A intensidade vertical de múons ao nível do mar é bem conhecida. Greisen (1942), Allkofer e colaboradores (1975) (ver referência [1]) representam a intensidade vertical de múons ao nível do mar como

$$I_v(> 0.35 \text{ GeV}/c) = (0.94 \pm 0.05) \cdot 10^{-2} \text{ [cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}]. \quad (10)$$

Partícula	$n$	$E, p$
múons	$n = 2, 16 \pm 0, 01$	$p > 350 MeV/c$
prótons	$n \approx 5, 7$	$> 50 MeV$
nêutrons	$n = 3, 5 \pm 1, 2$	$1 < E < 10^6 MeV$
elétrons + pósitrons	$n = 2$	$1 < E < 35 MeV$
elétrons + pósitrons	$n = 2 \pm 0, 5$	$2 < E < 20 GeV$
elétrons + pósitrons	$n > 3, 6$	$E > 100 MeV$

Tabela 1: Alguns valores de  $n$  para múons, prótons, nêutrons e elétrons + pósitrons. Esses valores podem ser aplicados às equações 6 e 7

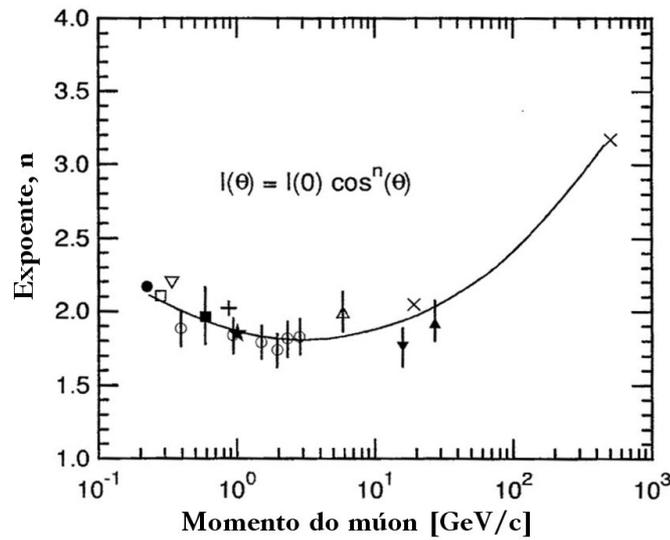


Figura 2: Dependência do expoente,  $n$ , da distribuição angular zenital de múons em função do momento,  $I(\theta, > p) = I(0^\circ, \geq p) \cos^{n(E)}(\theta)$  (Bhattacharyya, 1974b).

Então usando os dados da figura 2 vamos considerar que a dependência zenital de múons para essa faixa de energia seja aproximadamente  $n = 2$ . Aplicando esse valor nas equações 8 e 7 e usando o fato de que o fluxo total é dado por  $\Phi_{\mu Total} = \Phi_{\mu Lateral} + \Phi_{\mu Tampa}$  temos

$$\Phi_{\mu Total} = \frac{\pi}{8} I_{v\mu} (4A_{Tampa} + A_{Lateral}). \quad (11)$$

Dessa forma para determinar o fluxo total de múons no detector precisamos apenas conhecer suas dimensões e a intensidade vertical de múons  $I_{V\mu}$  que é dada na equação 10.

As dimensões da caixa externa do detector de antineutrinos são  $L = 192 \text{ cm}$ ,  $W = 160 \text{ cm}$ ,  $H = 160 \text{ cm}$  e logo os valores da area lateral do detector e da área da tampa são respectivamente  $112.640 \text{ cm}^2$  e  $30.720 \text{ cm}^2$ . Aplicando esses valores na equação 11 temos que o fluxo de múons (com

momento maior que 0.35 GeV) esperado no veto do detector de Angra é <sup>†</sup>

$$\Phi_{\mu} = (869 \pm 46) \text{ [s}^{-1}\text{]} \quad (12)$$

As dimensões do alvo do detector central são  $L = 136 \text{ cm}$ ,  $W = 90 \text{ cm}$ ,  $H = 98 \text{ cm}$  equivalentes a um volume interno de  $1,20 \text{ m}^3$ . Os valores da área lateral do detector e da área da tampa são respectivamente  $44.296 \text{ cm}^2$  e  $12.240 \text{ cm}^2$ . O fluxo de múons que deve atravessar o alvo (vide figura ?? na seção 4.3) é então

