

**MEDIDA ABSOLUTA DA SECÇÃO DE CHOQUE PARA A REAÇÃO
 ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ NA REGIÃO DE RESSONÂNCIA EM 244 KeV**

Cleide Renner

**DISSERTAÇÃO E TESE - IEA 161
IEA - DT - 161**

DEZEMBRO/1979

CONSELHO DELIBERATIVO

MEMBROS

Dr. Luiz Cintra do Prado – Presidente
Dr. Edgardo Azevedo Soares Júnior – Vice-Presidente

CONSELHEIROS

Dr. Hécio Modesto da Costa
Dr. Ivano Humbert Marchesi
Dr. Admar Cervellini
Dr. Waldyr Muniz Oliva

REPRESENTANTES

Dr. Jacob Charcot Pereira Rios
Dr. Paolo Enrico Maria Zaghen

SUPERINTENDENTE

Hermani Augusto Lopes de Amorim

**MEDIDA ABSOLUTA DA SECÇÃO DE CHOQUE PARA A REAÇÃO
 ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ NA REGIÃO DE RESSONÂNCIA EM 244 KeV**

Cleide Renner

Tese apresentada para obtenção do Título de "Doutor em Ciências - Área Tecnologia Nuclear" - Orientador Dr. Achilles Alfonso Suarez. Apresentada e defendida em 26 de junho de 1978, no Instituto de Energia Atômica.

Série DISSERTAÇÃO E TESE IEA

INIS Categories and Descriptors

A34

LITHIUM 6: Cross sections

NEUTRON REACTIONS: Cross sections

MULTIPLE SCATTERING: Monte Carlo method

PLASTIC SCINTILLATORS: Neutron flux

PROTON RECOIL DETECTORS: Neutron flux .

SUMÁRIO

	Página
I – INTRODUÇÃO	1
II – DESCRIÇÃO DO MÉTODO EXPERIMENTAL	7
II.1 – Descrição Geral	7
II.2 – ORELA como Fonte de Nêutrons	8
II.3 – Detectores, Sistema Eletrônico e Aquisição de Dados	14
III – DETECTOR NE110	16
III.1 – Informações Gerais	16
III.2 – Cintilador Orgânico Plástico NE110	32
III.3 – Cálculo da Eficiência	34
III.4 – Verificação das Curvas de Luz versus Energia das Partículas	39
III.5 – Calibração do NE110 de 10 cm x 6,6 cm	44
III.6 – Análise e Resultado dos Ajustes	59
IV – CINTILADOR DE LI-VIDRO	76
IV.1 – Considerações Gerais	76
IV.2 – Determinação do Conteúdo de ^6Li nos Cintiladores de Li-Vidro	83
IV.3 – Determinação do Número de Reações (n, α) Induzidas no Li-Vidro	92
IV.4 – Determinação do Fator de Correção para Espelhamento Múltiplo	94
V – ANÁLISE DE DADOS	101
V.1 – Análise de Dados no Percurso de 80 m	101
V.2 – Análise de Dados no Percurso de 30 m	104
V.3 – Resultado Final da Secção de Choque $^6\text{Li}(n,\alpha)$	108
VI – ANÁLISE TEÓRICA DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO	109
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	115

MEDIDA ABSOLUTA DA SECÇÃO DE CHOQUE PARA A REACÇÃO ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ NA REGIÃO DE RESSONÂNCIA EM 244 KeV

Cleide Renner

RESUMO

A secção de choque para a reacção ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ foi determinada por método absoluto para 12 valores discretos de energia de nêutrons compreendidos entre 80 KeV e 470 KeV, utilizando-se o Acelerador Linear de Elétrons de Oak Ridge (ORELA) como fonte pulsada de nêutrons.

O feixe de nêutrons foi filtrado por 20 ou 30 cm de ferro Armco, que tem a propriedade de produzir vários grupos discretos de energia (janelas de ferro) no intervalo de 20 KeV a 1000 KeV com largura da ordem de 2 KeV.

O número de eventos (n,α) foi determinado pelo emprego de cintiladores de Li-vidro de 1 mm de espessura e o fluxo de nêutrons foi determinado com um cintilador plástico NE110 de 6,6 cm de espessura e 10 cm de diâmetro.

A correção para espalhamento múltiplo no Li-vidro e a eficiência do cintilador NE110 foram determinadas teoricamente pela aplicação da técnica de simulação de Monte Carlo. O conteúdo de ${}^6\text{Li}$ nos detectores foi determinado por medidas de transmissão com nêutrons de baixa energia.

Aos resultados obtidos foi feito ajuste teórico pela teoria de matriz-R.

I - INTRODUÇÃO

A secção de choque para a reacção ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ vem sendo utilizada com freqüência, como padrão de referência de secção de choque na região de zero a algumas dezenas de KeV onde ela é conhecida com precisão melhor que 1%. Diversos fatores favoráveis tornam essa secção de choque extremamente conveniente para ser usada como padrão, não só na região de dezenas de KeV mas, até a de centenas de KeV. Algumas das vantagens para o uso dessa secção de choque serão dadas a seguir:

- ela tem um valor suficientemente alto e seu comportamento com a energia do nêutron é simples até 1,7 MeV: ela varia com o inverso da raiz quadrada da energia ($1/v$) em baixas energias, seguindo-se uma única ressonância por volta de 245 KeV;
- a reacção ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ é altamente exotérmica ($Q \approx 4,785$ MeV);
- abaixo de 1,7 MeV as únicas outras reacções possíveis são as de espalhamento elástico e de absorção ${}^6\text{Li}(n,\gamma){}^7\text{Li}$. Essa última tem um valor de secção de choque desprezível de modo que nessa região a única reacção de absorção importante é a ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$.

Aprovada para publicação em Junho/1979.

Nota: A redacção, ortografia, conceitos e revisão final são de responsabilidade do Autor.

Por outro lado, sob o ponto de vista prático, não só é importante que um padrão apresente uma secção de choque bem conhecida, como também é importante que a reação envolvida possa ser detectada de uma maneira simples e eficiente. No caso em estudo, esta última condição é plenamente satisfeita com o emprego de cintilador de Li-vidro. Nestes cintiladores, o lítio enriquecido em ${}^6\text{Li}$ encontra-se misturado ao cintilador de modo que a eficiência para a detecção das partículas emitidas, alfa e trítio, é próxima a 100%. Por outro lado, o alto sinal de luz provocado por essas partículas permite uma discriminação dos sinais provocados pela radiação gama, que está usualmente presente nas fontes de nêutrons. Esses cintiladores podem ser obtidos em espessuras bastante finas, e já vêm sendo usados há alguns anos na monitoração direta de feixe de nêutrons⁽¹⁾, de uma maneira satisfatória.

A despeito das vantagens que essa reação oferece, a sua utilização como padrão de secção de choque na região entre dezenas de KeV até centenas de KeV, vem sendo dificultada pelas enormes discrepâncias encontradas entre os valores experimentais na região da ressonância de 244 KeV. Para se ter uma idéia destas discrepâncias, a Figura 1.1 mostra alguns dos valores publicados entre 1950 e 1974. Os valores não concordam, nem quanto à posição do pico da ressonância, nem quanto ao valor no pico. Uma análise desses valores mostra divergências de até 30% para o valor no pico.

A inexistência de padrões mais convenientes na região de centenas de KeV, fez com que muitos esforços fossem dirigidos no sentido de se esclarecer as discrepâncias encontradas para essa secção de choque. Esses esforços foram intensificados a partir de 1970 por ocasião do simpósio realizado no "National Argonne Laboratory", em Illinois, sobre "Padrões de Nêutrons e Normalização de Fluxo". Nesse simpósio foi apresentada por C. A. Uttley⁽²⁾ uma revisão de todos os valores publicados para as secções de choque (n,α) , (n,n) e (n,γ) do ${}^6\text{Li}$, abrangendo o período de 1954 a 1970. Por meio de uma análise dos métodos experimentais empregados, esse autor fez uma seleção dos valores mais confiáveis. Esses valores mostraram um acordo melhor que 1% para a secção de choque (n,α) abaixo de 10 KeV. Nessa região predomina a reação (n,α) com um valor de σ_0 (0,0253 eV) igual a $(938 \pm 6)\text{b}$ e o valor de 28 mb para a secção de choque (n,γ) , ambas decrescendo com $1/v$. A secção de choque de espalhamento é aproximadamente constante e igual a 0,75 b.

Na região acima de 10 KeV não foi observada concordância entre nenhum dos valores publicados para a secção de choque (n,α) . Segundo observação feita por Uttley, a maioria das medidas feitas até aquela data envolveram condições pobres de resolução (5 a 20 KeV), o que poderia explicar a discordância quanto à posição do pico da ressonância. Algumas das críticas feitas por esse autor, quanto aos métodos experimentais, serão dadas aqui por terem servido de alerta na elaboração da experiência descrita no presente trabalho:

- todas as medidas foram feitas com cintiladores de Li-vidro ou ${}^6\text{Li}(\text{Eu})$ (em alguns casos bastante espessos), montados na sua maioria diretamente sobre fotomultiplicadoras. Isto implica na ocorrência de espalhamento múltiplo de nêutrons não só no próprio cintilador, a qual é inevitável, como também pelo vidro da fotomultiplicadora. Esta contribuição deve ser descontada por correções teóricas e pode ser minimizada pelo emprego de cintiladores finos e evitando-se a montagem direta do cintilador sobre a fotomultiplicadora. Em alguns casos esta correção não foi aplicada e em outros, as correções feitas por autores diferentes discordaram entre si.
- na maioria das experiências que empregaram esses cintiladores, foi fixado um mesmo nível de discriminação de altura de pulso para todo o intervalo de energia dos nêutrons. Sabe-se que o espectro de altura de pulsos das partículas alfa e trítio tanto pode se alargar como se deslocar com a energia do nêutron incidente. Portanto, a eficiência de detecção deixa de ser constante para todo o intervalo de energia e deve ser corrigida. Este efeito não foi levado em conta por nenhum dos autores.
- na maioria das experiências, o fluxo de nêutrons foi determinado por medida relativa empregando-se detectores de resposta plana, cuja eficiência era suposta ser constante. A possível variação na eficiência não foi analisada experimentalmente em nenhum dos casos

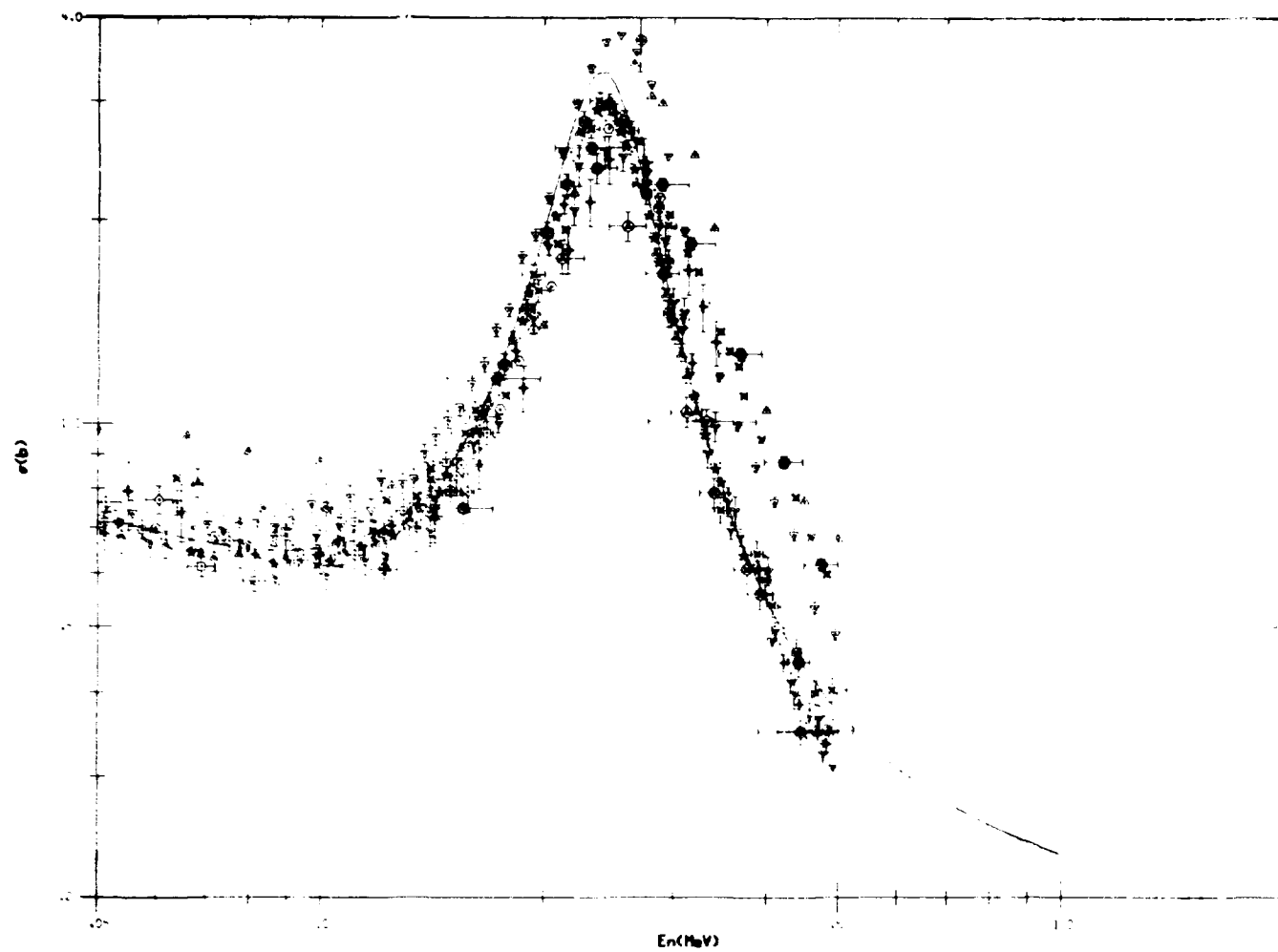


Figure 1.1 – Valores publicados para a secção de choque da reacção ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$

e pode incorrer em erros graves. Alguns autores⁽³⁾ mostraram, por exemplo, que com contadores tipo "long-counter" essa eficiência varia de 20% quando se vai da energia de 20 KeV a 500 KeV.

- grande número de medidas dessa secção de choque foi feito não por método absoluto mas, empregando a secção de choque $^{235}\text{U}(n,f)$ como referência. Entretanto, esta secção de choque não é conhecida com boa precisão nessa região de energia, tornando-se inadequada como referência.

Um total de 11 medidas^(4,5,6,7,8,9,10,11,12,13,14) foi analisado e mesmo após descarte das que continham erros sistemáticos evidentes, observou-se discrepâncias de até 30% entre os valores. Até essa data, a maioria das medidas apresentou um valor inferior a 3,1b no pico da ressonância.

Já os resultados publicados para a secção de choque total apresentaram bom acordo entre si. Convém notar que a secção de choque total tem um valor de $\sim 11\text{b}$ no pico da ressonância, de onde se conclui que a maior contribuição nessa região vem da secção de choque de espalhamento.

Nesse simpósio sobre "Padrões de Nêutrons e Normalização de Fluxo", realizado em 1970, foi feita uma forte recomendação para que se fizessem novas medidas para a secção de choque da reação $^6\text{Li}(n,\alpha)$ na região acima de 10 KeV. Foram feitas também, recomendações para que se fizessem novas medidas das secções de choque total e de espalhamento para se confirmar os valores já existentes. A necessidade de se esclarecer as discrepâncias para a secção de choque da reação $^6\text{Li}(n,\alpha)$ foi novamente abordada por Uttley⁽¹⁵⁾ em 1971, na "Terceira Conferência sobre Secção de Choque para Nêutrons e Tecnologia" e por Stewart⁽¹⁶⁾ em 1972, no "Painel sobre dados de referência sobre padrões de nêutrons".

A partir de 1970 e até 1976, quando se deu início ao trabalho aqui apresentado, 9 novos valores^(17,18,19,20,21,22,23,24,25) foram publicados referentes a essa secção de choque acima de 10 KeV. Entretanto, mesmo com técnicas mais avançadas e resoluções melhores, as discrepâncias (de até 30%) continuaram persistindo, mais acentuadamente no pico da ressonância.

Convém notar que entre essas medidas apenas as de Fort^(12,19) foram feitas por método absoluto. As outras foram, ou relativas ou normalizadas para um valor em energia mais baixa. Alguns dos valores publicados são vistos na Figura 1.2. Nota-se que, com exceção dos valores de Friesenhahn, os outros apresentam boa concordância quanto à posição do pico. Observa-se discordância de até 30% no valor de pico, havendo concordância razoável no resto do espectro.

Com o intuito de esclarecer o problema da secção de choque do ^6Li foi feita uma análise teórica do sistema de núcleo composto ^7Li , por G. Hale⁽²⁶⁾. Essa análise foi feita levando em conta os vários canais de reação e níveis do núcleo composto e do núcleo resultante. O autor utilizou os valores experimentais para as secções de choque integrais e diferenciais das reações $^6\text{Li}(n,n)^6\text{Li}$, $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$, $^4\text{He}(t,t)^4\text{He}$ e a secção de choque total do ^6Li . A análise foi feita considerando-se simultaneamente os valores experimentais para as várias reações e minimizando os desvios. Os ajustes teóricos concordaram satisfatoriamente com os dados experimentais das secções de choque total e de espalhamento, entretanto, não concordaram com nenhum dos valores da secção de choque (n,α) . O valor obtido para o pico de ressonância foi de 3,4b. Este valor fica acima de todos os valores experimentais, com exceção dos de Friesenhahn, com o valor de 3,77b.

Os resultados desse ajuste foram fornecidos ao "Evaluated Nuclear Data File" – Brookhaven na versão IV (ENDF/B-IV). Esta versão foi modificada para a versão V⁽²⁷⁾ em 1976, para incluir novos valores experimentais que foram publicados nesse meio tempo. Foram eles: secção de choque total por Harvey⁽²⁸⁾; secção de choque integral (n,α) por Lamaze⁽²⁶⁾ e secção de choque diferencial $\text{He}^4(t,t)^4\text{He}$ por Jarmie⁽³⁰⁾. Os cálculos teóricos das versões IV e V são comparados a alguns dos valores experimentais na Figura 1.2. O acordo da versão V é bom com os valores de Lamaze (Figura 1.2) (os quais foram incluídos no cálculo teórico), com exceção do pico e concorda razoavelmente no resto do espectro com os de alguns outros autores.

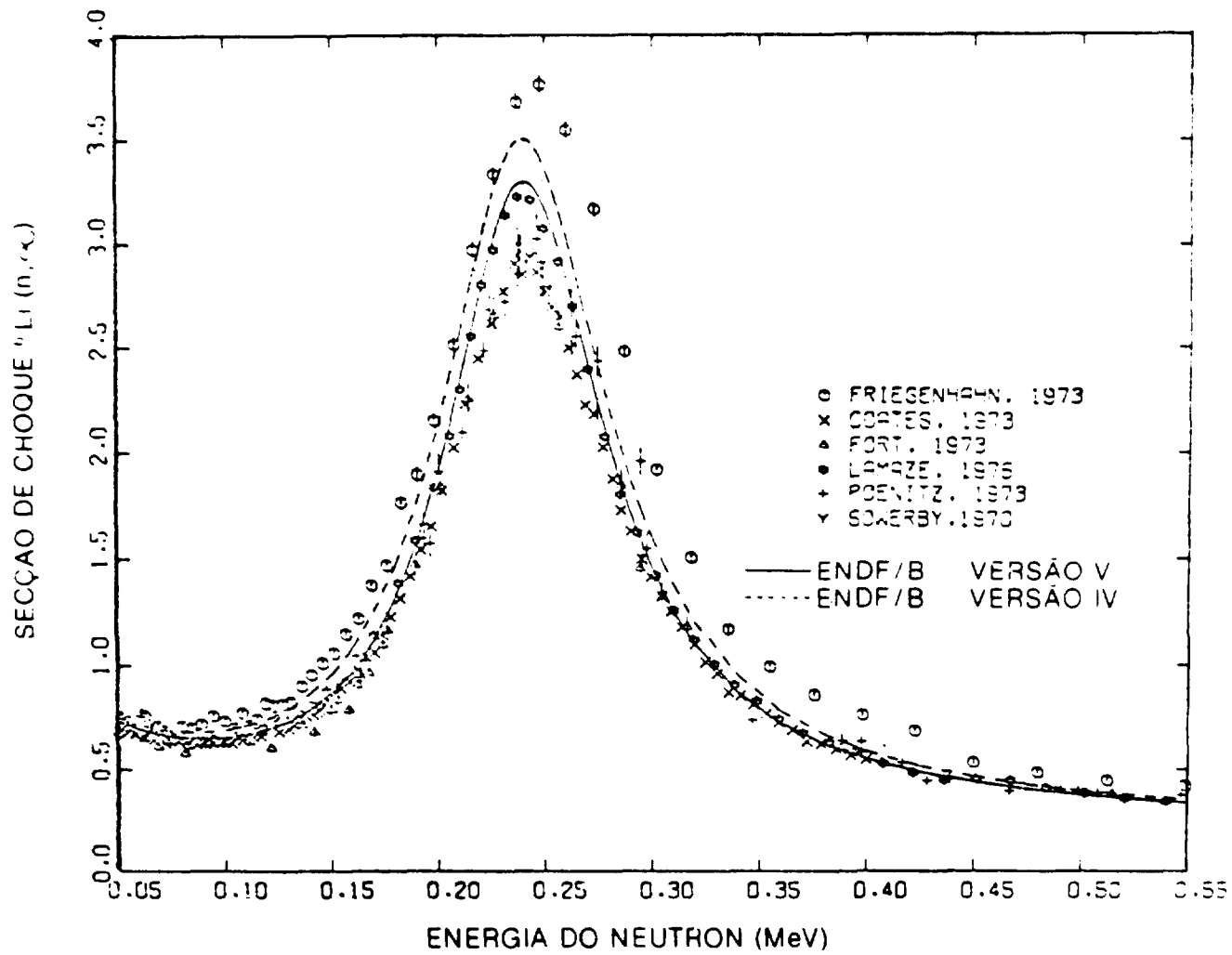


Figura 1.2 – Valores mais recentes da seção de choque ${}^6\text{Li}(n, n')$ e ajustes teóricos

Esta última análise leva a concluir que os valores publicados recentemente para secção de choque da reacção ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$, tanto experimentais como teóricos, apresentam boa concordância entre si com excepção dos valores no entorno do pico da ressonância.

O trabalho aqui apresentado se propôs a determinar o valor da secção de choque da reacção ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$, com ênfase especial no entorno do pico da ressonância de 244 KeV, empregando método absoluto e técnica de alta resolução em energia de nêutron. O procedimento experimental foi elaborado de modo a diminuir as causas de erros apontados anteriormente e que serão salientadas a seguir:

- as medidas foram feitas com técnicas de alta resolução, utilizando-se a fonte pulsada de nêutrons do Acelerador Linear de Elétrons de Oak Ridge (ORELA).
- para a determinação do número de eventos (n,α) foram escolhidos cintiladores de Li-vidro de 1 mm de espessura onde a contribuição por espalhamento múltiplo é razoavelmente baixa. Esta contribuição foi corrigida por cálculos teóricos pela técnica de Monte Carlo. Os valores destas correções foram comparados aos de outros autores, mostrando bom acordo. Além disto, a validade destas correções teóricas foi comprovada experimentalmente medindo-se a razão de contagens entre cintiladores de espessuras diferentes e comparando-se esta razão com a razão calculada teoricamente.
- o conteúdo de ${}^6\text{Li}$ nos cintiladores, bem como sua uniformidade de distribuição foram determinadas experimentalmente por medidas de transmissão com nêutrons de baixa energia. Evitou-se assim, utilizar os valores fornecidos pelo fabricante, uma vez que a confiabilidade dos mesmos foi colocada em dúvida por alguns autores^(29,33).
- para a determinação do fluxo de nêutrons escolheu-se o cintilador NE110 de resposta quase plana e eficiência alta (~ 90%). A eficiência foi determinada por cálculos teóricos em particular para cada um dos dos grupos de energia de nêutrons estudados.
- uma análise feita às medidas realizadas por outros autores mostrou que em todas as experiências houve a presença considerável de "background" gama e os detectores usados são sensíveis a este "background". No caso de Li-vidro, este "background" pode ser discriminado por seleção de altura de pulsos. Isto implica, entretanto, na colocação do nível de discriminação num valor alto, o que pode acarretar erros nas medidas, conforme já foi criticado anteriormente. Por esta razão, neste trabalho empregou-se uma técnica que tornou desprezível o "background" gama do feixe de nêutrons. Esta técnica consistiu em se filtrar o feixe de nêutrons por ferro que, além de atuar como um filtro para a radiação gama, tem a propriedade de transmitir apenas alguns grupos discretos de energia (janelas do ferro) com largura inferior a 2 KeV. Alguns desses grupos se situam exatamente na região de ressonância da secção de choque da reacção ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$. São eles: 219 KeV, 244 KeV e 274 KeV. Mais ainda, pelo uso de espessuras de ferro convenientes consegue-se obter transmissões desprezíveis fora das janelas e estas regiões possibilitaram medidas diretas do "background".

Com a experiência assim elaborada, procurou-se minimizar todas as fontes possíveis de erros sistemáticos. As maiores fontes de erro estariam no cálculo das eficiências e correções dos cintiladores empregados, bem como na determinação do "background" e definição da energia dos nêutrons.

A eficiência do cintilador NE110, como será visto no Capítulo III, foi calculada de modo cuidadoso e exaustivo. Além disso, ela foi comparada com os valores de outros autores tendo sido observada boa concordância.

Embora as correções para espalhamento múltiplo tenham sido calculadas teoricamente, comprovou-se a sua validade experimentalmente, como será visto no Capítulo IV.

A determinação da energia dos nêutrons tornou-se simples uma vez que as energias ficam bem definidas com a aplicação da técnica do filtro de ferro. Com esta técnica contornou-se as dificuldades que seriam encontradas ao se trabalhar com feixe de energia contínua. Essas dificuldades apareceriam principalmente no entorno do pico da ressonância, onde é necessário trabalhar-se com alta resolução e com grupos estreitos de energia. As vantagens proporcionadas pela técnica do filtro de ferro são vistas no Capítulo II.

Os resultados obtidos e a análise de erros serão vistos no Capítulo V. No Capítulo VI será feita a comparação entre os valores experimentais aqui determinados e aqueles obtidos por ajustes teóricos.

II – DESCRIÇÃO DO MÉTODO EXPERIMENTAL

II.1 – Descrição Geral

As medidas da secção de choque para a reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ foram realizadas utilizando-se o Acelerador Linear de Elétrons de Oak Ridge (ORELA) como fonte pulsada de nêutrons. Empregou-se a técnica de tempo de voo para a determinação e seleção da energia dos nêutrons com uma resolução típica de 0,3 KeV em 200 KeV. A determinação da secção de choque foi feita por método absoluto, tomando-se por base a relação:

$$\sigma(E) = \frac{C_{n,\alpha}}{N_6 \phi(E)}$$

onde:

$\sigma(E)$ = secção de choque da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ na energia E

E = energia do nêutron incidente

N_6 = número de átomos de ${}^6\text{Li}$ contidos na amostra

$\phi(E)$ = fluência de nêutrons

$C_{n,\alpha}$ = número de reações (n, α) que ocorreram na amostra

Escolheu-se um cintilador de Li-vidro de 1 mm de espessura para a determinação do número de reações (n, α). A amostra de ${}^6\text{Li}$ estava distribuída homogeneamente dentro do próprio cintilador, de modo que a eficiência para a detecção das partículas emitidas, alfa e trítio, era próxima a 100%. O conteúdo de ${}^6\text{Li}$ no Li-vidro foi determinado por medidas de transmissão com nêutrons de energia inferior a 15 eV. Nesta região de energia predomina a secção de choque ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$, cujo comportamento varia com o inverso da raiz quadrada da energia (ou $1/v$) e cujo valor é conhecido com precisão melhor que 1%.

Para se determinar o fluxo de nêutrons, escolheu-se o cintilador plástico NE110, formado por carbono e hidrogênio, onde a detecção de nêutrons se dá principalmente pelos prótons de recuo. A eficiência deste cintilador foi calculada por ajuste teórico de espectro e os resultados mostraram que ela varia lentamente com a energia caindo, por exemplo, de 91% em 100 KeV para 89% em 300 KeV.

O feixe de nêutrons foi filtrado com ferro Armco de espessura igual a 20 cm ou 30 cm. O ferro tem a propriedade de transmitir apenas grupos discretos de energia (janelas do ferro) com largura de

~ 2 KeV, no intervalo entre 20 KeV a 1000 KeV. Algumas dessas janelas se situam na região de ressonância da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$. Com o uso desta técnica consegue-se obter relações superiores a 1000:1 para a razão entre sinal e "background" para a maioria das janelas. Ao mesmo tempo, reduz-se consideravelmente a radiação gama do feixe.

A experiência foi realizada a dois parâmetros: espectro de tempo de voo e espectro de altura de pulso para ambos os detectores, Li-vidro e NE110. Foram escolhidas aproximadamente 60 janelas no espectro de tempo de voo para as quais se acumularam espectros de altura de pulso.

Foram realizadas duas séries de medidas: na primeira trabalhou-se com um percurso de voo de 80 m e na segunda com um de 30 m.

Nas medidas a 80 m, o fluxo de nêutrons foi monitorado por um cintilador de Li-vidro de 12,7 mm de espessura. Este monitor foi montado em configuração de transmissão e instalado diretamente no feixe. Espectros de tempo de voo e de altura de pulso foram analisados simultaneamente para o monitor de 12,7 mm de espessura e cintilador NE110 ou Li-vidro de 1 mm de espessura. A experiência foi realizada em duas etapas. Na primeira determinou-se o fluxo de nêutrons em relação às contagens do monitor. Na segunda determinou-se o número de reações induzidas (n,α) em relação ao mesmo monitor. Aparentemente, o método mais simples para se fazer esta experiência seria usar um cintilador de Li-vidro montado em configuração de transmissão, colocado diretamente no feixe, seguido pelo cintilador NE110. Deste modo, medir-se-ia simultaneamente: o número de eventos (n,α) e o fluxo de nêutrons. Entretanto, para se minimizar fatores de correção causados pela espessura finita do vidro, escolheram-se cintiladores de Li-vidro bastante finos (1 mm de espessura). A probabilidade de interação dos nêutrons neste detector era inferior a 0,5%, enquanto que no NE110 ela era superior a 90%. Assim sendo, o ritmo de contagens no NE110 era da ordem de 100 vezes maior do que no Li-vidro de 1 mm. Assim, ajustando-se uma intensidade do feixe de nêutrons conveniente para o NE110, resultava num ritmo de contagens muito baixo para o Li-vidro, tornando a experiência muito demorada. Esta dificuldade foi solucionada com a introdução do monitor de Li-vidro mais espesso (12,7 mm de espessura), com o qual se reduziu para ~ 10 a relação entre os ritmos de contagem entre NE110 e monitor e entre o Li-vidro de 1 mm e monitor. A intensidade do feixe de nêutrons incidente nos detectores foi ajustada convenientemente para cada caso.

Nas medidas com o cintilador NE110 a intensidade do feixe foi atenuada, diminuiu-se a largura de tempo do pulso do acelerador para 5 nseg e aumentando-se a espessura do filtro de ferro para 30 cm. Nas medidas com o Li-vidro de 1 mm empregou-se 20 cm de ferro e a largura do pulso foi de 22 nseg.

As medidas a 30 m foram feitas numa etapa única, sem o auxílio do monitor de nêutrons. Neste caso, o cintilador fino de Li-vidro foi montado em configuração de transmissão e colocado diretamente no feixe seguido do NE110, de modo a permitir medidas simultâneas do fluxo de nêutrons e do número de reações (n,α). Foram feitas medidas a dois parâmetros com o cintilador de Li-vidro e somente medida de espectro de tempo de voo com o cintilador NE110. Trabalhou-se somente com o pulso do anodo do cintilador NE110, o que permitiu elevar o ritmo de contagem neste detector. Os espectros de altura de pulso com NE110 foram obtidos numa segunda etapa.

11.2 – ORELA como Fonte de Nêutrons

O esquema do acelerador linear de elétrons de Oak Ridge é visto na Figura 2.1. O feixe de elétrons tem uma corrente nominal de 15A, com 140 MeV de energia por elétron, podendo operar em pulsos com duração que pode variar de 2 a 30 nanossegundos, indo a uma frequência de até 1000 pulsos por segundo. A potência total do feixe pode ir até 50 KW. O feixe de elétrons é desacelerado num alvo de tântalo, produzindo radiação gama e os nêutrons são produzidos pela reação (γ,n) no próprio alvo. Este alvo é resfriado a água, onde os nêutrons são parcialmente moderados. A Figura 2.2 ilustra o alvo de tântalo instalado no ORELA.

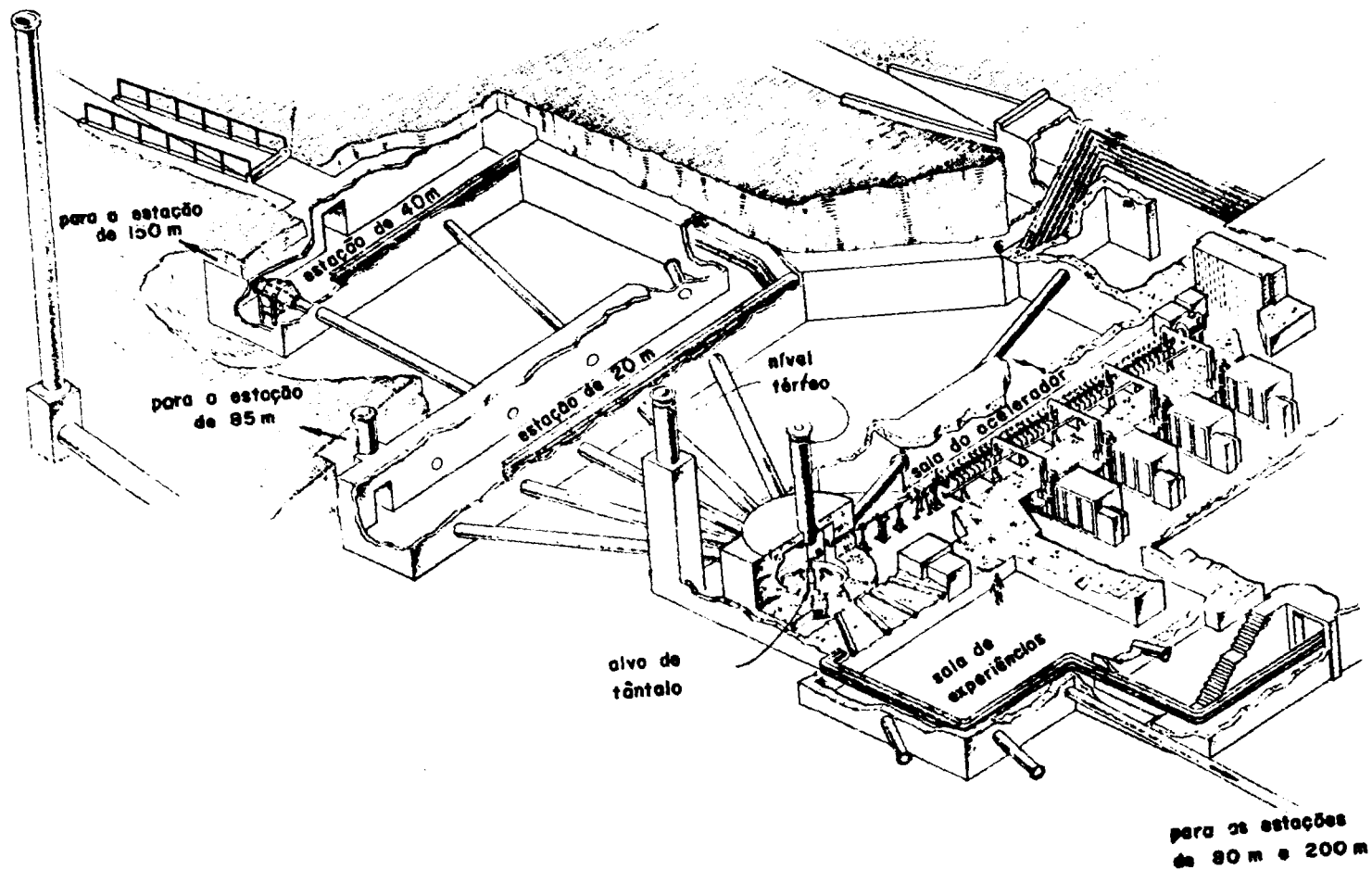


Figura 2.1 - Esquema do ORELA

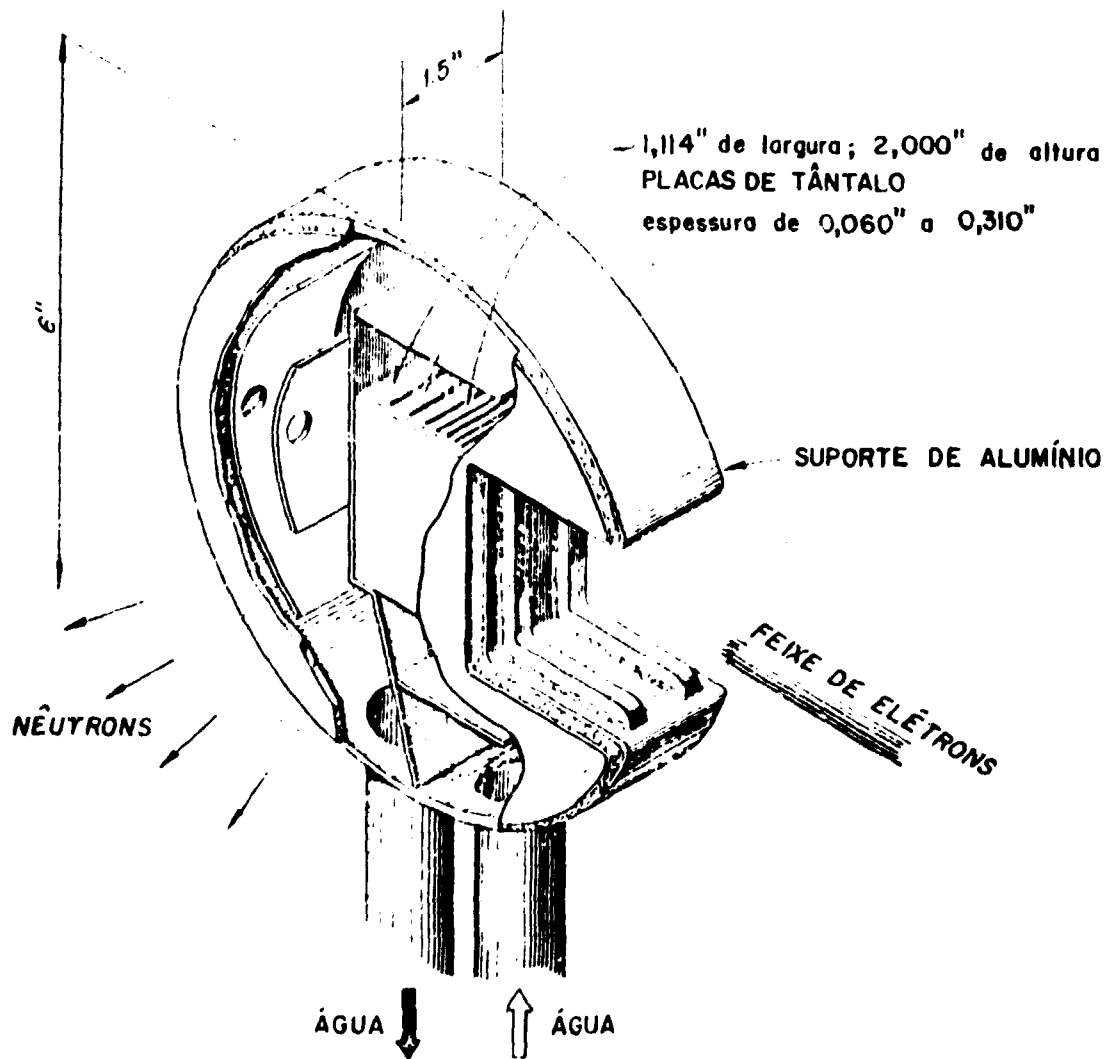


Figura 2.2 - Alvo de Tântalo do ORELA

Os nêutrons produzidos são extraídos e colimados através de canais de irradiação mantidos a vácuo de $\sim 10^{-3}$ mm Hg. Na presente experiência utilizaram-se os canais situados a -90° e a 165° em relação ao feixe de elétrons vide (Figura 2.1).

Um esquema do canal situado a -90° é visto na Figura 2.3. Seu comprimento máximo, contado a partir do alvo de tântalo, é de 200 m. Ele é subdividido em duas estações, com percursos de voo de 18 m e de 80 m. Ao longo de sua extensão possui uma série de filtros que podem ser colocados ou retirados do feixe por comando do computador. Estes filtros têm por finalidade condicionar o feixe de nêutrons às necessidades da experiência. Alguns desses filtros são:

- urânio: utilizado para a atenuação da radiação gama
- polietileno: utilizado para a eliminação de nêutrons de alta energia
- cádmio, ^{10}B : utilizado para a eliminação de nêutrons térmicos, evitando-se assim a superposição de nêutrons entre pulsos consecutivos do acelerador
- ferro: usualmente utilizado para bloquear o feixe de nêutrons,

Os tempos de voo típicos para o percurso de 18 m são: 8×10^{-3} seg para a energia de 0,025 eV e 4×10^{-4} seg para a de 10 eV. Para o percurso de 80 m tem-se: 12 μ seg para 200 KeV e 5,5 μ seg para 1 MeV. Utilizou-se o percurso de 18 m nas experiências de determinação do conteúdo de ^6Li nos cintiladores de Li-vidro pela técnica de transmissão de nêutrons de baixa energia. Referindo-se na Figura 2.3, a amostra a ser analisada foi colocada na distância de 9 m e o detector de nêutrons a 17,8 m.

Utilizou-se o percurso de 80 m na experiência da determinação da secção de choque da reação $^6\text{Li}(n,\alpha)$, com nêutrons acima de 20 KeV. Neste caso, o cintilador de Li-vidro de 1 mm e o cintilador NE110 foram colocados alternadamente na mesma posição a 78,7 m, indicada na Figura 2.3. O monitor de Li-vidro de 12,7 mm de espessura foi colocado na distância de 78,0 m. Utilizaram-se colimadores de latão cujas posições e diâmetros são indicadas na Figura 2.3. O feixe de nêutrons foi colimado para um diâmetro final igual a 1,59 cm. Nesta experiência filtraram-se os nêutrons com ferro Armco de 20 cm de espessura, para um feixe mais intenso, ou 30 cm para um feixe menos intenso. A secção de choque do ferro apresenta várias ressonâncias entre 20 KeV e 1000 KeV. Os pontos de mínimos entre essas ressonâncias e que podem ser vistos na Figura 2.4, são usados como janelas de nêutrons. De particular interesse foram as janelas em: 82,0 KeV; 128,7 KeV; 137,5 KeV; 168,1 KeV; 184,0 KeV; 219,3 KeV; 244,4 KeV; 310,3 KeV; 312,5 KeV; 353,0 KeV e 468,0 KeV. Os intervalos de transmissão mínima, fora das janelas, foram utilizados como janelas para medidas de "background". Como elucidação são dados a seguir alguns valores típicos de transmissão do ferro com 20 cm de espessura:

- transmissão máxima na janela de 244 KeV: 10%
- transmissão mínima na região adjacente à janela de 244 KeV: 0,002%
- transmissão máxima na janela de 312 KeV: 40%
- transmissão mínima na região adjacente à janela de 312 KeV: 0,0001%.

Numa análise mais geral, obtêm-se relações superiores a 1000:1 para a relação entre pico e "background" para quase todas as janelas do ferro.

Com esta técnica limitou-se a determinação da secção de choque apenas para os valores de energia definidos pelas janelas do ferro. Em compensação, ela permitiu a determinação direta do "background" total, além de atenuar consideravelmente a radiação gama do feixe. Viu-se nisto uma

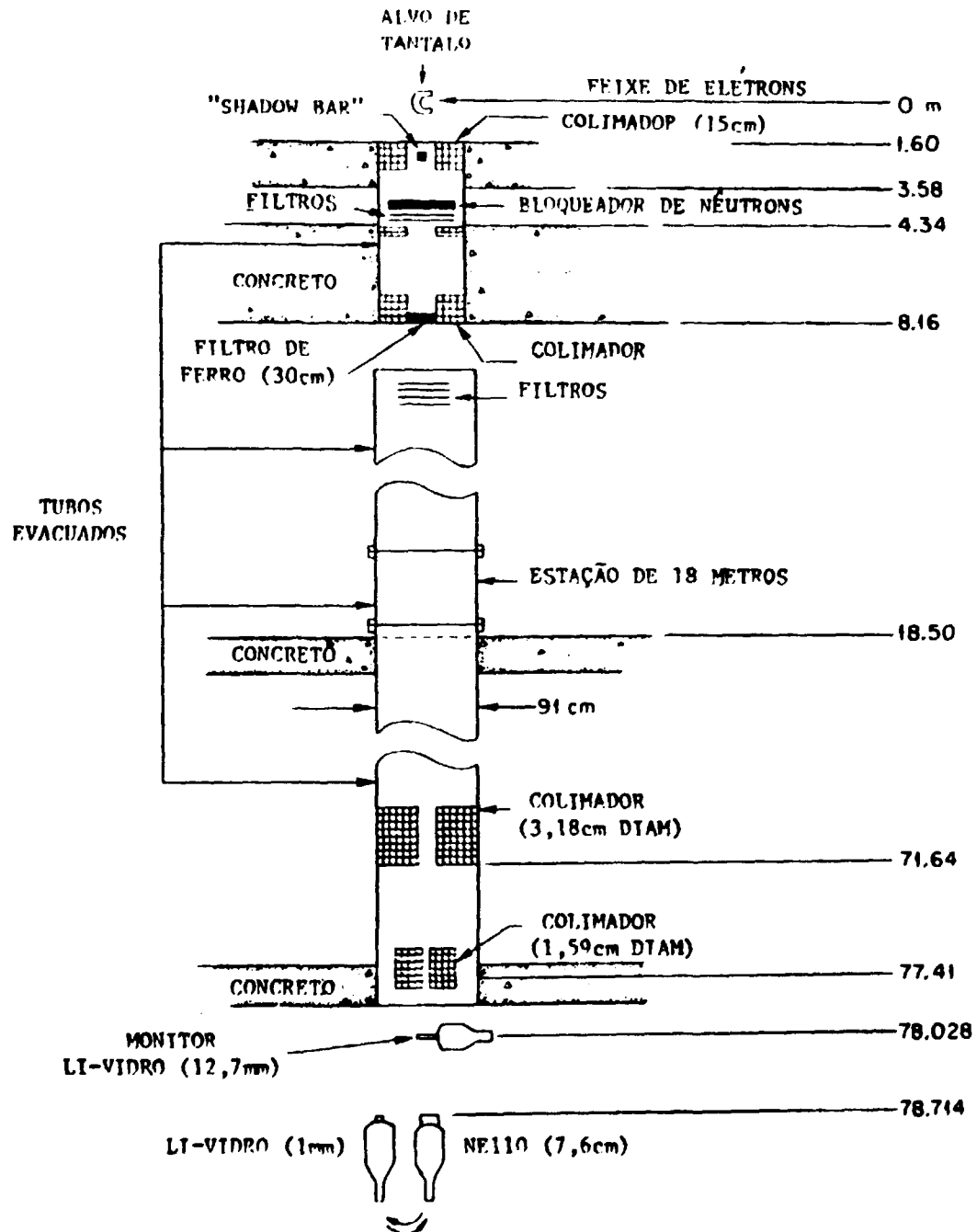


Figura 2.3 - Esquema do canal situado a 90°

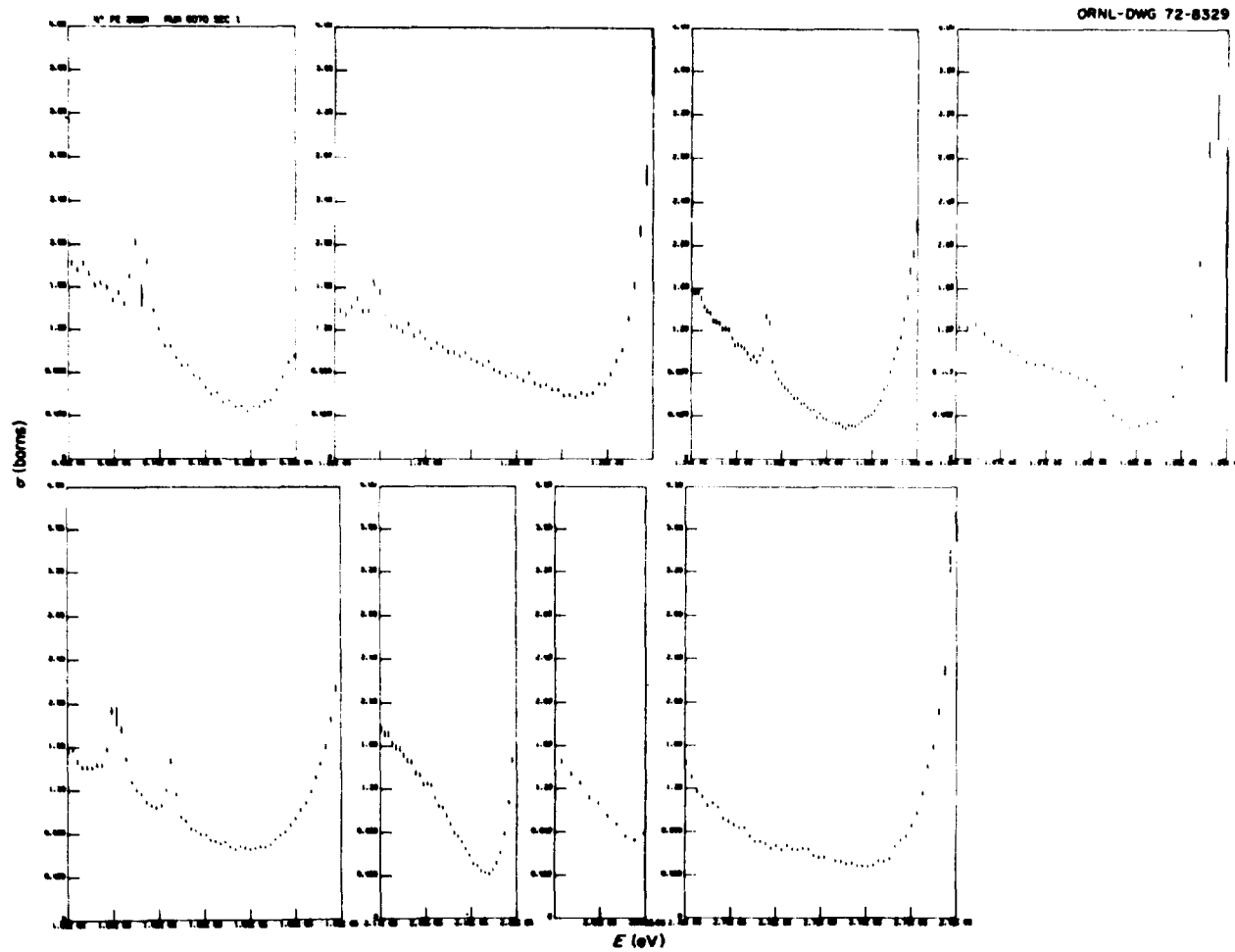


Figura 2.4 – Regiões de mínimo na secção de choque do ferro

vantagem, pois os detectores empregados são sensíveis à radiação gama. O "background" gama provém tanto da radiação de freiamento no alvo de tântalo, como da radiação gama emitida pelo núcleo composto ^3H formado pela captura de nêutrons no hidrogênio do refrigerador. Esta contribuição decai com a constante de decaimento do ^3H igual a $18 \mu\text{seg}$. Portanto, este "background" não é constante no tempo e a sua determinação por técnicas indiretas torna-se complicada. A sua contribuição é mais acentuada para tempos de voo inferiores a $18 \mu\text{seg}$. Portanto, este "background" é crítico no intervalo de energia estudado, lembrando-se que para a energia de 200 KeV o tempo de voo é de $5,5 \mu\text{seg}$.