$$\Phi_{\mu \text{ Alvo}} \simeq 344 \pm 18 \text{ [s}^{-1}\text{]} \quad (13)$$

## 4.2 Fluxo de nêutrons sobre o detector

O cálculo do fluxo de nêutrons sobre o detector é análogo ao fluxo de múons, bastando conhecer a distribuição de nêutrons atmosféricos. Resultados experimentais mostram que a dependência da intensidade de nêutrons com o ângulo zenital pode ser aproximada por  $I_n(\theta) = I_{Vn} \cos^n(\theta)$ , com  $n \simeq 3$  <sup>‡</sup>. Aplicando esse valor nas equações 8 e 9 e usando o fato de que o fluxo total é dado por  $\Phi_{n \text{ Total}} = \Phi_{n \text{ Tampa}} + \Phi_{n \text{ Lateral}}$  temos

$$\Phi_{n \text{ Total}} = \frac{2}{5} I_{Vn} \left( \pi A_{\text{Tampa}} + \frac{2}{3} A_{\text{Lateral}} \right). \quad (14)$$

A referência [4], apresenta um estudo do fluxo de nêutrons atmosféricos, onde há uma parametrização do fluxo diferencial de nêutrons em função da energia, ao nível do mar, para a cidade de Nova York e para um nível de atividade solar médio. A curva da figura 3 é parametrizada pela função

$$\begin{aligned} \frac{dJ_1(E)}{dE} = & 1.006 \times 10^{-6} \exp \left[ -0.35(\ln(E))^2 + 2.1451 \ln(E) \right] \\ & + 1.011 \times 10^{-3} \exp \left[ -0.4106(\ln(E))^2 - 0.667 \ln(E) \right], \end{aligned} \quad (15)$$

onde  $E$  é a energia do nêutron e  $J_1(E)$  o fluxo em função da energia em Hz.

Dessa forma temos uma expressão analítica para o *fluxo* e não mais para a *intensidade vertical*. É fácil mostrar que o fluxo  $J_1$  a intensidade vertical  $I_V$  estão relacionados por

$$J_1 = \frac{2\pi}{5} I_V \quad (16)$$

Conseqüentemente o fluxo de nêutrons total em função do fluxo  $J_1$  será dado por

$$\Phi_{n \text{ Total}} = J_1(\geq E) A_T + \frac{2}{3\pi} J_1(\geq E) A_L \quad (17)$$

onde  $A_T = 12240 \text{ cm}^2$  é a área da tampa e  $A_L = 44296 \text{ cm}^2$  é a área lateral do detector. Integrando o fluxo diferencial da equação 15 até 100 MeV temos

$$J_1(\geq 100 \text{ MeV}) \simeq 4.89 \times 10^{-3} \text{ [s}^{-1} \text{cm}^{-2}\text{]} \quad (18)$$

<sup>†</sup>O erro está associado apenas ao valor de referência para intensidade vertical que utilizamos em 2.

<sup>‡</sup>Observe que neste caso  $I_{Vn}$  é a intensidade vertical de nêutrons

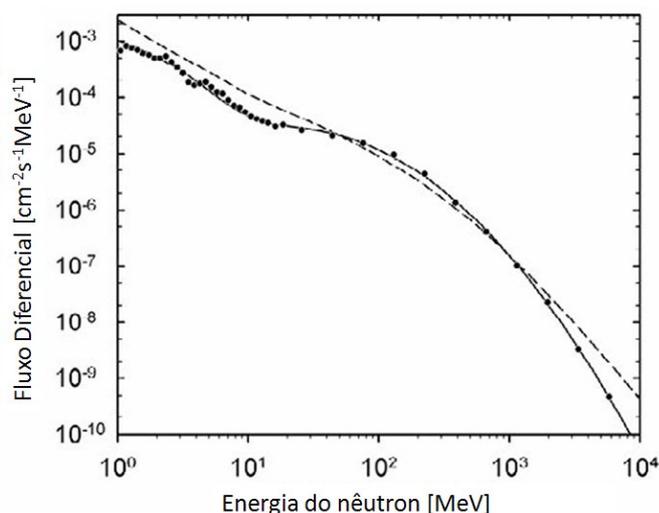


Figura 3: Fluxo diferencial de nêutrons como função da energia, sobre as condições de referência (cidade de Nova York, ao nível do mar, e com atividade solar média). Os pontos são os dados experimentais, a curva sólida é a parametrização analítica dada pela equação 15, a curva pontilhada é uma parametrização anterior dada em JED89(2001).

Porém devemos levar em conta que em Angra dos Reis, latitude 23,007S e longitude 44,459W, a incidência de nêutrons é apenas 67% do fluxo na cidade de Nova York [4], ou seja devemos incluir no fluxo um fator de correção de 0,67. Então o número esperado de nêutrons atmosféricos que devem incidir na tampa e na lateral do detector em Angra é

$$\Phi_{nTampa} \simeq 40 \text{ [s}^{-1}\text{]}. \quad (19)$$

$$\Phi_{nLateral} \simeq 31 \text{ [s}^{-1}\text{]}, \quad (20)$$

e o número total de nêutrons de até 100 MeV que devem incidir em todo o detector é

$$\Phi_{nTotal} \simeq 71 \text{ [s}^{-1}\text{]}. \quad (21)$$

### 4.3 Fluxo de nêutrons no detector central

Para diminuir o ruído de nêutrons no detector central (alvo do detector) devemos blindar o máximo possível o fluxo de nêutrons da radiação cósmica. Para isto usa-se como blindagem materiais ricos em hidrogênio, como a água ou o polietileno, que são bons absorvedores de nêutrons. Torna-se então fundamental determinar qual o fluxo de nêutrons que conseguem atravessar uma blindagem em função do material usado e de sua espessura. A figura 4 mostra uma simulação da fração de nêutrons absorvidos em função da energia, utilizando uma camada de 30 cm de água ou de polietileno[B] dopado de 5% a 10% de boro [5].

Dessa forma podemos parametrizar essa atenuação para obtermos o espectro de nêutrons após atravessar a blindagem, que determinará o fluxo desses nêutrons no detector central. Como na figura 4 a energia está numa escala logarítmica não conseguimos uma boa parametrização para toda essa

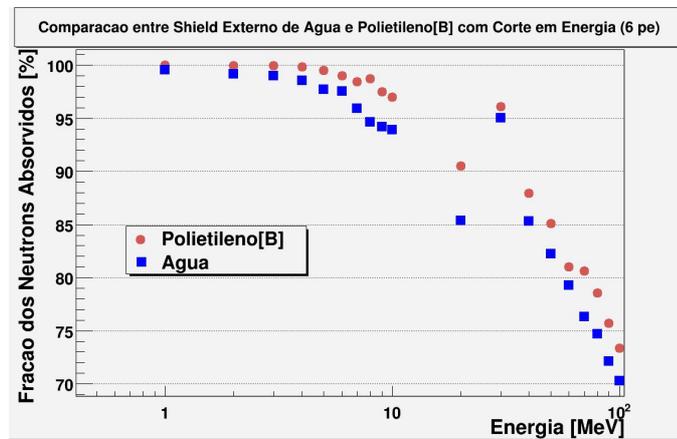


Figura 4: Fração de nêutrons absorvidos após atravessar a blindagem do detector. A simulação foi feita para uma blindagem utilizando água e polietileno[B] (dopado de 5% a 10% de boro).

escala, mas podemos dividir em duas parametrizações, uma polinomial de segundo grau de 0 MeV a 10 MeV e outra aproximadamente linear de 10 MeV a 100 MeV. As figuras 5 e 6 mostram essas parametrizações.