Por outro lado, o fato de o espectro de nêutrons apresentar picos em energias bem conhecidas, permitiu uma superposição em energia, bastante precisa, entre os espectros de tempo de voo obtidos com os diferentes cintiladores.

II.3 – Detectores, Sistema Eletrônico e Aquisição de Dados

Empregaram-se cintiladores de Li-vidro com constante de tempo da ordem de 5 nseg e cintilador plástico NE110 com constante de tempo da ordem de 3 nseg. Este último foi acoplado a uma fotomultiplicadora de ganho alto modelo RCA 8854 selecionada para se ter o menor ruído possível. Com os cintiladores de Li-vidro foram utilizadas fotomultiplicadoras modelos RCA 8850 e RCA 4522. Descrições detalhadas das montagens destes detectores serão vistas nos Capítulos III e IV.

Um esquema do sistema eletrônico montado no percurso de voo de 80 m é visto na Figura 2.5. O cintilador de Li-vidro de 12,7 mm de espessura, usado como monitor, foi mantido fixo no feixe de nêutrons durante a experiência. Faziam-se medidas simultâneas com este monitor e o detector de nêutrons (NE110) ou com este monitor e o detector de reações (n, α) (Li-vidro de 1 mm). O sinal de tempo, T_0 , indicando o início de cada pulso de nêutrons era dado por um detector de cintilação instalado no compartimento do alvo conversor de tântalo. Este sinal de tempo era dado pela detecção do pulso dos gamas de freiamento (" γ flash"). Este sinal era ajustado no tempo com o sinal provocado pelo " γ flash" no próprio detector em estudo.

O tempo morto do digitalizador de tempo (TDC) foi fixado em $32 \mu\text{seg}$. Este tempo foi escolhido de modo a se diminuir o ritmo de eventos enviados ao minicomputador SEL, cuja velocidade de análise era lenta. O sinal linear era enviado ao digitalizador analógico (ADC) e analisado sempre que um sinal de parada do TDC abria este circuito. Ambos os sinais de tempo de voo e de altura de pulso digitalizados eram enviados a uma interface auxiliar e em seguida ao minicomputador de disco (SEL). Foram utilizados 200.000 canais para a análise de tempo de voo e de altura de pulso. O computador foi programado de forma a fazer análise de espectro para as janelas de tempo de voo que eram escolhidas previamente. Utilizaram-se 512 canais para a análise de cada um dos espectros de altura de pulso e 2 nseg por canal para a análise de tempo de voo. Os espectros de tempo de voo de ambos, detector e monitor, foram convertidos para energia e superpostos pelo computador com precisão melhor do que 0,2%. O limite desta precisão foi determinado pelo valor do intervalo de tempo por canal do espectro (2 nseg). A conversão de tempo de voo para energia foi feita pela relação simples entre velocidade e energia. A velocidade foi determinada pela relação

$$v = \frac{x}{t}$$

onde t é o tempo de voo dado pela relação

$$t = t_n + t_\gamma + t_d$$

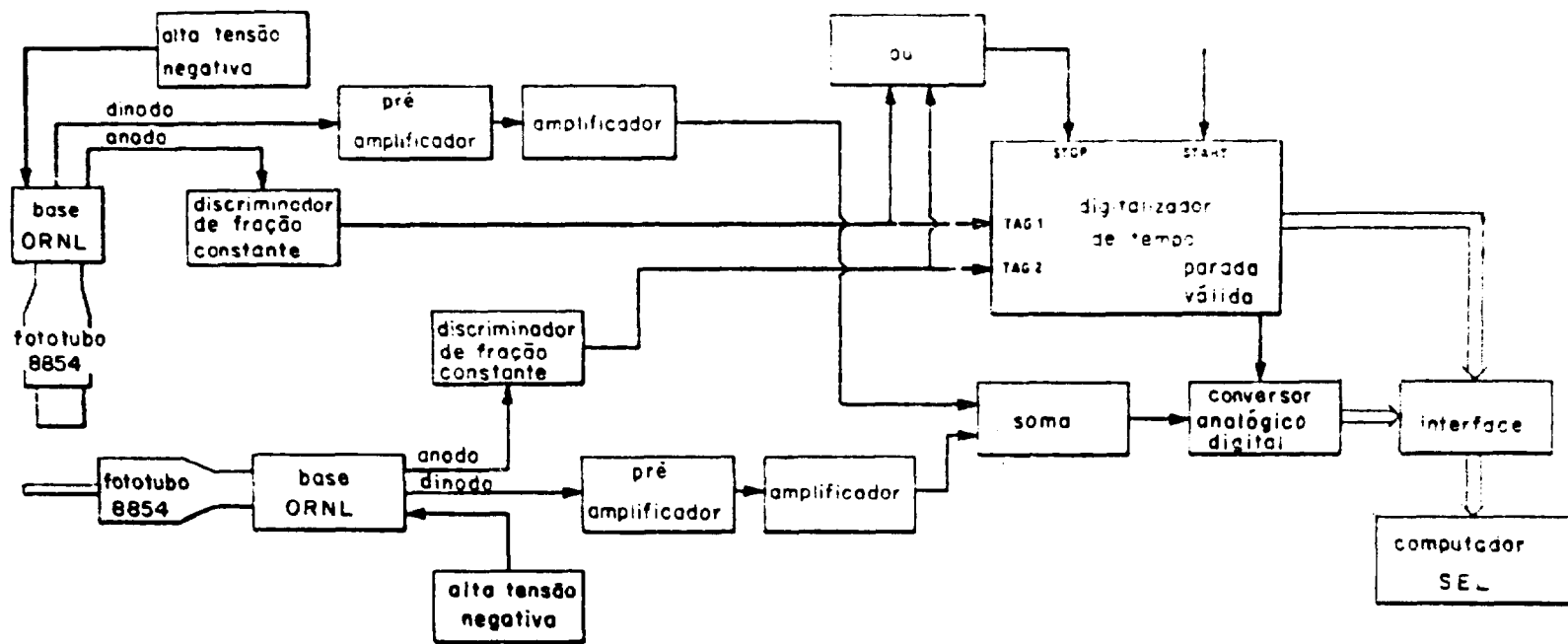


Figura 2.5 – Sistema eletrônico no percurso de 80 m

onde

t_0 = tempo de voo determinado eletronicamente, dado pela diferença entre o sinal T_0 , vindo do detector de "γ flash" e o sinal dado pela detecção do nêutron em um dos detectores.

t_γ = tempo de voo gasto pela radiação γ ("γ flash") até atingir o detector de "γ flash" (6 nseg).

t_s = diferença de tempo entre a chegada do sinal T_0 no TDC e o sinal provocado pelo "γ flash" no detector em estudo.

O percurso de voo, x , foi determinado para cada detector medindo-se a distância entre o centro do detector e o centro do alvo de tântalo. Estas distâncias estão indicadas na Figura 2.3.

Acumulou-se previamente um espectro para a escolha das janelas de energia a serem analisadas. As janelas foram escolhidas visualmente pela projeção do espectro na tela do computador. Foram escolhidas um total de 60 janelas de energia e de "background". Os números de canal indicando o início e término de cada janela eram fornecidas ao computador para a análise de dados.

As condições de operação do acelerador foram: 800 pulsos por segundo, 2,7 KW e 5 nseg de largura de pulso para o cintilador NE110 e 800 pps, 2,7 KW e 22 nseg para o cintilador Li-vidro de 1 mm.

As Figuras 2.6 a 2.13 mostram o espectro de tempo de voo obtido com o cintilador NE110, no percurso de voo de 80 m. Neste espectro estão indicadas as janelas escolhidas para a análise de espectros de altura de pulso. Nota-se que para a maioria dos grupos de energia, dispunha-se de uma janela de "background".

O sistema eletrônico instalado nas medidas feitas no percurso de 30 m era semelhante ao visto na Figura 2.5. Empregou-se um cintilador de Li-vidro de 1mm de espessura em montagem de transmissão. Para este cintilador foi feita análise a dois parâmetros. Para o NE110 foi somente feita análise de tempo de voo, usando-se o pulso rápido dado pelo anodo. Deste modo conseguiu-se elevar de um fator ~ 4 , o ritmo de contagens no detector NE110 sem problemas de empilhamento de pulsos. Para que se pudesse determinar a eficiência deste detector, esta experiência foi realizada em duas etapas. Na primeira etapa foram feitas medidas a dois parâmetros com o NE110 e foram levantados espectros de altura de pulso para todas as janelas de energia e de "background" escolhidas. Escolheram-se aproximadamente as mesmas janelas da experiência a 80 m. Nesta etapa utilizou-se filtros de urânio (7,6 cm) e 30 cm de ferro Armco. Foi escolhido e fixado o nível de discriminação para se cortar todo o ruído eletrônico. Na segunda etapa, o pulso linear (dinodo) do NE110 foi desconectado do sistema e aumentou-se a intensidade do feixe de nêutrons reduzindo-se a espessura do filtro de urânio para 5 cm. Fez-se análise a dois parâmetros somente com o cintilador de Li-vidro. As condições de operação do acelerador foram: 12 KW, 800 pps e 5 nseg de largura de pulso.

Com os espectros obtidos na primeira etapa, determinaram-se as eficiências do NE110 para cada uma das janelas de energia. O fluxo de nêutrons na segunda etapa foi calculado pela integração das contagens dentro das janelas no espectro de tempo de voo e utilizando-se as eficiências determinadas na primeira etapa. Empregou-se 10000 canais com 2 nseg por canal, para a análise de tempo de voo em cada detector e 512 canais para a análise de cada espectro de altura de pulso.

As Figuras 2.14 a 2.20 mostram os espectros de tempo de voo convertidos para energia, obtidos com o cintilador de Li-vidro e com o NE110. Nestas figuras, os espectros foram normalizados para a mesma contagem no pico, tomando-se para a normalização o pico mais intenso de cada figura. Vêem-se indicadas todas as janelas de energia e de "background" escolhidas.

III – DETECTOR NE110

III.1 – Informações Gerais

A determinação do fluxo de nêutrons envolve o conhecimento da eficiência do detector de

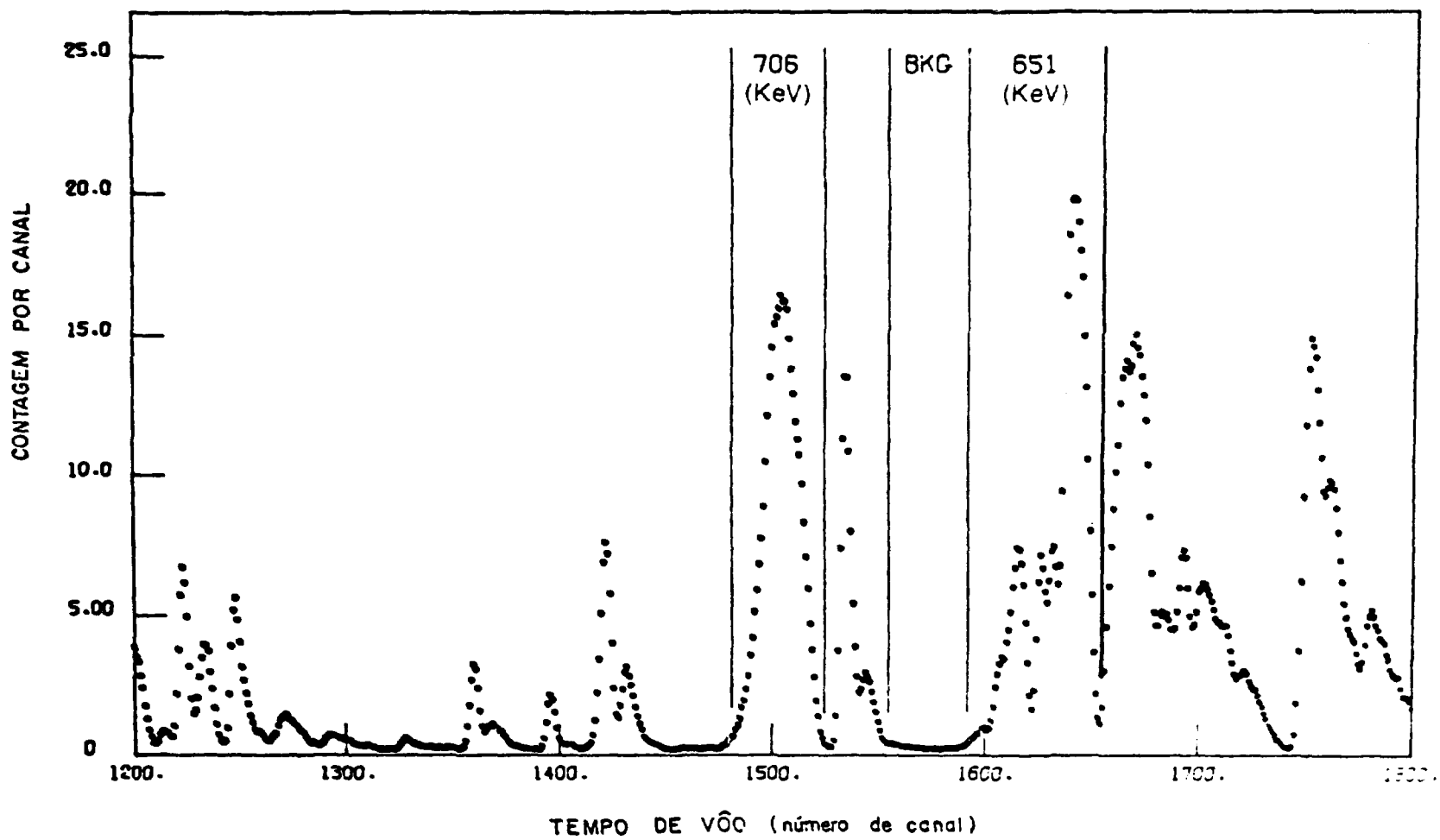


Figura 2.6 — Espectro de tempo de vôo no percurso de 80 m (cintilador NE110). As linhas verticais indicam as janelas de energia e de "background"

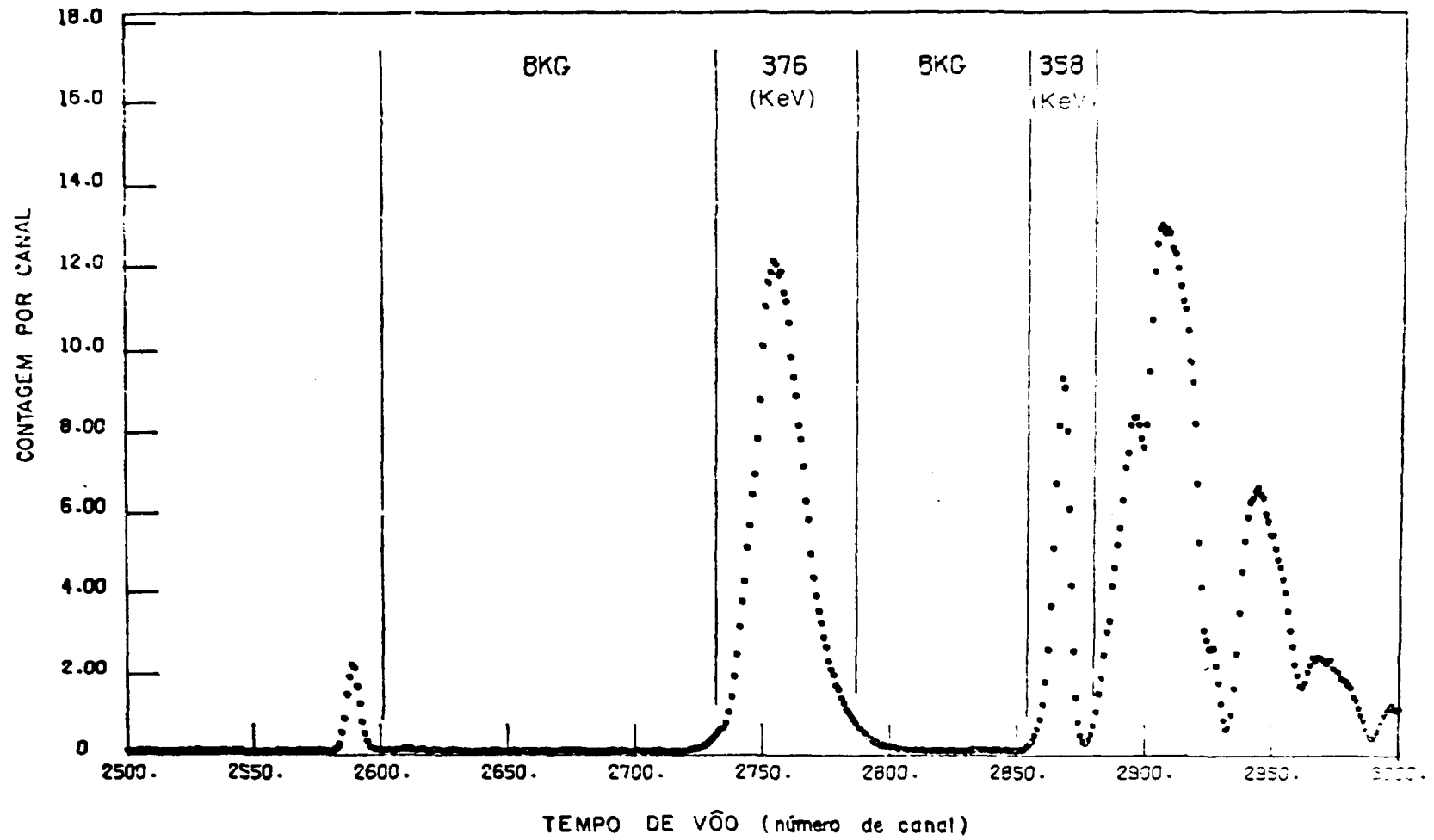


Figura 2.7 — Espectro de tempo de voo no percurso de 80 m (cintilador NE110). As linhas verticais indicam as janelas de energia e de "background"

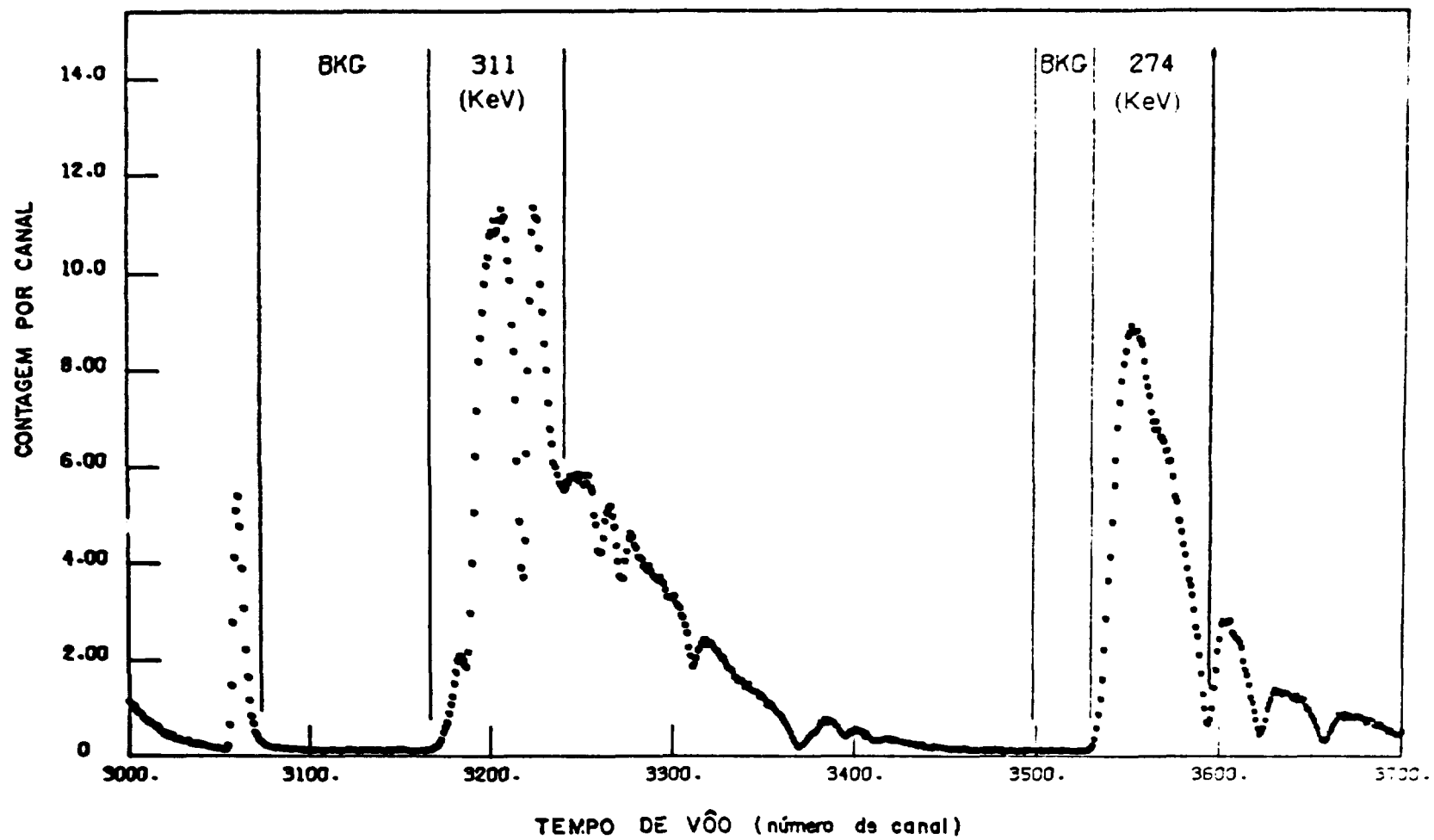


Figura 2.8 — Espectro de tempo de vôo no percurso de 80 m (cintilador NE110). As linhas verticais indicam as janelas de energia e de "background"

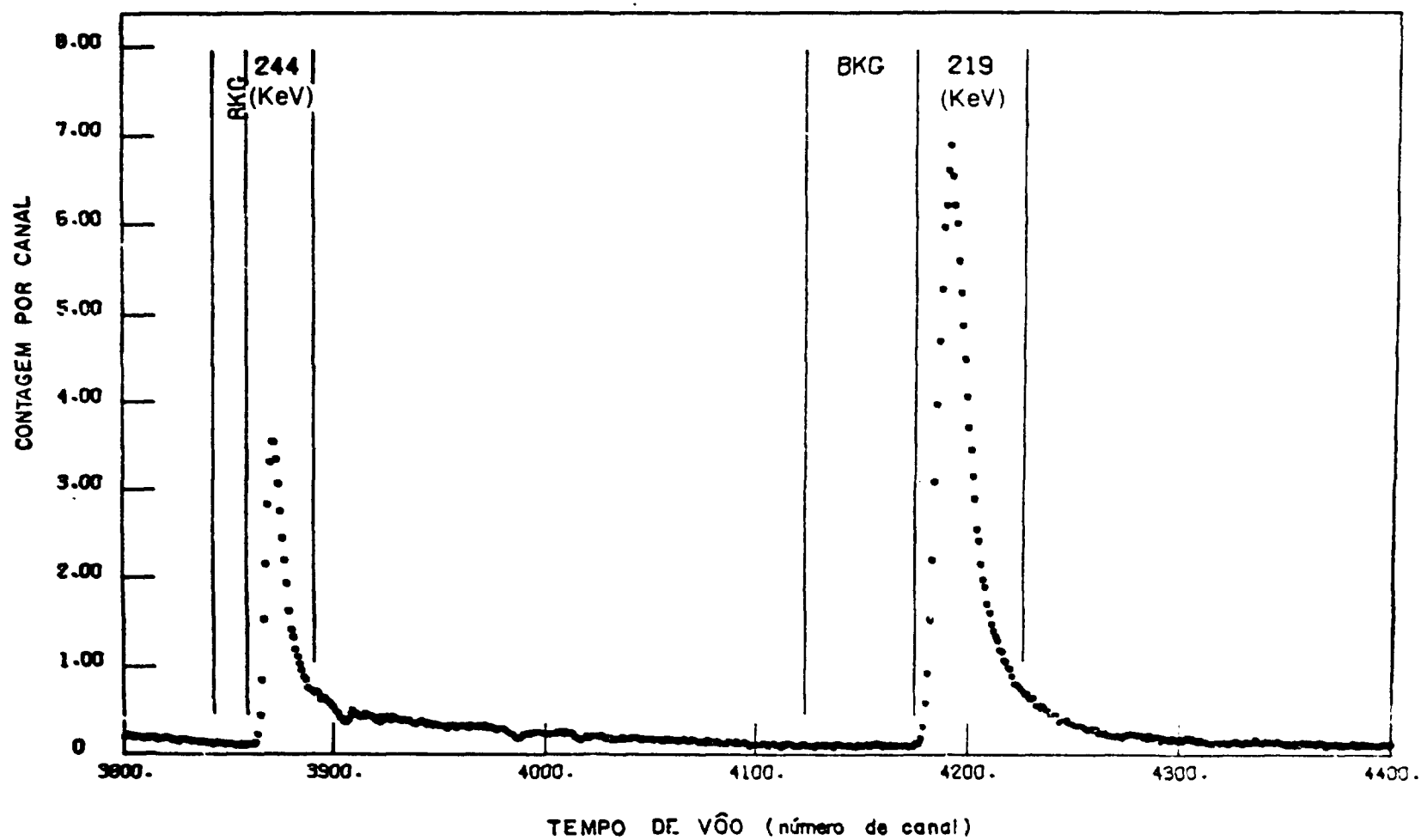


Figura 2.9 — Espectro de tempo de voo no percurso de 80 m (cintilador NE110). As linhas verticais indicam as janelas de energia e de "background"

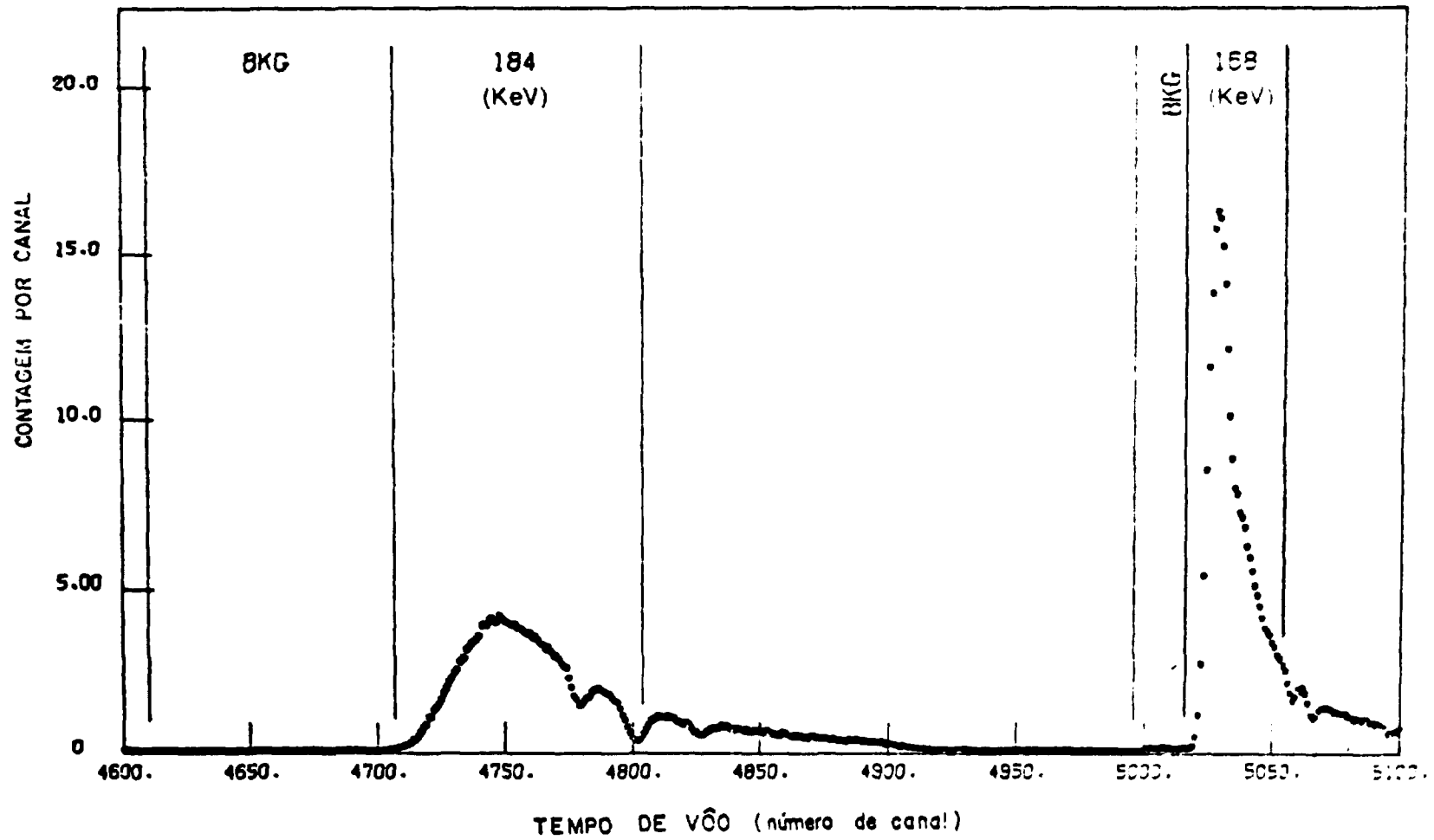


Figura 2.10 — Espectro de tempo de vôo no percurso de 80 m (cintilador NE110). As linhas verticais indicam as janelas de energia e de "background"

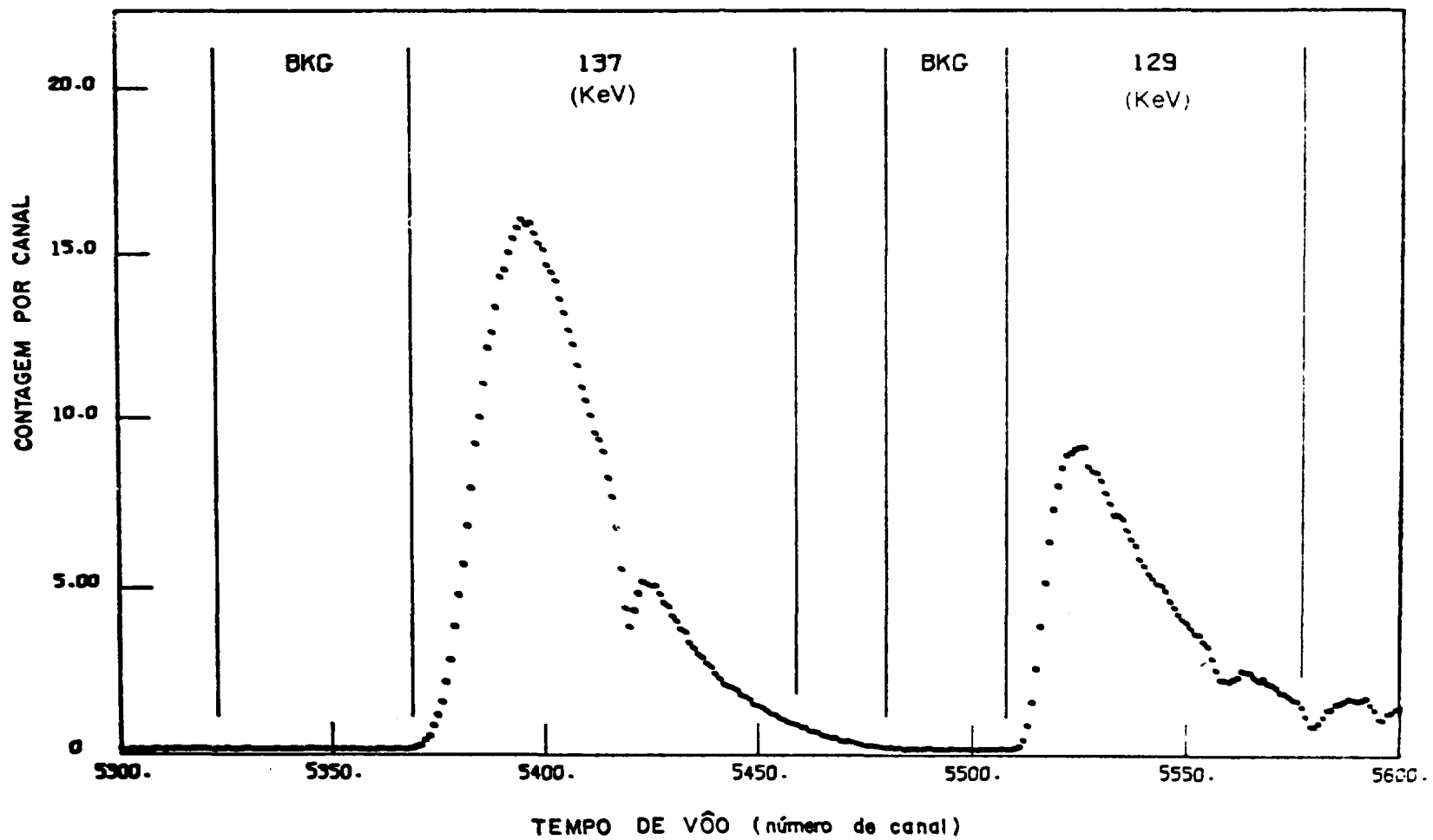


Figura 2.11 — Espectro de tempo de voo no percurso de 80 m (cintilador NE110). As linhas verticais indicam as janelas de energia e de "background"

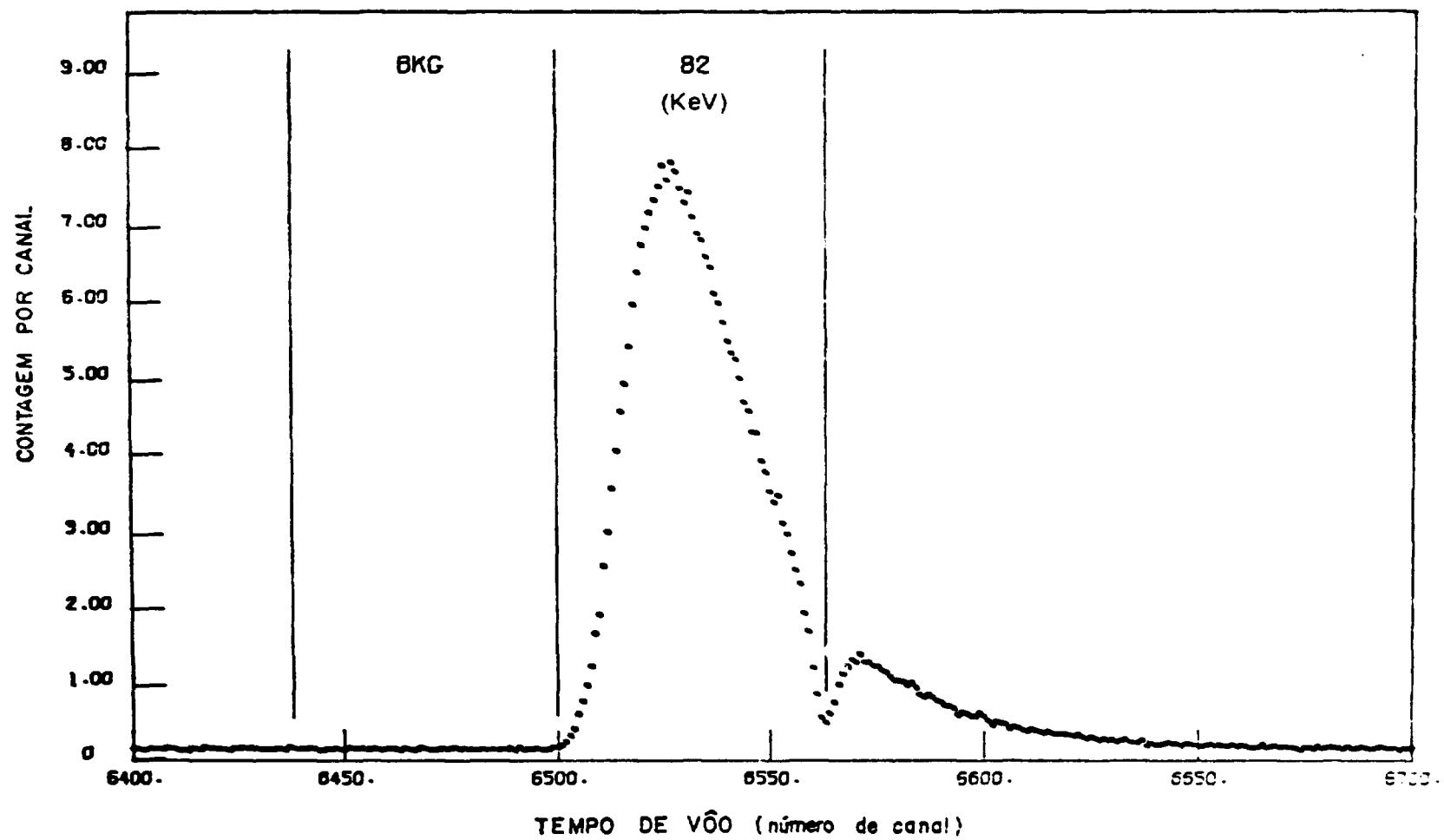


Figura 2.12 — Espectro de tempo de voo no percurso de 80 m (cintilador NE110). As linhas verticais indicam as janelas de energia e de "background"

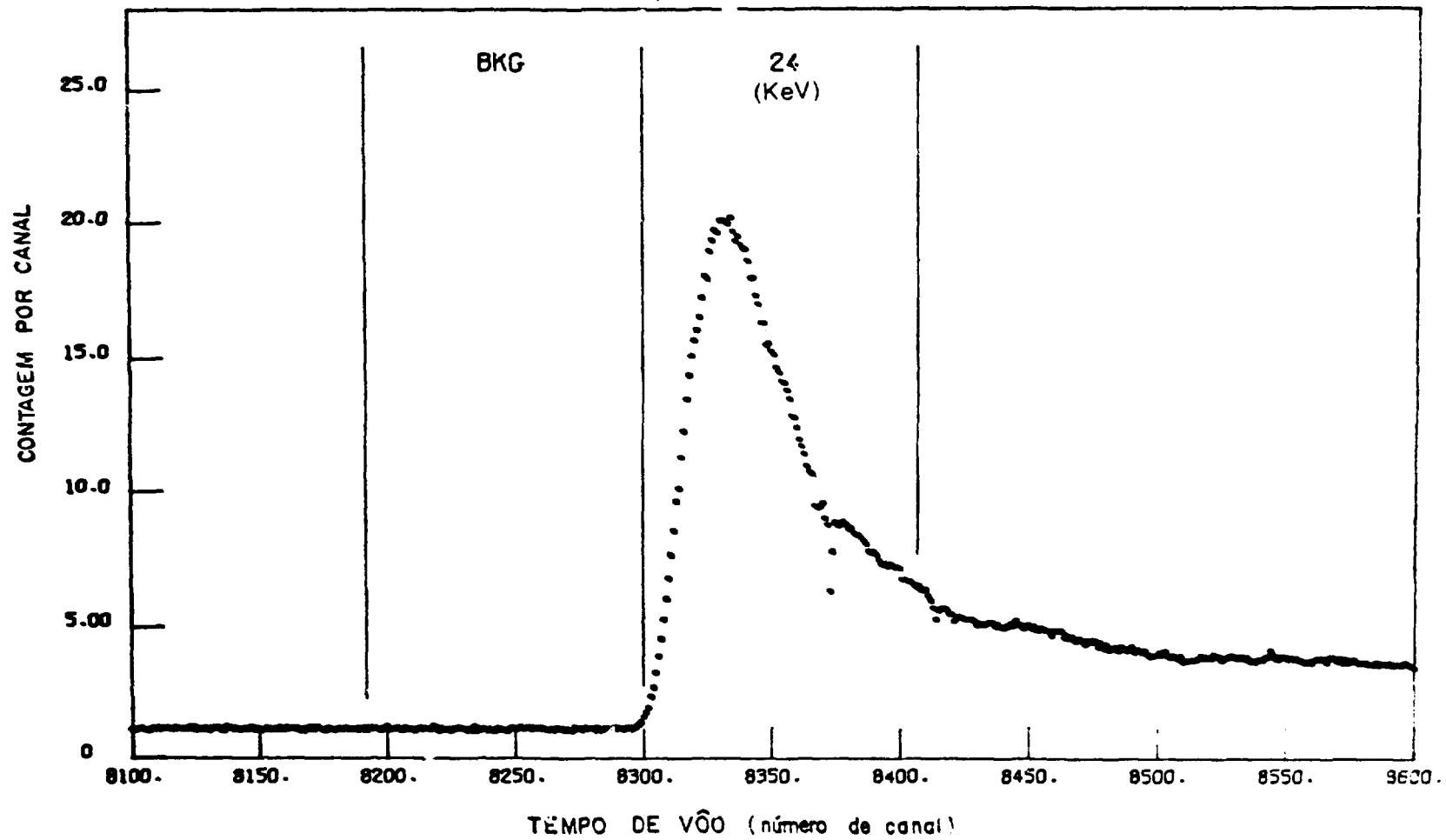


Figure 2.13 - Espectro de tempo de vôo no percurso de 89 m (cintilador NE110). As linhas verticais indicam as janelas de energia e de "background"

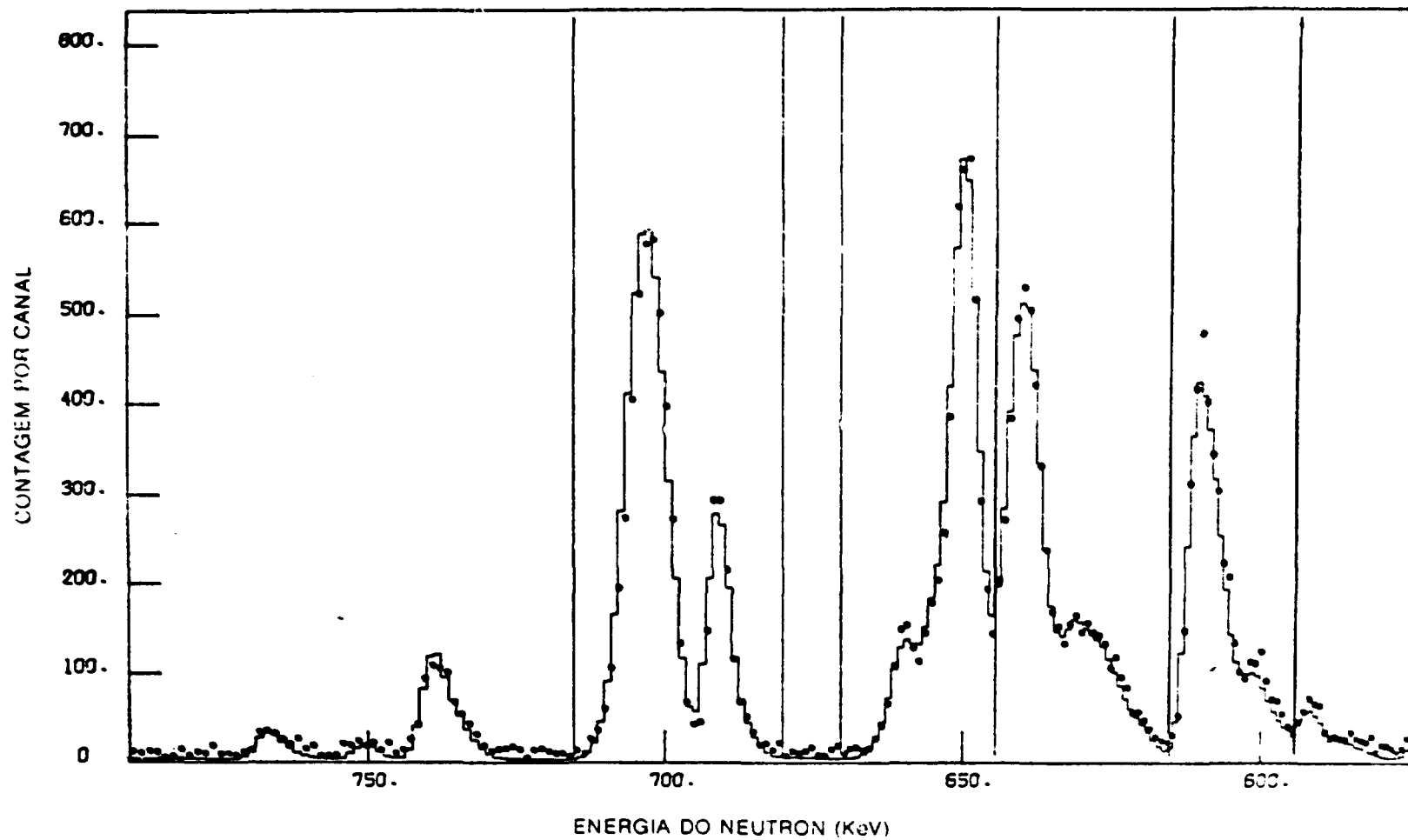


Figura 2.14 — Espectros de tempo de vôo convertidos para energia — percurso de 30 m (contagens em unidades arbitrárias). — Espectro com NE110. Espectro com Li-vidro

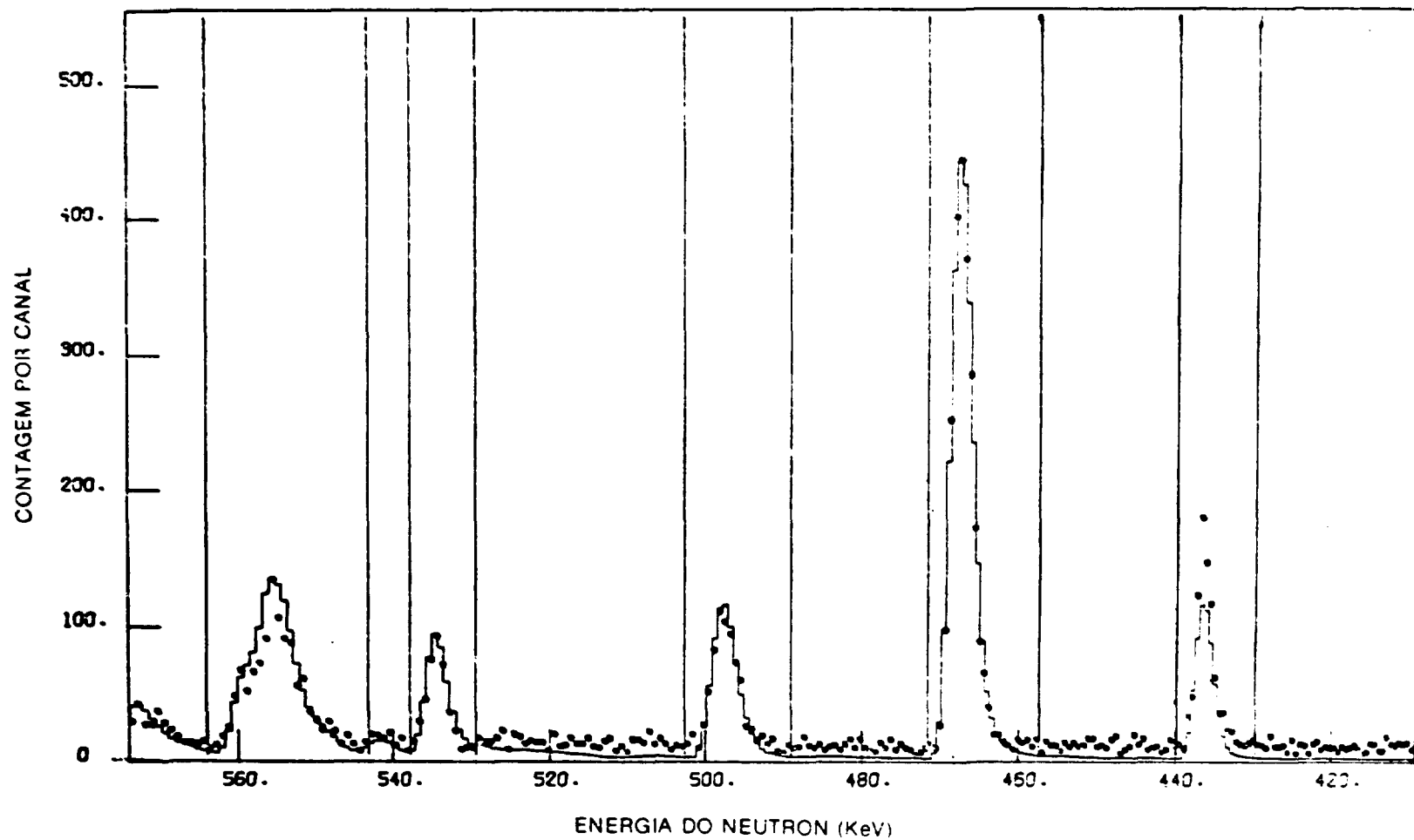


Figura 2.15 – Espectros de tempo de voo convertidos para energia – percurso de 30 m (contagens em unidades arbitrárias). – Espectro com NE-110. Espectro com Li-vidro

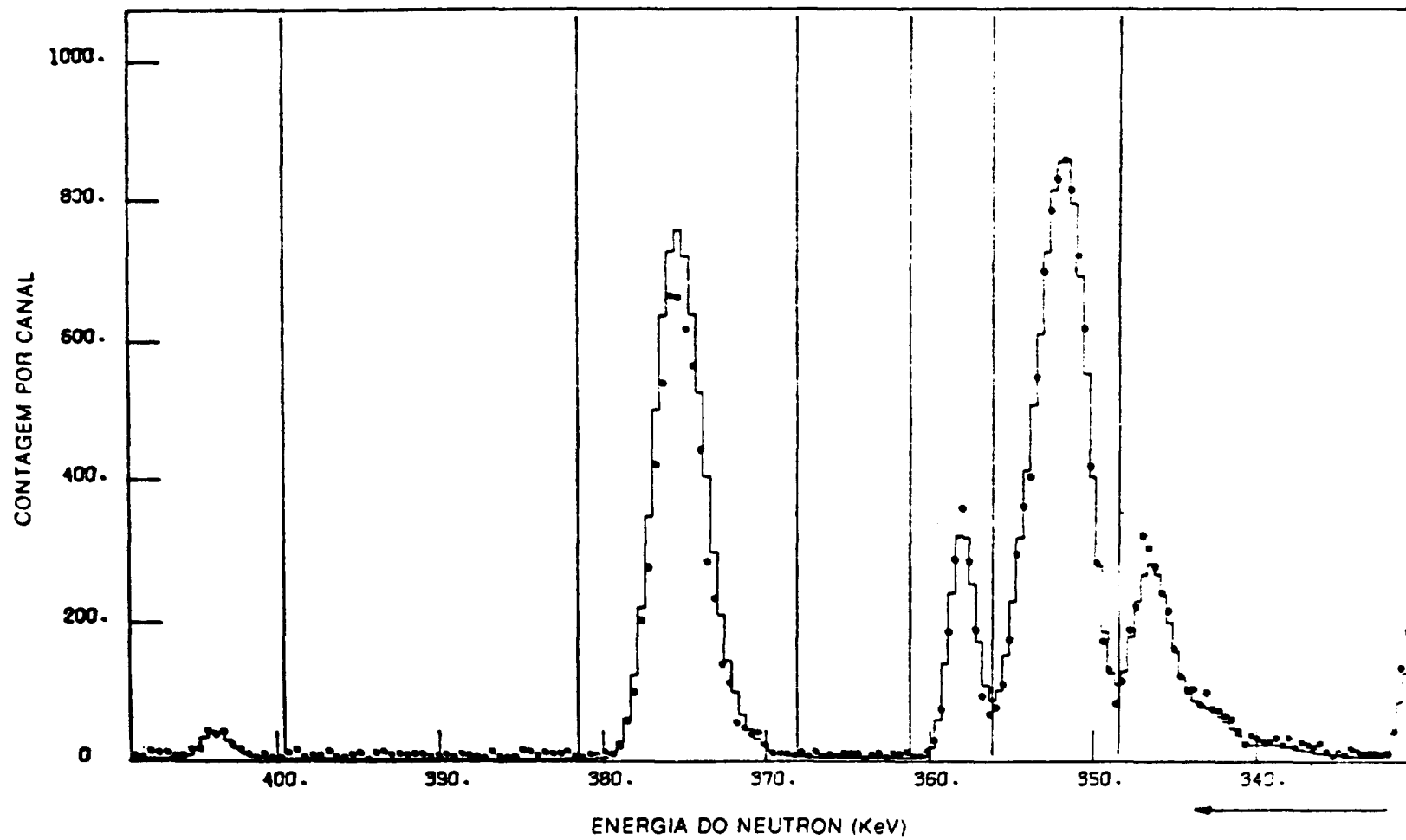


Figura 2.16 — Espectros de tempo de voo convertidos para energia — percurso de 30 m (contagens em unidades arbitrárias). — Espectro com NE110. Espectro com Li-vidro

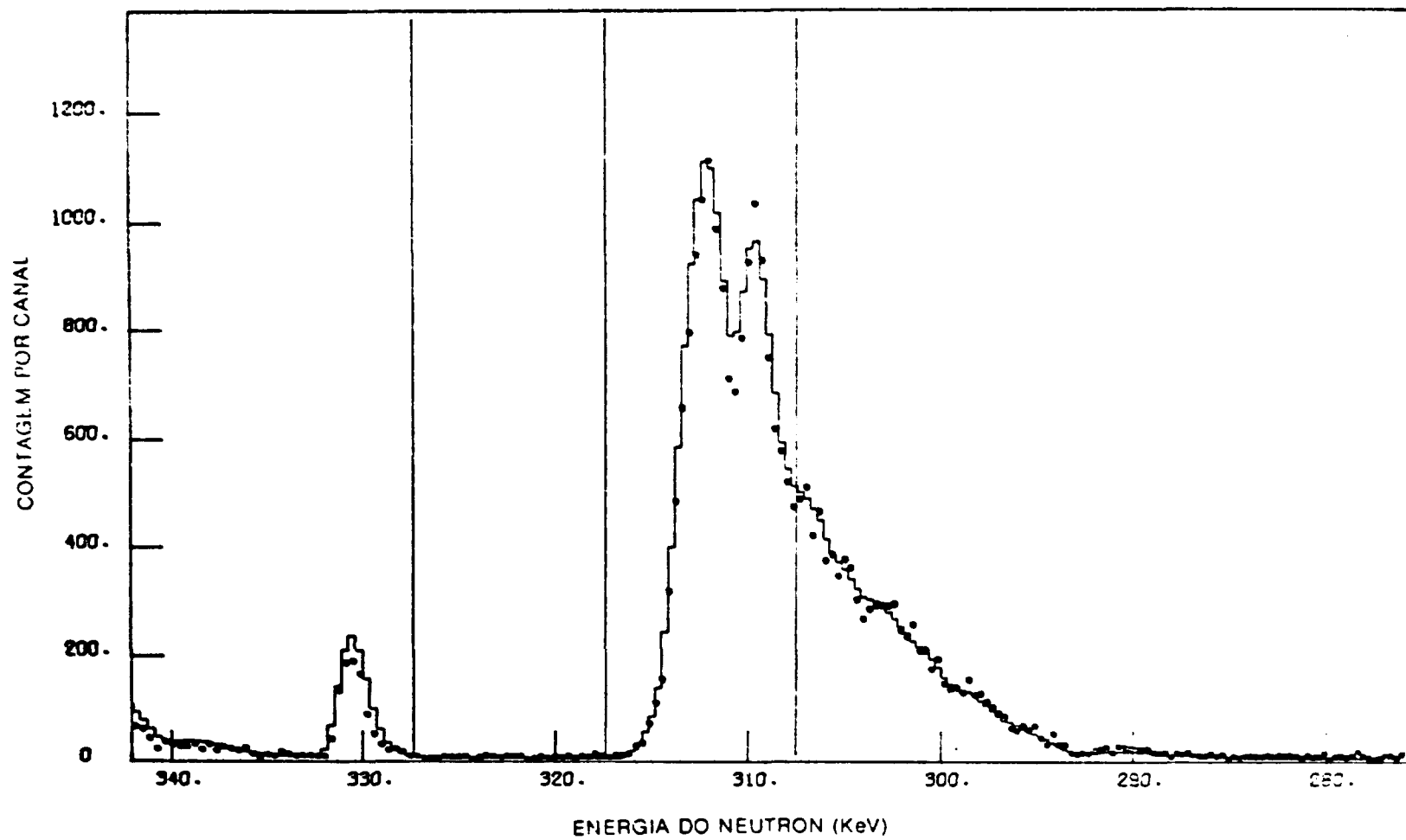


Figura 2.17 – Espectros de tempo de voo convertidos para energia – percurso de 30 m (contagens em unidades arbitrárias). – Espectro com NE110. Espectro com Li-vidro

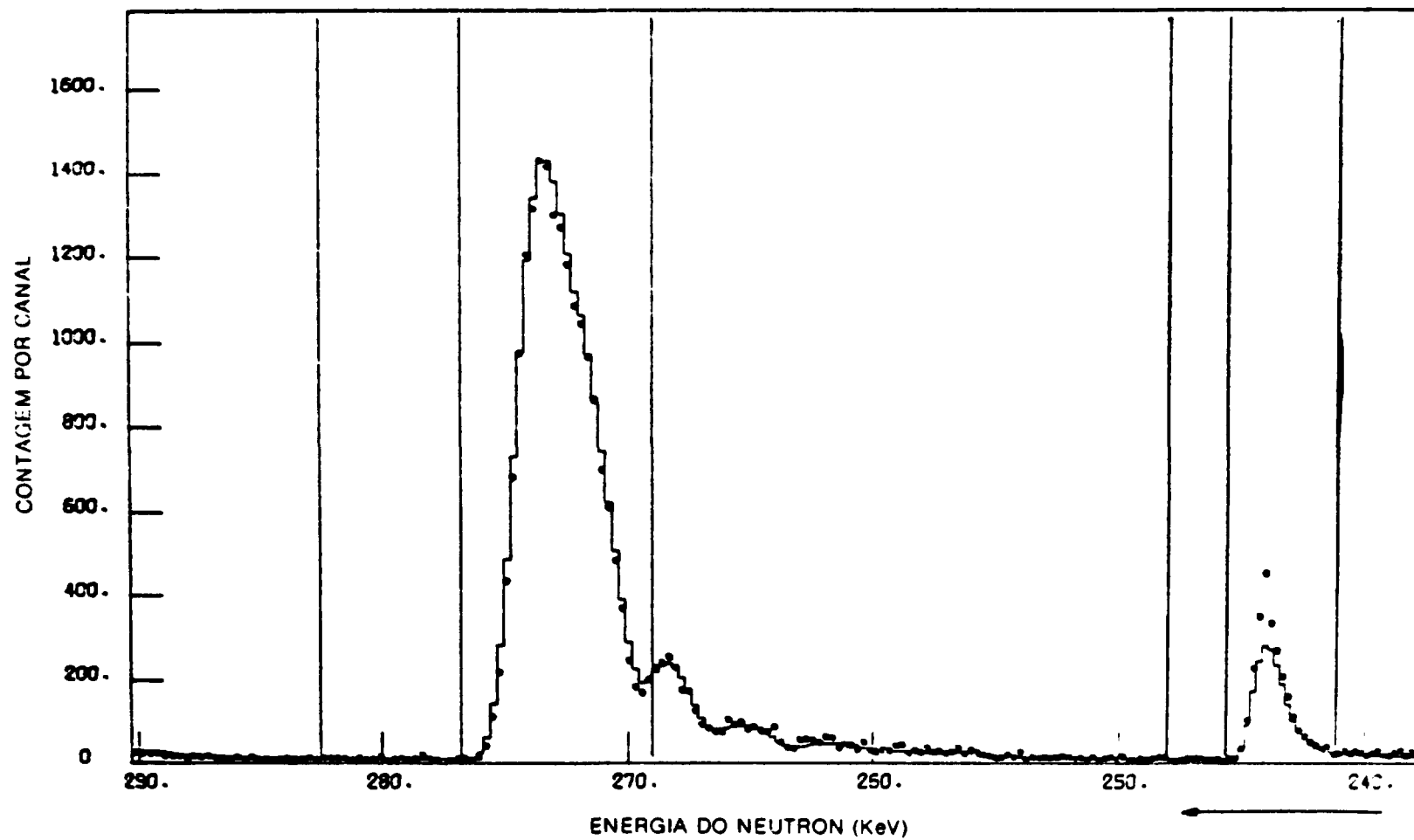


Figura 2.18 – Espectros de tempo de vôo convertidos para energia – percurso de 30 m (contagens em unidades arbitrárias). – Espectro com NE110. Espectro com Li-vidro

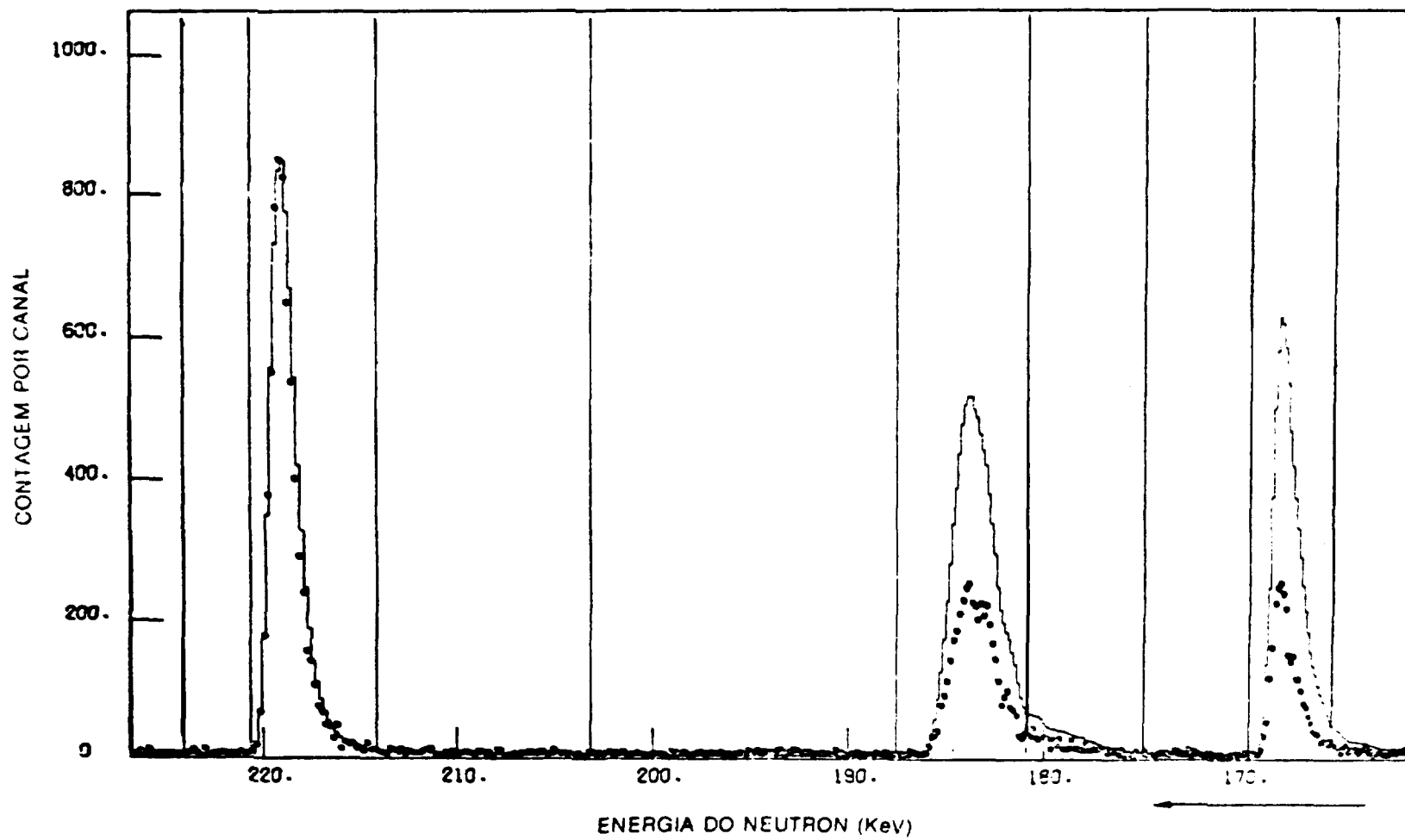


Figura 2.19 — Espectros de tempo de voo convertidos para energia — percurso de 30 m (contagens em unidades arbitrárias). — Espectro com NE110. Espectro com Li-vidro

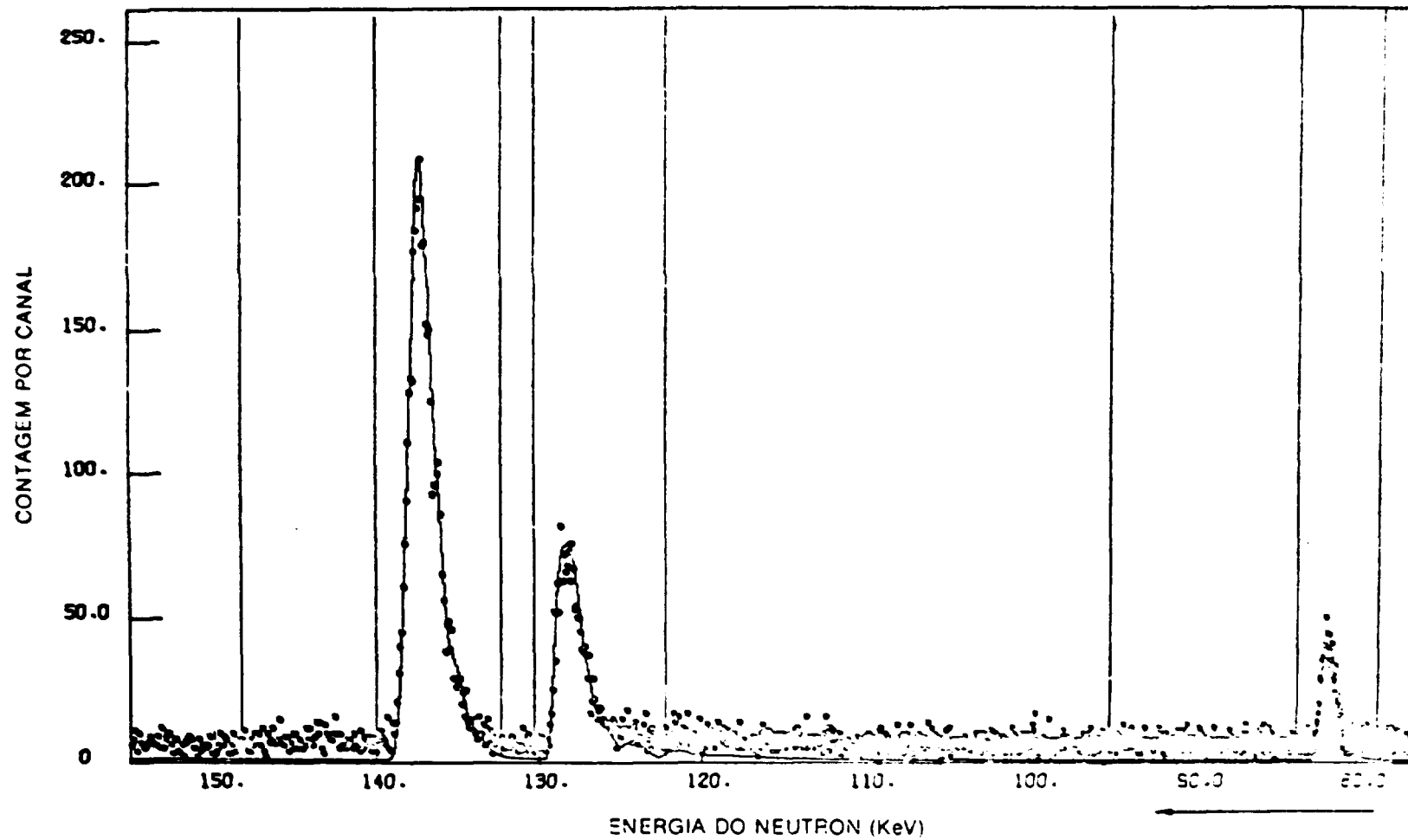


Figura 2.20 – Espectros de tempo de vôo convertidos para energia – percurso de 30 m (contagens em unidades arbitrárias). – Espectro com NE110. Espectro com Li-vidro

nêutrons com boa precisão. Esta eficiência pode ser determinada por dois métodos: calibração em fluxo de nêutrons padrão ou, diretamente, através de cálculos. Pela não disponibilidade de padrões de fluxo, optou-se pelo segundo método.

Encontram-se na literatura, métodos para determinação de eficiência onde os cálculos envolvidos são bastante simples e, por esta razão, bastante precisos. Entretanto, esses métodos requerem detectores bastante finos onde a eficiência é muito baixa. É o caso do telescópio de próton de recuo, por exemplo, onde a eficiência é inferior a 10^{-6} . Já, se os cálculos envolvidos são complicados, a eficiência deve ser insensível aos detalhes dos cálculos se se quer assegurar uma boa precisão.

Experiências realizadas por outros autores⁽³¹⁾ mostraram que cintiladores orgânicos espessos, denominados "black detectors", podem ser calculados com bastante precisão, possuem tempo de resolução suficientemente bom para ser usado em técnica de tempo de voo e apresentam eficiência próxima de 1 acima de 200 KeV, com um comportamento que varia muito lentamente com a energia. O cálculo desta eficiência é obtido com boa precisão pois exige somente o conhecimento das secções de choque do hidrogênio e do carbono. Estas secções de choque têm um comportamento simples com a energia e seus valores encontram-se bem estabelecidos na literatura. Como esses cintiladores são altamente transparentes à luz, é possível trabalhar-se com espessuras suficientemente grandes para absorver todos os nêutrons incidentes. Como decorrência obtém-se alta eficiência de detecção.

Trabalhos desenvolvidos no National Bureau of Standards com esses detectores⁽³²⁾ mostraram que a eficiência calculada apresenta bom acordo com a eficiência medida em um campo padrão de nêutrons.

III.2 – Cintilador Orgânico Plástico NE110

Trabalhos realizados anteriormente por outros autores⁽³³⁾ mostraram que cintiladores do tipo NE110 possuem bom desempenho mesmo para pequenas deposições de energia pelos nêutrons. A eficiência desse cintilador, na região abaixo de 200 KeV, é notavelmente superior do que a da maioria dos outros cintiladores orgânicos tais como: NE213, NE102, NATCN 136, etc. Esse cintilador é do tipo plástico e é produzido pela Nuclear Enterprises. Ele é composto por carbono e hidrogênio na razão em átomos H/C = 1,104 e de densidade igual a $1,032 \text{ g/cm}^3$. Ele é altamente transparente à luz, tem a conveniência de poder ser trabalhado nas formas, as mais variadas e seu custo é baixo. Ele vem sendo utilizado com frequência na detecção de nêutrons como pode ser visto na literatura^(32,33), o que comprova o seu bom desempenho.

Este cintilador foi escolhido no presente trabalho, para a determinação de fluxos de nêutrons com energias compreendidas entre 20 KeV e 1000 KeV. A sua dimensão foi escolhida após experiências prévias onde se observou a sua resposta para diferentes espessuras. Analisaram-se cintiladores cilíndricos de 10 cm de diâmetro e 1,9 cm, 6,6 cm e 15,2 cm de espessura e um de 2,54 cm de diâmetro e 6 mm de espessura.

Os cintiladores com diâmetro de 10 cm foram cortados em forma côncava em uma de suas extremidades para dar acoplamento com a fotomultiplicadora RCA 8854. O acoplamento óptico foi feito com o composto de silicone Dow Corning 20-057 da Electronic Material e as faces laterais do cintilador foram pintadas com refletor de Dióxido de Titânio, NE560 da Nuclear Enterprises, para se aumentar a incidência de luz no fotocátodo. A face transversal foi recoberta com duas folhas de alumínio de 0,025 mm de espessura cada uma. A Figura 3.1 esquematiza a montagem de detector de 6,6 cm de espessura. O cintilador de 6 mm de espessura foi montado de modo análogo, sobre uma fotomultiplicadora RCA 8850, também de ganho elevado.

Analisou-se a resposta destes cintiladores para os grupos de nêutrons definidos pelas janelas do ferro. Empregou-se a técnica de tempo de voo e fez-se análise a dois parâmetros, segundo método

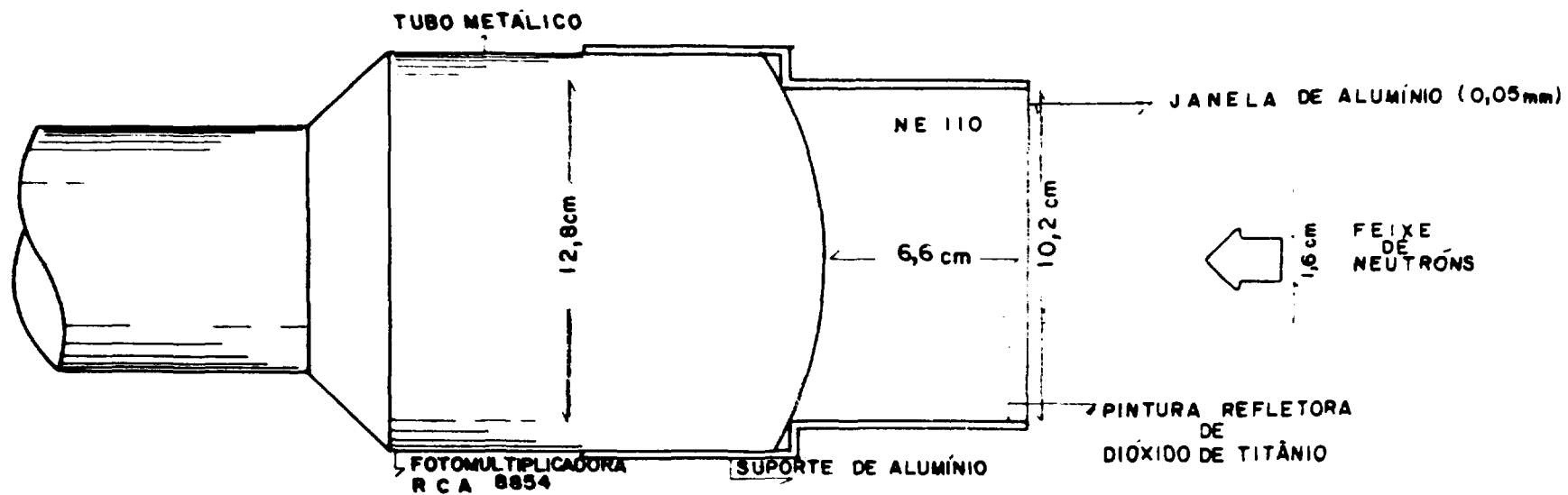


Figura 3.1 – Montagem do cintilador NE110 de 10 cm de diâmetro por 6,6 cm de espessura

descrito no Capítulo II. Os espectros de altura de pulso obtidos para a energia de 274 KeV são vistos nas Figuras 3.2, 3.3 e 3.4.

Na Figura 3.5 vê-se o espectro teórico de energia dos prótons de recuo produzidos pela colisão com nêutrons de 376 KeV. Na mesma figura vê-se o espectro de altura de pulsos no NE110 obtido pela interação de nêutrons de 376 KeV. Este espectro foi obtido com o cintilador fino (6 mm de espessura), onde o número médio de colisões do nêutron incidente com os núcleos de carbono ou hidrogênio é muito próximo a 1. O aumento de contagem observado no início do espectro é causado pelos pulsos de baixa amplitude provocados pelos núcleos de carbono de recuo. Nota-se que o espectro dos prótons de recuo é distorcido em relação ao espectro teórico. Esse efeito é causado pela não linearidade de respostas do cintilador com a energia dos prótons.

Nas Figuras 3.2, 3.3 e 3.4 vêem-se os espectros obtidos com os cintiladores mais espessos, onde o número médio de colisões é superior a 1. Nota-se que, com o aumento da espessura, o espectro toma a forma acentuada de pico. Isto ocorre porque com o aumento da espessura aumenta-se o número de colisões sucessivas, aumentando-se a probabilidade de perda total de energia pelo nêutron.

Passando-se da espessura de 6,6 cm (Figura 3.3) para a de 15,2 cm (Figura 3.4) não se observa no espectro, uma melhoria sensível na relação pico para vale, mas nota-se uma perda de pulsos de baixas amplitude. Esta perda é consequência de uma diminuição da incidência de luz no fotocátodo a medida que o detector se torna mais longo.

A transmissão de nêutrons no cintilador de 1,9 cm é da ordem de 30%, o que o torna inadequado para a medida de fluxo de nêutrons, pois sua eficiência é baixa. Já no cintilador de 6,6 cm de espessura, a transmissão é inferior a 2,0% e, portanto, sua eficiência intrínseca é bastante alta.

Escolheu-se o cintilador de 6,6 cm de espessura e 10 cm de diâmetro para as medidas de fluxos de nêutrons. O diâmetro escolhido é bem maior do que o diâmetro do feixe (1,6 cm). Deste modo minimizou-se a fuga dos nêutrons espalhados perpendicularmente à direção de incidência.

III.3 – Cálculo da Eficiência

A eficiência do detector NE110 foi calculada por ajuste de espectro por processo de Monte Carlo, utilizando-se o código O5S de R. E. Textor e V. V. Verbinski. Uma descrição pormenorizada deste código pode ser encontrada na referência 34.

O programa calcula o espectro de altura de pulsos produzido pela interação de um feixe de nêutrons monoenergéticos incidente num cintilador orgânico líquido NE213 composto por carbono e hidrogênio. O programa simula uma experiência onde segue o caminho percorrido pelo nêutron dentro do cintilador até seu escape ou até que sua energia atinja um valor mínimo igual a 20 KeV. Obtêm-se os depósitos de energia dos íons produzidos nas interações elásticas ou reações. O pulso de luz provocado pelo nêutron é obtido pela soma das contribuições parciais de cada uma das partículas. Para tanto, ele utiliza tabelas apropriadas de luz "versus" energia das partículas. São levadas em conta todas as reações possíveis do nêutron com os átomos de carbono ou hidrogênio. Como no presente trabalho limitou-se a nêutrons de energia inferior a 1 MeV, as únicas reações possíveis são espalhamento elástico no carbono e no hidrogênio. As probabilidades para a ocorrência de cada uma das interações são obtidas pelas tabelas de secção de choque do Energy Nuclear Data File (ENDF/IV).

Uma vez que o pulso de luz provocado pelo carbono de recuo é muito baixo, a detecção dos nêutrons se dá principalmente pelos prótons de recuo. O espectro de energia destes prótons tem uma distribuição constante desde o valor zero até uma energia máxima igual a do nêutron incidente. Este espectro foi comparado ao espectro experimental na Figura 3.5. Observa-se uma distorção do espectro experimental por causa da não linearidade de resposta com a energia da partícula. Portanto, a forma do

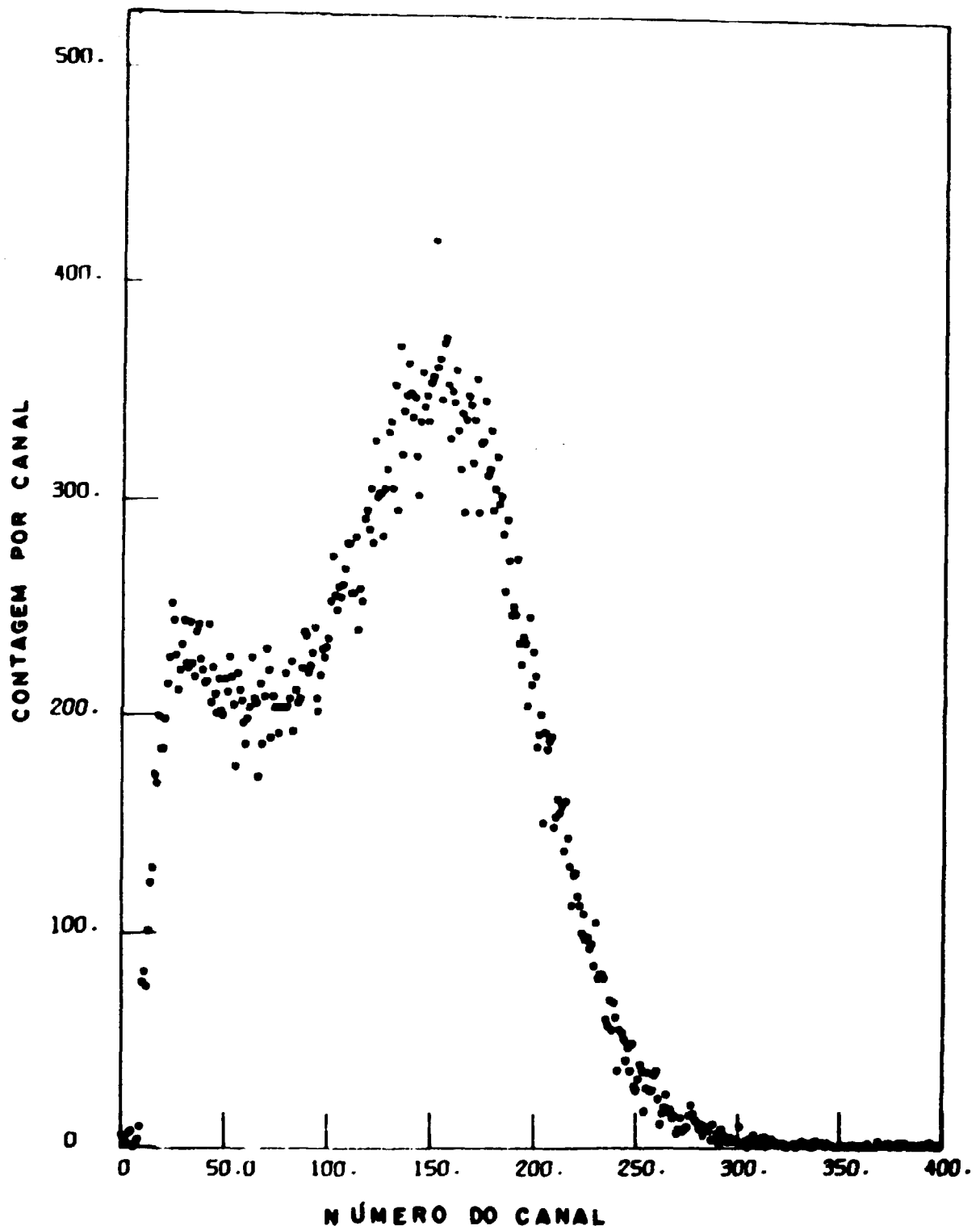


Figura 3.2 - Espectro de altura de pulso com NE110 de 10 cm de diâmetro e 1,9 cm de espessura (energia do nêutron igual a 274 KeV)

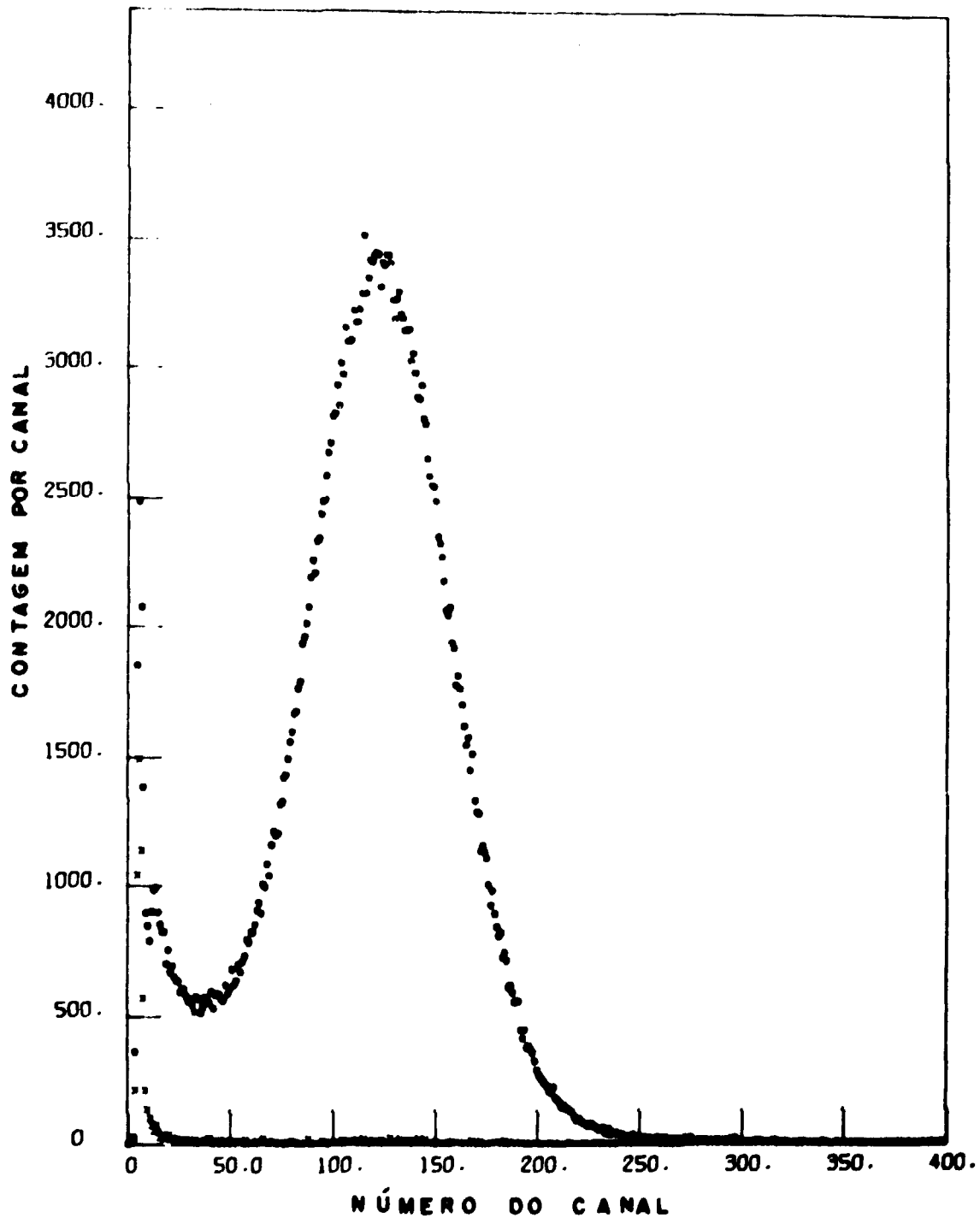


Figura 3.3 — Espectro de altura de pulso com NE110 de 10 cm de diâmetro por 6,6 cm de espessura (energia do nêutron igual a 274 KeV). Nesta figura vê-se o espectro de "background" obtido pela janela adjacente

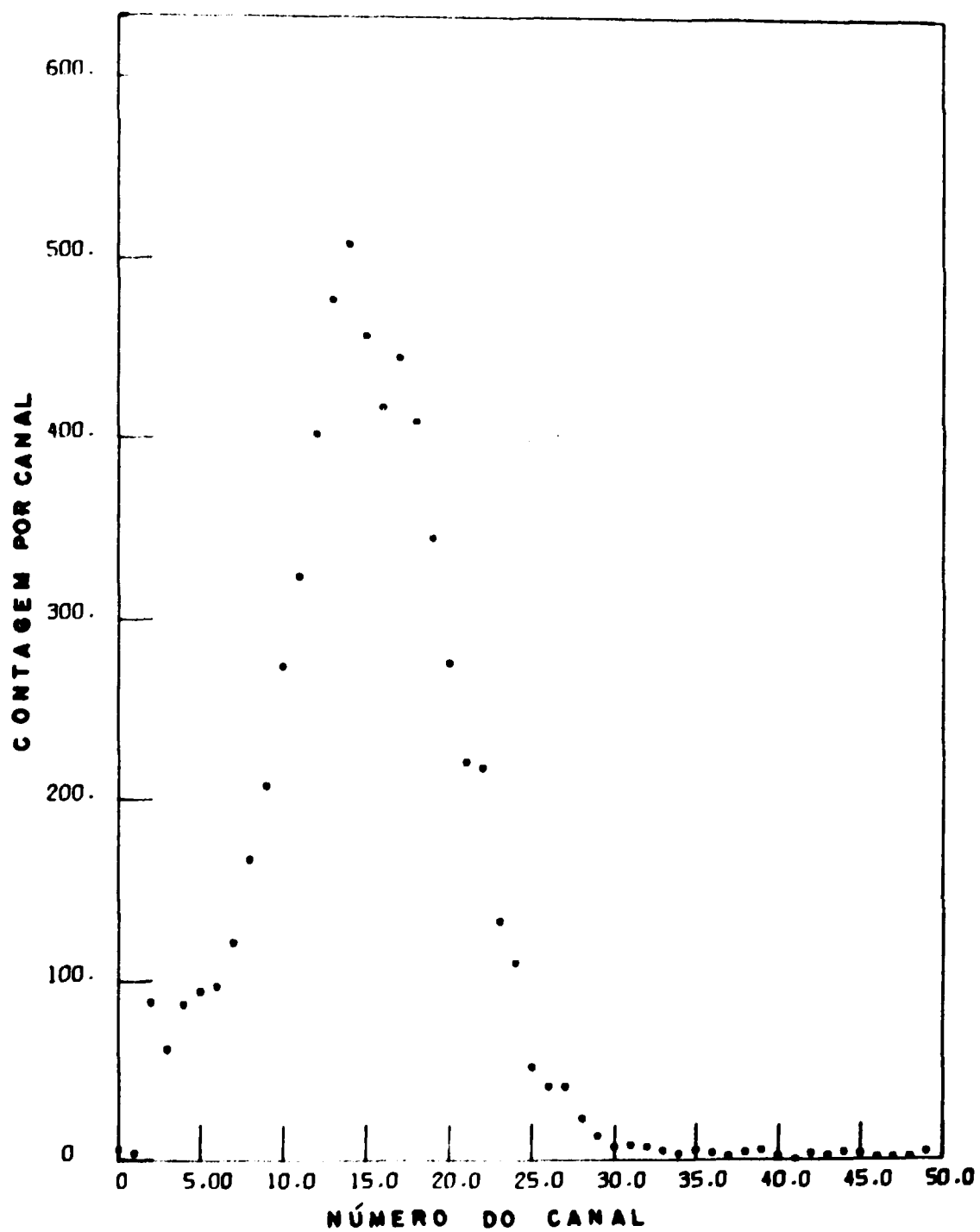


Figura 3.4 - Espectro de altura de pulso com NE110 de 10 cm de diâmetro por 15,2 cm de espessura (energia do nêutron igual a 274 KeV)

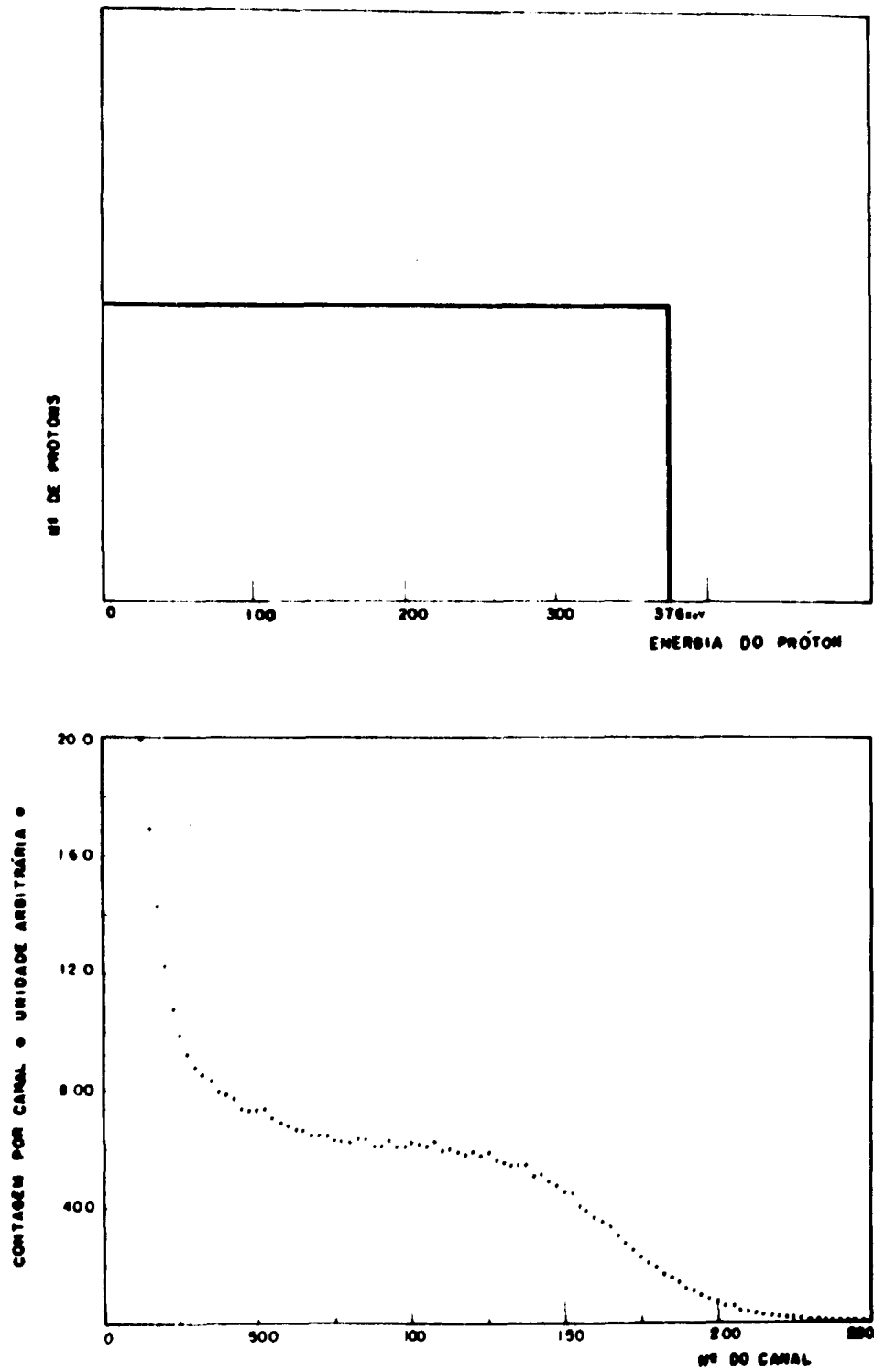


Figura 3.5 – Comparação entre o espectro teórico e experimental obtido pela interação de nêutrons de 376 KeV no NE110 fino (6 mm de espessura)

espectro calculado é sensível à curva de resposta: luz versus energia do próton. Como as seções de choque do hidrogênio e do Carbono são conhecidas com grande precisão, a precisão do cálculo teórico do espectro fica limitada à precisão com que essa curva de luz é conhecida.

Embora as tabelas de luz contidas no programa 05S sejam apropriadas para o cintilador NE213, diferente daquele usado no presente trabalho, outros pesquisadores⁽³⁵⁾ obtiveram bons resultados aplicando este programa ao caso de NE110 e nêutrons acima de 200 KeV. Como na presente experiência o intervalo de interesse ia até energias inferiores a 200 KeV, decidiu-se verificar experimentalmente a curva de resposta de luz para prótons nessa região.

Embora o espectro não seja muito sensível à resposta do Carbono, fez-se uma análise também para estas partículas.

Fez-se uma modificação no programa para que o percurso do nêutron fosse seguido até a energia mínima de 1 KeV.

III.4 – Verificação das Curvas de Luz Versus Energia das Partículas

Para se determinar a curva de luz para prótons escolheu-se um cintilador fino onde se tem uma maximização na coleção de luz e uma minimização na quantidade de espalhamento múltiplos. Uma vez que o espectro obtido é o resultado de colisões únicas, faz-se a calibração pelo próton de energia máxima definido pela meia altura do degrau do espectro.

O cintilador de 6 mm de espessura e 25,4 mm de diâmetro foi utilizado nesta experiência. As medidas foram feitas no canal situado a 165° , no percurso de vôo de 50 m. Introduziu-se um filtro de ferro no feixe e as medidas foram feitas a dois parâmetros nas energias definidas pelas janelas do ferro, segundo método descrito no Capítulo II.

Para se obter a equivalência entre energia e unidade de luz, utilizou-se o mesmo padrão de definição usado no programa 05S. A definição é feita pelo degrau Compton do raio gama de 1,27 MeV emitido pelo ^{22}Na . A este degrau Compton define-se o valor de 0,895 unidades de luz. Uma vez que o padrão de ^{22}Na está num nível de luz muito superior ao dos nêutrons de interesse, um segundo padrão de energia mais baixa foi calibrado em relação ao primeiro e usado em rotina.

Utilizou-se uma fonte de raio X de 23 KeV produzida pela excitação de raios X da camada K da prata com raios gama de 59 KeV de uma fonte de ^{241}Am . Para esta calibração fez-se teste de linearidade e intercepção zero de todo o sistema (pré-amplificador, amplificador e ADC) com pulsador de precisão. Utilizou-se um amplificador linear com uma variação de ganho igual a 10 entre a medida com o ^{22}Na e os raios X da prata. Este fator foi determinado com precisão com auxílio de pulsador.

A Figura 3.6 mostra o espectro obtido com raios X da prata. Obteve-se o valor de 0,0124 unidades de luz para o pico. A Figura 3.7 mostra ainda o espectro de raios X da prata, só que em escala logarítmica. Nota-se nitidamente o pico causado pela emissão de um único fotoeltron seguido por 2 outros picos, menos intensos, provocados pela emissão de grupos de 2 e 3 fotoeltrons. Pela observação destes picos pode-se determinar a quantidade de fotoeltrons emitidos por unidade de luz. Este parâmetro tornou-se importante para o alisamento do espectro teórico onde se aplicou a estatística de Poisson.