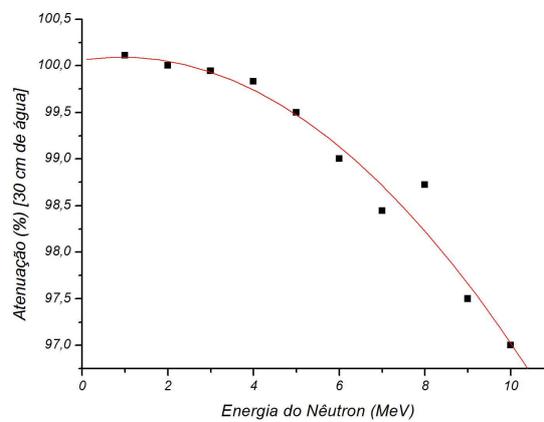
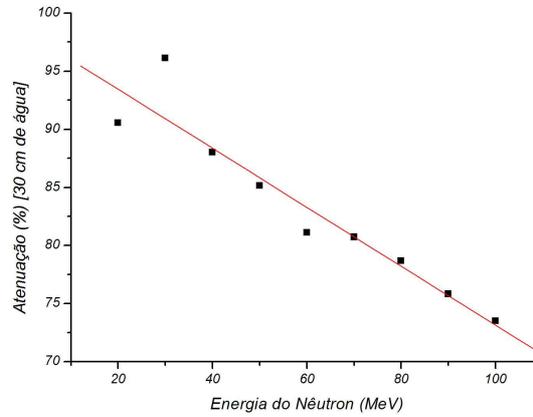


Figura 5: Parametrização dos dados da figura 4 para o intervalo de 0 MeV a 10 MeV. A função obtida é  $y_1(E) = C_1 \cdot E^2 + C_2 \cdot E + C_3$  cujos parâmetros estão na tabela 2.

Com essas parametrizações podemos obter o fluxo diferencial de nêutrons oriundos da radiação cósmica no detector central. Esses fluxos são dados por

$$\frac{dJ'_i}{dE} = \frac{dJ_1}{dE} \left( 1 - \frac{y_i(E)}{100} \right) \quad (22)$$

e os espectros de nêutrons no detector central (fluxo de nêutrons atenuados após atravessar a blindagem) são mostrados na figura 7 e 8.



**Figura 6:** Parametrização dos dados da figura 4 para o intervalo de 10 MeV a 100 MeV. Função obtida é  $y_2(E) = D_1 \cdot E + D_2$  cujos parâmetros estão na tabela 2.

Parâmetros	valor	erro
$C_1$	-0.03725	0.01009
$C_2$	0.06864	0.11391
$C_3$	100.06203	0.27273
$D_1$	-0.25361	0.03129
$D_2$	98.51299	2.04396

Tabela 2: Parâmetros das funções de atenuação das figuras 5 e 6.

Integrando esses fluxos diferenciais atenuados obtemos

$$J'_1 = \int_0^{10} \frac{dJ_1}{dE} \left(1 - \frac{y_1(E)}{100}\right) dE \simeq (7,93 \pm 20,53) \times 10^{-6} \quad [cm^{-2}s^{-1}] \quad (23)$$

$$J'_2 = \int_{10}^{100} \frac{dJ_1}{dE} \left(1 - \frac{y_2(E)}{100}\right) dE \simeq (2,55 \pm 0,48) \times 10^{-4} \quad [cm^{-2}s^{-1}], \quad (24)$$

cujos erros foram calculados através das relações

$$\delta J'_1 = \sqrt{\sum_{i=1}^3 \left[ \left( \frac{\partial J'_1}{\partial C_i} \delta C_i \right)^2 \right]} \quad (25)$$

$$\delta J'_2 = \sqrt{\sum_{i=1}^2 \left[ \left( \frac{\partial J'_1}{\partial D_i} \delta D_i \right)^2 \right]} \quad (26)$$

onde  $\delta C_i$  e  $\delta D_i$  são os erros dos parâmetros  $C_i$  e  $D_i$  da tabela 2 respectivamente.