As Figuras 3.8 à 3.19 mostram os espectros obtidos por irradiação com nêutrons de 24, 82, 137, 168, 184, 219, 274, 354, 376, 641, 706 e 955 KeV. Estes espectros foram convertidos para unidade de luz e são comparados com os espectros teóricos obtidos pelo programa 05S. Os espectros, teórico e experimental, foram normalizados em área usando-se níveis de discriminação convenientes indicados nas figuras. Fez-se alisamento do espectro teórico, segundo método que será descrito no Capítulo III.5 para se levar em conta a resolução do sistema eletrônico. Nota-se que os ajustes não são

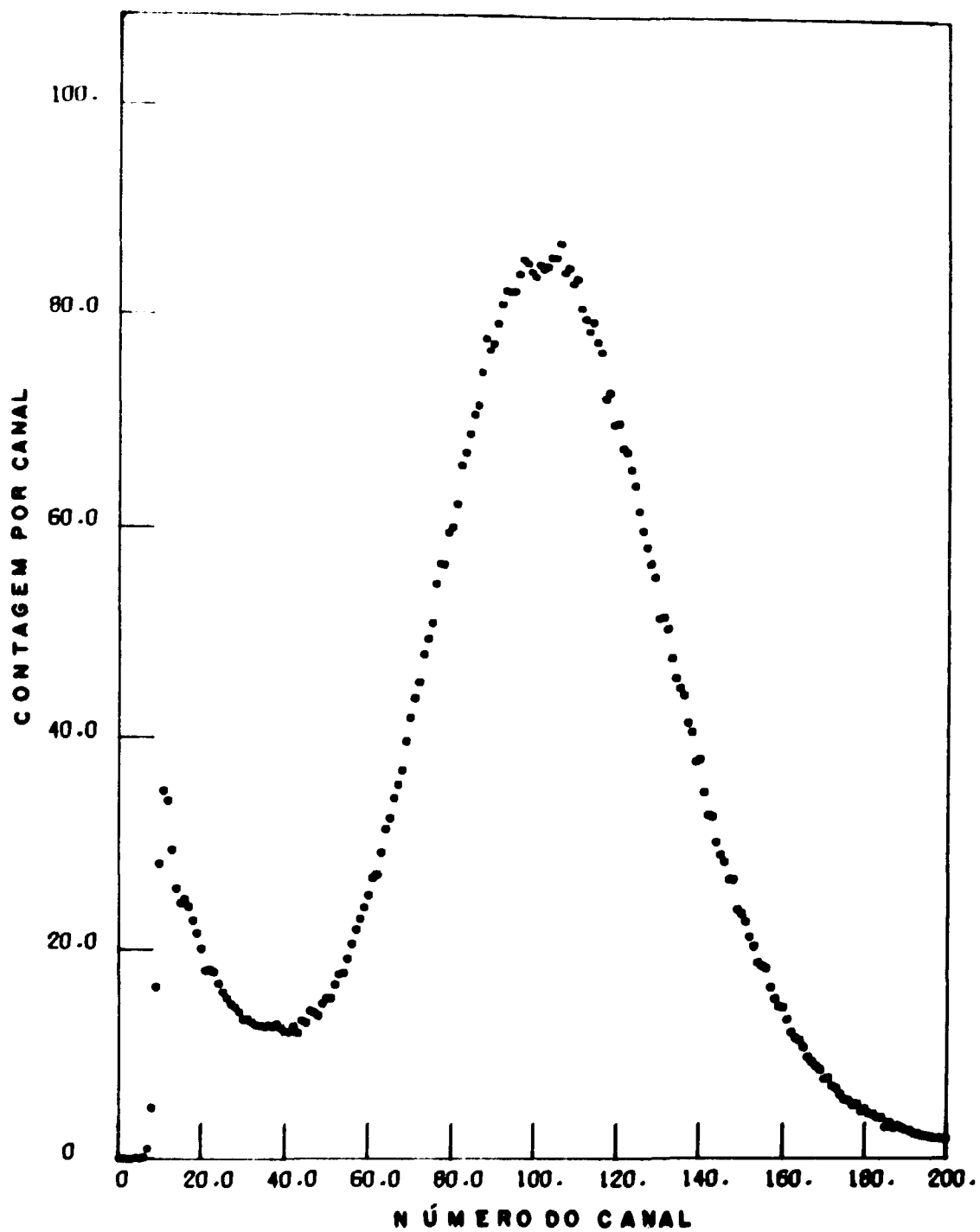


Figura 3.6 - Espectro de raio X obtido com NE110 de 6 mm de espessura (n/vr. de discriminação eletrônico encontra-se acima de zero)

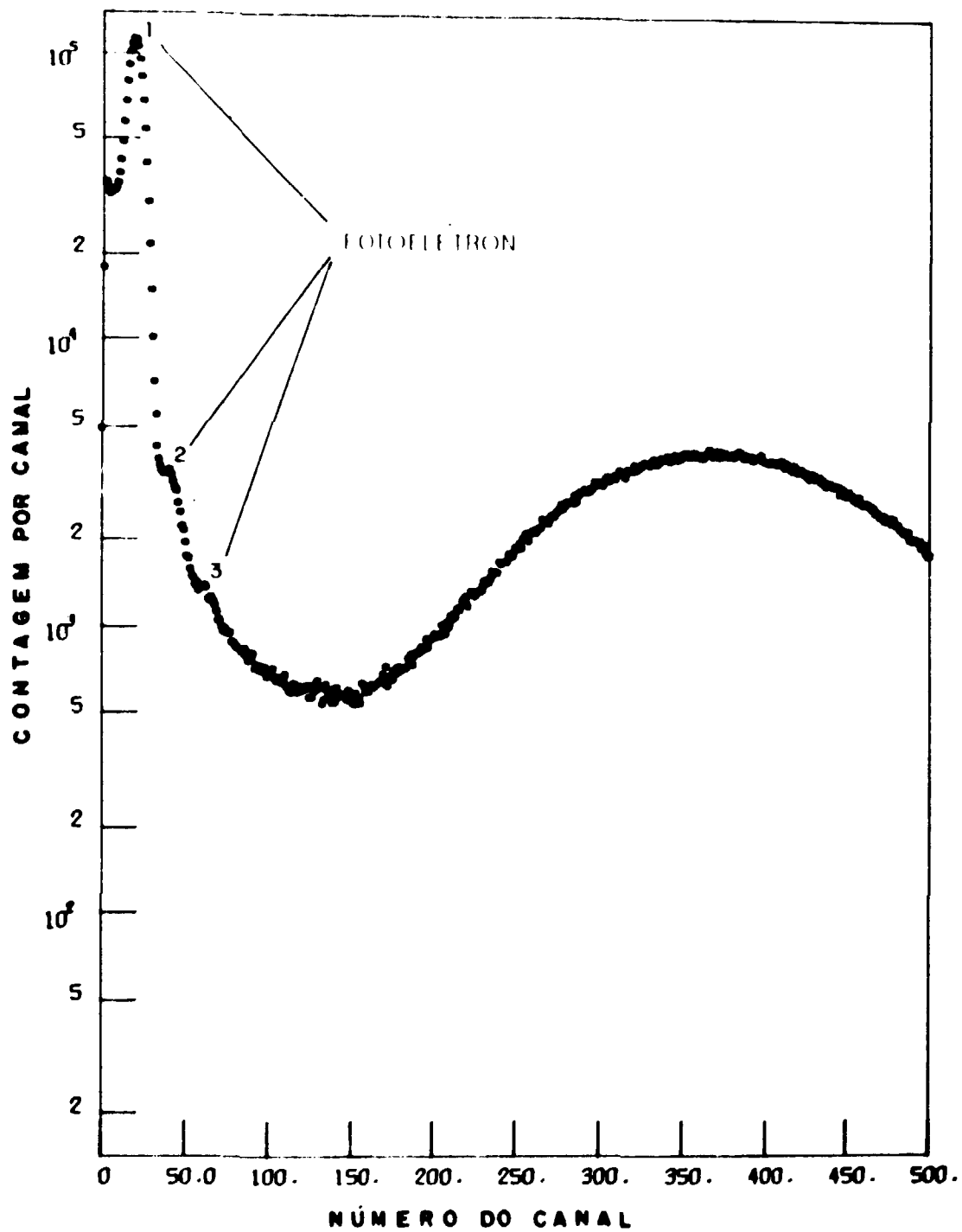


Figura 3.7 - Espectro de raio X da prata em escala logarítmica (nível de discriminação eletrônico igual a zero)

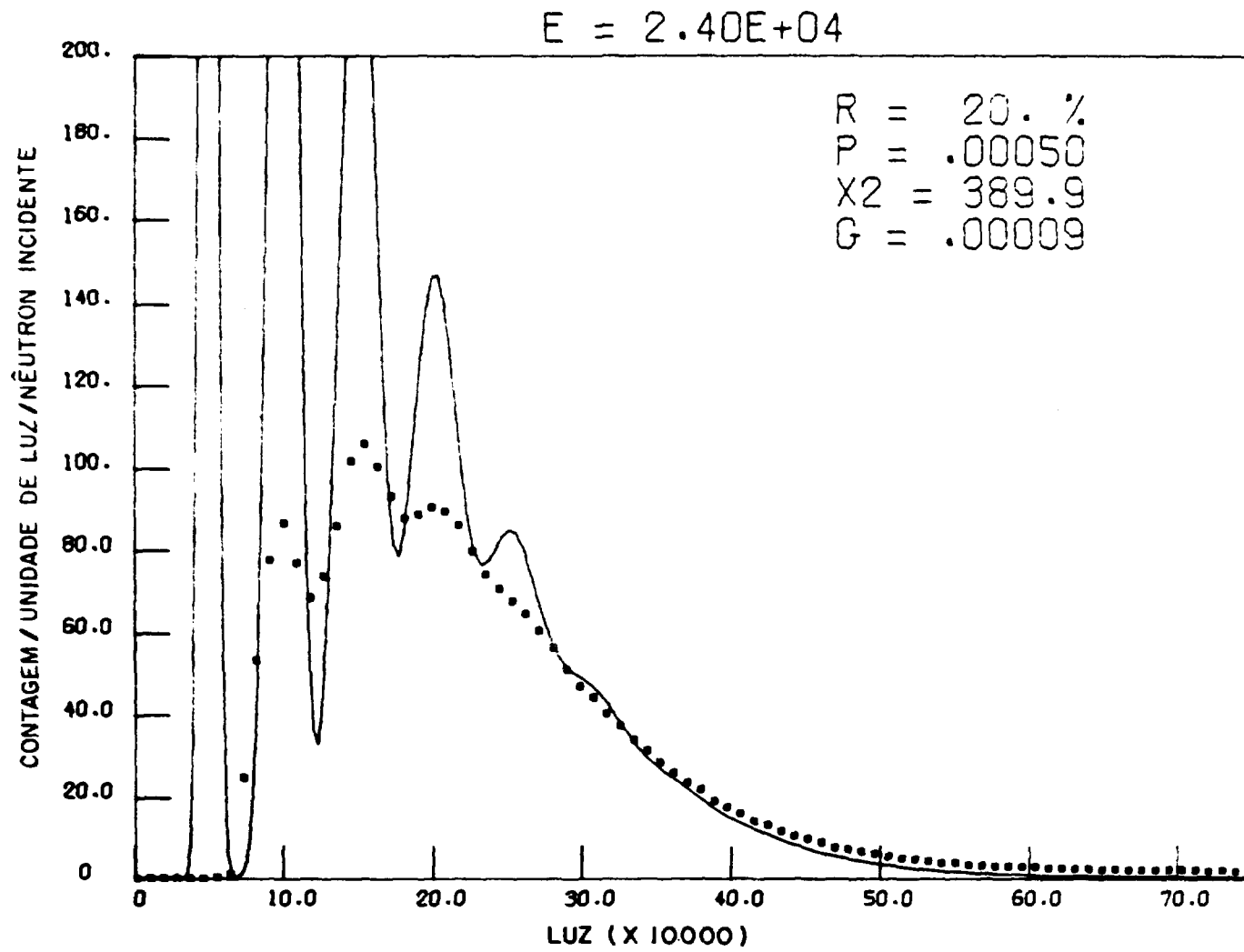


Figura 3.8 — Espectro de altura de pulso obtido com NE110 de 6 mm de espessura. Energia do nêutron igual a 24 KeV

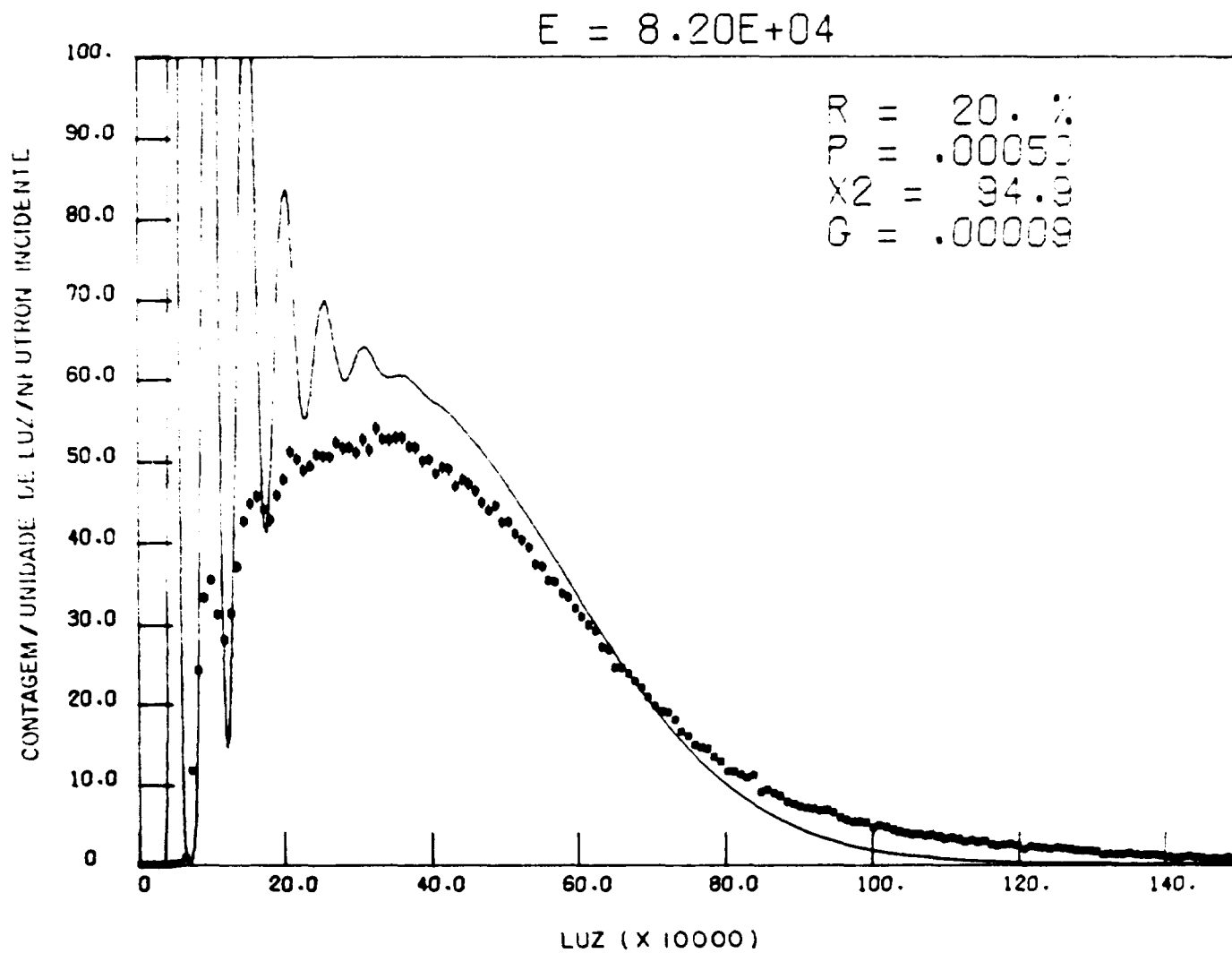


Figura 3.9 – Espectro de altura de pulso obtido com cintilador NE110 de 6 mm de espessura. Energia do nêutrons igual a 82 KeV

bons. Poderia ser dado um ajuste melhor a esses espectros variando-se a resolução nos cálculos, entretanto, a finalidade dessa superposição de espectros é simplesmente mostrar que eles coincidem quanto ao valor na meia altura do degrau. Estes resultados demonstraram que a tabela de luz contida no programa 05S é válida para prótons de energia inferior a 200 KeV e confirmaram a validade para energias acima deste valor. A Figura 3.20 compara a curva de luz contida no programa com os resultados obtidos no trabalho presente.

A resposta de luz para o carbono não foi determinada experimentalmente. Fez-se apenas uma estimativa por comparação dos espectros, teórico e experimental. Como já foi frisado anteriormente, o depósito de luz pelo carbono é muito inferior ao do próton. Além disto, a transferência máxima de energia do nêutron numa colisão com o núcleo de carbono é de apenas 28,4% enquanto que para prótons é de 100%.

A secção de choque de espalhamento pelo hidrogénio é 12,6b em 100 KeV, caindo para 6,2b em 500 KeV. Nessa mesma região, a secção de choque de espalhamento pelo carbono é menor, indo de 4,5b à 3,4b. A relação entre o número de átomos de hidrogénio e de carbono é igual a 1,104 no NE110. Pelos valores das secções de choque e pelo conteúdo de carbono e hidrogénio conclui-se que a probabilidade de interação por próton é pelo menos duas vezes maior do que por carbono nessa região. Num detector espesso onde o nêutron sofre colisões múltiplas dentro do cintilador, a probabilidade de se ter interações sucessivas unicamente com carbono é muito baixa. Por estes estudos conclui-se que a contribuição maior para o espectro é, realmente, dada pelos prótons. No caso de cintilador fino onde se minimiza o número de espalhamentos múltiplos as contribuições dadas por carbonos e por prótons são distintas uma da outra. Com efeito, observa-se nos espectros experimentais das Figuras 3.10 à Figura 3.19 um aumento de contagem na região do início do espectro causado pelo carbono. Nos espectros das Figuras 3.8 e 3.9 obtidos com nêutrons de 24 e 82 KeV os pulsos produzidos pelo carbono caem abaixo do nível de discriminação e não são observados. Nota-se nessas figuras que somente a fração dos carbonos de maior energia são detectados e torna-se impraticável a determinação da resposta de luz pelo mesmo método ao caso dos prótons. A resposta de luz foi avaliada observando-se a qualidade do ajuste teórico no início do espectro. Para esta análise, modificou-se a curva de resposta do carbono contida no programa 05S. Fez-se uma primeira análise com a tabela original e depois multiplicando-a pelo fator 2 e pelo fator 3. Observou-se que a tabela original era satisfatória para os espectros de 82 KeV e 137 KeV. A tabela original multiplicada por 2 era satisfatória para nêutrons de 168 KeV e 184 KeV. Para nêutrons acima de 300 KeV obteve-se um bom ajuste com a tabela original multiplicada por 3. Os espectros teóricos vistos nas Figuras 3.8 à 3.19 foram obtidos com a tabela multiplicada por 3.

Com base nestes estudos modificou-se a tabela do Carbono multiplicado-a pela expressão

$$f(E_c) = 1 + 2 \times \frac{E_c}{8,1 \cdot 10^4} \quad E_c \leq 8,1 \cdot 10^4 \text{ eV}$$

$$f(E_c) = 3 \quad E_c > 8,1 \cdot 10^4 \text{ eV}$$

onde E_c é a energia do carbono de recuo. Convém ressaltar que o valor $8,1 \times 10^4$ eV corresponde a energia máxima do carbono espalhado por nêutrons de 300 KeV.

III.5 – Calibração do NE110 de 10 cm x 6,6 cm

Calculou-se pelo programa 05S os espectros para cada um dos grupos de energia de nêutrons analisados na presente experiência. Estes espectros são dados em histogramas de número de eventos por quantidade de luz onde o número total de eventos é dado de entrada do programa. Analisou-se 20000 eventos para cada espectro.

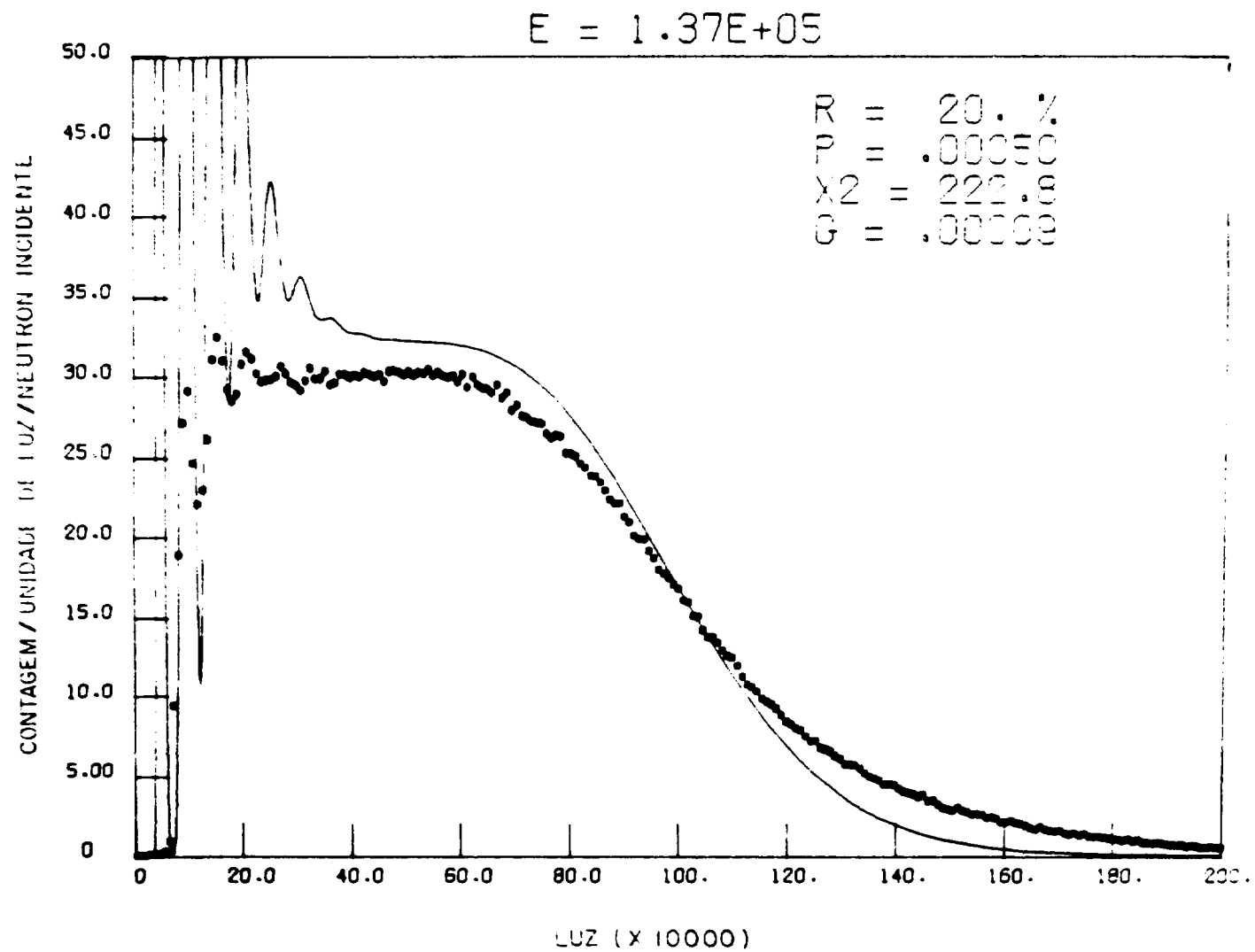


Figura 3.10 – Espectro de altura de pulso obtido com NE110 de 6 mm de espessura. Energia do nêutron igual a 137 KeV

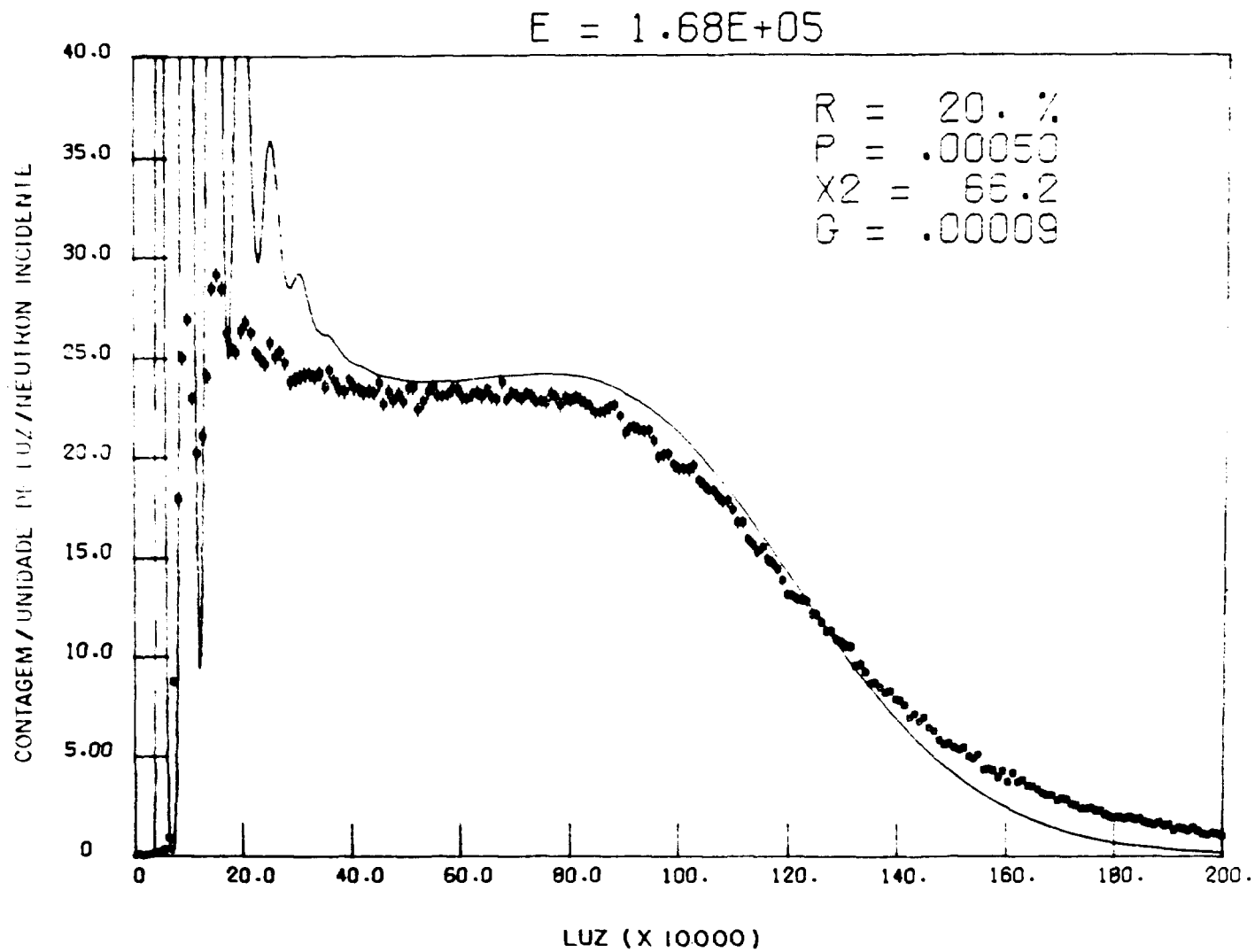


Figura 3.11 – Espectro de altura de pulso obtido com NE110 de 6 mm de espessura. Energia do nêutron igual a 168 KeV

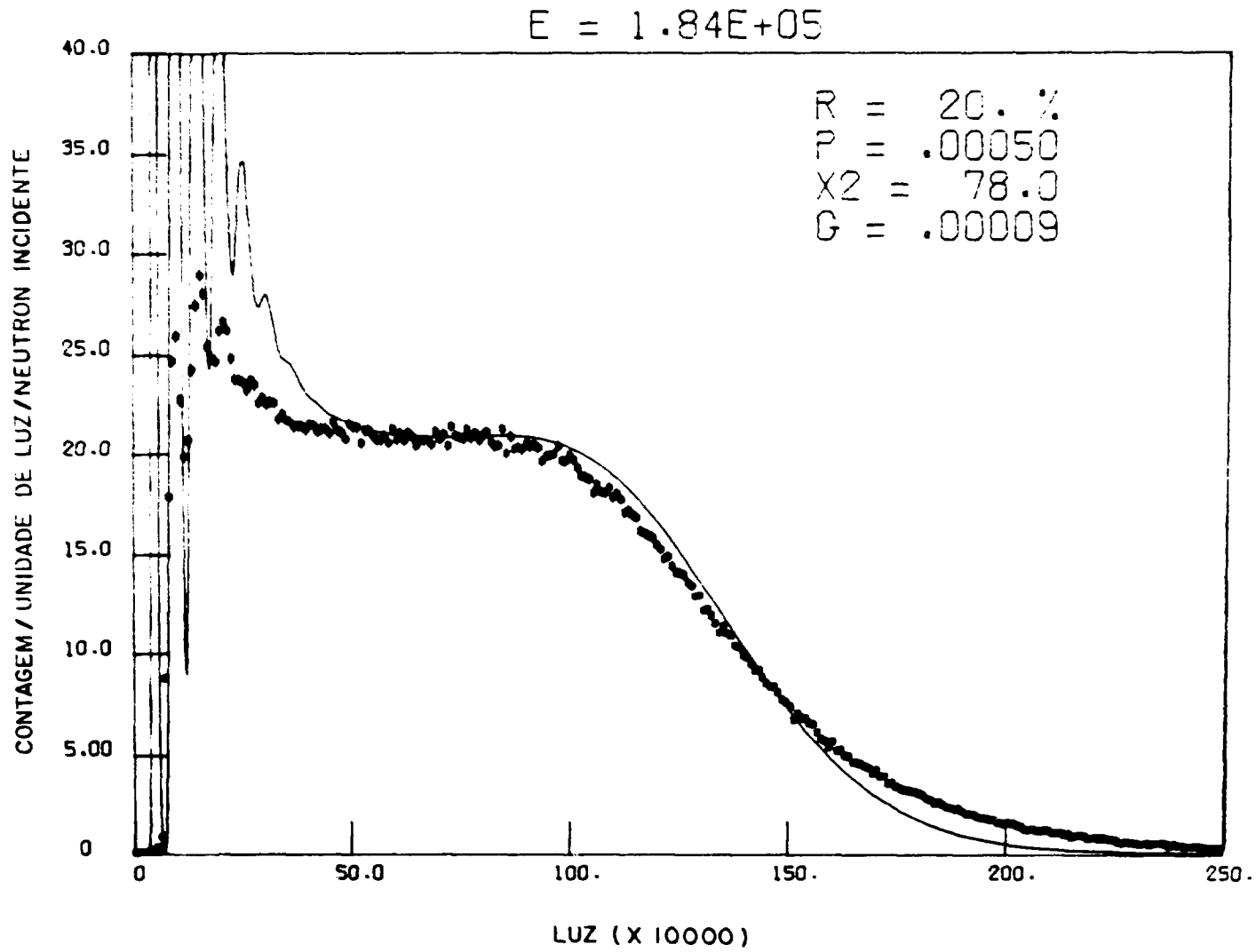


Figura 3.12 - Espectro de altura de pulso obtido com NE110 de 6 mm de espessura. Energia do nêutron igual a 184 KeV

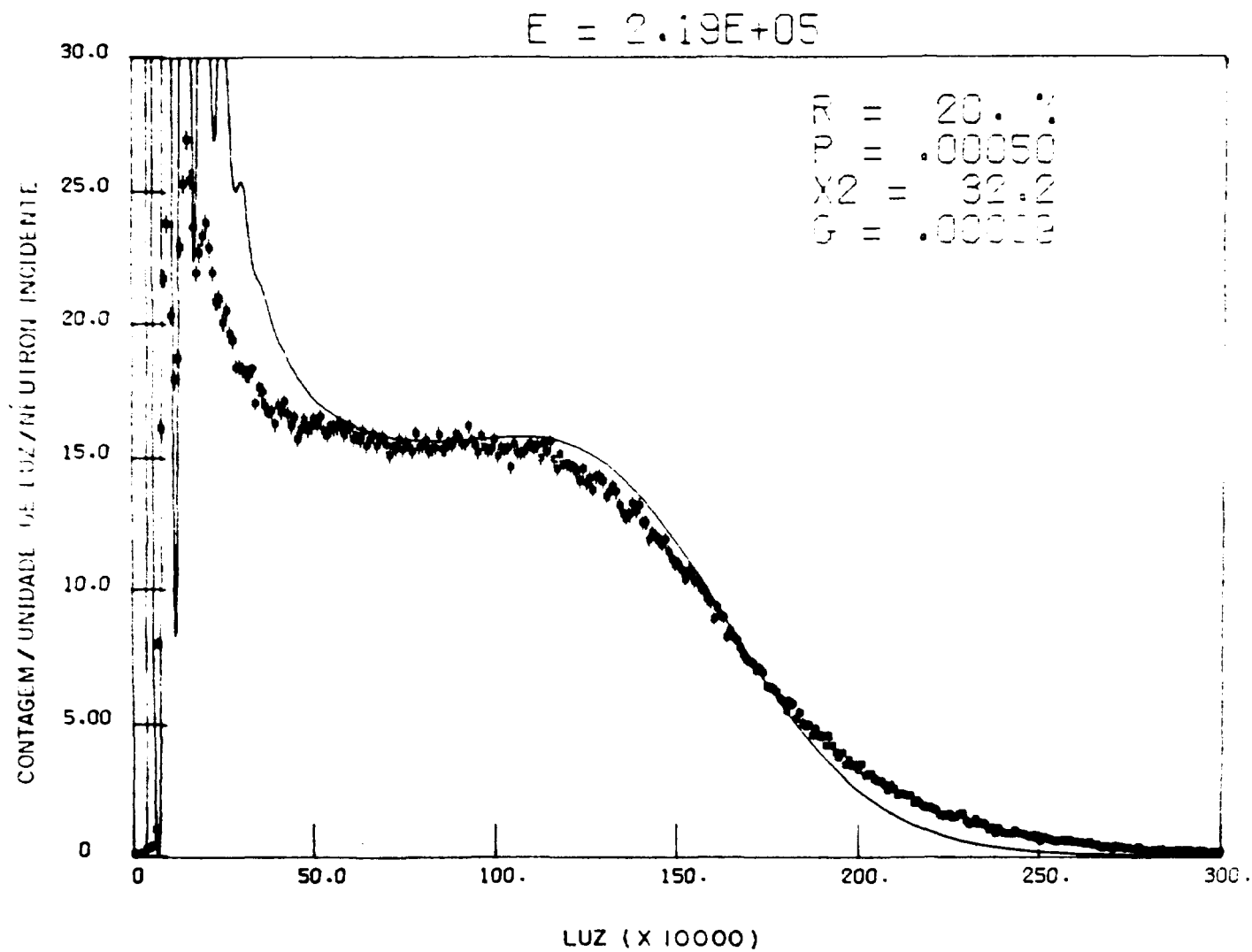


Figura 3.12 — Espectro de altura de pulso obtido com NE110 de 6 mm de espessura. Energia do nêutron igual a 219 KeV

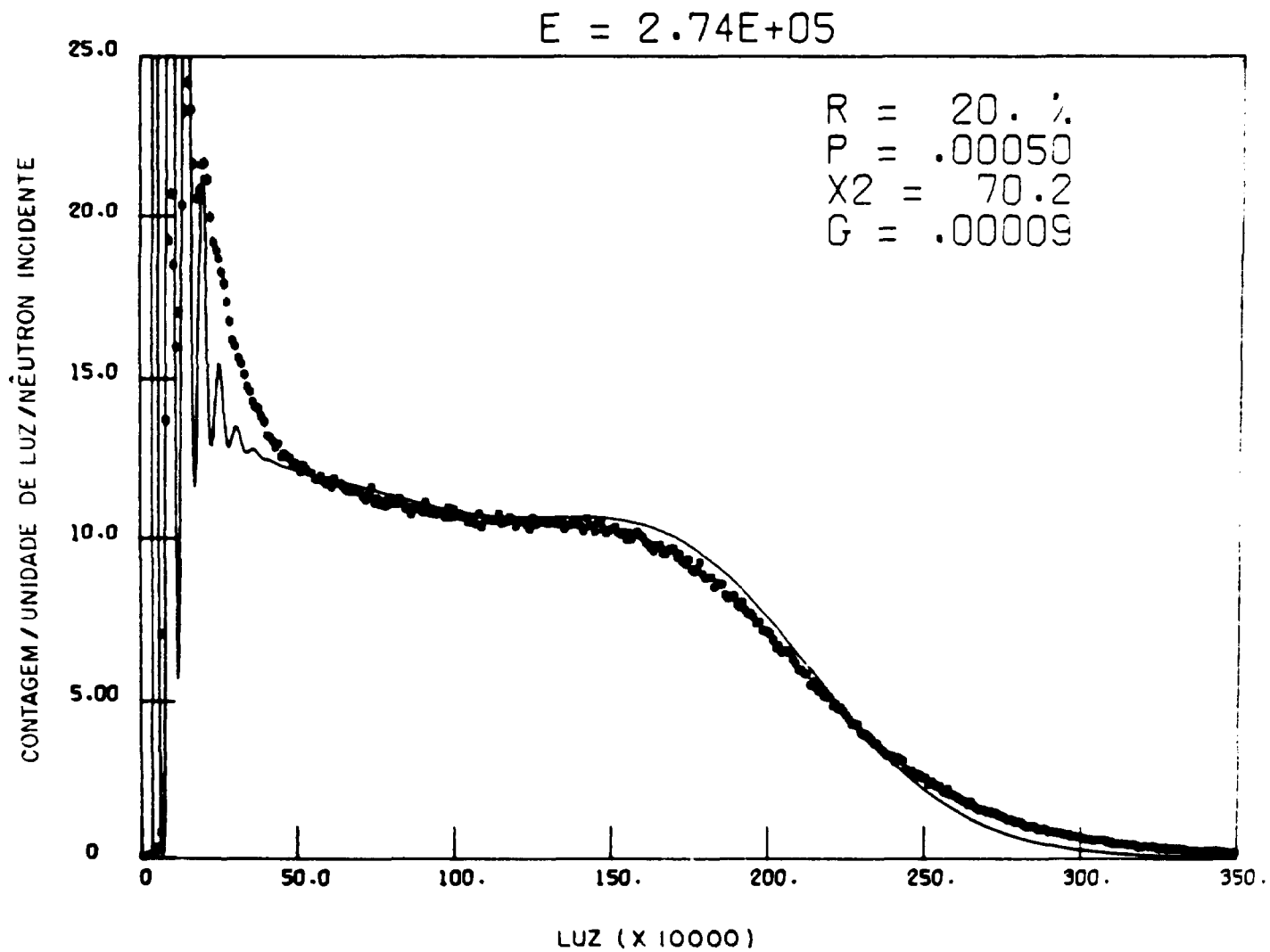


Figura 3.14 – Espectro de altura de pulso obtido com NE110 de 6 mm de espessura. Energia do nêutron igual a 274 KeV

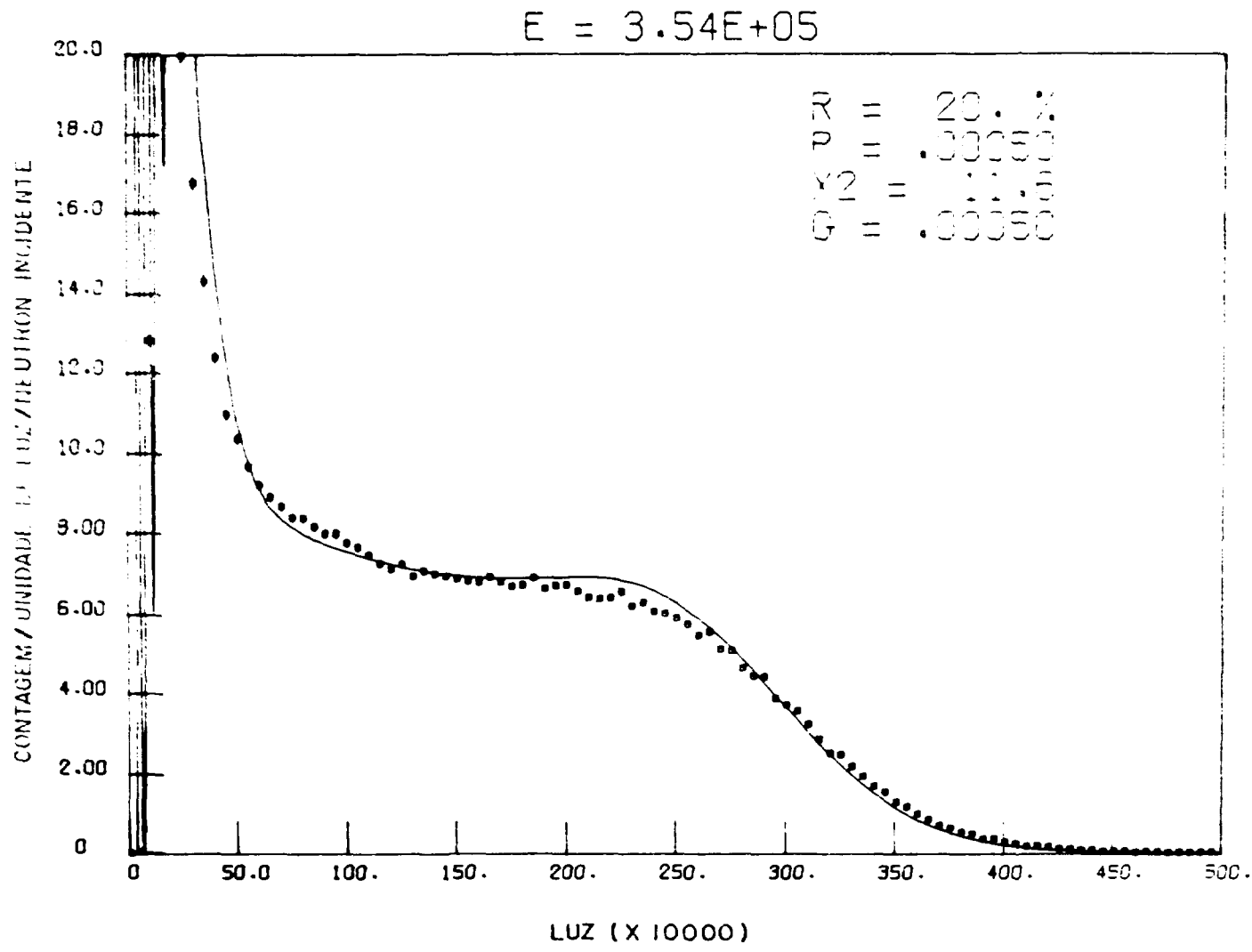


Figura 3.15 — Espectro de altura de pulso obtido com NE110 de 6 mm de espessura. Energia do nêutron igual a 354 KeV

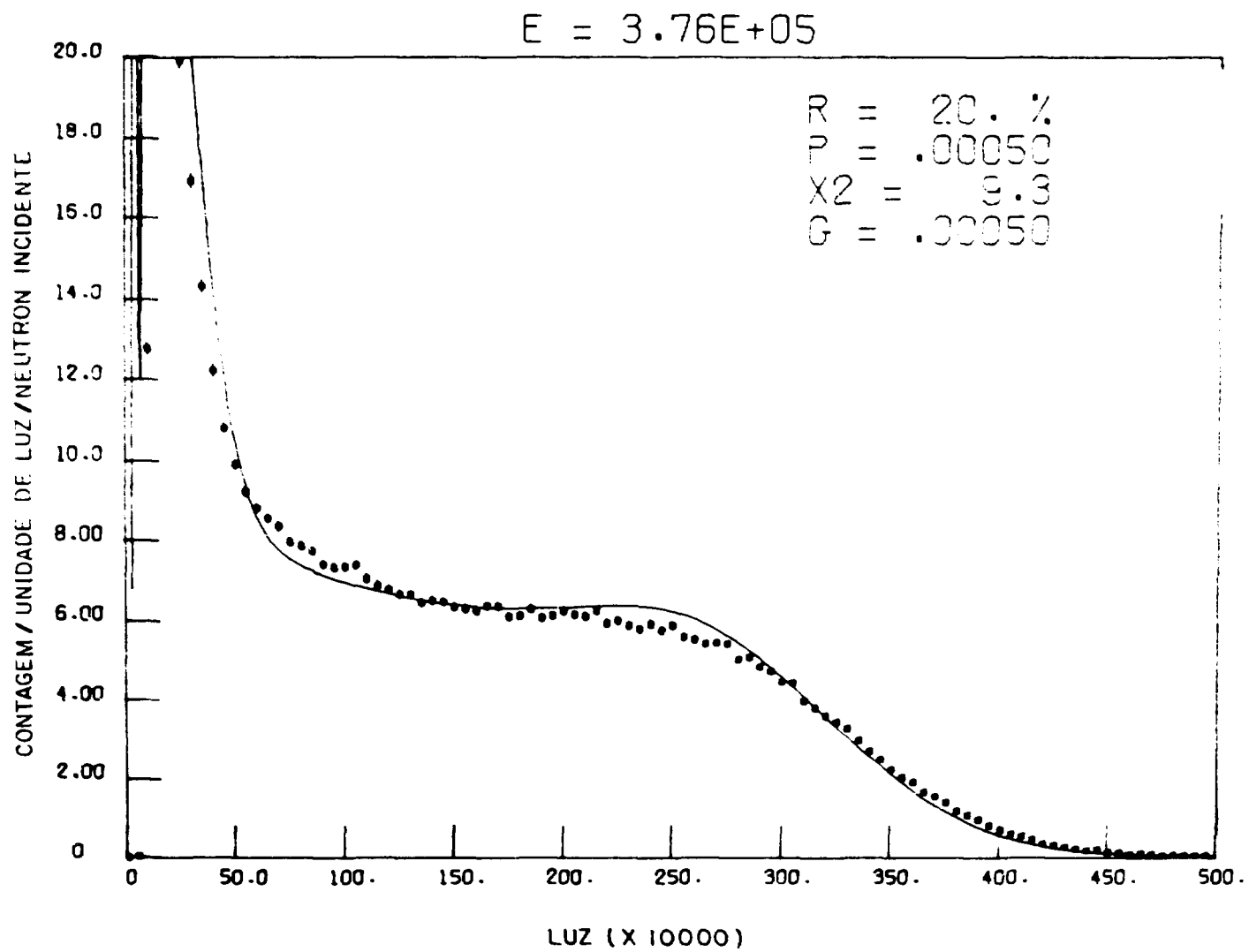


Figura 3.16 — Espectro de altura de pulso obtido com NE110 de 6 mm de espessura. Energia do nêutron igual a 376 KeV

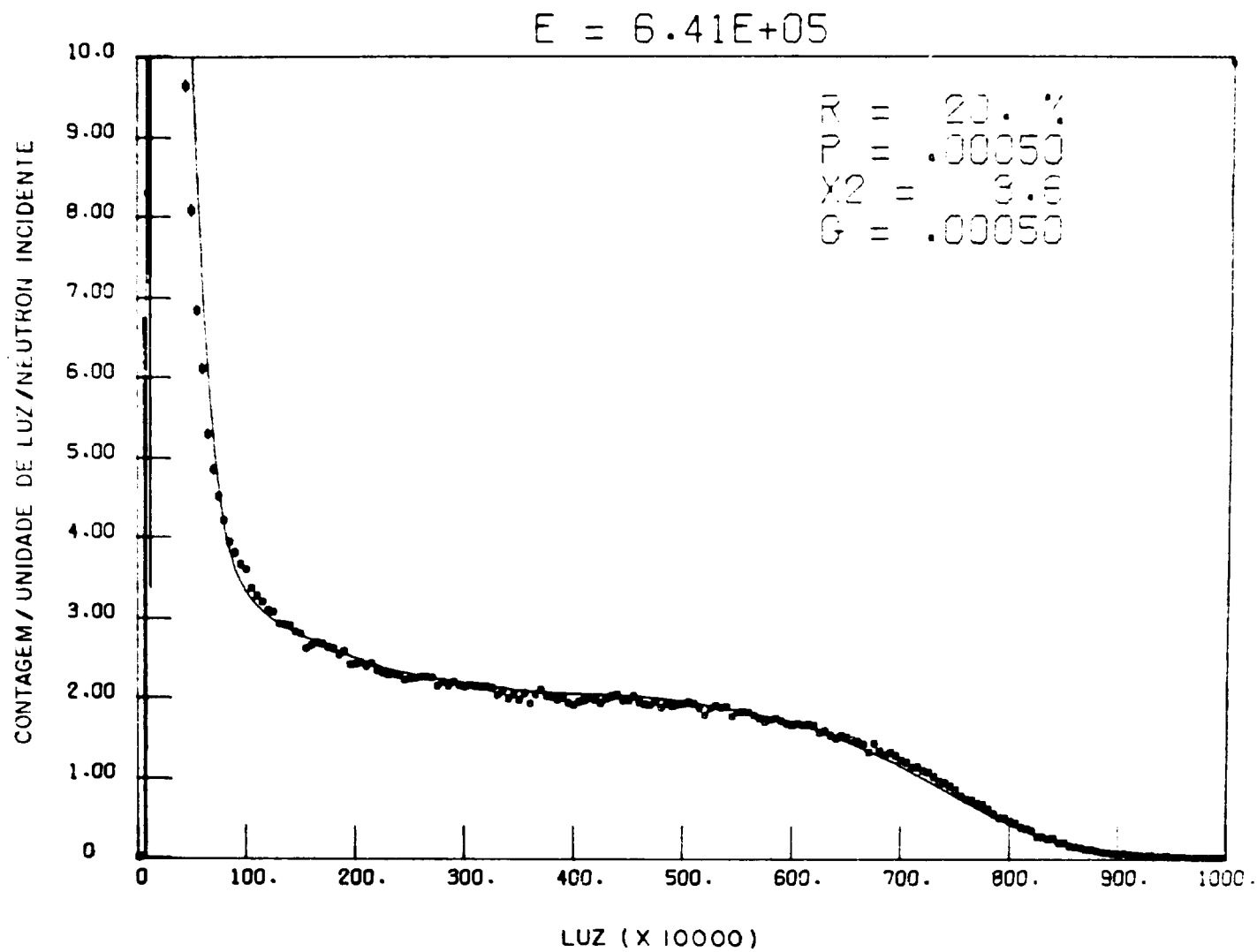


Figura 3.17 — Espectro de altura de pulso obtido com NE110 de 6 mm de espessura. Energia do nêutron igual a 641 KeV

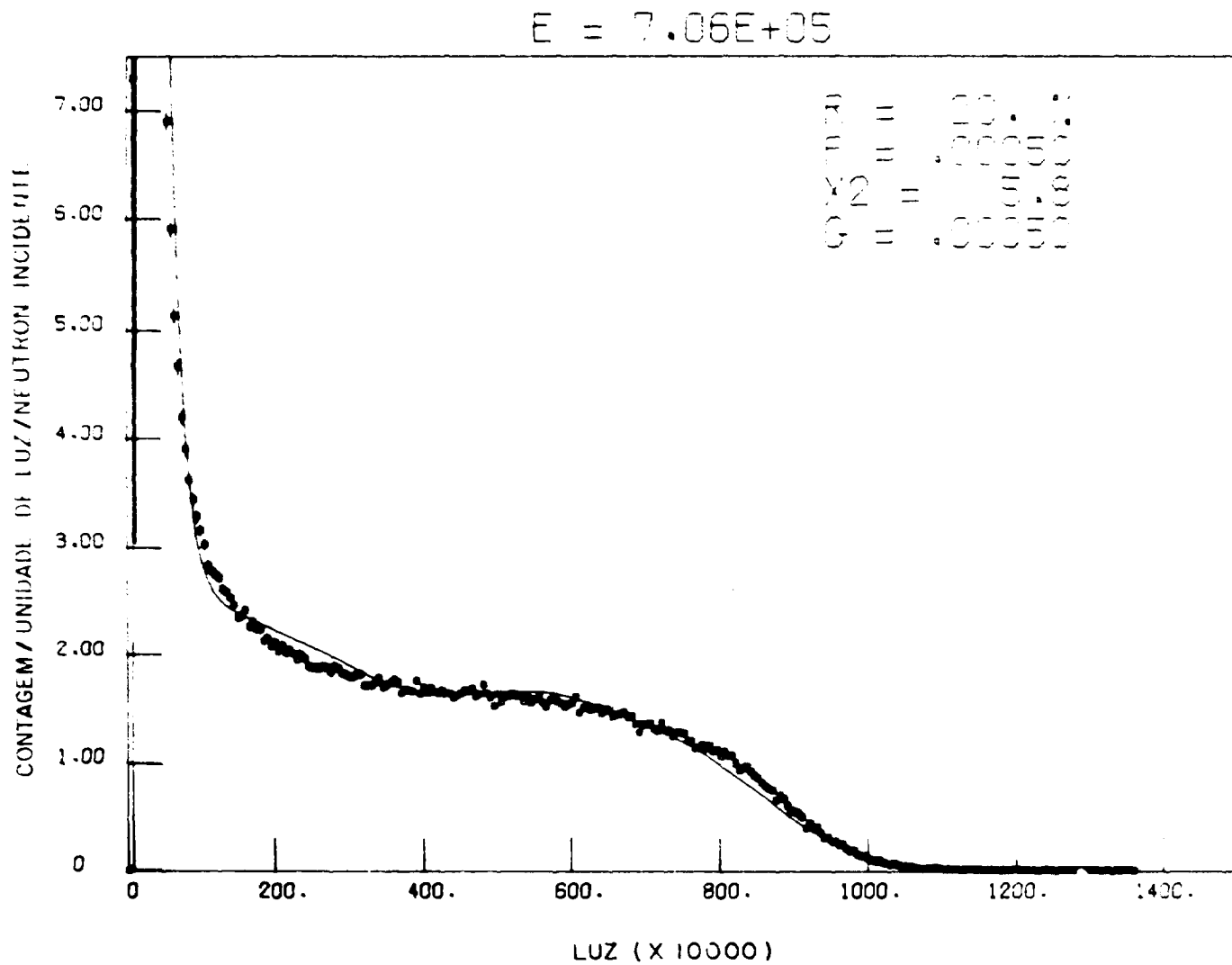


Figura 3.18 — Espectro de altura de pulso obtido com NE110 de 6 mm de espessura. Energia do nêutron igual a 706 KeV

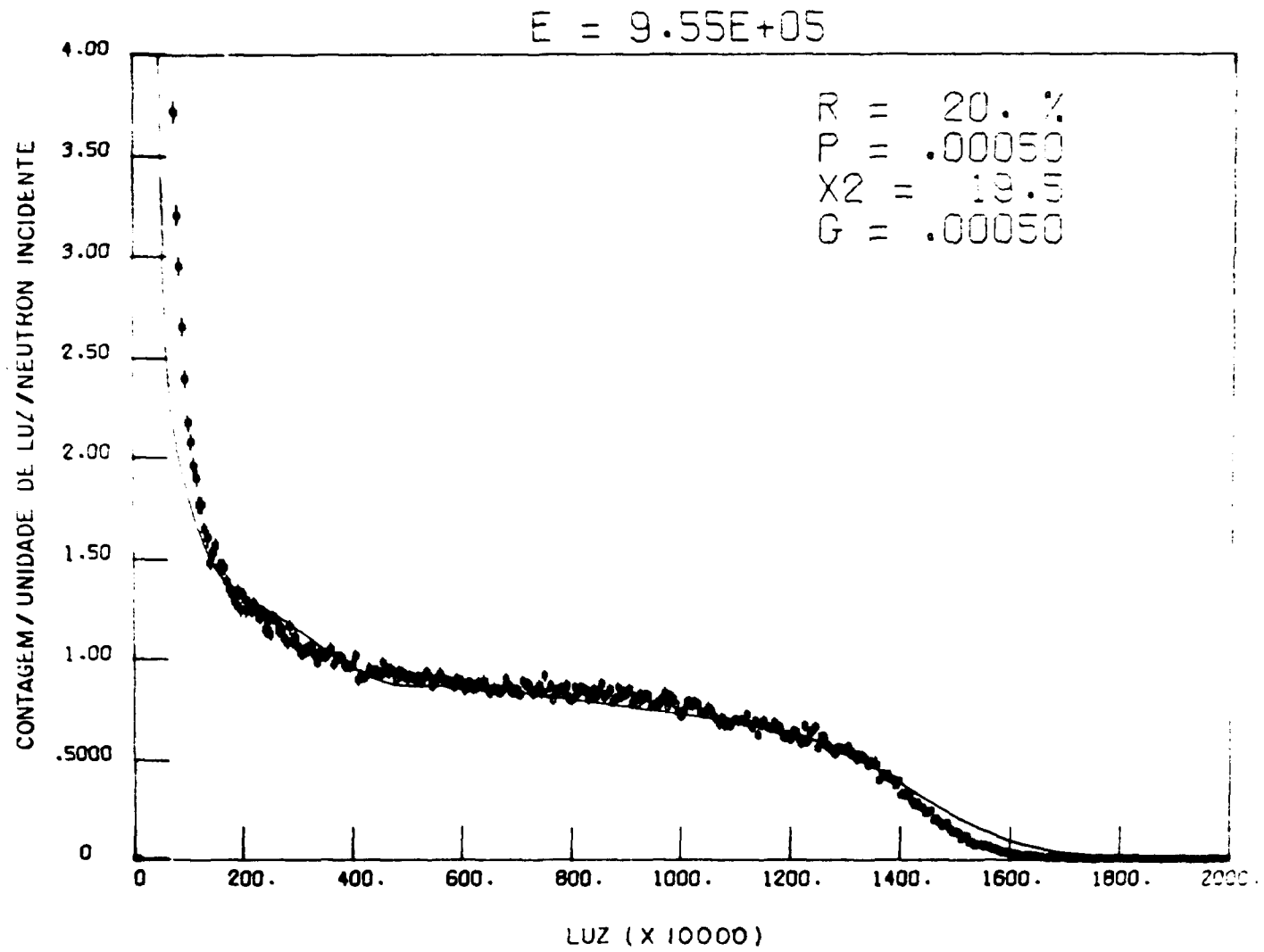


Figura 3.19 – Espectro de altura de pulso obtido com NE110 de 6 mm de espessura. Energia do nêutron igual a 955 KeV

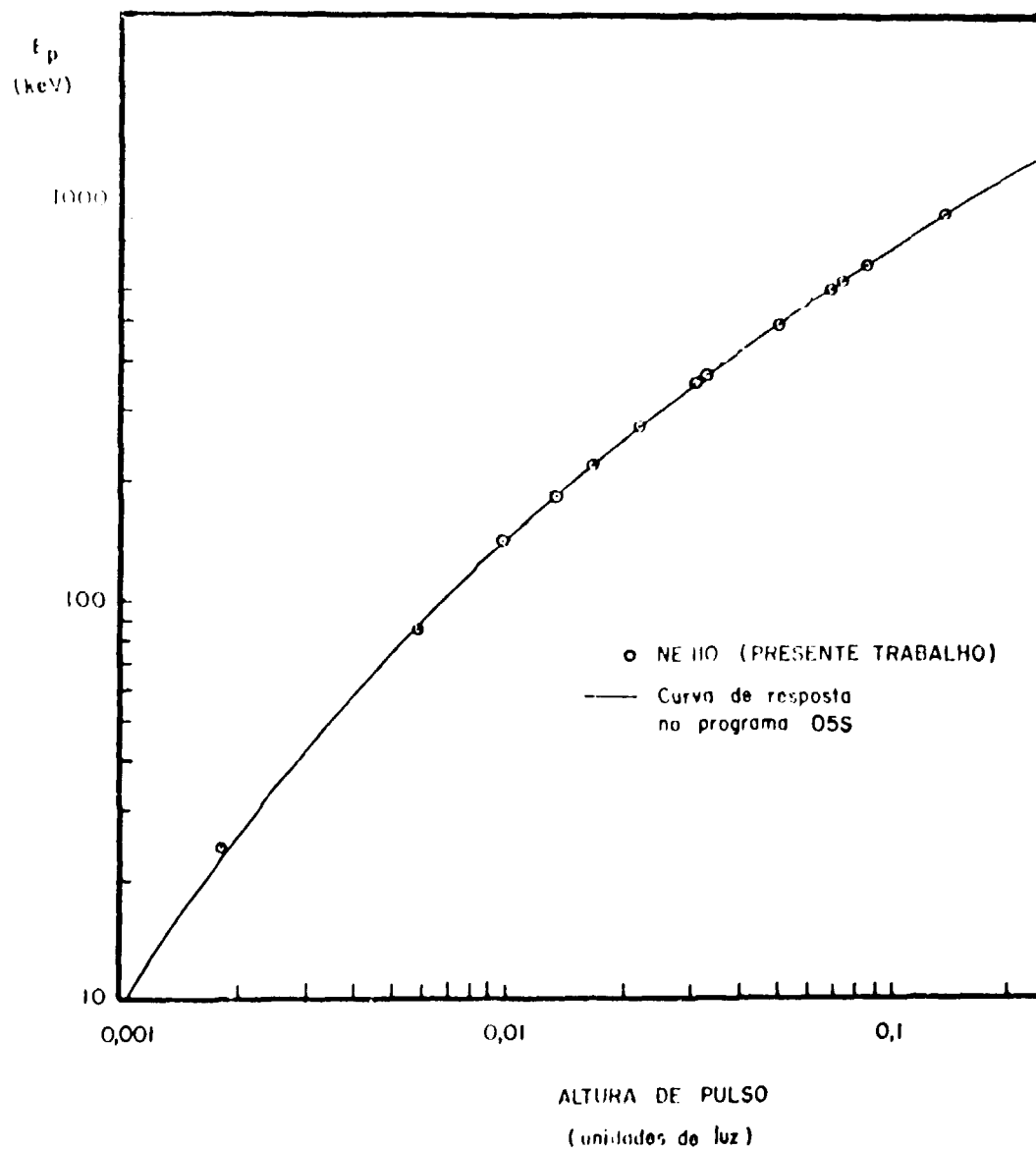


Figura 3.20 – Comparação entre a resposta de luz para prótons contida no programa 05S e a determinada no presente trabalho

Para se poder comparar os espectros teórico e experimental, fez-se a calibração do cintilador em unidade de luz com auxílio de uma fonte de raio X da prata. Esta calibração, entretanto, é apenas aproximada no caso de detector espesso, pois nêutrons e raios X não interagem na mesma região do cintilador. Pela observação dos picos de grupos isolados de fotoelétrons determinou-se a relação de quantidade de luz por fotoelétron emitido. Uma vez conhecido este valor determina-se o número de fotoelétrons emitidos em cada ponto do espectro. Para o pico do espectro obtido com nêutrons de 219 KeV, por exemplo, o número de fotoelétrons emitidos é igual a 15. Como este número é baixo, viu-se a necessidade de se redistribuir o espectro teórico, por estatística de Poisson. Sobre o espectro assim redistribuído fez-se alisamento por distribuição Gaussiana. Este alisamento foi aplicado para levar-se em conta variações na coleção de luz em pontos diferentes do cintilador e variações no ganho da fotomultiplicadora. Uma análise do comportamento da resolução do cintilador fino mostrou ser válido este tratamento, como é visto a seguir. Foram calculadas as resoluções de cada um dos espectros mostrados nas Figuras 3.10 à 3.19. Estas resoluções foram determinadas tomando-se a largura compreendida entre 90% e 10% do valor máximo das rampas dos espectros. A Figura 3.21 mostra os valores do quadrado desta resolução em função do inverso da quantidade de luz. A curva ajustada a esses pontos é representada pela reta:

$$R^2 = (0,20)^2 + \frac{(0,049)^2}{S} \quad (III.5-1)$$

onde:

R é a resolução medida

S é a quantidade de luz

Por outro lado, a resolução numa distribuição de Poisson é dada aproximadamente por⁽³⁶⁾:

$$R = 2,354 \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (III.5-2)$$

onde:

N é o número médio de eventos.

Tomando-se N como sendo o número de fotoelétrons emitidos tem-se:

$$N = \frac{S}{0,00049} \quad (III.5-3)$$

onde 0,00049 é o valor determinado experimentalmente para a quantidade de luz por fotoelétron no cintilador fino. Portanto, pelas equações III.5-2 e III.5-3 obtém-se:

$$R^2 = (2,354)^2 \frac{0,00049}{S} = \frac{(0,052)^2}{S} \quad (III.5-4)$$

Comparando-se as expressões III.5-4 e III.5-1 nota-se que os coeficientes em $\frac{1}{S}$ são muito próximos. Isto mostra que o termo $1/S$ na expressão III.5-1 é resultado da estatística de emissão de fotoelétrons dada pela distribuição de Poisson. Portanto, a resolução do cintilador fino é dada pela

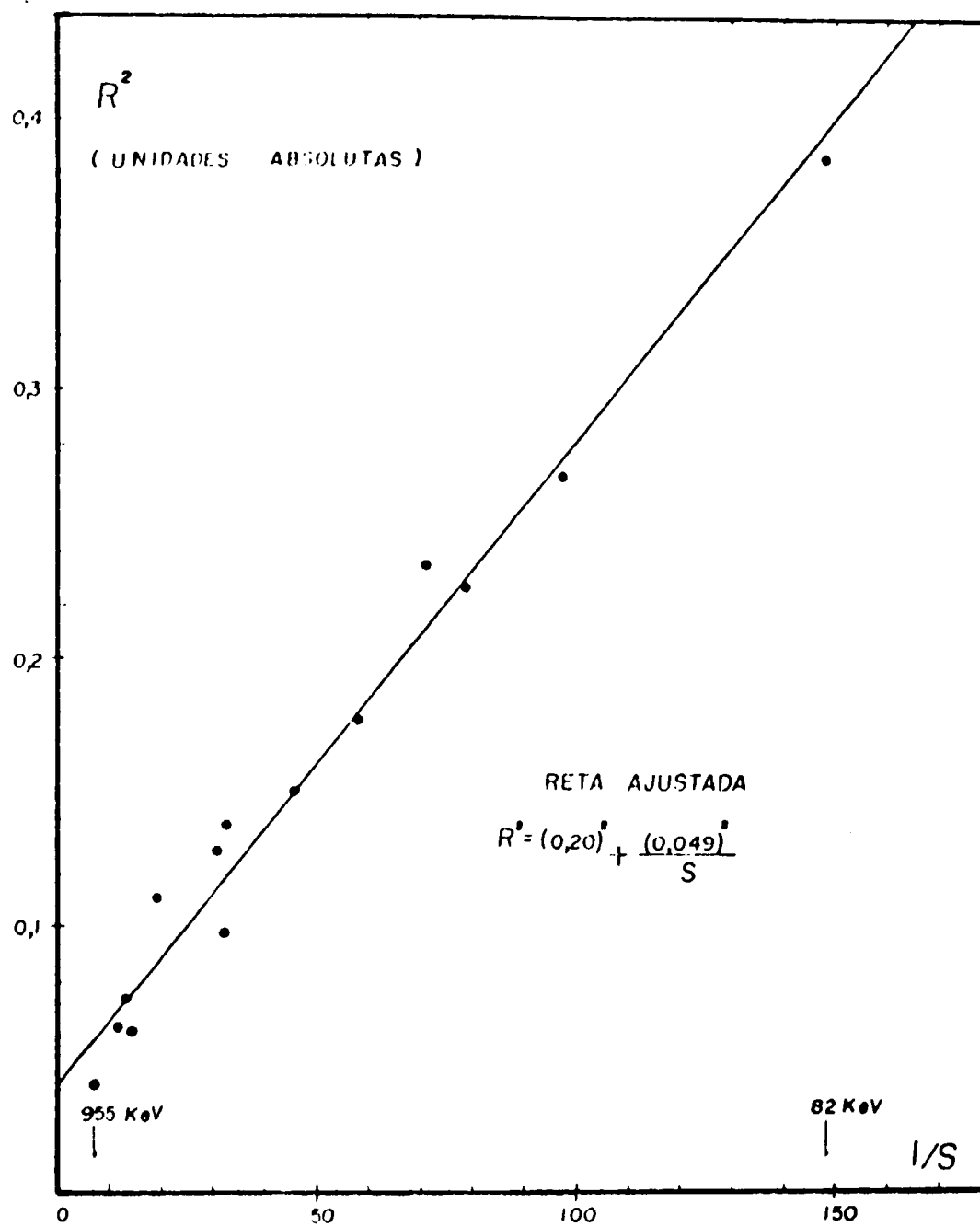


Figura 3.21 – Variação da resolução com o inverso da quantidade de luz (NE110 de 6 mm de espessura)

composição de duas resoluções: uma obtida pela Poisson e que varia com a energia e uma, constante e igual a 20% no cintilador fino, e que é dada por uma Gaussiana.

Fez-se um programa de computador para redistribuir o espectro dado pelo O5S, segundo a análise feita acima. Este programa calcula o número N de fotoelétrons em cada um dos pontos do espectro. Este número é calculado através do valor da quantidade de luz por fotoelétron, determinado experimentalmente. Cada um desses pontos do espectro é redistribuído por uma distribuição de Poisson de média igual a N . Deste modo, calcula-se um novo espectro que é, então, alisado por uma distribuição Gaussiana de resolução R . Este último espectro é normalizado para dar a mesma área do espectro experimental acima de um nível de discriminação escolhido convenientemente. Calcula-se o χ^2 pelos desvios entre o espectro teórico e experimental. A qualidade do ajuste é analisada de dois modos: pelo valor do χ^2 e visualmente pela superposição dos espectros. Os ajustes são melhorados variando-se a resolução Gaussiana ou variando-se ligeiramente o ganho usado na conversão do espectro experimental para a escala de unidade de luz. Calcula-se a fração do espectro teórico, ϵ_D , acima do nível de discriminação D escolhido convenientemente. Ao se aplicar a distribuição de Poisson nos níveis de emissão baixa de fotoelétrons, algumas contagens são eliminadas pelo próprio tratamento estatístico. Estas contagens são levadas em conta ao se determinar a fração ϵ_D . Escolhe-se para o nível de discriminação uma região onde a contagem é mínima. Deste modo, a fração ϵ_D , se torna menos sensível à qualidade do ajuste. Determina-se as contagens integradas, C_D , sob o espectro experimental, acima do mesmo nível D . A fluência de nêutrons ϕ é dada por:

$$\phi = \frac{C_D}{\epsilon_D \epsilon_f A} = \frac{C_D}{\epsilon_f A}$$

onde:

ϵ_D é a fração do espectro acima do nível D .

C_D é a contagem integrada sob o espectro experimental acima do nível D .

A é a área da incidência do feixe de nêutrons no cintilador.

$$\epsilon_f = \epsilon_D \times \epsilon_i$$

ϵ_i é a eficiência calculada no nível de discriminação zero e calculada segundo a expressão abaixo:

$$\epsilon_i = (1 - e^{-\Sigma_T^d}) \frac{\Sigma_s}{\Sigma_T}$$

onde:

$$\Sigma_s = \sigma_H N_H + \sigma_c N_c$$

Σ_T = secção de choque macroscópica total

σ_H = secção de choque de espalhamento pelo hidrogênio

σ_c = secção de choque de espalhamento pelo carbono

N_H = número de átomos de hidrogênio por cm^3

N_c = número de átomos de carbono por cm^3

d = espessura do cintilador em cm

III.6 – Análise e Resultados dos Ajustes

As Figuras 3.22 à 3.33, mostram os ajustes teóricos dados aos espectros experimentais da experiência realizada a 80 m. Em cada um dos espectros descontou-se o espectro de "background" pela técnica das janelas adjacentes, normalizando-se para a mesma largura de janela de tempo de voo. Nestas figuras são dados os valores dos seguintes parâmetros de ajuste de espectros:

R – resolução Gaussiana

P – número de fotoelétrons por unidade de luz

χ^2 – valor do Chi-quadrado do ajuste

G – fator de conversão do espectro experimental para unidade de luz, dado em unidades de luz por canal.

Nota-se que os ajustes são bons e que manteve-se a mesma resolução R, igual a 20%, para todas as energias. Isto veio reforçar a validade do tratamento dado ao espectro no Capítulo III.5. O ganho G, determinado experimentalmente com o raio X da prata é igual a 0,00014 unidades de luz por canal. Para se ter um bom ajuste em energias mais altas este ganho teve que ser modificado para 0,00015. Esta variação que teve que ser dada ao ganho pode ser explicada pelo fato de que nêutrons de energias diferentes interagem em regiões diferentes do cintilador e isto pode acarretar pequenas variações na coleção de luz pelo fotocátodo. Como pode ser visto, entretanto, pela Tabela III.6-a, pequenas variações no ganho não acarretam variações sensíveis na determinação da fluência de nêutrons, desde que o nível de discriminação seja colocado na região de mínimo do espectro. Esta tabela mostra a análise feita ao espectro de 244 KeV. Deu-se uma variação de 2% no ganho que implicou numa variação de 52% no valor do χ^2 e apenas 0,07% no valor da fluência de nêutrons. Esta tabela mostra, também, que o χ^2 é um bom indicador da qualidade do ajuste. A Tabela III.6-b, na quarta coluna, mostra os valores das eficiências, ϵ_f , calculadas com os espectros da experiência a 80 m. São dados também nessa tabela os níveis de discriminação escolhidos para o cálculo de ϵ_f e a eficiência, ϵ_i , calculada no nível de discriminação igual a zero.

Nota-se que a eficiência ao nível de discriminação zero ϵ_i , decresce lentamente com a energia. Isto acontece porque as secções de choque do carbono e do hidrogênio decrescem com a energia.

A Tabela III.6-b, na quinta coluna, mostra os resultados obtidos para as eficiências calculadas com os dados da experiência no percurso de voo de 30 m. As eficiências indicadas, ϵ_T , foram calculadas de modo ligeiramente diferente ao caso anterior e foram calculadas pela relação:

$$\epsilon_T = \epsilon_i \epsilon_D \frac{C_T}{C_D}$$

onde:

C_T é a contagem integrada acima do nível de discriminação eletrônico.

ϵ_T é a eficiência total acima do nível de discriminação eletrônico.

C_D é a contagem integrada acima do nível de discriminação escolhido D.

Tabela III.6-a

Análise da Influência da Qualidade do Ajuste de Espectro, na Determinação da Fluência de Nêutrons
Análise Feita com Espectro de Nêutrons de 244 KeV

G ganho (unidades de luz por canal)	D discriminação (unidades de luz)	ϵ_0 eficiência	χ^2	número de nêutrons incidentes
$1,500 \cdot 10^{-4}$	3×10^{-3}	0,9288	1,27	$4,6256 \cdot 10^6$
$1,475 \cdot 10^{-4}$	3×10^{-3}	0,9288	1,93	$4,6221 \cdot 10^6$
$1,505 \cdot 10^{-4}$	3×10^{-3}	0,9288	1,53	$4,6249 \cdot 10^6$
variação = 2%	—	—	variação = 52%	variação = 0,07%

Tabela III.6-b

**Resultados Obtidos para a Eficiência do Cintilador NE110 de 10 cm x 6,6 cm
nas Experiências a 80 m e a 30 m**

Energia (KeV)	ϵ_i eficiência ao nível de discriminação zero	D nível de discriminação (unidade de luz)	ϵ_f eficiência acima do nível D	ϵ_T eficiência acima do nível eletrônico
82	0,998	0,0030	0,843	0,956
128	0,997	0,0030	0,910	—
137	0,996	0,0030	0,916	0,953
167	0,994	0,0030	0,920	0,954
184	0,993	0,0030	0,923	0,955
219	0,991	0,0040	0,904	0,948
244	0,989	0,0050	0,894	0,957
274	0,987	0,0050	0,895	0,947
311	0,985	0,0050	0,891	0,942
352	0,981	0,0060	0,880	—
376	0,979	0,0070	0,866	0,942
439	—	0,0100	0,837	—
467	0,972	0,0100	0,829	0,953

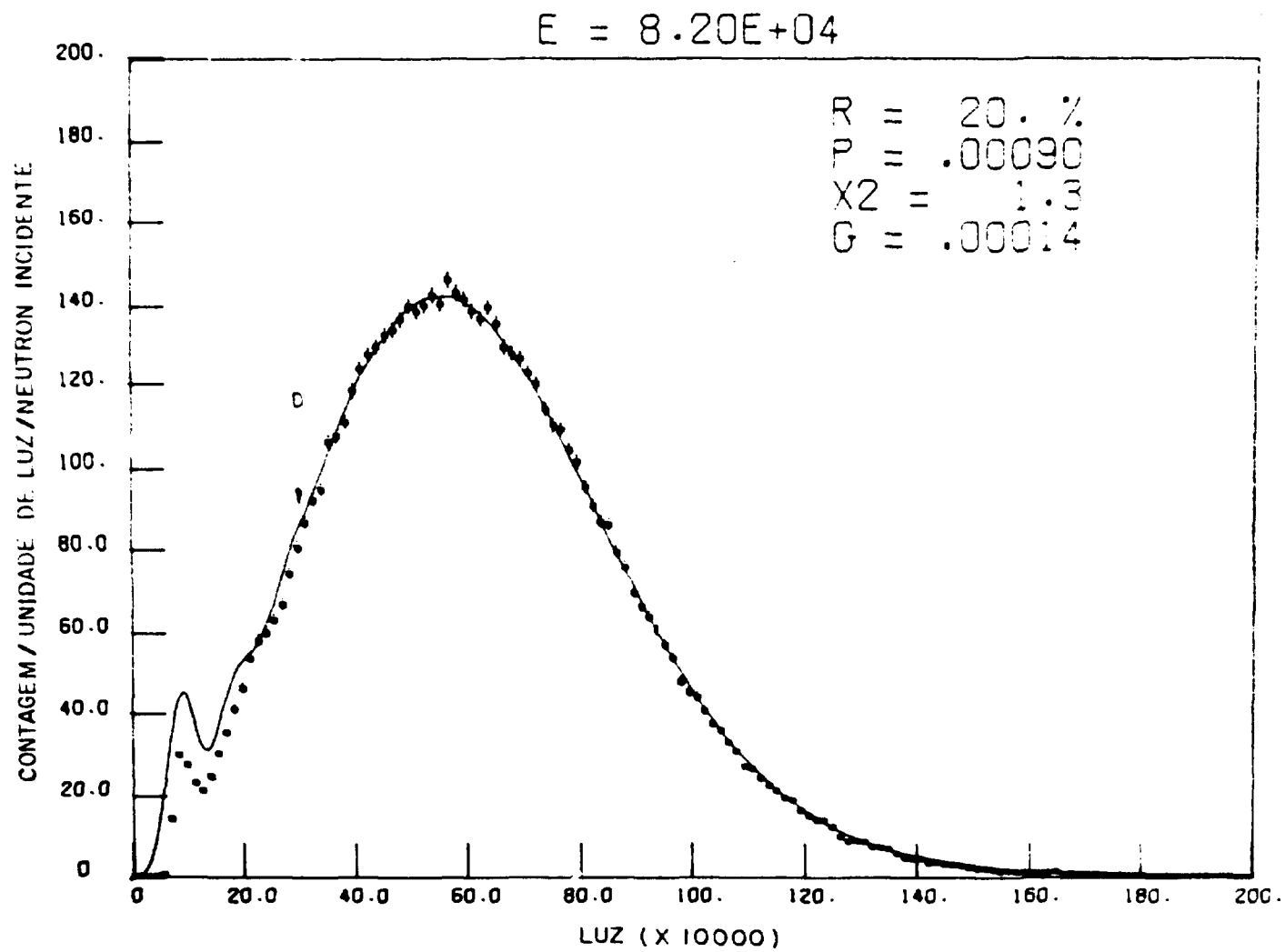


Figura 3.22 — Espectro de altura de pulso e ajuste teórico de espectro para nêutrons de 82 KeV. (NE110 de 10 cm x 6,6 cm)

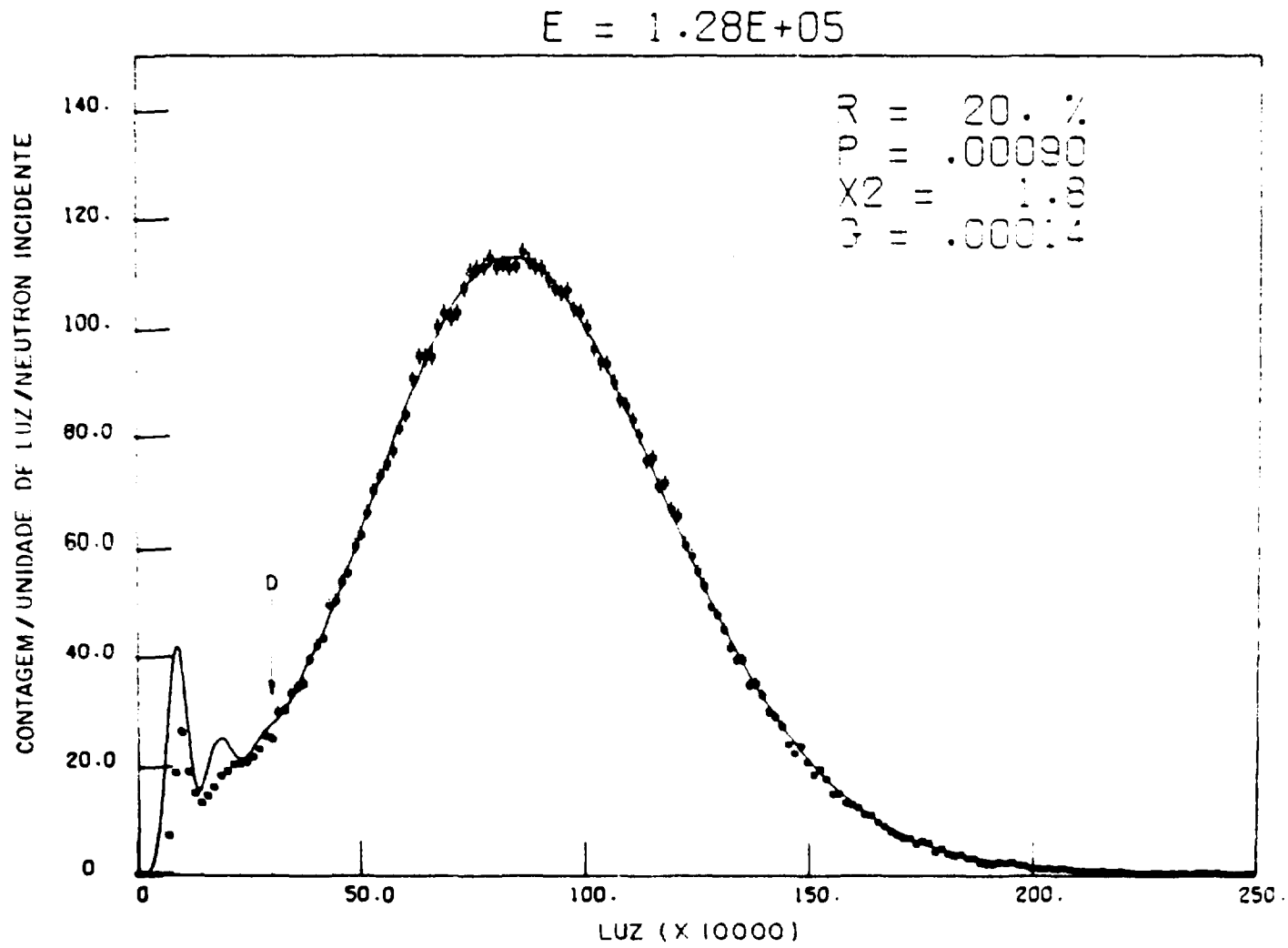


Figura 3.23 — Espectro de altura de pulso e ajuste teórico de espectro para nêutrons de 128 KeV. (NE110 de 10 cm x 6,6 cm)

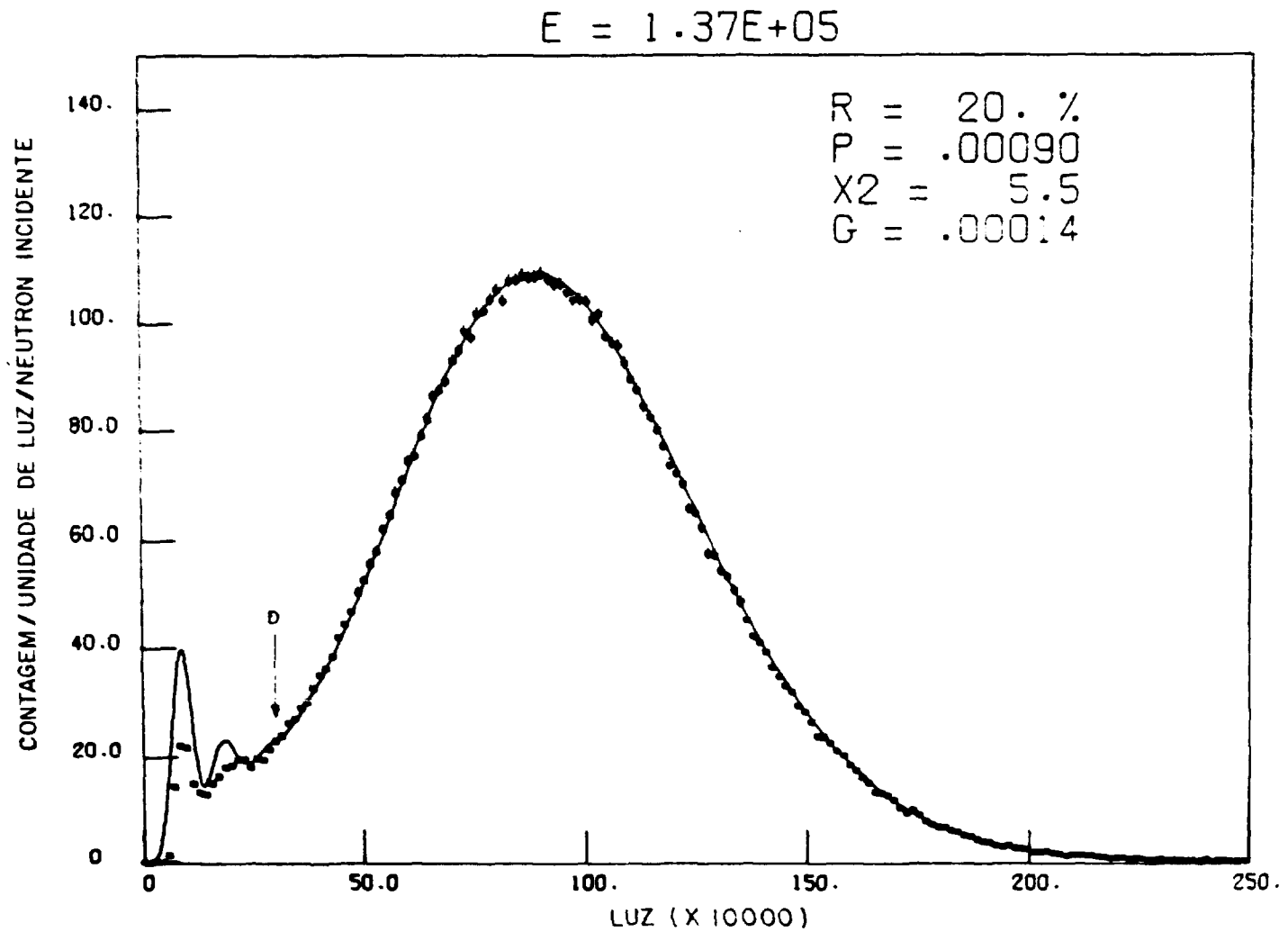


Figura 3.24 - Espectro de altura de pulso e ajuste teórico de espectro para nêutrons de 137 KeV. (NE110 de 10 cm x 6,6 cm)

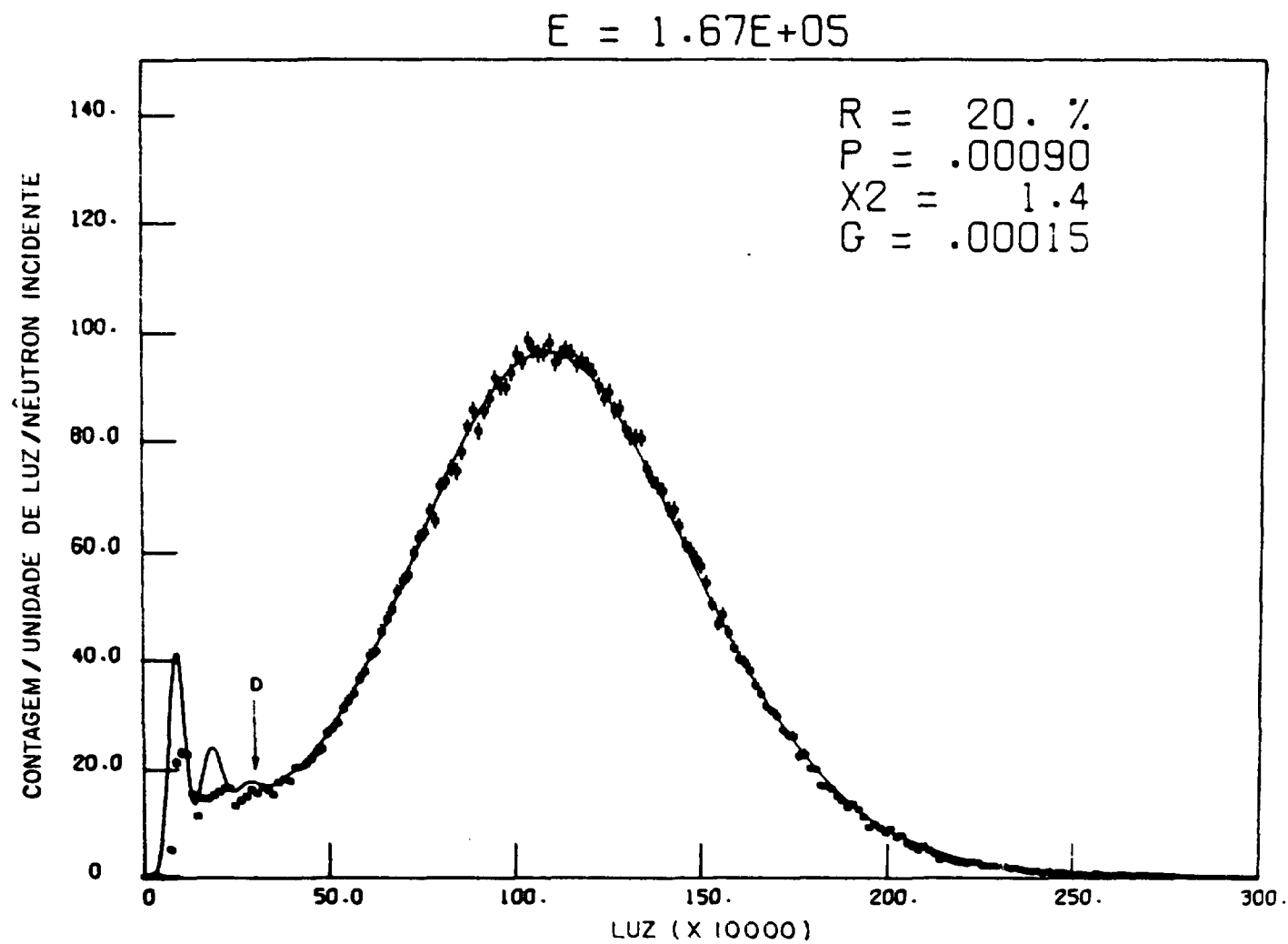


Figura 3.25 — Espectro de altura de pulso e ajuste teórico de espectro para nêutrons de 167 KeV. (NE110 de 10 cm x 6,6 cm)

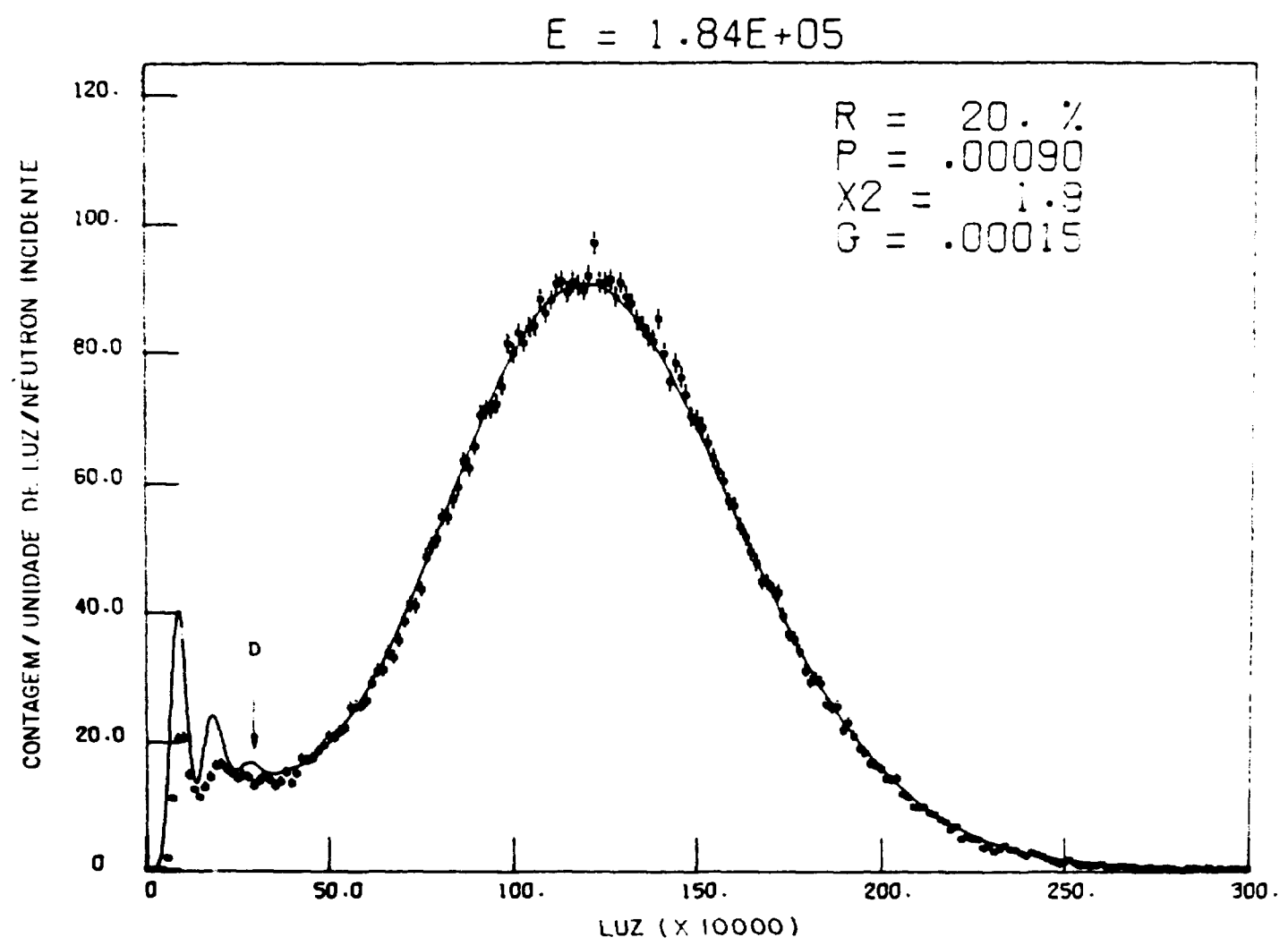


Figura 3.26 - Espectro de altura de pulso e ajuste teórico de espectro para nêutrons de 184 KeV. (NE110 de 10 cm x 6,6 cm)

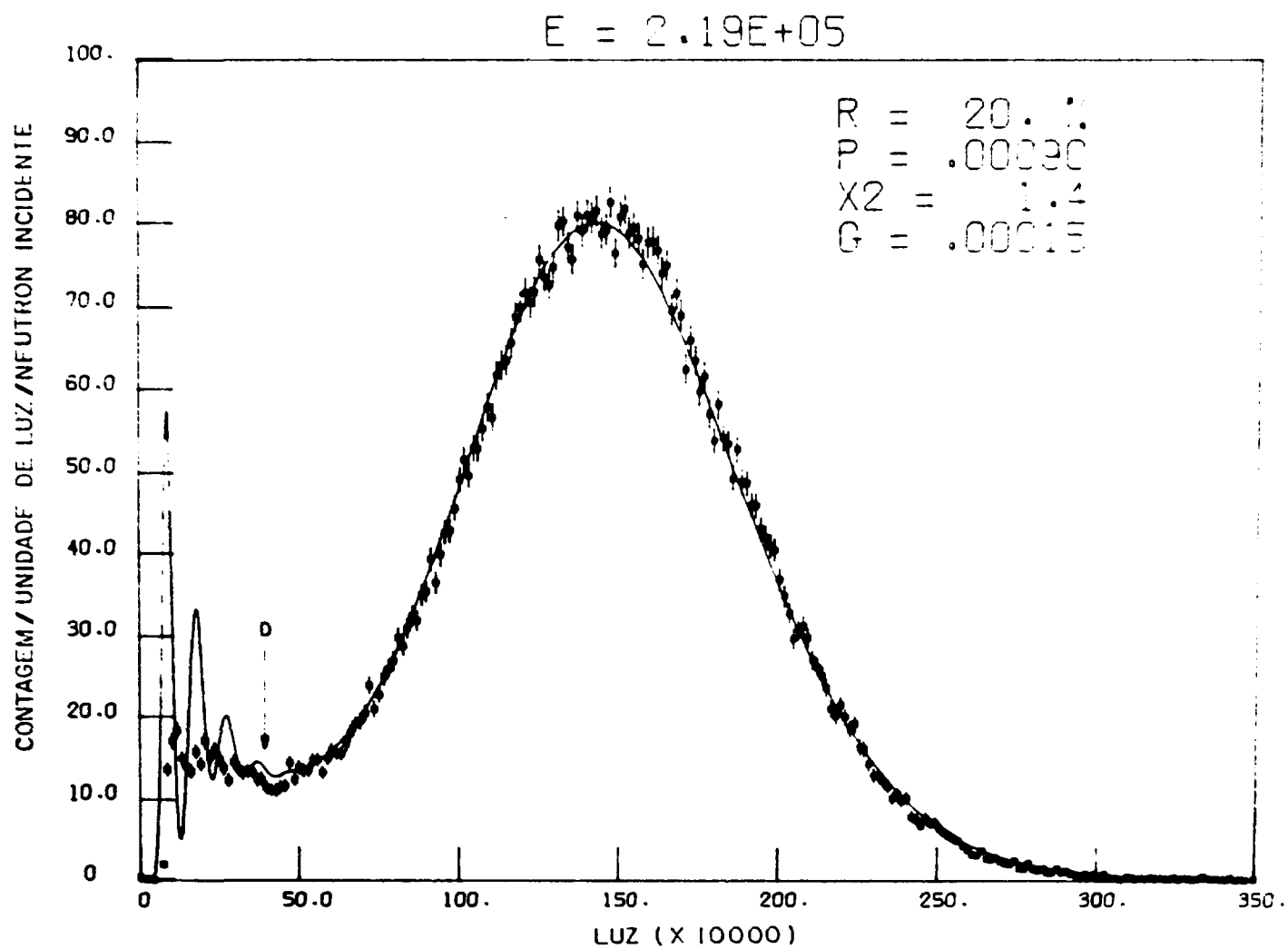


Figura 3.27 — Espectro de altura de pulso e ajuste teórico de espectro para nêutrons de 219 KeV. (NE110 de 10 cm x 6,6 cm)

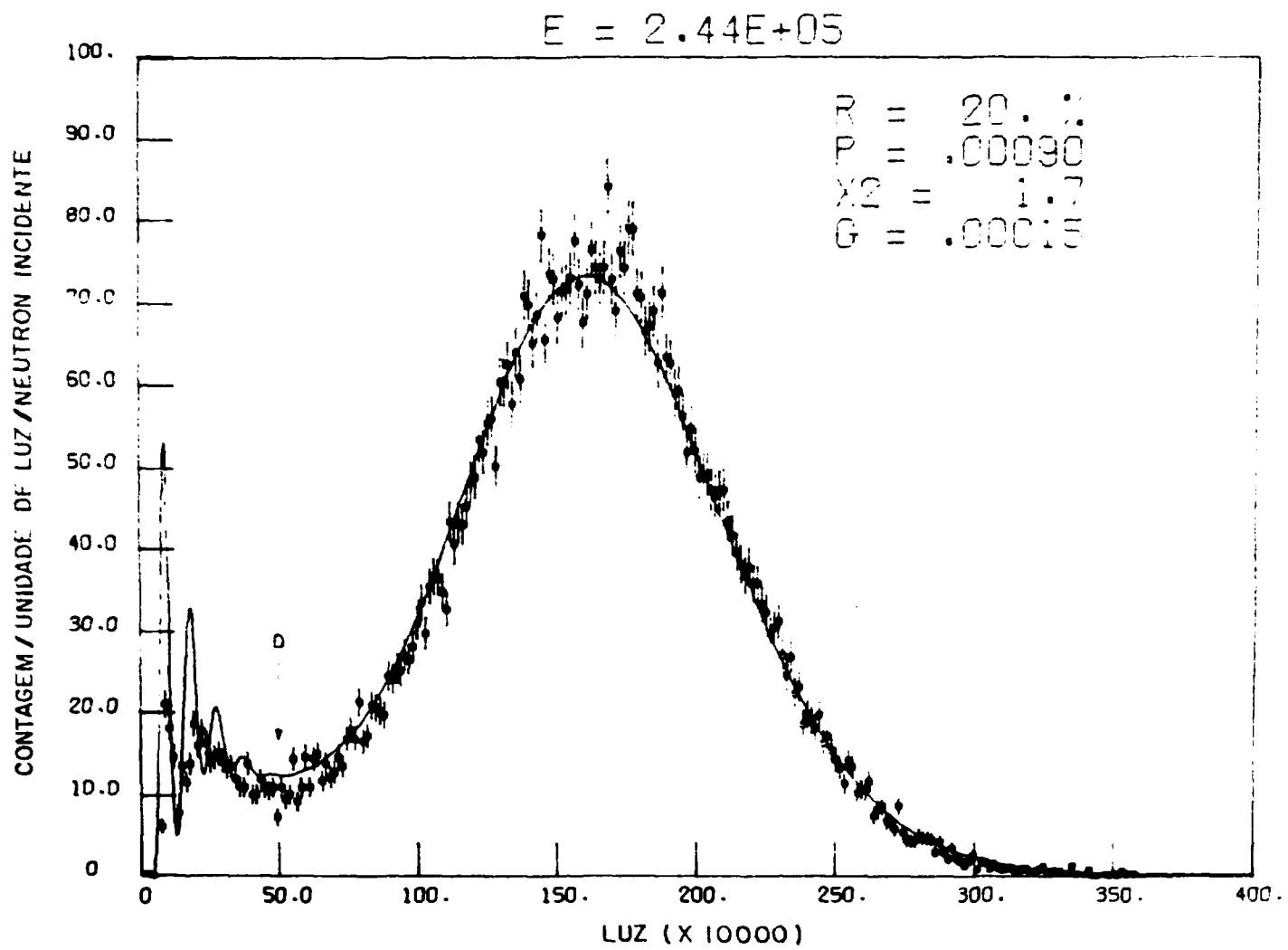


Figura 3.28 — Espectro de altura de pulso e ajuste teórico de espectro para nêutrons de 244 KeV. (NE110 de 10 cm x 6,6 cm)