O fluxo integral total  $J'_T$  é dado pela soma dos fluxos anteriores

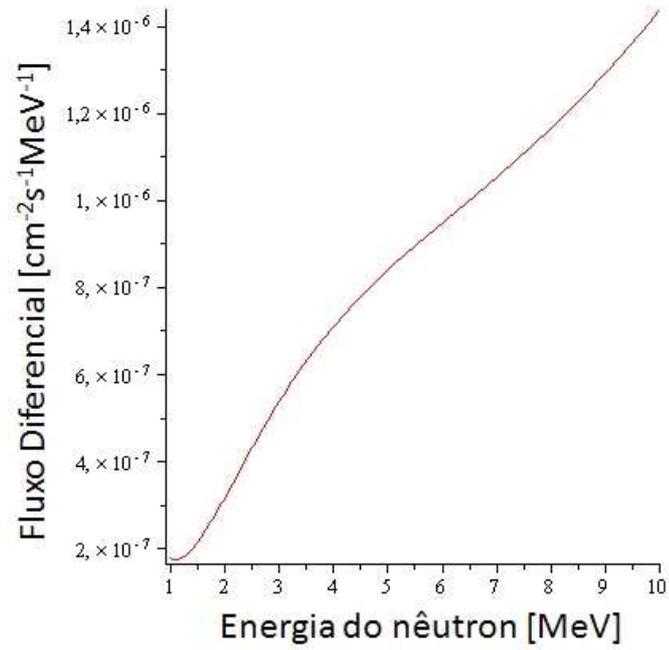


Figura 7: Fluxo diferencial de nêutrons de até 10 MeV no detector central dado pela equação 22 com o índice  $i = 1$ .

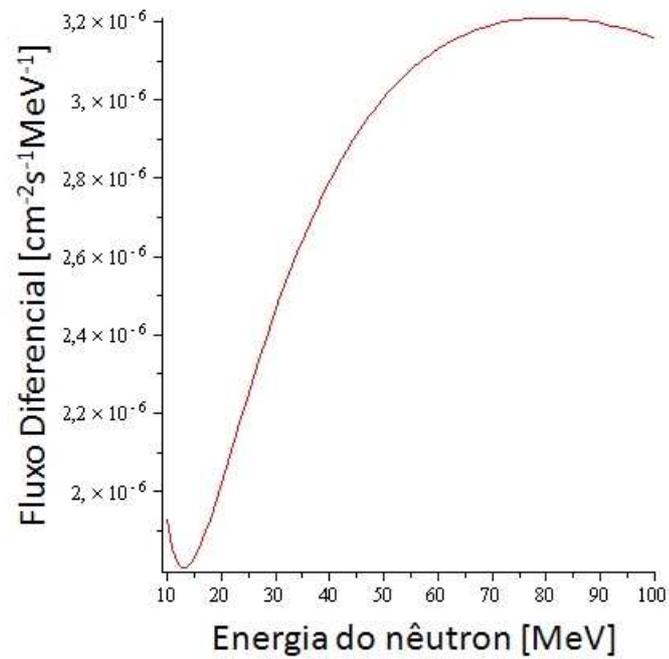


Figura 8: Fluxo diferencial de nêutrons de até 100 MeV no detector central dado pela equação 22 com o índice  $i = 2$ .

$$J'_T = J'_1 + J'_2 \simeq (2,63 \pm 0,52) \times 10^{-4} [cm^{-2}s^{-1}].$$

Aplicando o fator de correção para a latitude de Angra, o número de nêutrons por segundo que devem incidir no detector central é dado por

$$\Phi_{nC} = 0,67 \cdot J'_T \cdot \left( A_{TC} + \frac{2}{3\pi} A_{LC} \right) \quad (27)$$

onde  $A_{TC}$  e  $A_{LC}$  são respectivamente a *área da tampa* e a *área lateral* do alvo do *detector central*, a saber  $A_{TC} = 136 \times 90 \text{ cm}^2 = 12.240 \text{ cm}^2$  e  $A_{LC} = 2(136 \times 98 + 98 \times 90) \text{ cm}^2 = 44.296 \text{ cm}^2$ , mostradas na figura 9. Aplicando esses valores obtemos que o fluxo de nêutrons que devem incidir no *volume interno* do alvo do detector central (área mais interna da figura 9) delimitada pelo volume  $(94 \times 90 \times 136) \text{ cm}^3$  é §