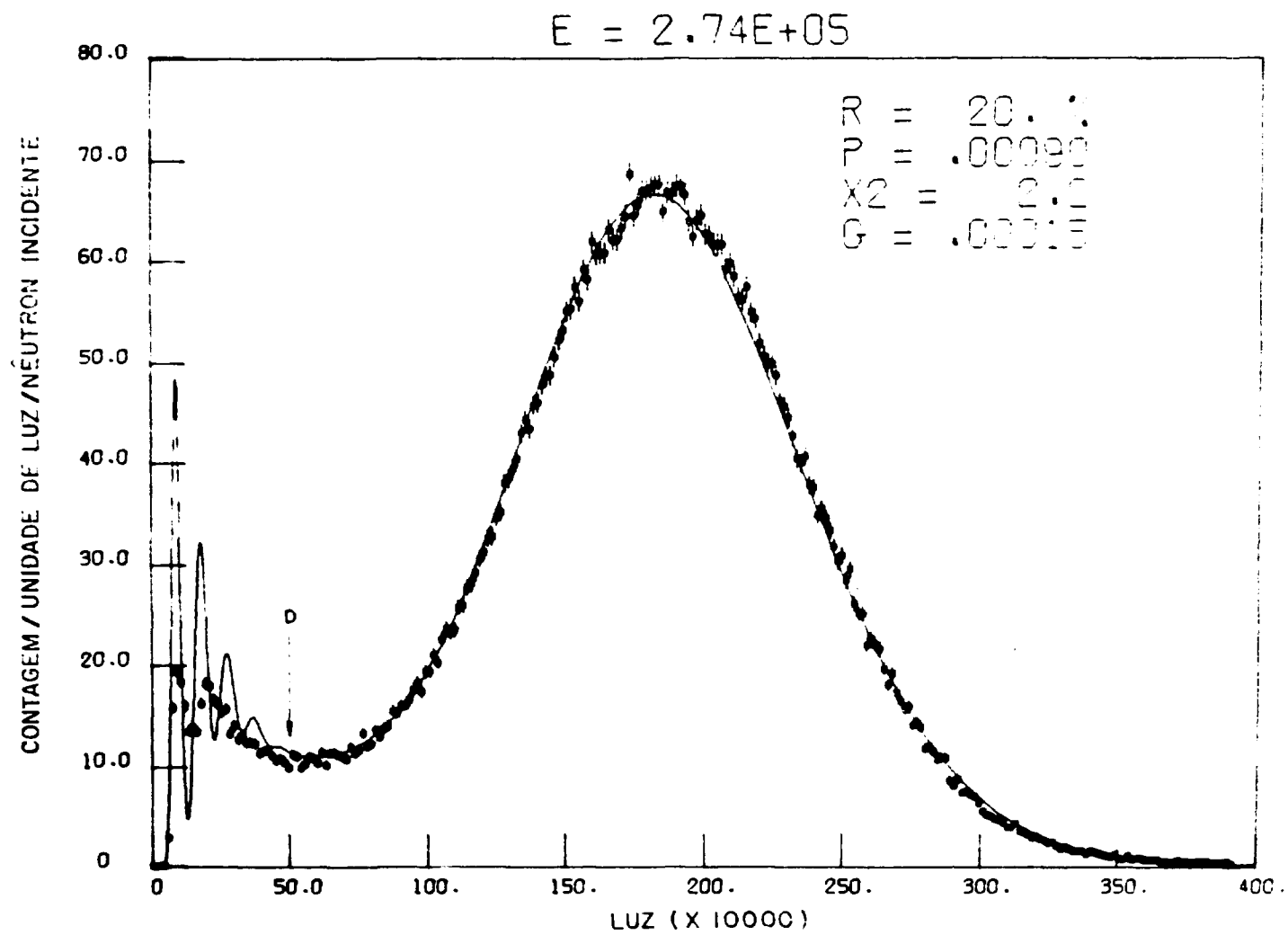


Figura 3.29 — Espectro de altura de pulso e ajuste teórico de espectro para nêutrons de 274 KeV. (NE110 de 10 cm x 6,6 cm)

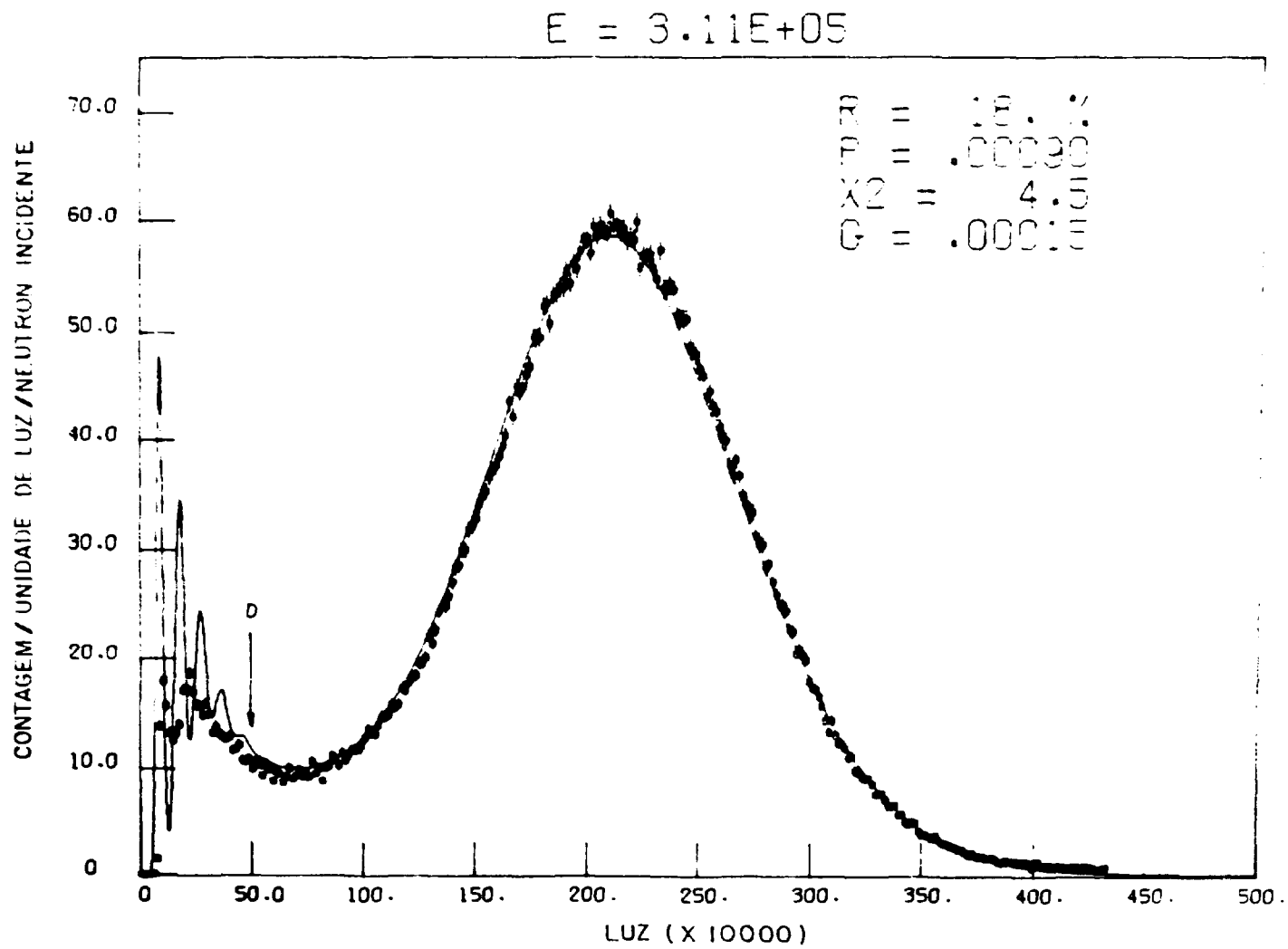


Figura 3.30 — Espectro de altura de pulso e ajuste teórico de espectro para nêutrons de 311 KeV. (NE110 de 10 cm x 6,6 cm)

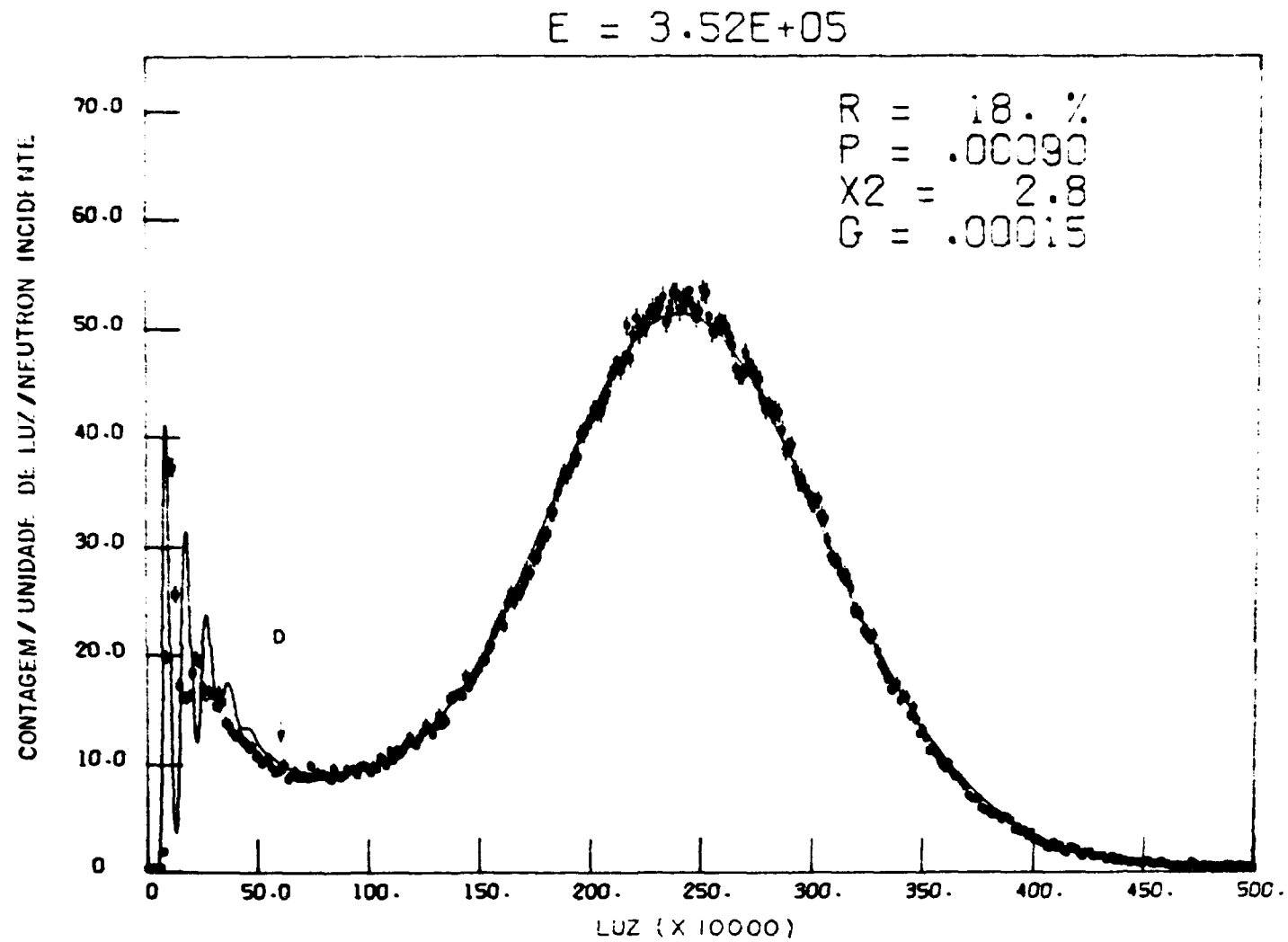


Figura 3.31 - Espectro de altura de pulso e ajuste teórico de espectro para nêutrons de 352 KeV. (NE110 de 10 cm x 6,6 cm)

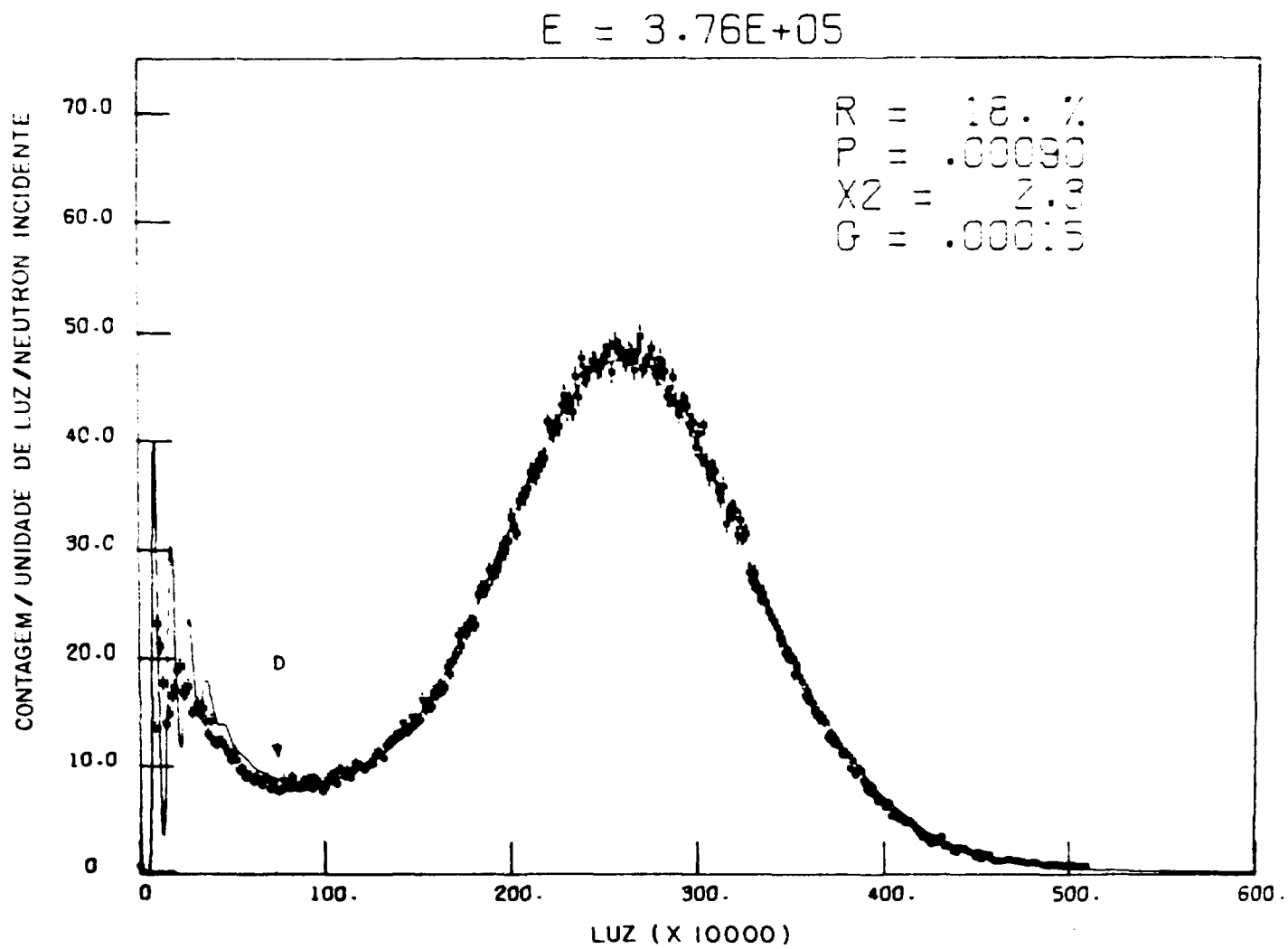


Figura 3.32 — Espectro de altura de pulso e ajuste teórico de espectro para nêutrons de 376 KeV. (NE110 de 10 cm x 6,6 cm)

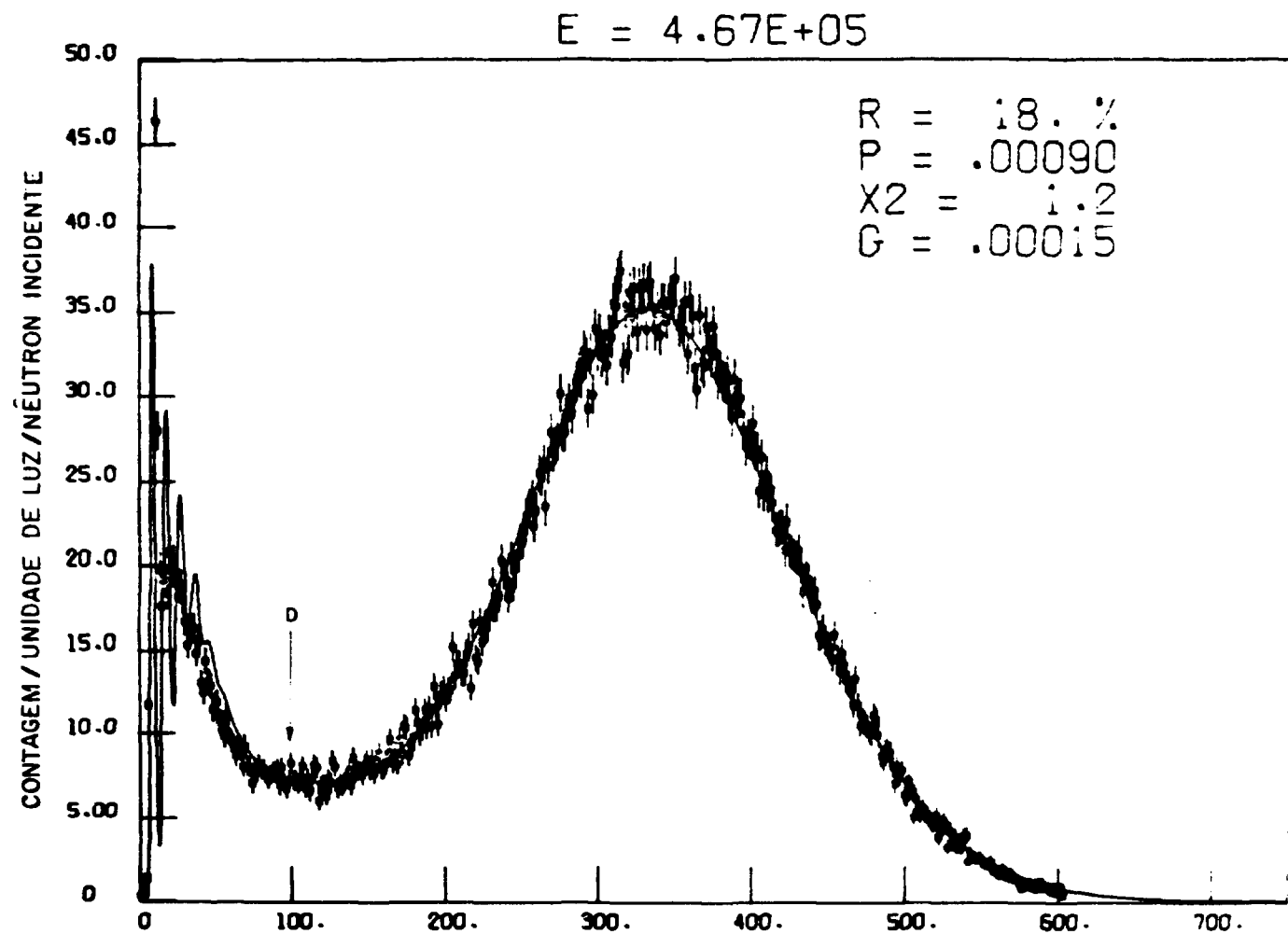


Figura 3.33 — Espectro de altura de pulso e ajuste teórico de espectro para nêutrons de 467 KeV. (NE110 de 10 cm x 6,6 cm)

ϵ_D é a fração do espectro calculada acima do nível de discriminação D.

ϵ_i é a eficiência calculada ao nível de discriminação igual a zero.

Estas eficiências foram assim definidas porque na experiência a 30 m foram determinados somente espectros de tempo de voo e não de altura de pulso. Portanto, dispunha-se somente da contagem total, C_T , que foi calculada integrando-se as contagens sob as janelas no espectro de tempo de voo.

As eficiências ϵ_T foram calculadas numa experiência separada onde se determinaram os espectros de altura de pulso para cada uma das janelas de energia.

A fluência de nêutrons para cada grupo de energia foi calculada pela relação:

$$\phi_m = \frac{C_{T_m}}{\epsilon_{T_m} A}$$

onde

C_{T_m} é a contagem integrada sob a janela m no espectro de tempo de voo.

ϵ_{T_m} é a eficiência calculada para o grupo de energia m.

A é a área de incidência do feixe de nêutrons no cintilador.

Nota-se na Tabela III.6-b que a eficiência ϵ_T cai muito lentamente com a energia. Os valores desta tabela foram colocados em gráfico, que é visto na Figura 3.34. Como o seu comportamento é aproximadamente linear, traçou-se a reta média por estes pontos e considerou-se os pontos sobre a reta como os valores mais corretos.

Uma vez que ϵ_T foi calculada a um nível de discriminação constante (nível eletrônico) o seu comportamento é decrescente com a energia do mesmo modo como acontece com a eficiência calculada a nível zero.

A reta da Figura 3.34 foi calculada por ajuste por mínimos quadrados e é representada por:

$$\epsilon_T = (2,4 \pm 1,5) 10^{-5} E + (0,9566 \pm 0,0040)$$

onde

ϵ_T é a eficiência ajustada

E é a energia do nêutron em KeV.

O erro na eficiência, calculado pelos erros nos parâmetros da reta ajustada é da ordem de 0,5% no intervalo de 100 à 500 KeV.

Por segurança estimou-se um limite superior igual a 1% para o erro nas eficiências calculadas para o NE110.

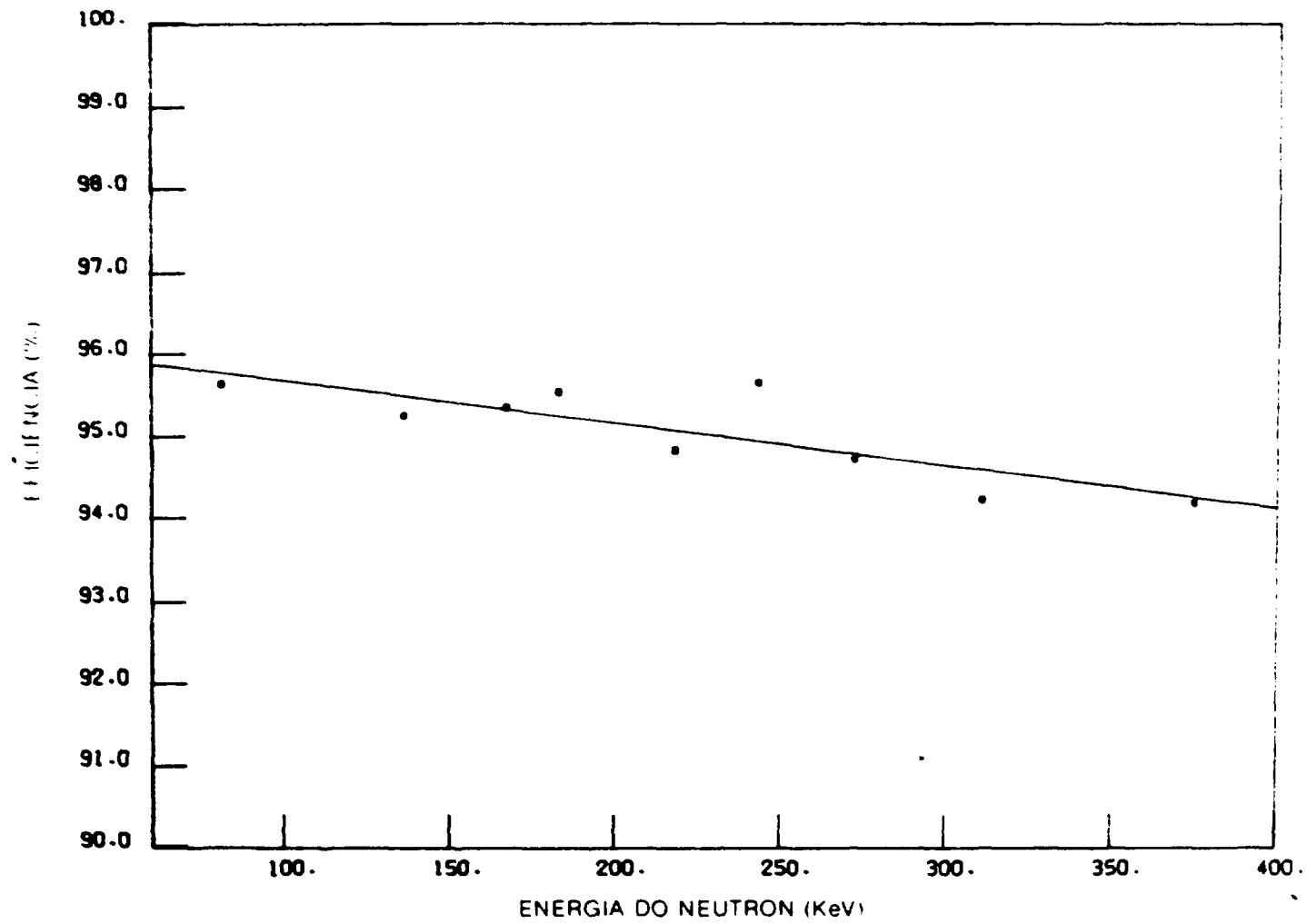


Figura 3.34 – Variações da eficiência do NE110 de 10 cm por 6,6 cm com a energia do nêutron

IV – CINTILADOR DE LI-VIDRO

IV.1 – Considerações Gerais

Numa experiência onde se visa a determinação absoluta do número de reações induzidas do tipo ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$, duas dificuldades devem ser levadas em conta. Uma por causa do curto alcance das partículas emitidas, alfa e trítio, e outra por causa da anisotropia na sua distribuição angular. Essas dificuldades são difíceis de serem contornadas quando se trabalha com um detector externo à amostra de lítio pois, nesse caso, ocorrem problemas de auto absorção que impõem um limite na quantidade de lítio a ser utilizada. Ao mesmo tempo, sendo a eficiência geométrica inferior a 100%, torna-se necessário a aplicação de correções para considerar-se a anisotropia da distribuição angular das partículas. Por essa razão, cintiladores de Li-vidro mostraram ser extremamente convenientes na experiência presente. Nestes detectores, a amostra de ${}^6\text{Li}$ se encontra misturada homogeneamente no cintilador de vidro e as partículas alfa e trítio são detectadas com geometria 4π . Em princípio não existe limite para a massa total de lítio, pois pode-se trabalhar com detectores espessos. Cintiladores contendo uma massa de lítio equivalente a 250 mg/cm^2 podem ser facilmente fabricados.

Cintiladores de Li-vidro vem sendo amplamente utilizados na monitoração de nêutrons como pode ser visto na literatura⁽¹⁾ e provaram ser particularmente úteis em experiências que envolvem técnica de tempo de voo, apresentando tempo de resolução inferior a 4 nseg.

O cintilador de Li-vidro é constituído, tipicamente por SiO_2 , Li_2O e CeO_3 onde o cério é o elemento ativador e a detecção é feita pelas partículas alfa e trítio emitidas na reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$. Esta reação é exotérmica com Q igual a 4,76 MeV e esta energia, somada à energia do nêutron, é repartida entre as partículas. Encontram-se na literatura⁽³⁷⁾ valores calculados para o alcance destas partículas no vidro e que são iguais a $\sim 7 \mu\text{m}$ para a partícula alfa e $\sim 40 \mu\text{m}$ para o trítio. Como estas partículas são de energia alta, o pulso de luz produzido é alto, resultando numa ótima relação entre sinal e ruído e numa alta eficiência de detecção. Uma outra vantagem que ele apresenta é a sua baixa sensibilidade à radiação gama. Aliada a estas considerações, desfruta-se da vantagem de o cintilador ser constituído por vidro, que tem ótimas propriedades ópticas e pode ser trabalhado facilmente para dar forma e tamanho conveniente.

Estes cintiladores podem ser obtidos comercialmente, em espessuras que vão desde 0,5 mm até 25 mm. A concentração em massa de lítio varia entre 2% e 8% e, em geral, é empregado lítio enriquecido a 95% no isótopo ${}^6\text{Li}$. Eficiências de detecção superiores a 90% podem ser alcançadas com esses cintiladores para nêutrons térmicos, onde a seção de choque (n,α) é alta ($\sigma_0 = 936\text{b}$) e predomina sobre as dos outros componentes do vidro. Para energias acima da região térmica as seções de choque de espalhamento pelos outros componentes começam a se tornar importantes e o cálculo da eficiência passa a exigir correções para espalhamento múltiplo. Obviamente estas correções aumentam com a espessura do vidro. Como a eficiência é função da massa de lítio e, conseqüentemente da espessura do cintilador, vê-se que ela fica limitada pela precisão com que se consegue calcular as correções para espalhamento múltiplo. Na região em torno de 400 KeV, por exemplo, a ressonância de espalhamento pelo oxigênio torna esse cintilador extremamente inconveniente. Cálculos por processo de Monte Carlo mostram que nessa região a contribuição dada por nêutrons espalhados é de 20% para cintiladores de apenas 1 mm de espessura.

Tendo em vista a minimização das correções para espalhamento múltiplo escolheu-se cintiladores de 1 mm de espessura para a experiência aqui apresentada.

Empregaram-se cintiladores tipo NE912 fabricados pela Nuclear Enterprises com as dimensões de 1 mm de espessura e 25,4 mm de diâmetro e com uma densidade superficial de Li de $\sim 18 \text{ mg/cm}^2$. As características deste cintilador são dadas na Tabela IV.1-a.

Um outro cintilador, com espessura de 12,7 mm e com 11,4 mm de diâmetro foi empregado como monitor de fluxo de nêutrons. As características deste detector são semelhantes às dadas na

Tabela IV.1-a. A densidade superficial de ${}^6\text{Li}$ neste caso foi de $\sim 230 \text{ mg/cm}^2$.

Tabela IV.1-a

Características do Cintilador Li-Vidro (NE912)

densidade	$2,55 \text{ g/cm}^3$
índice de refração	1,55
comprimento de onda de emissão máxima	3970Å
resolução para interação com nêutrons térmicos	20 à 30%
atividade do "background" alfa por 100 g de vidro	20 d.p.m.
percentagem de lítio (em massa)	7,7% de lítio enriquecido a 95% em ${}^6\text{Li}$
relação dos componentes (em átomos por cm^3):	${}^6\text{Li} - 1,97 \times 10^{22}$ ${}^7\text{Li} - 0,1 \times 10^{22}$ $\text{O} - 4,895 \times 10^{22}$ $\text{Si} - 1,90 \times 10^{22}$ $\text{Ce} - 0,04 \times 10^{22}$

A quantidade de ${}^6\text{Li}$ em cada uma das amostras foi determinada experimentalmente, pois trabalhos prévios realizados por outros autores^(29,33) mostraram que as massas fornecidas pelo fabricante às vezes é incorreta.

Duas configurações geométricas foram empregadas na montagem dos cintiladores de 1 mm de espessura. Um deles foi acoplado a uma fotomultiplicadora RCA 4522, através de um guia de luz de quartzo de 3 mm de espessura. O esquema deste cintilador é visto na Figura 4.1. O outro cintilador de 1 mm foi montado em configuração de transmissão como mostra a Figura 4.2. Esta montagem deixa o cintilador livre de meios espalhadores ao redor. Foram utilizadas duas fotomultiplicadoras para se melhorar a eficiência de coleção de luz. As Figuras 4.3 e 4.4 mostram os espectros obtidos com estes cintiladores por irradiação com nêutrons de 274 KeV. A resolução do espectro com o cintilador em montagem livre foi de 38%, um pouco pior do que a da montagem sobre quartzo, que foi de 29%.

O cintilador de 12,7 mm de espessura empregado como monitor de nêutrons em uma das experiências, foi montado em configuração de transmissão como é visto na Figura 4.5. Utilizou-se uma fotomultiplicadora RCA 4522 e o acoplamento foi feito com auxílio de um guia de luz de quartzo.

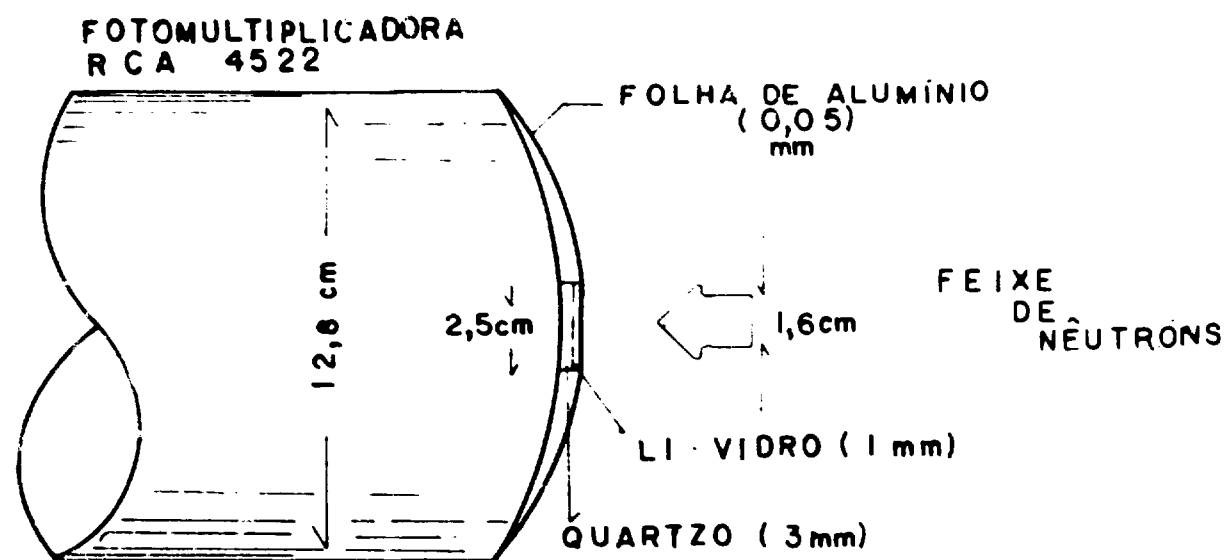


Figura 4.1 — Montagem do cintilador de Li-vidro de 1 mm de espessura sobre quartzo

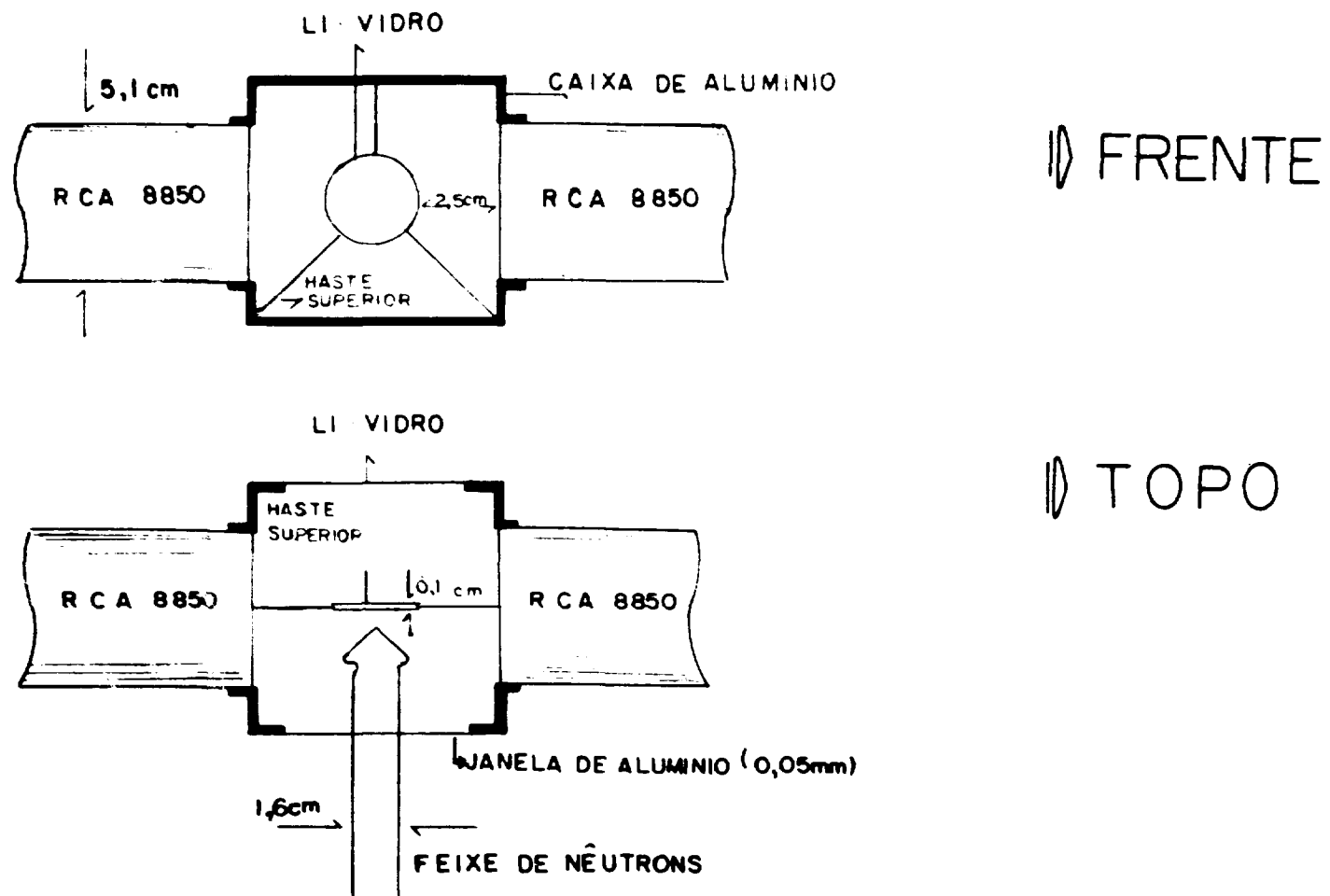


Figura 4.2 – Montagem do cintilador de Li-vidro de 1 mm de espessura (configuração de transmissão)

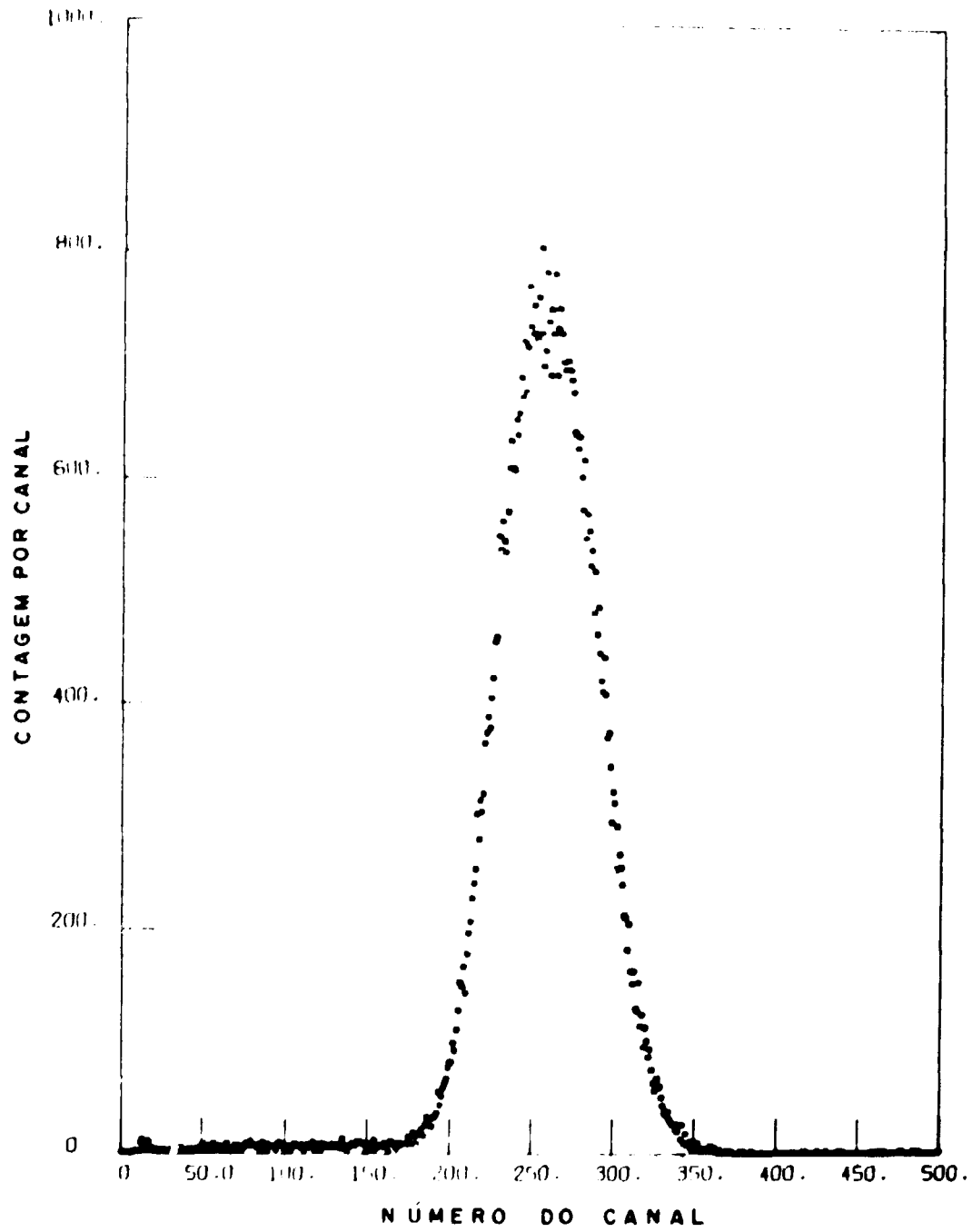


Figura 4.3 Espectros de altura de pulso obtido com o cintilador montado sobre quartzo pela interação com nêutrons de 274 KeV

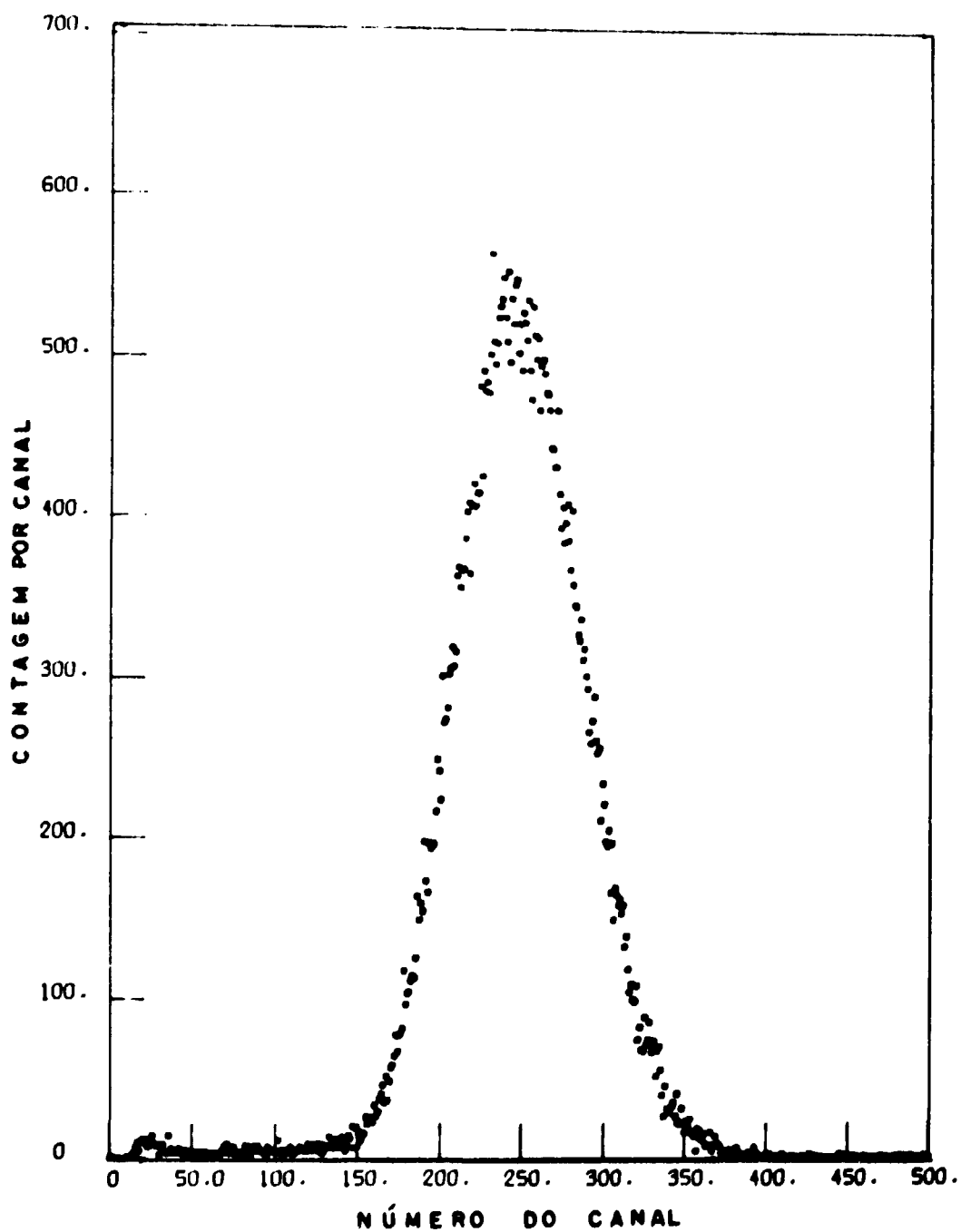


Figura 4.4 - Espectro de altura de pulso obtido com cintilador de transmissão pela interação com nêutrons de 274 KeV

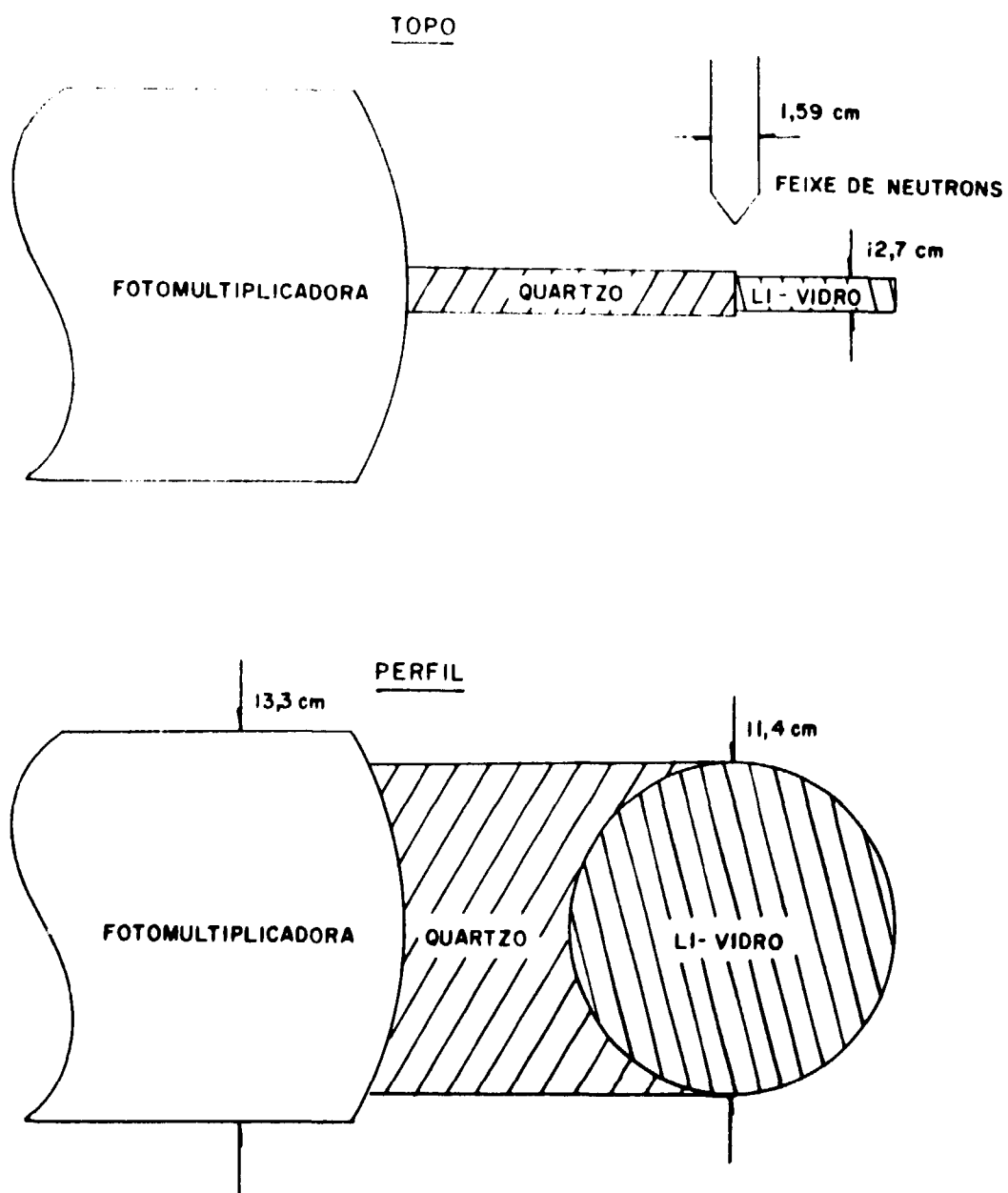


Figura 4.5 - Montagem do monitor de Li-vidro de 12,7 mm de espessura

A vedação óptica em todos os detectores foi feita com 2 folhas de alumínio de 0,025 mm de espessura cada uma.

IV.2 – Determinação do Conteúdo de ${}^6\text{Li}$ nos Cintiladores de Li-vidro

Cintiladores de Li-vidro foram utilizados por outros autores^(7,8,10,25) na determinação da secção de choque ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ acima de 10 KeV. Uma das causas apontadas para as discrepâncias encontradas entre os resultados da secção de choque foi a possível incerteza no conteúdo de ${}^6\text{Li}$ utilizado e que foi fornecido pelo fabricante, bem como a falta de uniformidade das amostras. Esses cintiladores são fabricados pela fundição de uma mistura de lítio, cério e silício, onde os conteúdos de cada um são obtidos por pesagem. Durante a fundição pode ocorrer perda de massa de lítio, o que justificaria a incerteza na massa final.

Para se evitar esta incerteza, o conteúdo de ${}^6\text{Li}$ bem como a sua distribuição espacial nos cintiladores foram determinados experimentalmente no presente trabalho.

O conteúdo de ${}^6\text{Li}$ foi determinado pelo método de transmissão de nêutrons de baixa energia. Na região de baixas energias (< 100 eV) a secção de choque para a reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ varia com o inverso da raiz quadrada da energia e é conhecida com precisão melhor que 1%. Na região abaixo de 100 eV as secções de choque dos outros elementos constituintes do vidro são aproximadamente constantes e são muito inferiores à secção de choque ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$, como pode ser visto pela Tabela IV.2-a. Assim, a secção de choque macroscópica total observada pode ser representada por:

$$\Sigma_T(E) = A + N\sigma_o \frac{\sqrt{E_o}}{\sqrt{E}} \quad (\text{IV.2-a})$$

onde:

$A = \sum_i \sigma_i N_i$ é a somatória de todas as secções de choque envolvidas que não sejam a do ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$

$N =$ número de átomos de ${}^6\text{Li}$ por cm^3

$\sigma_o =$ secção de choque para a reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ na energia de 0,0253 eV

$E_o = 0,0253$ eV

A transmissão de nêutrons na amostra da espessura d é dada por:

$$T(E) = e^{-\Sigma_T(E) d}$$

onde:

$d =$ espessura da amostra em cm

Tomando-se o logaritmo desta expressão e usando a expressão IV.2-a têm-se:

$$\ln T(E) = -Ad - N \frac{\sigma_o \sqrt{E_o}}{\sqrt{E}} d \quad (\text{IV.2-b})$$

Tabela IV.2-a

Valores das Secções de Choque dos Constituintes do Li-Vidro na Região Térmica

elemento	n átomos/cm ³ (x 10 ⁻²⁴)	σ_a (barns)	σ_s (barns)	$n\sigma_a$	$n\sigma_s$
⁶ Li	0,0197	148,8	0,76	2,93	1,50 10 ⁻²
⁷ Li	0,001	0,036	1,1	3,6 10 ⁻⁵	1,1 10 ⁻³
O	0,04895	0,43 10 ⁻⁵	3,8	2,1 10 ⁻⁷	1,86 10 ⁻¹
Si	0,0190	0,026	2,0	4,9 10 ⁻⁴	3,8 10 ⁻²
Ce	< 0,0004	0,10	4,7	4,0 10 ⁻⁵	< 1,9 10 ⁻³

σ_a é a secção de choque de absorção para nêutrons de energia igual a 1 eV.

σ_s é a secção de choque de espalhamento para nêutrons térmicos e é aproximadamente constante até a energia de 100 eV.

Portanto, a variação de $\ln T(E)$ com $\frac{1}{\sqrt{E}}$ é uma reta e pelo coeficiente angular dessa reta determina-se o conteúdo de ${}^6\text{Li}$, N.

As medidas de transmissão foram realizadas no canal de irradiação a -90° (Figura 2.3) no percurso de vôo de 18 m. Os cintiladores a serem analisados foram colocados à distância de 9 m, medida a partir da fonte de nêutrons. As medidas de transmissão foram feitas com cintilador de Li-vidro de 12,7 mm de espessura colocado no percurso de vôo de 18 m (vide Figura 2.3).

Foi introduzido 2,54 cm de chumbo no feixe para atenuar-se a radiação de "γ flash". A base da fotomultiplicadora era construída de modo a permanecer fechada durante um intervalo de tempo determinado externamente. Este tempo foi fixado em 6 μseg a partir do início do pulso de nêutrons, eliminando-se assim o pulso do "γ flash". O fluxo de nêutrons foi monitorado com um detector BF_3 colocado próximo ao feixe, no percurso de 9 m. Foi feita análise de tempo de vôo para tempos inferiores a 40 nseg. As condições de operação do acelerador foram: 25 pulsos por seg, 40 nseg de largura de pulso e 1,5 KW de potência. O colimador de nêutrons foi colocado próximo à parede na distância de 8 m (Figura 2.3) e foram realizadas três séries de medidas: uma com colimador de 9,9 mm de diâmetro, outra com colimador de 15,88 mm de diâmetro e outra com colimador de 20,65 mm de diâmetro.

Foram levados em consideração dois tipos de "background":

- "background" γ proveniente da reação da captura $\text{H}(n,\gamma)$ no moderador. Este "background" decresce exponencialmente com o tempo, com uma meia vida igual a 18 μseg.
- "background" ambiente.

Estes "backgrounds" foram determinados de modo indireto com o uso de filtros convenientes. Para tanto, as medidas foram feitas na seqüência seguinte:

- feixe direto
- amostra de Li-vidro nº 1
- amostra de Li-vidro nº 2
- 7,6 cm de polietileno
- 0,73 cm de urânio
- 30 cm de ferro

O filtro de polietileno elimina os nêutrons do feixe permitindo a análise do "background" gama. O filtro de ferro elimina tanto a radiação gama como os nêutrons do feixe permitindo a medida do "background" ambiente. O urânio apresenta uma série de ressonâncias na região de baixas energias. Quando o feixe de nêutrons atravessa o filtro de urânio ele é absorvido nas regiões de ressonância formando-se, assim, janelas de "background". Por meio destas janelas estima-se o "background" de nêutrons do feixe.

O "background" foi obtido por ajustes dos espectros de tempo de vôo por curvas exponenciais. Ele foi inferior a 2% na região de energia abaixo de 15 eV.

Os valores do logaritmo da transmissão em função de $\frac{1}{\sqrt{E}}$ são vistos na Figura 4.6 para o caso

da amostra nº 2 e feixe de diâmetro igual a 15,88 mm. Nota-se que a curva tem comportamento linear e, assim, o conteúdo de ${}^6\text{Li}$ foi obtido pela relação:

$$Nd = \frac{\text{Coef. angular}}{\sigma_0 \sqrt{E_0}}$$

Aqui, o conteúdo Nd representa o número de átomos de ${}^6\text{Li}$ por cm^2 de amostra. O valor adotado para o produto $\sigma_0 \sqrt{E_0}$ foi 148,86, tirado do ENDF/B versão V (1977).

A Tabela IV.2-a mostra os valores do conteúdo de ${}^6\text{Li}$ nos cintiladores de Li-vidro de 1 mm, determinados pelo método aqui descrito. Nessa tabela vê-se que o conteúdo de ${}^6\text{Li}$ é ligeiramente maior no centro dos cintiladores. Na amostra nº 1 o valor do conteúdo diminui de 0,4% quando se passa do diâmetro de 9,906 mm para o diâmetro de 20,625 mm. A mesma análise para a amostra nº 2 mostra um decréscimo de 0,8%. Isto indica uma ligeira desuniformidade na distribuição de ${}^6\text{Li}$.

O conteúdo de ${}^6\text{Li}$ adotado para os cálculos da secção de choque ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ foi aquele determinado pelo feixe de diâmetro igual a 15,875 mm. Isto porque foi este, também, o diâmetro adotado nas experiências da determinação da secção de choque ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$.

A uniformidade das amostras foi analisada numa outra experiência onde fez-se a varredura do cintilador com um feixe colimado no diâmetro de 1,9 mm. O cintilador nº 1 da Tabela IV.2-a foi montado sobre a fotomultiplicadora como é visto na Figura 4.1. O cintilador nº 2 foi montado em configuração de transmissão como mostra a Figura 4.2. Fez-se a varredura pela contagem do número de reações (n,α) induzidas no cintilador. A análise foi feita ao longo de dois diâmetros transversais para cada um dos dois cintiladores. As condições de operação do acelerador foram idênticas à experiência anterior.

Fez-se a varredura em passos de 2,54 mm na maior parte da região analisada. A análise foi feita a dois parâmetros e uma das janelas foi colocada no pico do espectro de nêutrons térmicos entre 0,01 eV e 0,035 eV. Fez-se a integração do espectro de altura de pulsos para esta janela em cada uma das posições analisadas. Estas contagens foram normalizadas pelas contagens do monitor de BF_3 . Calculou-se a média entre todas as contagens e fez-se nova normalização dividindo-se cada uma das contagens pela contagem média. Estes resultados são vistos na Figura 4.7, 4.8 e 4.9, em função da posição do feixe relativa ao centro do cintilador. Nestas figuras as flechas indicam o diâmetro relativo do feixe de 1,6 cm. Nesta experiência não se fez determinação de "background". Pelas figuras 4.7 à 4.9 pode-se estimar o "background" ambiente pelas contagens obtidas com o cintilador colocado fora do feixe de nêutrons. Este "background" é da ordem de 3%.

A Figura 4.7 mostra a varredura ao longo do cintilador montado sobre quartzo. Pode-se observar uma uniformidade melhor do que 1,5% na região central do cintilador definida pelo diâmetro de 1,6 cm.

A Figura 4.8 mostra a varredura ao longo de um dos diâmetros do cintilador montado em transmissão. Pode-se observar uma uniformidade melhor do que 2% na região central.

A Figura 4.9 mostra a varredura ao longo do mesmo cintilador em um diâmetro perpendicular ao caso anterior. A uniformidade é melhor que 0,7% no centro e o conteúdo de ${}^6\text{Li}$ diminui em 2% numa das extremidades.

Este estudo mostra que a uniformidade de ${}^6\text{Li}$ ou Cério é melhor do que 2% em ambos os cintiladores. Pode-se considerar esta uniformidade satisfatória para efeito de cálculos de correção para espalhamento múltiplo. Ela mostra, também, que a uniformidade de distribuição do ativador de luz (Cério) é com certeza bem melhor do que 2%. Isto garante a uniformidade de eficiência de detecção das partículas alfa e trítio.

Tabela IV.2-a

Conteúdo de ${}^6\text{Li}$ nos Cintiladores de Li-Vidro de 1 mm

Diâmetro do feixe (mm)	${}^6\text{Li}$ no cintilador n.º 1		${}^6\text{Li}$ no cintilador n.º 2	
	(átomos/cm ²) $\times 10^{-24}$	erro %	(átomos/cm ²) $\times 10^{-24}$	erro %
9,906	$1,9055 \times 10^{-3}$	0,15	$1,8224 \times 10^{-3}$	0,14
15,875	$1,9027 \times 10^{-3}$	0,12	$1,8152 \times 10^{-3}$	0,11
20,625	$1,8986 \times 10^{-3}$	0,11	$1,8067 \times 10^{-3}$	0,13

Os erros mostrados foram calculados pelos desvios estatísticos das medidas.

Cintilador n.º 1 é o cintilador montado sobre o quartzo.

Cintilador n.º 2 é o cintilador empregado na montagem de transmissão.

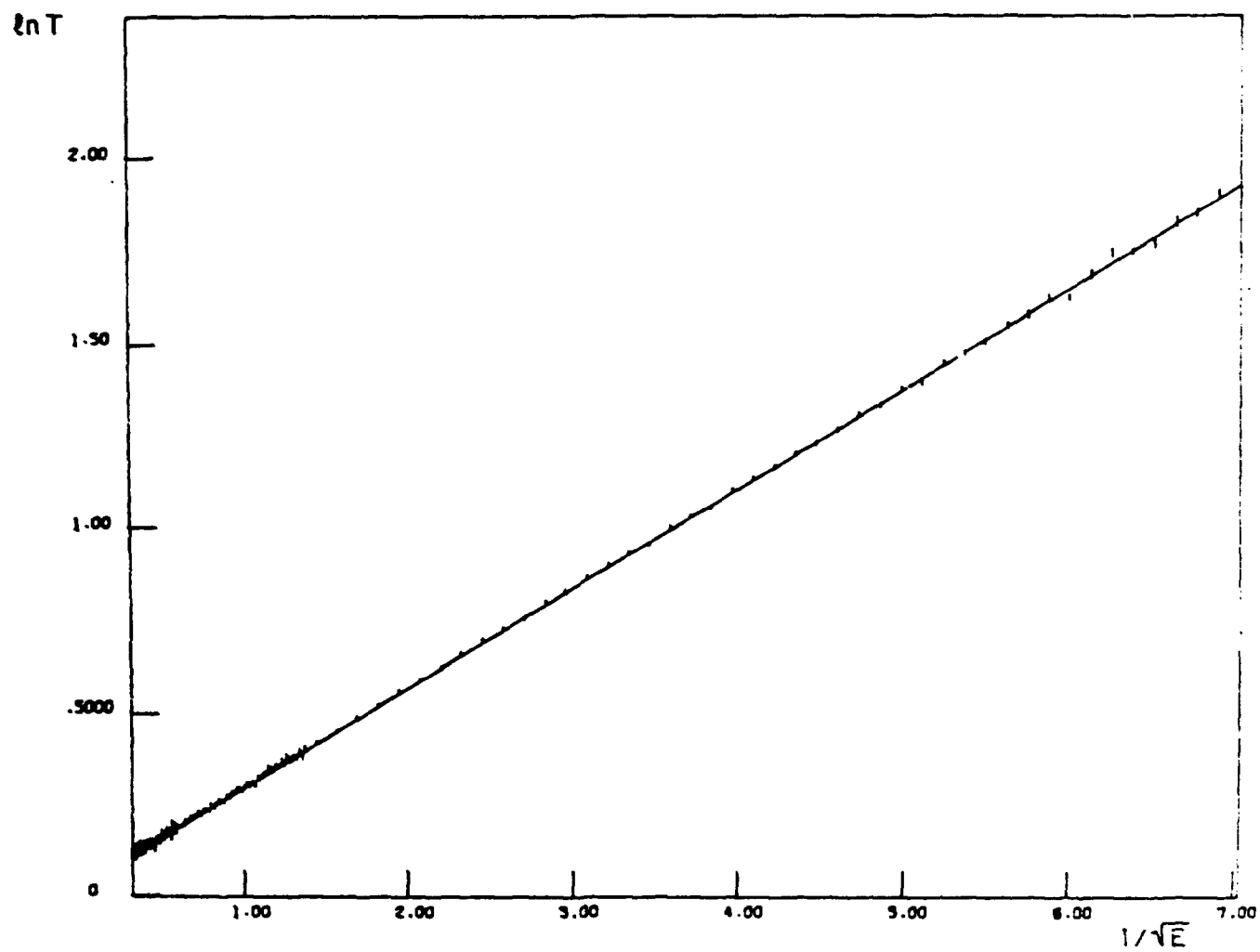


Figura 4.6 - Variação do $\ln T$ com $1/\sqrt{E}$ na amostra nº 2 e feixe de nêutrons de diâmetro igual a 15,875 mm. O intervalo de energia varia de 0,02 eV à 10 eV

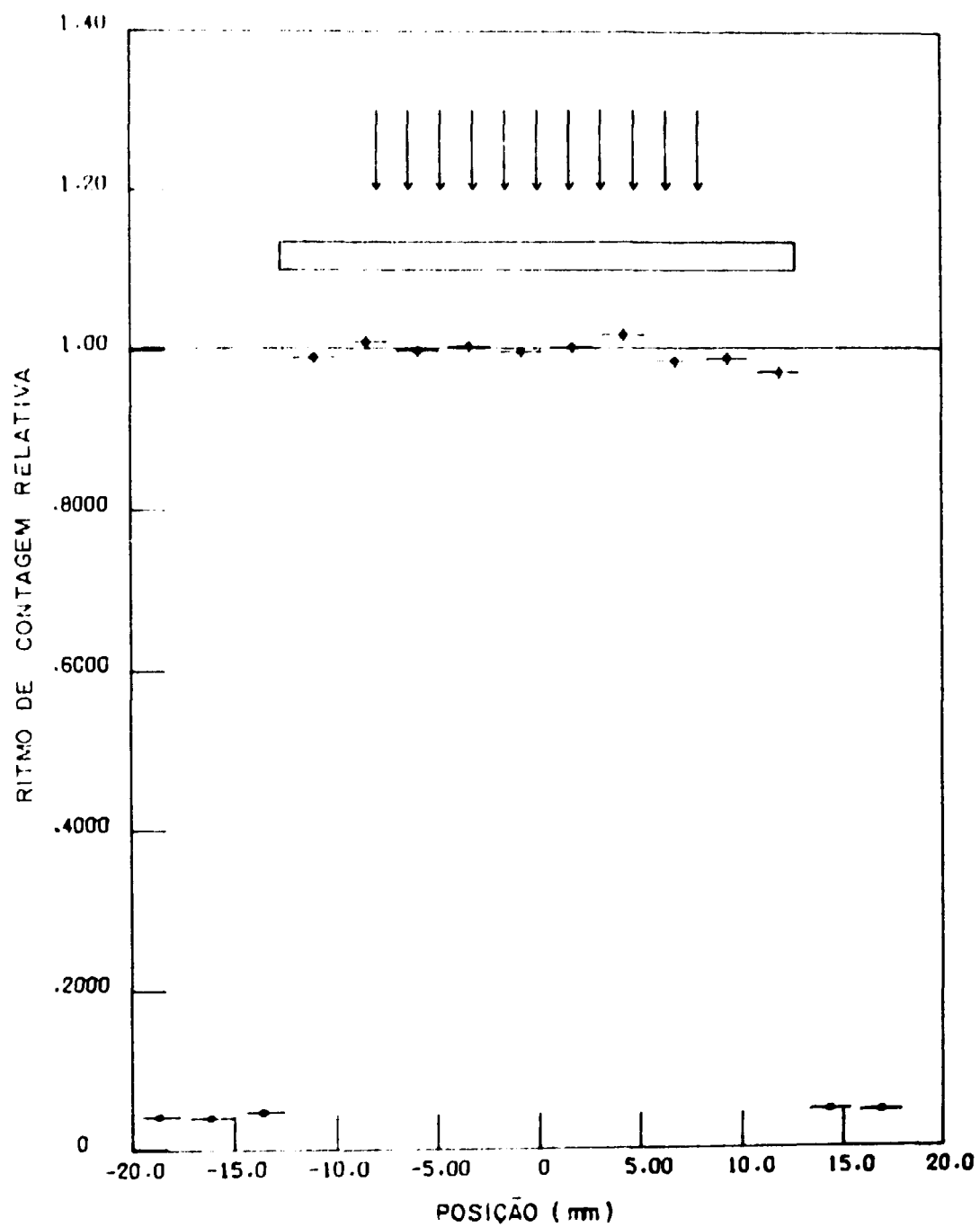


Figura 4.7 - Varredura do cintilador montado sobre quartzo (feixe de nêutrons colimado no diâmetro de 1,9 mm)

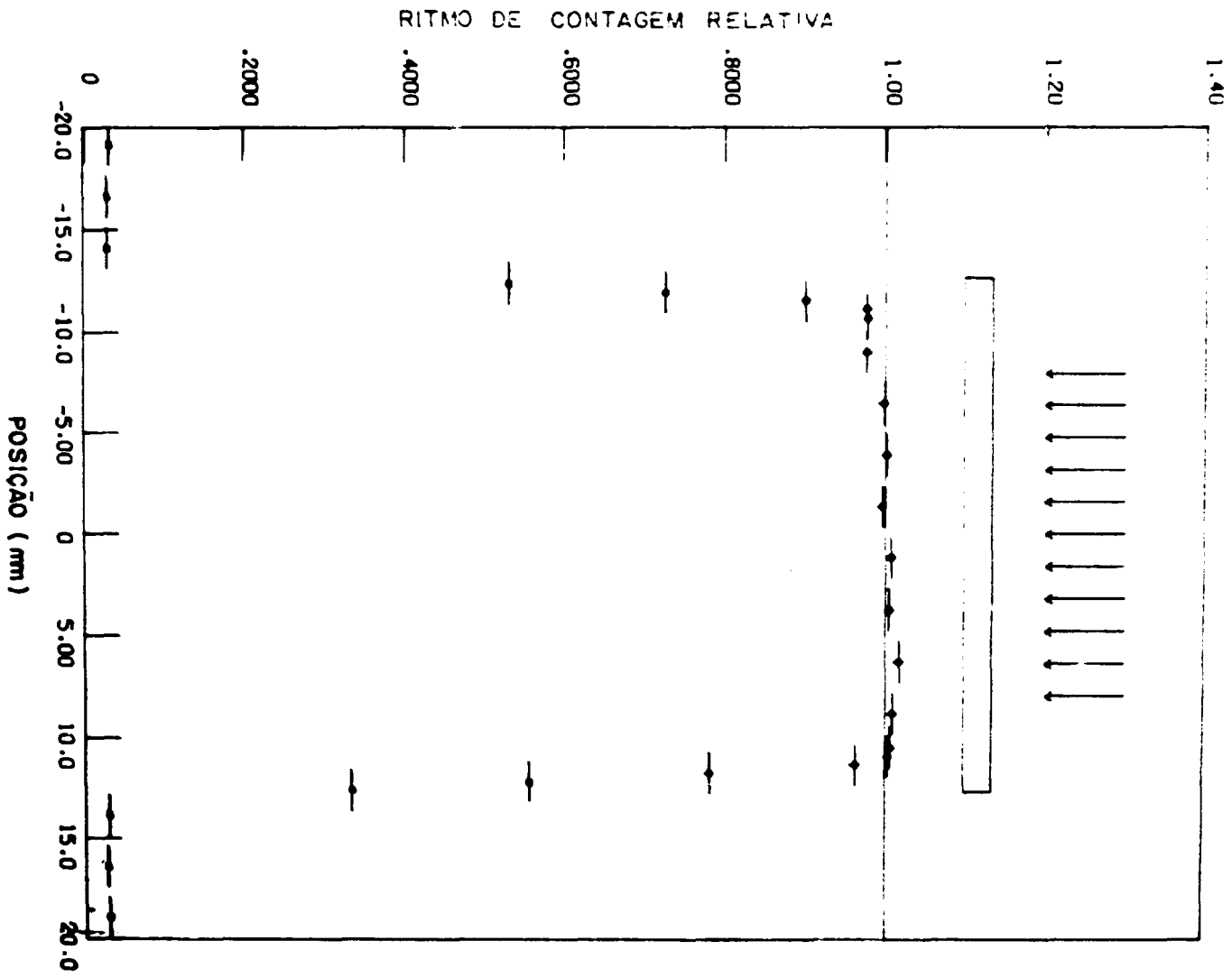


Figura 4.8 - Varredura do cintilador em montagem de transmissão (feixe de nêutrons colimado no diâmetro de 1,9 mm)

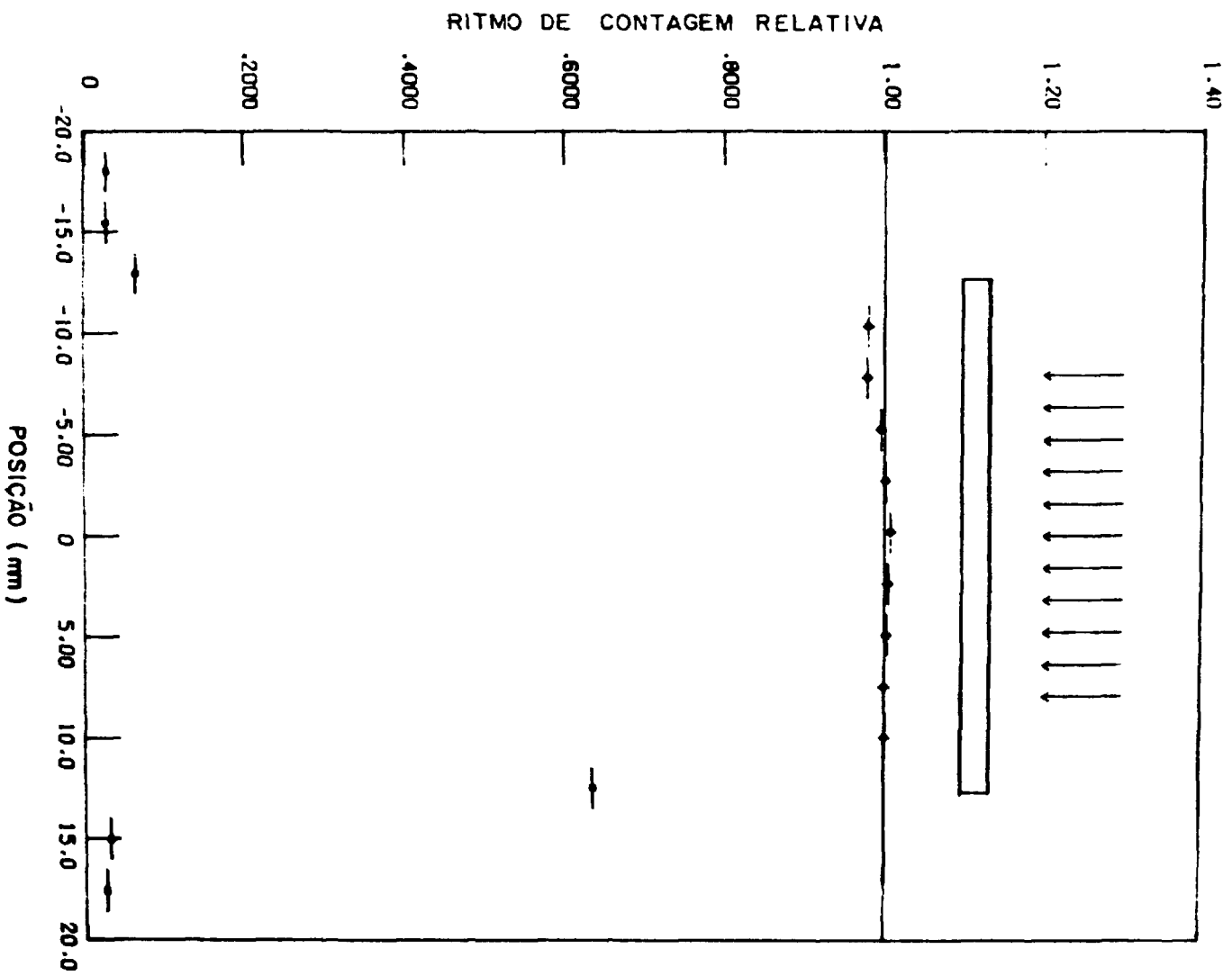


Figura 4.9 - Varredura do cintilador montado em transmissão (feixe de nêutrons colimado no diâmetro de 1,9 mm)

Quanto ao conteúdo de ${}^6\text{Li}$, a uniformidade deixa de ser crítica uma vez que esse conteúdo foi determinado, em particular, na região de incidência do feixe de nêutrons empregados na experiência.

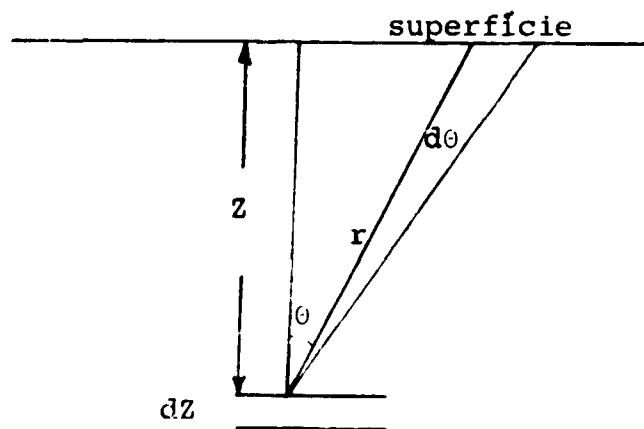
IV.3 – Determinação do Número de Reações (n,α) Induzidas no Li-vidro.

Uma vez que as partículas alfa e trítio provenientes da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ são emitidas dentro do próprio cintilador, elas só deixarão de produzir um sinal de luz se houver falhas na distribuição dos centros de ativação de luz. Mesmo se a reação ocorrer junto à superfície, a probabilidade de perda de contagem é desprezível pois, como as partículas são emitidas em direções quase que opostas, uma delas será detectada no caso em que a outra escapa pela superfície.

Portanto, se o sinal de luz coletado puder ser facilmente discriminado do ruído eletrônico, a eficiência de detecção será 100%. Esta condição é facilmente obtida com o cintilador de Li-vidro como pode ser visto pelos espectros das Figuras 4.3 e 4.4. Observa-se uma boa relação entre sinal e ruído. Existe uma fração de contagens, da ordem de 2%, na região abaixo do pico do espectro correspondendo a pulsos de baixa amplitude. Esta fração pode ser atribuída às partículas que são emitidas próximas à superfície e escapam sem perder toda sua energia no cintilador. Esta fração pode ser estimada teoricamente de modo simples ao se assumir que a distribuição angular das partículas é isotrópica no sistema de laboratório. Como o diâmetro do feixe de nêutrons (1,6 cm) é menor do que o diâmetro do cintilador (2,54 cm), não há perdas pela superfície lateral.

Pela figura abaixo, a fração do ângulo sólido, $\frac{d\Omega}{4\pi}$, definido no entorno do ângulo θ é dado por:

$$\frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi r^2 \sin\theta d\theta}{4\pi r^2} = \frac{1}{2} \sin\theta d\theta \quad (\text{IV.3-a})$$



O número de partículas emitidas por cm^2 no ângulo sólido $d\Omega$ e na fatia de espessura dz é dado por:

$$dN = n dz \frac{1}{2} \sin\theta d\theta \quad (\text{IV.3-b})$$

onde n é o número de partículas emitidas por cm^3 .

Chamando de $R_{\text{máx}}$ o alcance da partícula no cintilador, a condição para que ela escape pela superfície é dada por:

$$r < R_{\text{máx}}$$

Como $\cos\theta = \frac{z}{r}$, esta condição é equivalente a:

$$z < R_{\text{máx}} \quad 0 < \theta < \arccos \frac{z}{R_{\text{máx}}}$$

Portanto, o número total de partículas, N_s , que escapam pela superfície será dado pela integral:

$$N_s = \int_0^{R_{\text{máx}}} dz \int_0^{\arccos \frac{z}{R_{\text{máx}}}} \frac{n}{2} \sin\theta \, d\theta$$

$$N_s = \frac{n}{4} R_{\text{máx}} \quad (\text{IV.3-c})$$

O número de partículas que escapa pelas duas superfícies será:

$$N_2 = \frac{n}{2} R_{\text{máx}} \quad (\text{IV.3-c})$$

O número de partículas por cm^2 que está sendo emitido pelo cintilador de espessura ℓ é igual a:

$$N_g = n \times \ell \quad (\text{IV.3-e})$$

Portanto, a fração que escapa é dada por:

$$F = \frac{N_{2s}}{N_g} = \frac{R_{\text{máx}}}{2\ell} \quad (\text{IV.3-d})$$

Segundo considerações do Capítulo IV.1 pode-se considerar que o alcance das partículas é da ordem de $40\mu\text{m}$. A espessura do cintilador é igual a 1 mm e, portanto, a fração que escapa dada a expressão IV.3-d é:

$$F = \frac{40 \cdot 10^{-6}}{2 \times 1 \cdot 10^{-3}} = 2\%$$

Assim, a fração que escapa, calculada teoricamente, é da mesma ordem de grandeza do que a fração observada no início do espectro experimental.

No caso do cintilador de 12,7 mm de espessura, a fração teórica é igual a:

$$F = \frac{40 \cdot 10^{-6}}{2 \times 12,7 \cdot 10^{-3}} = 0,16\%$$

e a fração observada para início do espectro experimental foi inferior a 0,2%.

É válido, portanto, admitir-se que as contagens do início do espectro provêm das partículas que escapam do cintilador e o número total de partículas pode ser calculado, extrapolando-se o espectro para o nível zero de discriminação.

Fez-se extrapolação linear para o início do espectro e a fração do espectro extrapolada foi inferior a:

- 0,3% para o cintilador montado sobre a fotomultiplicadora.
- 0,5% para o cintilador montado em transmissão.
- 0,03% para o cintilador de 12,7 mm de espessura.

IV.4 – Determinação do Fator de Correção para Espalhamento Múltiplo

Quando nêutrons interagem num cintilador de Li-vidro, além da reação de interesse com o ${}^6\text{Li}$, podem ocorrer outras reações nos outros elementos constituintes do vidro. Destas, as mais importantes são as reações de espalhamento que tendem a aumentar, aparentemente, a eficiência de detecção. Assim sendo, o número de interações (n,α) observados é dado pela soma de duas contribuições: 1) uma fração que é obtida por processo de interação direta com o nêutron incidente e 2) uma fração que é obtida pela interação com nêutrons que sofreram espalhamento no cintilador ou meio ao redor.

A fração obtida pela interação direta é dada pela expressão:

$$\epsilon_o = (1 - e^{-\Sigma_T x}) \frac{\Sigma_\alpha}{\Sigma_T} \quad (\text{IV.4-a})$$

onde

Σ_T é a secção de choque macroscópica total.

Σ_α é a secção de choque macroscópica para a reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$.

x é a espessura do cintilador.

A expressão IV.4-a é uma boa aproximação para o cálculo da eficiência quando a secção de choque para a reação (n,α) for predominante. É o que ocorre com nêutrons de baixa energia. Em 1 eV, por exemplo, a secção de choque macroscópica de absorção é 10 vezes maior do que a de espalhamento. Em energias mais baixas esse fator é bem maior.

Na região acima de 50 KeV as secções de choque de espalhamento são da mesma ordem de grandeza das secções de choque de absorção. Neste caso a contribuição por espalhamento múltiplo deve ser levada em conta.

Esta contribuição foi obtida por cálculos teóricos empregando-se processo de simulação de Monte Carlo. Utilizou-se um programa de computador elaborado por W. E. Kinney⁽³⁸⁾. Este programa

calcula a fração de reações (n,α) consequentes da interação com nêutrons espalhados pelo Si, O e Li. Nestes cálculos foram empregadas as secções de choque fornecidas pelo Evaluated Nuclear Data File/Brookhaven, versão IV (ENDF/IV) e foram levadas em conta a distribuição angular do espalhamento, bem como a perda de energia no espalhamento. O programa calcula a contribuição por espalhamento que ocorre dentro do próprio cintilador bem como a que ocorre num meio adjacente. (por exemplo, quartzo e vidro da fotomultiplicadora).

Nestes cálculos foram utilizadas as densidades atômicas fornecidas pelo fabricante.

Tipicamente para o processamento de 10.000 histórias com o cintilador fino utilizou-se 1 min. de computador IBM360/91.

As correções para espalhamento múltiplo obtidas por esse programa são vistas na Tabela IV.4-a para alguns valores de energia entre 24 e 500 KeV. Nessa tabela, a fração de interação única S, é igual à razão:

$$S = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_0 + \epsilon_{\text{esp}}} \quad (\text{IV.4-b})$$

onde

ϵ_0 é a fração do número de interações (n,α) causadas por nêutrons não espalhados e calculada pela expressão IV.4-a.

ϵ_{esp} é a fração do número de interações (n,α) causadas por nêutrons espalhados.

A diferença $(1-S)$ vem a ser a contribuição por espalhamento múltiplo.

A Tabela IV.4-a, na 3a. coluna, mostra os resultados para o cintilador de 1 mm montado sobre condutor de quartzo (3 mm) e vidro do fototubo (2,7 mm).

A Tabela IV.4-a, na 2a. coluna mostra os resultados para o mesmo cintilador de 1 mm na ausência do guia de luz de quartzo e fototubo. Este sistema equivale ao cintilador montado em configuração de transmissão.

A Tabela IV.4-a, na 4a. coluna, mostra os resultados para o cintilador de 12,7 mm de espessura sem meio espalhador ao redor.

Pelos resultados dessa tabela nota-se que a contribuição por espalhamento múltiplo é muito grande nas proximidades da ressonância do oxigênio em 450 KeV. Como é difícil estimar-se a precisão neste tipo de cálculo, deve-se evitar essa região de energia.

Ainda por essa tabela nota-se que a contribuição por espalhamento múltiplo cresce consideravelmente quando o quartzo é introduzido no sistema. Para a energia de 244 KeV, por exemplo, a correção passa de 0,9480 à 0,8948, isto é, a contribuição por nêutrons espalhados é praticamente duplicada.

Os resultados da Tabela IV.4-a indicam claramente a inconveniência de se utilizar detectores espessos. Enquanto que para o cintilador de 1 mm, o valor da contribuição por espalhamento múltiplo varia de 4 à 12%, no cintilador de 12,7 mm ele varia de 25 à 55%.

Conforme foi visto nos capítulos anteriores, foram realizadas duas séries de medidas para a determinação da secção de choque da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$. Uma das séries empregou um cintilador de Li-vidro em montagem livre e a outra empregou um cintilador montado sobre a fotomultiplicadora por meio de um guia de luz de quartzo de 3 mm de espessura. Tendo em vista o efeito acentuado que os

Tabela IV.4-e

Resultado dos Cálculos Teóricos da Correção para Espalhamento Múltiplo, S, para
Cintiladores de Li-vidro com e sem Meio Espalhador ao Redor

Energia (KeV)	Li-vidro de 1 mm de espessura	Li-vidro de 1 mm de espessura + 3 mm de quartzo + 2,76 mm vidro	Li-vidro de 12 mm de espessura (livre)
24	—	0,8933	0,6928
82	0,9610	0,8990	0,6973
128	0,9642	0,9190	0,7492
137	0,9668	0,9229	0,7518
168	0,9603	0,9142	0,7247
184	0,9354	0,8582	0,6076
219	0,9533	0,8971	0,7073
244	0,9480	0,8948	0,6912
274	0,9222	0,8529	0,5934
311	0,8990	0,8007	0,5056
352	0,8968	—	—
376	0,8955	0,7624	0,4448
437	—	0,6670	—
467	0,8812	—	—
499	0,9275	0,8495	—

diâmetro do feixe incidente = 15,87 mm

diâmetro do detector de 12,7 mm de espessura = 114,30 mm

diâmetro do detector de 1 mm de espessura = 25,4 mm

nêutrons espalhados pelo quartzo introduziu nas medidas, decidiu-se averiguar experimentalmente a validade dos cálculos teóricos.

Utilizou-se nesta experiência, o feixe de nêutrons do canal de irradiação situado a 165° (Figura 2-1) com um percurso de voo de 30 m. O cintilador de 1 mm de espessura (Figura 4.2) montado em transmissão foi colocado no feixe seguido pelo cintilador montado sobre a fotomultiplicadora (Figura 4.1). A distância entre um cintilador e outro foi de 50 cm e o feixe de nêutrons foi colimado para um diâmetro de 1,6 cm. Fez-se a centralização dos cintiladores no feixe variando-se a posição relativa do cintilador na direção vertical e horizontal e observando-se as contagens.

Introduziu-se filtro de ferro no feixe e as medidas foram feitas nas janelas do ferro a dois parâmetros segundo método já descrito anteriormente. Fizeram-se medidas simultaneamente com os dois cintiladores.

O número de eventos (n,α) foi obtido por integração das contagens sob o espectro de altura de pulsos analisados para cada uma das janelas. Descontou-se o "background" pela técnica das janelas adjacentes.

Para o cintilador montado em transmissão, a contagem alfa é dada por:

$$C_t^m = N_t A \sigma^m \phi^m \frac{(\bar{T}_t^m)}{S_t^m} \quad (\text{IV.4-c})$$

onde

C_t^m é a contagem alfa observada na janela m.

N_t é o número de átomos de ${}^6\text{Li}$ por cm^2 contidos no cintilador de transmissão.

σ^m é a secção de choque para a reação (n,α) para nêutrons de energia correspondente a janela m.

ϕ^m é a fluência de nêutrons na janela m.

\bar{T}_t^m é o fator de correção para atenuação do fluxo de nêutrons no cintilador.

A é a área de incidência do feixe de nêutrons no cintilador

S_t^m é a fração de interação única no cintilador de transmissão.

o índice t refere-se ao cintilador de transmissão

o índice m refere-se à janela de tempo de voo (ou energia).

Para o cintilador montado sobre o quartzo a contagem alfa é dada por:

$$C_q^m = N_q \sigma^m \phi^m A T_t^m \frac{(\bar{T}_q^m)}{S_q^m} \quad (\text{IV.4-d})$$

onde

C_q^m é a contagem alfa observada na janela m.

N_q é o número de átomos de ${}^6\text{Li}$ por cm^2 contidos no cintilador montado sobre quartzo.

T_t^m é o fator de transmissão de nêutrons no cintilador montado em transmissão.

\bar{T}_q^m é o fator de correção para atenuação do fluxo de nêutrons no cintilador.

S_q^m é a fração de interação única no cintilador montado sobre quartzo.

Os fatores \bar{T}_q^m e \bar{T}_t^m nas expressões (IV.4-c) e (IV.4-d) são calculados por:

$$\bar{T}_m = \frac{(1 - e^{-\Sigma_m x})}{\Sigma_m x} \quad (\text{IV.4-e})$$

onde

Σ_m é a secção de choque macroscópica total para nêutrons de energia correspondente a janela m.

x é a espessura do cintilador.

Como os dois cintiladores têm espessuras muito próximas tem-se: $\bar{T}_q^m / \bar{T}_t^m = 1$

Dividindo-se a expressão (IV.4-c) pela (IV.4-d) e rearranjando os termos obtém-se:

$$\frac{S_q^m}{S_t^m} = \frac{C_t^m}{C_q^m} \frac{N_q}{N_t} T_t \quad (\text{IV.4-f})$$

O lado direito desta expressão contém somente grandezas medidas experimentalmente. Por meio desta expressão pode-se, portanto, comparar a razão de espalhamento múltiplo teórica, R_{teor} , com a razão de espalhamento múltiplo experimental R_{exp} , onde:

$$R_{\text{teor}} = \frac{S_q^m}{S_t^m} \quad (\text{IV.4-g})$$

$$R_{\text{exp}} = \frac{C_t^m}{C_q^m} \frac{N_q}{N_t} T_t \quad (\text{IV.4-h})$$

Na expressão (IV.4-h), N_q e N_t são valores das concentrações de ${}^6\text{Li}$ dadas no Capítulo IV.2. A transmissão T_t foi calculada por intermédio da transmissão medida em um cintilador de composição semelhante e de espessura igual a 12,7 mm. No intervalo de energia de 80 à 500 KeV a transmissão variou de 0,98 à 0,96.

A Tabela IV.4-b dá os valores de R_{teor} , calculados pelo programa de Monte Carlo, e de R_{exp} . Nesta tabela são vistos também os desvios entre R_{teor} e R_{exp} . Nota-se uma discrepância menor do que 3% para energia inferiores a 244 KeV, a discrepância cresce para 10% em 376 KeV nas proximidades da ressonância do oxigênio. Pode-se dar a este fato a explicação que segue.

Tabela IV.4-b

Comparação Entre a Razão de Espalhamento Teórico e Experimental

Energia (KeV)	R_{exp}	R_{teor}	$\frac{R_{exp} - R_{teor}}{R_{teor}}$
82	$0,907 \pm 0,024$	0,934	$-0,029 \pm 0,026$
128	$0,924 \pm 0,018$	0,9648	$-0,042 \pm 0,019$
137	$0,938 \pm 0,012$	0,9546	$-0,017 \pm 0,013$
168	$0,938 \pm 0,014$	0,9520	$-0,015 \pm 0,015$
184	$0,892 \pm 0,011$	0,9175	$-0,028 \pm 0,012$
219	$0,938 \pm 0,009$	0,9410	$-0,003 \pm 0,010$
244	$0,911 \pm 0,013$	0,9439	$-0,035 \pm 0,014$
274	$0,893 \pm 0,005$	0,9249	$-0,034 \pm 0,005$
311	$0,820 \pm 0,008$	0,8907	$-0,079 \pm 0,009$
376	$0,768 \pm 0,007$	0,8513	$-0,098 \pm 0,008$

Cintiladores empregados: Li-vidro de 1 mm de espessura em montagem livre e Li-vidro de 1 mm de espessura sobre quartzo.

Os erros mostrados foram calculados pelos desvios estatísticos das medidas.

Quando o espalhamento se dá no interior do próprio cintilador, a contribuição do nêutron espalhado na produção de uma reação (n,α) não depende, criticamente, da distribuição angular do espalhamento. Não acontece o mesmo se o espalhamento se dá num meio externo ao cintilador. Neste caso a contribuição por espalhamento múltiplo depende fortemente da distribuição angular do espalhamento de nêutrons nesse meio. O quartzo, onde o cintilador se apoia, é constituído por carbono e oxigênio, portanto o espalhamento é grande perto da ressonância do oxigênio. A distribuição angular do espalhamento de nêutrons pelo oxigênio não é conhecida com grande precisão e como o cálculo teórico depende desta distribuição, pode-se concluir que a razão teórica R_{teor} é pouco precisa na região de ressonância do oxigênio.

Pode-se concluir que o cálculo teórico para espalhamento múltiplo é bom no caso do cintilador montado em configuração de transmissão. Esta última conclusão foi reforçada experimentalmente por outra medida análoga à anterior, onde se substituiu o cintilador montado sobre quartzo por um cintilador grosso (12,7 mm) montado em configuração de transmissão. Utilizou-se, então, o mesmo canal de irradiação e o mesmo percurso de voo e o cintilador de 1 mm foi mantido no feixe seguido pelo cintilador de 12,7 mm. Neste caso, por raciocínio análogo ao anterior obtém-se:

$$R_{teor} = \frac{S_g^m}{S_t^m} \quad (IV.4-i)$$

$$R_{exp} = \frac{C_t^m N_g (T_g^m)}{C_g^m N_t (T_t^m)} T_t^m \quad (IV.4-j)$$

onde,

o índice g refere-se ao cintilador de 12,7 mm de espessura.

o índice t refere-se ao cintilador de 1 mm de espessura.

N_g é o conteúdo de ^6Li no cintilador de 12,7 mm de espessura.

\bar{T}_g^m é o fator de correção para atenuação do fluxo de nêutrons no cintilador de 12,7 mm.

as outras grandezas foram definidas anteriormente.

A Tabela IV.4-c mostra os valores de R_{teor} e R_{exp} , bem como a razão entre R_{exp} e R_{teor} . Como o valor esperado para esta razão é igual a 1 vê-se pela 4a. coluna da Tabela IV.4-c que o desvio entre R_{exp} e R_{teor} é menor do que 6% no intervalo de 128 a 274 KeV. Nessa região, a contribuição por espalhamento no cintilador de 1 mm ($1-S_t$), varia de 4 a 8% como pode ser visto na Tabela IV.4-a, enquanto que a contribuição por espalhamento no cintilador de 12,7 mm varia de 25 a 40%. Daqui se conclui que os desvios entre R_{exp} e R_{teor} indicam essencialmente os desvios da correção teórica de espalhamento no cintilador grosso. Supondo-se que o desvio cresce linearmente com a contribuição por espalhamento, ($1-S$), é possível estimar-se o erro da correção teórica no cintilador de 1 mm. O erro assim estimado é inferior a 1% para o cintilador de 1 mm no intervalo de 128 a 274 KeV. Para as outras energias o erro é inferior a 1,5%.

As correções teóricas para o cintilador de 1 mm foram também comparadas com as de outros autores^(39,40) e mostraram ótimo acordo.

Portanto, conclui-se que as correções de Monte Carlo, S_t , são satisfatórias para o cintilador em montagem de transmissão. Como as correções para o cintilador montado sobre quartzo, S_q , não foram satisfatórias e como se determinou experimentalmente a razão S_q/S_t , a correção para o cintilador sobre quartzo foi obtida pela relação:

$$S_q = R_{exp} \times S_t$$

Tabela IV.4-c

Comparação Entre a Razão de Espalhamento Teórica e Experimental

Energia (KeV)	R_{exp}	R_{teor}	R_{exp}/R_{teor}
82	$0,808 \pm 0,030$	0,7256	$1,11 \pm 0,04$
128	$0,783 \pm 0,020$	0,7770	$1,01 \pm 0,03$
137	$0,813 \pm 0,015$	0,7777	$1,04 \pm 0,02$
168	$0,767 \pm 0,015$	0,7547	$1,02 \pm 0,02$
184	$0,674 \pm 0,011$	0,6496	$1,04 \pm 0,02$
219	$0,765 \pm 0,010$	0,7419	$1,03 \pm 0,01$
244	$0,775 \pm 0,014$	0,7291	$1,06 \pm 0,02$
274	$0,665 \pm 0,005$	0,6435	$1,03 \pm 0,01$
311	$0,607 \pm 0,006$	0,5624	$1,08 \pm 0,01$
376	$0,498 \pm 0,007$	0,4967	$1,00 \pm 0,01$

Cintiladores empregados: Li-vidro de 1 mm de espessura e Li-vidro de 12,7 mm de espessura (montagem livre).

Os erros mostrados foram calculados pelos desvios estatísticos das medidas.

V – ANÁLISE DE DADOS

V.1 – Análise de Dados no Percurso de 80 m

Como já foi descrito nos capítulos anteriores, as medidas no percurso de 80 m foram feitas empregando-se os seguintes detectores:

- cintilador de Li-vidro de 1 mm de espessura montado sobre a fotomultiplicadora. Este cintilador foi empregado na determinação do número de reações (n,α) induzidas no ${}^6\text{Li}$.
- cintilador NE110, empregado na determinação da fluência de nêutrons.
- cintilador de Li-vidro de 12,7 mm de espessura usado como monitor de nêutrons.

A secção de choque ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ foi determinada através da expressão:

$$\sigma_i = \frac{1}{Nd} \frac{C_i^\alpha S_i^\alpha \epsilon_i M_i^n}{M_i^\alpha \bar{T}_i C_i^n} \quad (\text{V.1-a})$$

onde,

- o índice i refere-se ao grupo de energia definido pela janela i
- Nd é o conteúdo de ${}^6\text{Li}$ no cintilador de 1 mm de espessura dado na Tabela IV.2-a, dado em átomos de ${}^6\text{Li}$ por cm^2
- C_i^α é a contagem integrada no espectro de altura de pulsos do cintilador de Li-vidro conforme método descrito no Capítulo IV.3
- M_i^α é a contagem integrada no espectro de altura de pulsos do monitor acumulada durante a contagem C_i^α
- \bar{T}_i é a correção para atenuação do feixe de nêutrons no cintilador de Li-vidro de 1 mm de espessura
- C_i^n é a contagem integrada acima do nível de discriminação D no espectro de altura de pulsos do cintilador NE110
- ϵ_i é a eficiência absoluta do cintilador NE110, calculada acima do nível de discriminação D. Os valores destas eficiências são dados na Tabela III.6-b.
- M_i^n é a contagem integrada no espectro de altura de pulsos do monitor, acumulada durante a contagem C_i^n .
- S_i^α é a correção para espalhamento múltiplo no cintilador montado sobre a fotomultiplicadora.

A correção S_i^q foi determinada pelo produto:

$$S_i^q = R_{exp} \times S_i^t$$

onde,

- R_{exp} é a razão experimental definida no Capítulo IV.4 e cujos valores são dados na Tabela IV.4-b.
- S_i^t é a correção para espalhamento múltiplo no cintilador de 1 mm em montagem livre. Seus valores são dados na Tabela IV.4-b.

A Tabela V.1-a mostra os valores de S_i^q com seus respectivos desvios estatísticos. Nessa tabela são dados também os valores de C_i^α , C_i^n , M_i^α e M_i^n e seus respectivos erros estatísticos. Dessas contagens já foi feita a subtração do "background" pela técnica das janelas adjacentes. Os valores percentuais desses "backgrounds" são também dados nessa tabela, bem como os valores de \bar{T}_i .

Os valores mostrados para as energias foram calculados pelo centróide de cada janela analisada. A localização dessas janelas pode ser vista nas Figuras 2.6 a 2.13 do Capítulo II.