$$\Phi_{n \text{ alvo}} \simeq 3,81 \pm 1,08 [s^{-1}], \quad (28)$$

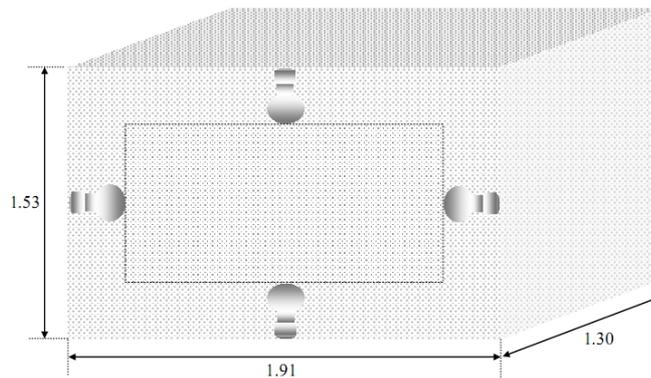


Figura 9: Esquema simplificado do detector central. A área mais interna é a área delimitada pela tangente aos fotocatodos, que determina o volume observado pelas PMT's.

## 5 Conclusões

Nesse trabalho apresentamos uma estimativa analítica e semi-empírica do fluxo de múons e nêutrons sobre o detector do projeto Neutrinos Angra a ser instalado próximo ao reator Angra-II no complexo nuclear Almirante Alvaro Alberto, em Angra dos Reis, Rio de Janeiro. Obtivemos uma expressão analítica para o fluxo dos componentes da radiação cósmica, utilizando resultados experimentais para as distribuições zenitais dos componentes. Aplicamos esse método para múons e nêutrons. Concluímos que o fluxo de múons que deve incidir no sistema de veto do detector é de aproximadamente 870 Hz enquanto que no alvo do detector central esperamos um fluxo de 344 Hz. Estimamos que

§Nessa estimativa desprezamos a espessura de água entre os volumes externos e internos do detector central como atenuante de nêutrons, considerando apenas a blindagem de 30 cm de água sobre o detector. Observamos também que o erro desta estimativa está associado apenas aos erros dos parâmetros dos ajustes das figuras 5 e 6, presentes na tabela 2

sem blindagem o fluxo de nêutrons no alvo é da ordem de 70 Hz e que uma blindagem de 30cm de Polietileno pode reduzir este fluxo para aproximadamente 4 Hz, ou seja uma redução de um fator 17,5.

Há ainda a necessidade de pequenas correções no método utilizado, entre elas estão a parametrização da curva da figura 2 obtendo uma função  $n = n(E)$  para ser substituído na equação 5 e uma parametrização da intensidade vertical de múons em função da energia  $I_{V\mu}(E)$  para ser aplicada na mesma integral da equação 5. Contudo é de se esperar que essas correções não acarretem grandes variações nos fluxos calculados.

## Referências

- [1] GRIEDER, P. K. F, **Cosmic rays at Earth** - Researcher's reference manual and data book. Amsterdam: Elsevier Science B.V, 2001.
- [2] E.Casimiro, F.R.A.Simão, J.C.Anjos, **Estimate of Cosmic Muon Background for Shallows, Underground Neutrino Detectors** - unpublished, Angra Note 13.
- [3] Valdir Salustino Guimarães, **Estudo de Background de Nêutrons e Múons em Detectores de Antineutrinos** - Relatório de Iniciação Científica, CBPF, Março 2010.
- [4] JEDEC Solid State Technology Association, **Measurement and Reporting of Alpha Particle and Terrestrial Cosmic Ray-Induced Soft Errors in Semiconductor Devices JESD89A**. Arlington, 2001. <http://www.seutest.com/cgi-bin/FluxCalculator.cgi>
- [5] Thiago J.C. Bezerra, Ernesto Kemp, **Cálculo da Blindagem de Nêutrons para o Detector de Angra** - Angra Note (em preparação).