As contagens C_i^α foram acumuladas durante um tempo total igual a 53 horas. As contagens C_i^n foram acumuladas num tempo igual a 19 horas.

Análise de Erros

Nas medidas a 80 m foram analisadas as seguintes fontes de erros:

- desvios estatísticos em C_i^α , M_i^α , C_i^n , M_i^n , R_{exp} , \bar{T}_i . Os valores destes desvios são dados na Tabela V.1-a.
- erro sistemático, Δ_s , no fator de correção para espalhamento múltiplo, S_i^t . Este erro foi analisado no Capítulo IV.4.
- erro sistemático, Δ_{Bg} , na determinação do "background". O "background" para cada um dos grupos de energia foi determinado pelas janelas adjacentes localizadas sempre em energias mais altas. A diferença de energia entre a janela de "background" e a janela de energia foi da ordem de 2 KeV. Levou-se em conta o erro introduzido pela diferença no valor da eficiência do detector nessas duas janelas. Esta variação de eficiência é consequência da variação no valor das secções de choque e é desprezível no caso do NE110 onde as secções de choque envolvidas são aproximadamente constantes. No caso do Li-vidro a secção de choque varia bastante na região de ressonância do ${}^6\text{Li}$ e estas diferenças foram calculadas. Estimou-se um limite superior igual 0,3% para todas as janelas.
- erro sistemático Δ_e , no valor da eficiência ϵ_i . Este erro foi analisado no Capítulo III.6 e é da ordem de 1% para todos os grupos de energia.
- erro sistemático, $\Delta_{\alpha'}$, no cálculo do número de reações induzidas (n,α) . A incerteza nessa medida foi analisada no Capítulo IV.3 e é inferior a 0,5% para todos os grupos de energia.
- erro sistemático Δ_N , no valor do conteúdo de ${}^6\text{Li}$ no cintilador de Li-vidro. Este erro é

Tabela V.1-a

Dados Experimentais da Experiência Realizada a 80 m

Energia (KeV)	C_i^α	Δ (%)	Bg (%)	C_i^n	Δ (%)	M_i^α	Δ (%)	Bg (%)	M_i^n	Δ (%)	Bg (%)	S_i^q	Δ (%)	\bar{T}_i	Δ (%)
81,8	5779,6	1,3	0,8	229198	0,2	98712	0,2	1,9	6845,0	1,2	3,8	0,871	3,0	0,989	0,3
127,7	7097,2	1,1	1,0	277980	0,2	113334	0,2	2,7	7895,0	1,2	4,7	0,890	2,0	0,990	0,3
136,7	14405,0	0,8	0,4	547135	0,1	238280	0,2	1,2	16757,0	0,8	2,4	0,907	1,3	0,990	0,3
167,4	8716,3	1,0	0,4	234940	0,2	150559	0,2	0,9	11126,0	0,9	1,4	0,901	1,5	0,986	0,3
183,5	9909,0	1,0	0,4	202814	0,2	227934	0,2	0,8	16336,0	0,8	1,6	0,835	1,2	0,976	0,3
218,7	11018,0	1,0	0,5	124496	0,3	228865	0,2	0,5	17016,0	0,8	0,9	0,895	1,0	0,977	0,3
243,8	4425,6	1,5	1,2	41874	0,5	94491	0,3	1,5	7185,3	1,2	1,5	0,864	1,4	0,977	0,3
272,8	25515,0	0,6	0,2	302499	0,2	545060	0,1	0,4	39952,0	0,5	0,7	0,823	0,6	0,980	0,3
311,4	20886,0	0,7	0,6	417264	0,2	451678	0,1	0,8	34560,0	0,5	0,9	0,738	0,7	0,983	0,3
352,0	11815,0	0,9	1,4	331420	0,2	244503	0,2	2,0	18460,0	0,7	1,9	0,710	0,9	0,984	0,3
375,4	7491,6	1,1	0,6	259799	0,2	173929	0,2	0,8	13207,5	0,9	1,4	0,688	1,1	0,984	0,3
466,0	2058,5	2,3	4,0	126440	0,3	62388	0,4	3,8	4738,5	1,5	4,6	0,787	1,9	0,978	0,3

Δ indica desvio estatístico das medidas.

causado pela incerteza no valor da secção de choque térmica para a reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$. Seu valor é igual a 1%.

- erro sistemático, Δ_{spect} , introduzido pela superposição dos espectros de tempo de voo obtidos com NE110 e Li-vidro. Foi estimado um limite superior para este erro analisando-se a variação causada pelo desalinhamento dos espectros de 1 canal. Este erro foi inferior a 0,5%.
- erro sistemático, introduzido pelo espalhamento de nêutrons no monitor de Li-vidro de 12,7 mm. Calculou-se a fração do feixe espalhado e que atinge a superfície dos detectores NE110 ou Li-vidro de 1 mm. O valor determinado experimentalmente para a transmissão de nêutrons pelo monitor é maior do que 50% para todo intervalo de energia analisado. Assim, estimou-se um limite superior para a fração espalhada, supondo-se que 50% do feixe é espalhado isotropicamente. A fração espalhada e que incide no detector foi calculada por

$$f = \frac{1}{2} \frac{A_{\text{det}}}{4\pi d^2}$$

onde,

- A_{det} é a área do detector
- d é a distância entre o detector e monitor

A fração assim calculada é inferior a 0,06% em ambos os detectores e, portanto, o erro introduzido foi desprezado.

Na Tabela V.1-b são dados os valores de cada um dos erros aqui analisados. São dados também o valor do erro estatístico total e do erro sistemático total. Como o número de erros sistemáticos introduzidos é grande e considerando-se que é pouco provável que todos atuem numa mesma direção, o erro sistemático total foi estimado pela raíz quadrada da soma dos quadrados de cada um dos erros sistemáticos percentuais.

Os valores das secções de choque calculados pela expressão V.1-a são vistos no Capítulo V.3, Tabela V.3-a.

V.2 – Análise de Dados no Percurso de 30 metros

No percurso de 30 metros, o cintilador de Li-vidro em montagem de transmissão foi colocado no feixe de nêutrons seguido pelo cintilador NE110. Assim, mediu-se simultaneamente o número de eventos (n,α) e a fluência de nêutrons.

A secção de choque ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ foi determinada através da expressão:

$$\sigma_i = \frac{C_i^\alpha}{Nd} \frac{\epsilon_i}{C_i^n} S_i^t \frac{T_i}{\bar{T}_i} \quad (\text{V.2-a})$$

onde,

- o índice i refere-se ao grupo de energia definido pela janela i

Tabela V.1-b

Análise de Erros das Medidas a 80 m

Energia (KeV)	Δ_s^* (%)	Δ_{Bg}^* (%)	Δ_ϵ^* (%)	Δ_α^* (%)	Δ_N^* (%)	$\Delta_{spect.}^*$ (%)	$\Delta_{sistem.}^*$ total	$\Delta_{estatfst.}^*$ total
81,8	1,5	0,3	1,0	0,5	1,0	0,5	2,2%	3,5%
127,7	1,0	0,3	1,0	0,5	1,0	0,5	1,9%	2,6%
136,7	1,0	0,3	1,0	0,5	1,0	0,5	1,9%	1,8%
167,4	1,0	0,3	1,0	0,5	1,0	0,5	1,9%	2,0%
183,5	1,0	0,3	1,0	0,5	1,0	0,5	1,9%	1,8%
218,7	1,0	0,3	1,0	0,5	1,0	0,5	1,9%	1,7%
243,8	1,0	0,3	1,0	0,5	1,0	0,5	1,9%	2,4%
272,8	1,0	0,3	1,0	0,5	1,0	0,5	1,9%	1,0%
311,4	1,5	0,3	1,0	0,5	1,0	0,5	2,2%	1,2%
352,0	1,5	0,3	1,0	0,5	1,0	0,5	2,2%	1,5%
375,4	1,5	0,3	1,0	0,5	1,0	0,5	2,2%	1,9%
466,0	1,5	0,3	1,0	0,5	1,0	0,5	2,2%	3,4%

Δ^* indica erro sistemático da medida.

- N_d é o conteúdo de ${}^6\text{Li}$ no cintilador de 1 mm de espessura em montagem de transmissão dado na Tabela IV.2-a em átomos de ${}^6\text{Li}$ por cm^2
- C_i^α é a contagem integrada no espectro de altura de pulsos do cintilador de Li-vidro, conforme método descrito no Capítulo IV.3
- ϵ_i é a eficiência do cintilador NE110 calculada acima do nível de discriminação eletrónico. Os valores desta eficiência são dados na Tabela III.6-b, na coluna indicada por ϵ_T
- C_i^n é a contagem integrada sob a janela i no espectro de tempo de voo
- S_i^t é a correção teórica para espalhamento múltiplo no cintilador livre. Seus valores são dados na Tabela IV.4-a
- T_i é a transmissão de nêutrons no cintilador de Li-vidro de 1 mm de espessura
- \bar{T}_i é a correção para atenuação do feixe de nêutrons no cintilador de Li-vidro de 1 mm de espessura.

A Tabela V.2-a dá os valores das contagens C_i^n e C_i^α com seus respectivos erros estatísticos. Destas contagens já foi feita a subtração do "background" pela técnica das janelas adjacentes. Os valores percentuais destes "backgrounds" e os valores da transmissão T_i são, também, dados nessa tabela. Os valores de T_i encontram-se na Tabela V.1-a. O tempo total de medida para obtenção de C_i^n e C_i^α foi de 100 horas.

Análise de Erros

Levou-se em consideração os erros estatísticos em C_i^α , C_i^n , \bar{T}_i e T_i .

De modo análogo ao caso das medidas a 80 m, analisou-se as fontes de erros sistemáticos definidos no Capítulo V.1 por: Δ_s , Δ_{Bg} , Δ_ϵ , Δ_α , Δ_N e Δ_{espec} . Os valores destes erros são iguais aos das medidas a 80 m e são vistos na Tabela V.1-b. Os erros sistemático e estatístico totais encontram-se na Tabela V.2-a.

Os valores das secções de choque calculados pela expressão V.2-a são dados na Tabela V.3-a.

V.3 – Resultado Final da Secção de Choque ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$

Os resultados finais da secção de choque ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ das medidas a 30 m (σ_{30}) e das medidas a 80 m (σ_{80}) são vistos na Tabela V.3-a com seus respectivos erros sistemáticos e estatístico. As energias foram calculadas pela média aritmética entre as energias calculadas na duas experiências, uma vez que as diferenças entre elas é pequena ($< 0,5$ KeV).

Os erros sistemáticos nas duas séries de medidas (a 80 m e a 30 m) são idênticos e nota-se que os erros estatísticos são da mesma ordem de grandeza. Por esta razão, a secção de choque final foi calculada pela média aritmética simples das secções de choque obtidas nas medidas a 80 m e a 30 m. A Tabela V.3-a mostra os valores da secção de choque assim calculada, bem como o erro estatístico final. Ainda nessa tabela vê-se o desvio de cada medida em relação à média. Nota-se um bom acordo dentro do erro experimental para as duas séries de medidas.

Tabela V.2-a

Dados Experimentais da Experiência Realizada a 30 m

Energia (KeV)	C_i^a	Δ (%)	Bg (%)	C_i^n	Δ (%)	Bg (%)	T_i	Δ (%)	Δ^* sistem. total	Δ estatíst. total
81,4	850,5	4,0	17,0	$0,60915 \times 10^6$	< 0,15	3,5	0,978	0,4	2,2%	4,0
127,2	1455,0	3,0	13,7	$0,98368 \times 10^6$	< 0,15	6,4	0,980	0,4	1,9%	3,0
136,8	3672,6	1,7	4,6	$2,2869 \times 10^6$	< 0,15	1,4	0,980	0,4	1,9%	1,7
167,5	2647,3	2,0	3,0	$1,1270 \times 10^6$	< 0,15	1,7	0,972	0,4	1,9%	2,0
183,5	4146,0	1,6	2,5	$1,3362 \times 10^6$	< 0,15	1,6	0,953	0,4	1,9%	1,6
218,6	6376,5	1,3	0,9	$1,0888 \times 10^6$	< 0,15	2,2	0,955	0,4	1,9%	1,4
243,6	2459,6	2,1	2,3	$0,36131 \times 10^6$	< 0,15	6,0	0,955	0,4	1,9%	2,1
272,5	18357,8	0,7	0,6	$3,5034 \times 10^6$	< 0,15	1,2	0,961	0,4	1,9%	0,8
310,9	15492,3	0,8	0,7	$5,1707 \times 10^6$	< 0,15	1,0	0,968	0,4	2,2%	0,9
352,0	8268,4	1,1	0,9	$4,4741 \times 10^6$	< 0,15	1,0	0,969	0,4	2,2%	1,2
374,9	5375,0	1,4	2,2	$3,4169 \times 10^6$	< 0,15	1,0	0,968	0,4	2,2%	1,5
466,5	2170,4	2,2	5,1	$2,3019 \times 10^6$	< 0,15	2,7	0,957	0,4	2,2%	2,2

Δ indica desvio estatístico da medida.

Δ^* indica erro sistemático da medida.

Tabela V.3-a

Valores da Secção de Choque ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$

Energia (KeV)	σ_{30}	σ_{80}	$\bar{\sigma}_{n,\alpha}$	$\Delta_{\text{estatfst.}}$ (%)	$\frac{\sigma_{80} - \bar{\sigma}}{\bar{\sigma}}$ (%)	erro em $\bar{\sigma}_{n,\alpha}$ (%)
81,6	0,7003	0,6816	0,691	2,7	-1,4	3,5
127,5	0,7432	0,7624	0,753	2,0	+1,3	2,8
136,7	0,8087	0,8169	0,813	1,2	+0,5	2,2
167,4	1,1688	1,1994	1,184	1,5	+1,3	2,4
183,5	1,4879	1,4491	1,469	1,2	-1,3	2,2
218,7	2,8595	2,8494	2,855	1,0	-0,2	2,2
243,7	3,3018	3,2916	3,297	1,6	-0,2	2,5
272,7	2,4751	2,4376	2,456	0,6	-0,8	2,0
311,1	1,3811	1,3273	1,354	0,7	-2,0	2,3
352,0	0,8502	0,8981	0,874	0,9	+2,7	2,4
375,1	0,7200	0,6971	0,709	1,2	-1,6	2,5
466,5	0,4206	0,4340	0,427	2,0	+1,6	3,0

σ_{30} - valor da secção de choque nas medidas a 30 m.

σ_{80} - valor da secção de choque nas medidas a 80 m.

$\bar{\sigma}_{n,\alpha}$ - média aritmética entre σ_{30} e σ_{80} .

VI – ANÁLISE TEÓRICA DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Os valores obtidos no presente trabalho para a secção de choque da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ foram analisados teoricamente pela aplicação do formalismo de matriz-R. Essa teoria foi originariamente introduzida por Wigner e Eisenbud⁽⁴¹⁾ em 1947 e foi aplicada ao sistema ${}^7\text{Li}$ por G. M. Hale^(26,27) na tentativa de esclarecer as discrepâncias encontradas para a secção de choque da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$.

Uma descrição detalhada dessa teoria pode ser encontrada na referência⁽⁴¹⁾. Uma descrição sumária dessa teoria pode ser encontrada na publicação de G. M. Hale⁽²⁶⁾ e será dada a seguir.

Como consequência do curto alcance das forças nucleares, qualquer grandeza medida assintoticamente para um processo de espalhamento nuclear – secção de choque, polarização, etc. – pode ser relacionada à derivada logarítmica da função de onda calculada numa superfície tendo raio finito no espaço de configuração. Fora deste canal de superfície supõe-se que as partículas se agrupam em pares de fragmentos separados (canais de dois corpos) entre os quais não atuam forças nucleares. A matriz-R é essencialmente o recíproco da matriz formada quando se projeta a derivada logarítmica em autofunções de canais (spin-ângulo) de momento angular total e paridade (J^P) na superfície nuclear.

A seguinte expansão é obtida para os elementos da matriz-R quando a função de onda interior ao canal de superfície é expressa como superposição das autofunções criadas ao se impor condições de contorno arbitrárias no canal de superfície sobre as soluções regulares da Hamiltoniana total:

$$R_{c'c}(E) = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E}$$

As amplitudes reduzidas, $\gamma_{\lambda c'}$, são essencialmente projeções dessas autofunções nas funções de canal spin-ângulo na superfície, e os E_{λ} são os autovalores. A um conjunto de polos da matriz-R pode-se fazer corresponder as ressonâncias do sistema físico na região de energia de interesse, enquanto que os termos restantes englobam os “níveis distantes” ou a contribuição de “background”.

Muitas características de natureza não-ressonante observadas nas reações nucleares, vêm das propriedades das funções de onda conhecidas (Coulombiana) na região externa ao canal de superfície. O comportamento das secções de choque na região de limiar é determinado em grande parte através dessas funções assim como é determinada a dependência das amplitudes das ondas parciais em termos do momento angular orbital l . Em particular, anomalias na secção de choque nas regiões de limiar para os canais de nêutrons, e o comportamento $1/v$ para certas secções de choque para reações induzidas por nêutrons de baixa energia, são explicadas diretamente pela dependência dessas funções com a energia para nêutrons de ondas s .

O código estabelecido por G. M. Hale no Laboratório Científico de Los Alamos (código EDA) usando a teoria de matriz-R, aceita canais de dois corpos tendo partículas com spins, massas, cargas, paridade e momento angular relativo, arbitrários. O código inicia a parametrização da matriz-R de vários canais, em termos de raios dos canais a_c , amplitudes reduzidas $\gamma_{\lambda c'}$, autovalores E_{λ} e calcula valores para observáveis medidos para todas as reações possíveis a dois corpos e que levam ao sistema dado de A nucleons. Os parâmetros são calculados pelo melhor ajuste a todos os dados experimentais usando o método de mínimos quadrados.

Se os dados analisados forem suficientes para determinar a estrutura correta de níveis na região de interesse, então, os observáveis calculados pelo melhor ajuste de parâmetros, serão considerados a melhor representação desses dados. Isto acontece porque a informação experimental de todas as reações consideradas afetam os parâmetros da matriz-R de uma maneira unitária, e pontos experimentais incorretos são descartados pelo corpo principal dos dados experimentais e pelas restrições físicas que a teoria de matriz-R impõe.

Na aplicação desta teoria ao sistema ${}^7\text{Li}$ são levados em conta os dados experimentais das seguintes reações:

- secção de choque integral, diferencial e polarização para a reação ${}^6\text{Li}(n,n){}^6\text{Li}$.
- secção de choque total para a interação de nêutrons com ${}^6\text{Li}$.
- secção de choque integral e diferencial para a reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$.
- secção de choque diferencial e polarização para a reação ${}^4\text{He}(t,t){}^4\text{He}$.

Os resultados desse tipo de ajuste levando em conta os dados experimentais anteriores a 1975 foram publicados no ENDF/B versão IV. Os resultados para a secção de choque da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ são vistos no Capítulo I, Figura 1.2. Existe concordância entre o ajuste teórico e os valores experimentais para a secção de choque total do ${}^6\text{Li}$, entretanto, não há concordância entre o ajuste teórico e os valores experimentais na ressonância para a reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$. Em 1976 foi publicado um novo ajuste no ENDF/B versão V, o qual incluiu novos valores experimentais vistos nas referências^(28,25,30). Os resultados desse ajuste para a secção de choque total são comparados a alguns valores experimentais^(28,42) na Figura 6.1. Os resultados para a secção de choque ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ são vistos no Capítulo I, Figura 1.2. O acordo é melhor em comparação à versão IV mas continua havendo inconsistência no pico da ressonância.

Os valores da secção de choque ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ obtidos no presente trabalho foram analisados por Hale utilizando o formalismo de matriz-R. Nesse ajuste foi incluída a secção de choque total do ${}^6\text{Li}$ obtida por Harvey⁽²⁸⁾. Convém ressaltar que os valores de Harvey foram obtidos no "Oak Ridge National Laboratory" utilizando a mesma fonte de nêutrons (ORELA) descrita no presente trabalho.

A Figura 6.2 mostra o resultado desse ajuste para a secção de choque total comparado com os valores de Harvey. Nota-se que o ajuste é bom, havendo uma ligeira discrepância no pico da ressonância. Esta discrepância é menor do que a observada na Figura 6.1 dada pelo ajuste ENDF/B versão V.

A Figura 6.3 mostra o resultado do ajuste teórico para a secção de choque da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ comparado com os valores do presente trabalho. Nota-se um ótimo acordo para os valores no entorno do pico. Existe contudo, uma discrepância nas energias de 352 KeV e 375 KeV que pode ser atribuída a correções de espalhamento múltiplo no oxigênio. Conforme foi explicado no Capítulo IV essas correções são grandes nas proximidades de 400 KeV, tornando os dados dessa região pouco confiáveis.

Nota-se, portanto, pelas Figuras 6.2 e 6.3 que com os resultados do presente trabalho conseguiu-se obter consistência entre o ajuste teórico e os valores experimentais para as secções de choque total e ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$. A mesma consistência foi observada para os outros canais de reação. Pode-se, portanto, concluir que os valores aqui obtidos eliminam as discrepâncias que vinham sendo encontradas com os valores publicados anteriormente.

A Figura 6.4 compara o ajuste teórico apresentado no presente trabalho com os valores experimentais mais recentes publicados para a secção de choque da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$. Não existe concordância com os dados de Lamaze⁽²⁵⁾. Os resultados de Gayther⁽⁴⁰⁾ foram obtidos por medida relativa à secção de choque ${}^{235}\text{U}(n,f)$ e embora os erros sejam grandes e haja uma grande dispersão no pico da ressonância, nota-se que eles concordam melhor com os do presente trabalho.

Quanto aos valores publicados por outros autores e que são vistos no Capítulo I, Figura 1.1, fez-se somente comparação nos valores do pico. O valor no pico obtido pelo ajuste teórico aos dados experimentais aqui apresentados foi de 3,36 b. Este valor encontra-se acima dos valores vistos na Figura 1.1, com excessão dos de Freisenhahn⁽²³⁾ que apresenta um valor bastante alto, igual a 3,77 b.

Como a análise teórica por meio de matriz R faz o ajuste simultâneo de todos os dados

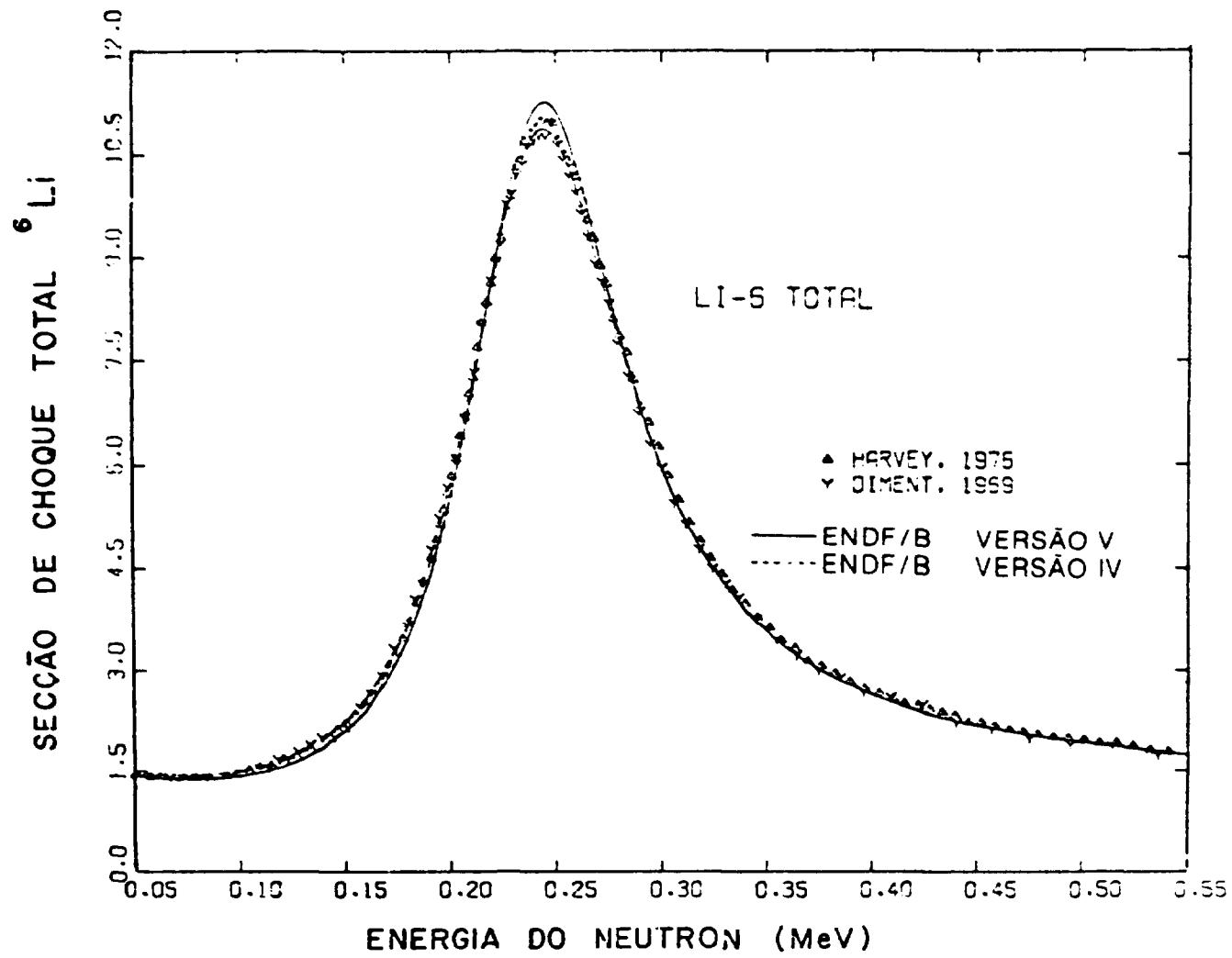


Figura 6.1 – Comparação entre os ajustes teóricos ENDF/B versões IV e V, e valores experimentais para a secção de choque total do ${}^6\text{Li}$ obtidos por Diment⁽⁴³⁾ e Harvey⁽²⁸⁾

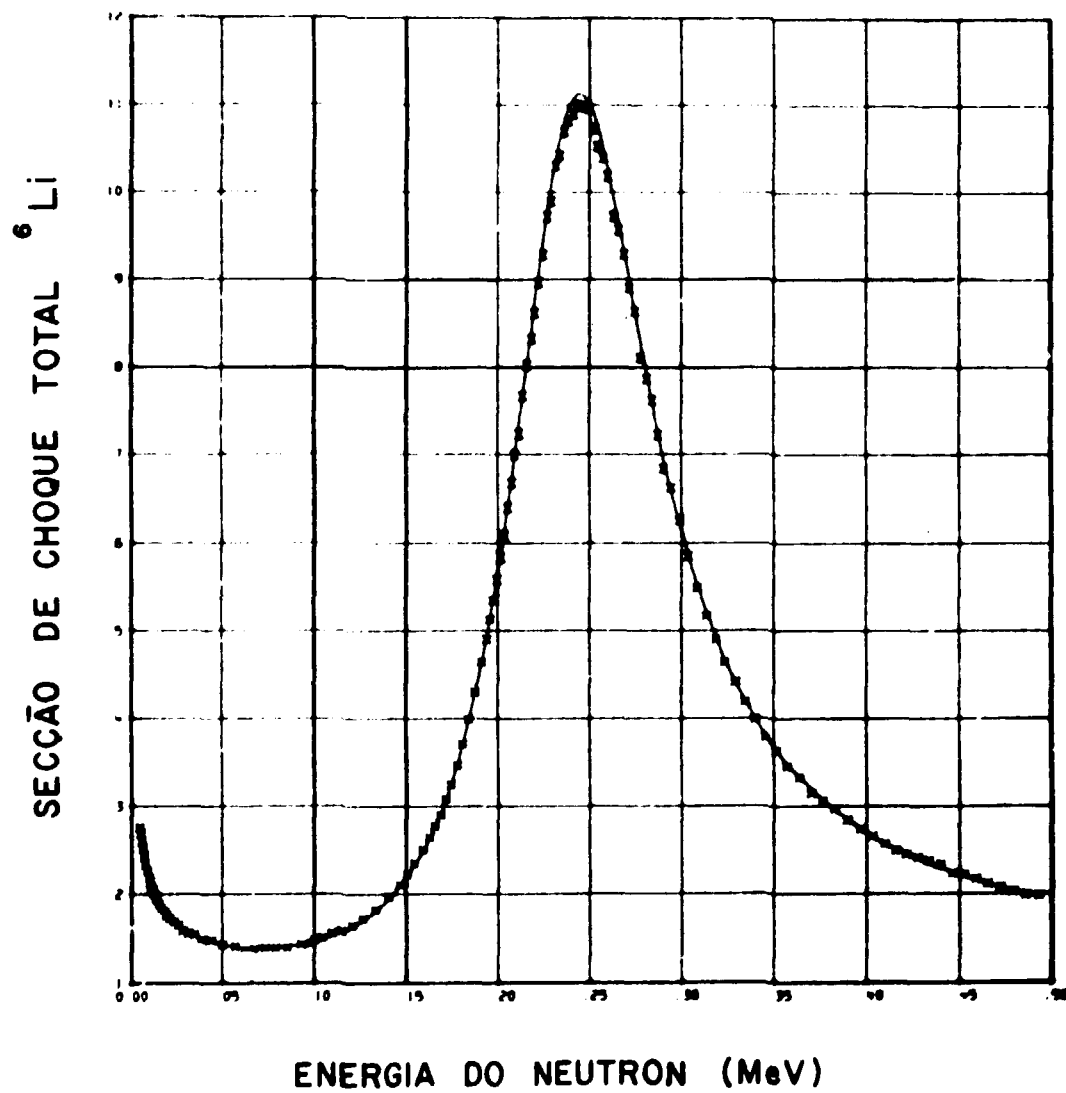


Figura 6.2 — Comparação entre o ajuste teórico dado no presente trabalho e os valores experimentais da secção de choque total do ${}^6\text{Li}$ obtidos por Harvey⁽²⁸⁾

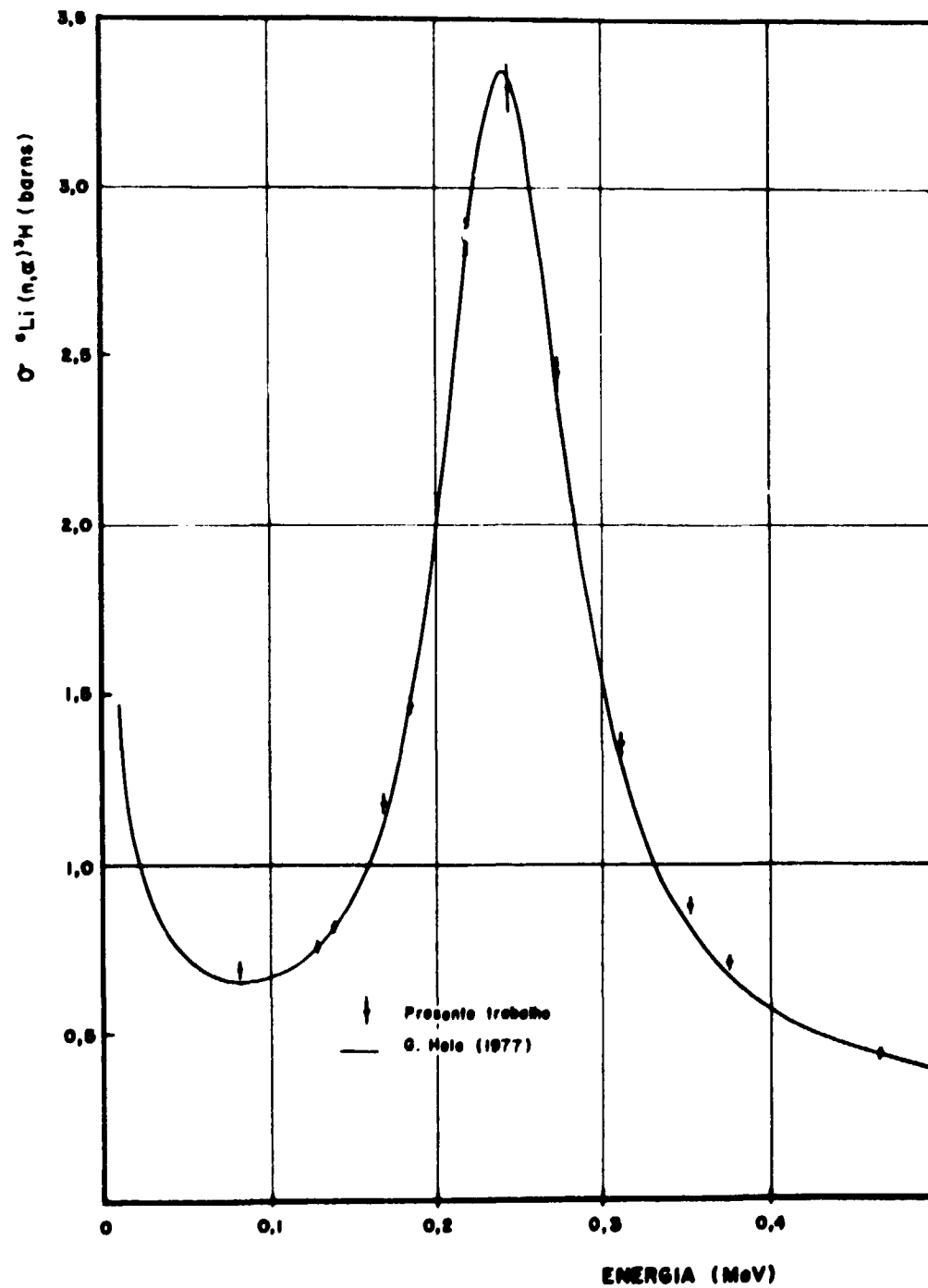


Figura 6.3 - Comparação entre o ajuste teórico e os dados experimentais obtidos no presente trabalho para a secção de choque da reação ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$

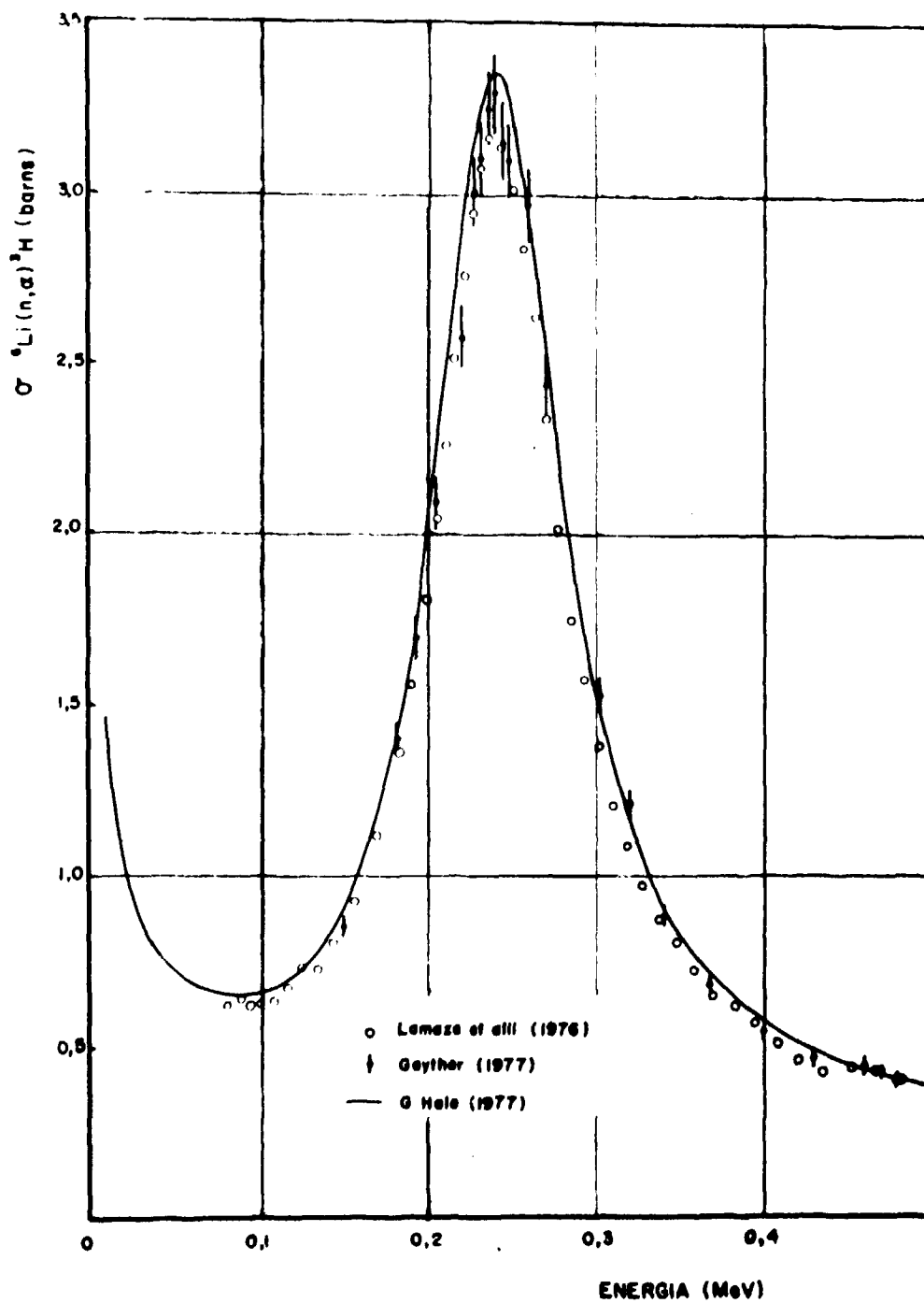


Figura 6.4 — Comparação entre o ajuste teórico dado no presente trabalho e os dados experimentais de Lamaze⁽²⁶⁾ e Gayther⁽⁴⁰⁾ para a secção de choque da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$

experimentais dos vários canais de reação que levam ao sistema ${}^7\text{Li}$, ela é um bom teste de consistência e confiabilidade desses dados experimentais.

Os valores experimentais da secção de choque da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ aqui apresentados mostraram boa concordância com o ajuste teórico. Simultaneamente, observou-se uma boa concordância entre esse ajuste teórico e os dados experimentais para os outros canais de reação. Daqui pode-se, portanto, concluir que os valores do presente trabalho são uma representação realista da secção de choque da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$.

Convém ressaltar novamente que essa consistência entre o ajuste teórico e os dados experimentais para os vários canais de reação não havia sido observada anteriormente com nenhum dos valores experimentais para a secção de choque da reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$. Isto comprova que as técnicas aqui empregadas, quer seja a técnica em se filtrar o feixe de nêutrons, quer seja a determinação do fluxo de nêutrons por meio do cintilador plástico NE110, são altamente confiáveis. Nesse último caso, ficou comprovado que cintiladores do tipo NE110, apesar de exigirem cálculos elaborados, podem ser utilizados com grande confiabilidade mesmo para nêutrons na região de mais baixa energia, entre 80 KeV e 200 KeV.

ABSTRACT

The ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ reaction cross section was measured at 12 discrete neutron energies between 80 KeV and 470 KeV by using the Oak Ridge Linear Accelerator (ORELA) as a pulsed neutron source.

The neutron beam was filtered through 20 cm or 30 cm of Armco iron which produces several monoenergetic energies groups (iron windows) between 20 KeV and 1000 KeV about 2 KeV wide.

The (n,α) events were detected by a 1 mm thick Li-glass scintillator and the neutron flux was measured with a NE110 plastic scintillator 6,6 cm thick and 10 cm in diameter.

Multiple scattering corrections in the Li-glass and the NE110 scintillator efficiency were determined theoretically by using Monte Carlo technique. The ${}^6\text{Li}$ content in the Li-glasses was determined by transmission measurements with low energy neutrons.

A theoretical fit was applied to the results by the R-matrix theory.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS*

1. ADAMS, J. M.; FERGUSON, A. T. G.; MCKENZIE, C. D. *An activation technique for the absolute calibration of a long counter*. Harwell, Atomic Energy Research Establishment, 1970. (AERE-R-6429).
2. BAME, S. J. & CUBITT, R. L. $\text{Li}^6(n,t)\text{He}^4$ reaction at intermediate energies. *Phys. Rev.*, 114(6):1580-3, Jun. 1959.
3. BARRY, J. F. Cross section for the reaction ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$. In: HEMMIG P. B., editor. *Neutron cross section technology: proceedings of a conference on . . . held in Washington, D. C., March 22-24, 1966*, V.2. Oak Ridge, Tenn., U. S.. Atomic Energy Commission, 1966. p.763-5. (CONF-660303).

(*) As referências bibliográficas relativas a documentos localizados pelo IEA foram revistas e enquadradas na NB-66 da ABNT.

4. CLEMENTS, P. J. & RICHARD, I. C. Jul. 72. (AERE-R-7075) apud *CINDA*, 1:51, 1976.
5. COATES, M. S.; HUNT, G. J.; UTTLEY, G. A. Measurements of the relative ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ cross-section in the energy range 1 KeV to > 500 KeV. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Neutron standard reference data: proceedings of a panel on... held in Vienna, 20-24 November, 1972*. Vienna, 1974. p.105-11. (Panel proceedings series).
6. COATES, M. S.; HUNT, G. J.; UTTLEY, G. A. Preliminary measurements of the relative ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ cross section. In: UNITED STATES ATOMIC ENERGY COMMISSION. *Neutron standards and flux normalization: proceedings of a symposium held at Argonne, Ill., Oct. 21-23, 1970*. Washington, D. C., Aug. 1971. p.121-4 (CONF-701002).
7. CONDE, H.; SCHWARTZ, S.; STARFELT, N. Reaction ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ cross section. *Ark. Fys.*, 29:45, 1965.
8. COX, S. A. & PONTET, F. R. Measurement of the ${}^6\text{Li}(n,\text{absorption})$ and ${}^{10}\text{B}(n,\text{absorption})$ cross sections by the shell transmission method. *J. nucl. Energy*, 21(3):271-83, 1967.
9. DIMENT, K. M. & UTTLEY, C. A. The neutron absorption cross section ${}^6\text{Li}$. In: COLEMAN, C. F. & UTTLEY, C. A., editores. *Nuclear Physics Division, progress report: for the period 1st November 1968 to 30th April 1969*. Harwell, Atomic Energy Research Establishment, 1969. p.3. (AERE-PR/NP-16).
10. EVANS, R. D. Statical fluctuations in nuclear processes. In: EVANS, R. D. *The atomic nucleus*. New York, N. Y., McGraw-Hill, 1972. p.746-84.
11. FORT, E. Section efficace de la reaction ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ dans la gamme d'energie comprises entre 100 KeV et 500 KeV. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Nuclear data for reactors: proceedings of the second international conference on... held in Helsinki, 15-19, June 1970, V.1*. Vienna, 1970. p.253-63. (Proceedings series).
12. FORT, E. & LEROY, J. L. Mesure de la section efficace de la reaction ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ par la methode de la particule associee. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Nuclear data for reactors: proceedings of a conference on... held in Paris, 17-21 October 1966*. Vienna, 1967. p.267-75. (Proceedings series).
13. FORT, E. & MARQUETTE, J. P. Experimental methods used at Cadarache to determine the ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ cross-section between 20 KeV and 1.700 KeV. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Neutron standard reference data: proceedings of a panel on... held in Vienna, 20-24 November, 1972*. Vienna, 1974. p.113-7. (Panel proceedings series).
14. FRIESENHAN, S. J.; ORPHAN, V. J.; CARLSON, A. D.; FRICKE, M. P.; LOPEZ, W. M. *The (n, α) cross sections of ${}^6\text{Li}$ and ${}^{10}\text{B}$ between 1 and 500 KeV: final report*. San Diego, Calif., Intelcom Rad Tech, Feb. 1974. (INTEL-RT-7011-001).
15. GABBARD, F.; DAVIS, R. H.; BONNER, T. W. Study of the neutron reactions $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{H}^1$, $\text{F}^{19}(n,\gamma)\text{F}^{20}$, and $\text{I}^{127}(n,\gamma)\text{I}^{128}$. *Phys. Rev.*, 114(1):201-8, Apr. 1959..
16. GAYTHER, D. B. *A measurement of the ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ cross-section*. Harwell, Atomic Energy Research Establishment, 1977. (AERE-R-8556).
17. GORLOV, G. V.; GOKHBERG, B. M.; MOROZOV, V. M.; OTROSHCHENKO, G. A. Measurements of the $\text{Li}^6(n,t)\text{He}^4$ cross section for neutrons with energies from 9 to 700 KeV. *Soviet Phys Dokl.*, 1(6):705-7, Nov./Dec. 1956.

18. HALE, G. M. R-matrix analysis of the ${}^7\text{Li}$ system. In: BOWMAN, C. D.; CARLSON, A. D.; LISKIEN, H. O.; STEWART, L., editores. *Neutron standards and applications: proceedings of the international specialist symposium on . . . held at Gaithersburg, M. D., March 28-31, 1977.* Washington, D. C., National Bureau of Standards, 1977. p.30-4.
19. HALE, G. M. R-matrix of the light element standards. In: SCHRACK, R. A. & BOWMAN; C. D., editores. *Nuclear cross sections and technology: proceedings of a conference. Washington, D. C., March 3-7, 1975.* Washington, D. C., Department of Commerce, Oct. 1975. p.302-8.
20. HARVEY, J. A. Comunicação pessoal.
21. HARVEY, J. A. & HILL, N. W. Neutron total cross section of ${}^6\text{Li}$ from 10 eV to 10 MeV. In: SCHRACK, R. A. & BOWMAN, C. D., editores. *Nuclear cross sections and technology: proceedings of a conference, Washington, D. C., March 3-7, 1975.* Washington, D. C., Department of Commerce, Oct. 1975. p.244-5.
22. JARMIE, N.; OHLSEN, G. G.; LOVOI, P. A.; STUPIN, D. M.; HARDEKOPF, R. A.; ANDERSON, B. D.; SUNIER, J. W.; POORE, R. V.; BARRET, R. J.; HALE, G. M.; DODDER, D. C. Elastic scattering of 7-12 Mev tritons by alpha particles. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 20(4):596, Apr. 1975.
23. KINNEY, W. E. Comunicação pessoal.
24. LAMAZE, G. P. Comunicação pessoal.
25. LAMAZE, G. P. Special problems with ${}^6\text{Li}$ glasses. In: BOWMAN, C. D.; CARLSON, A. D.; LISKIEN, H. O.; STEWART, L., editores. *Neutron standards and applications: proceedings of the international specialist symposium on . . . held at Gaithersburg, M. D., March 28-31, 1977.* Washington, D. C., National Bureau of Standards, 1977. p.37-42.
26. LAMAZE, G. P.; MEIER, M. M.; WASSON, O. A. A black detector for 250 KeV 1000 KeV neutrons. In: SCHRACK, R. A. & BOWMAN, C. D., editores. *Nuclear cross sections and technology: proceedings of a conference, Washington, D. C., March 3-7, 1975.* Washington, D. C., Department of Commerce, Oct. 1975. p.73-4.
27. LAMAZE, G. P., WASSON, O. A.; SCHRACK, R. A. A new measurement of the ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ cross section from 10-500 KeV. In: PROCEEDINGS of the international conference on the interactions of neutrons with nuclei, held in Washington, D. C., April 26-29, 1976, V.2. sem local, editor, data. p.1341.
28. LANE, A. M. & THOMAS, R. G. R-matrix theory of nuclear reactions. *Rev. Mod. Phys.*, 30(2):257-353, Apr. 1958.
29. McPHERSON, M. R. & GABBARD, F. The ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ cross section and resonance parameters for the P-wave resonance near 260 KeV. In: NEUTRON cross sections and technology: proceedings of the third conference on . . . held in Knoxville, Tenn., March 15-17, 1971. sem local, editor, Aug. 1971. p.611-20. (CONF-710301)(V2)).
30. MACKLIN, R. L.; HILL, N. W.; ALLEN, B. J. Thin ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ transmission flux monitor. *Nucl. Instrum. Meth.*, 96:509-13, Sept./Oct. 1971.
31. MORGAN, G. L. Comunicação pessoal.
32. OVERLEY, J. C.; SEALOCK, R. M.; EHLERS, D. H. ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ Differential cross sections between 0.1 and 1.8 MeV. *Nucl. Phys.* A221:5/3 92, 1974

33. POENITZ, W. P. *The black neutron detector*. Argonne, Ill., Argonne National Lab, 1972. (ANL-7915).
34. POENITZ, W. P. & MEADOWS, J. W. The ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ cross-section. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Neutron standard reference data: proceedings of a panel on . . . held in Vienna, 20-24 November, 1972*. Vienna, 1974. p.95-104. (Panel proceedings series).
35. SCHWARZ, S.; STROMBERG, L. G.; BERGSTRÖM, A. A relative measurement of the $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{H}^3$ reaction cross section in the range 1 eV to 600 KeV. *Nucl. Phys.*, 63:593-609, March, 1965.
36. SOWERBY, M. G.; PATRICK, B. H.; UTTLEY, C. A.; DIMENT, K. M. The ratio of the ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ to ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ cross-sections from 10 eV to 80 KeV and recommended values of the ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ cross-section. *J. nucl. Energy.*, 24(6):323-36, 1970.
37. SPOWART, A. R. Neutron scintillating glasses: part 1. *Nucl. Instrum. Meth.*, 135:441-53, 1976.
38. STEPHANY, W. P. & KNOLL, G. F. Absolute measurement of the ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ cross section at 964 KeV. *Ntl. Bur. Stands. Spec. Publ.*, 1:236-9, Oct. 1975. (Ver también, CONF-750303-P1).
39. STEWART, L. The ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$, ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ and ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ standard cross-sections. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Neutron standard reference data: proceedings of a panel on . . . held in Vienna, 20-24 November, 1972*. Vienna, 1974. p.149-61. (Panel proceedings series).
40. TEXTOR, R. E. & VERBINSKI, V. V. *O5s: a Monte Carlo code for calculating pulse height distributions due to monoenergetic neutrons incident on organic scintillators*. sem local, editor, Feb. 1968. (ORNL-4160).
41. UTTLEY, C. A.; SOWERBY, M. G.; PATRICK, B. H.; RAE, E. R. A review of the data on the ${}^6\text{Li}$ cross sections below 1.7 MeV. In: UNITED STATES ATOMIC ENERGY COMMISSION. *Neutron standards and flux normalization: proceedings of a symposium held at Argonne, Ill., Oct. 21-23, 1970*. Washington, D. C., Aug. 1971. p.80-106. (CONF-701002).
42. WIEGNER, E. P. & EISENBUD, L. Higher angular momenta and long range interaction in resonance reactions. *Phys. Rev.*, 72(1):29-41, Jul. 1947.



INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Caixa Postal, 11 049 - Pinheiros

CEP 05508

01000 - São Paulo - SP

Telefone: 211-6011

Endereço Telegráfico - IPENUCLEAR

Telex - (011) 23592 - IPEN - BR