

**Fissionabilidade de Núcleos Actnídeos Induzida por
Fótons de Energia 60–130 MeV**

Fissility of actinide nuclei induced by 60-130 MeV photons

Viviane Morcelle * e Odilon A.P. Tavares

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF/MCT

Rua Dr. Xavier Sigaud 150, 22290-180 Rio de Janeiro - RJ

Fissionabilidades nucleares obtidas de medidas recentes de seção de choque das reações de fotofissão realizadas no Saskatchewan Accelerator Laboratory (Saskatoon, Canadá) no intervalo de energia 60-130 MeV para os núcleos ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U e ^{237}Np são analisadas de forma sistemática. Para tanto, uma abordagem semi-empírica é desenvolvida com base no modelo de fotoabsorção nuclear via quase-déuteron seguida da competição fissão-evaporação de neutron para o núcleo excitado. O estudo reproduz satisfatoriamente bem o andamento crescente da fissionabilidade nuclear com o parâmetro Z^2/A .

Nuclear fissilities obtained from recent photofission reaction cross section measurements carried out at Saskatchewan Accelerator Laboratory (Saskatoon, Canadá) in the energy range 60-130 MeV for ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , and ^{237}Np nuclei have been analysed in a systematic way. To this aim, a semiempirical approach has been developed based on the quasi-deuteron nuclear photoabsorption model followed by the process of competition between neutron evaporation and fission for the excited nucleus. The study reproduces satisfactorily well the increasing trend of nuclear fissility with parameter Z^2/A .

*Programa de Iniciação Científica do CBPF/MCT, bolsa pelo CNPq, Protocolo N° 025656/2002-3.

1 Introdução

O advento dos modernos aceleradores de elétrons e das técnicas de produção de fótons monocromáticos (tagged photons [1-6]) ou quase-monocromáticos (Compton backscattered photons[7,8]) de alta energia abriu novas possibilidades de investigação experimental de reações fotonucleares em energias $0,02 \lesssim E_\gamma \lesssim 4,0$ GeV. Em particular, o desenvolvimento de novos detectores de fragmentos de fissão de alta eficiência de detecção e excelente desempenho, notadamente os assim conhecidos PPAD's (parallel-plate avalanche detectors [2,5,9,10]) possibilitou a realização de medidas de boa precisão das seções de choque de fotofissão de núcleos actinídeos (Th, U, Np) e pré-actinídeos (Pb, Bi), cobrindo uma larga faixa de energia do fóton incidente a partir de ~ 30 MeV.

Por outro lado, os resultados experimentais das reações de fotofissão (seção de choque e probabilidade de fissão) têm sido interpretados com base no modelo corrente de foto-reações nucleares a energias intermedárias ($30 \lesssim E_\gamma \lesssim 140$ MeV) e altas ($E_\gamma \gtrsim 140$ MeV) [2, 11-14]. Basicamente, numa primeira fase da reação, há uma fotoabsorção nuclear primária mediante pares neutron-proton ($E_\gamma \lesssim 500$ MeV) e/ou nucleons individuais ($E_\gamma \gtrsim 140$ MeV), podendo inclusive haver fotoprodução de píons e ressonâncias bariônicas, gerando muito rapidamente ($\sim 10^{-23}$ s) um núcleo residual com certa energia residual de excitação. Depois, após o núcleo ter atingido o equilíbrio termodinâmico, há a segunda fase da reação, na qual a desexcitação nuclear se faz por um processo de competição entre evaporação de nucleons (neutron, próton) ou *clusters* de nucleons (dêuteron, trítio, partícula alfa) e fissão.

A fissionabilidade nuclear f , é a quantidade que representa a probabilidade total de fissão de um dado núcleo alvo (Z, A) a uma certa energia do fóton incidente, E_γ , e é definida como a razão entre a seção de choque de fotofissão, σ_f , e a seção de choque de fotoabsorção (ou seção de choque total inelástica), σ_a^T , ambas medidas à mesma energia, isto é,

$$f(Z, A, E_\gamma) = \frac{\sigma_f(Z, A, E_\gamma)}{\sigma_a^T(Z, A, E_\gamma)}. \quad (1)$$

Há cerca de quatro anos, um grupo de pesquisadores norte-americanos, canadenses e russos anunciaram resultados de medidas de qualidade da seção de choque de fotofissão para os núcleos ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U e ^{237}Np realizadas no Saskatchewan Accelerator Laboratory (Saskatoon, Canadá) [5], cobrindo a região de energia 68-264 MeV. O

propósito do presente trabalho é fazer uma análise semi-empírica e sistemática das fissonabilidades nucleares decorrentes dessas medidas. Para tanto, é utilizado o modelo de foto-reações a dois estágios como acima mencionado. O estudo será restrito ao intervalo 60-130 MeV, onde a fotoabsorção nuclear tem sido descrita pela interação do fóton incidente com pares neutron-próton (quase-dêuteron), como descrito pela primeira vez por Levinger [15,16].

2 Fotoabsorção nuclear via quase-dêuteron

No intervalo de energia do fóton incidente aqui considerado, há evidências de que a fotointeração nuclear primária dá-se com pares neutron-próton (quase-dêuteron) conforme descrito originalmente por Levinger [15], e posteriormente por ele modificado [16] para levar em conta o princípio de exclusão de Pauli no caso de nucleons de energia mais baixa no estado final. O modelo de Levinger fornece para a seção de choque total de fotoabsorção nuclear o resultado

$$\sigma_a^T = LZ \left(1 - \frac{Z}{A} \right) \sigma_d(E_\gamma) f_B(E_\gamma). \quad (2)$$

Nesta expressão, $\sigma_d(E_\gamma)$ é a seção de choque total de fotodesintegração do dêuteron, cujos valores têm sido extraídos do ajuste bidimensional de medidas de σ_d feito por Rossi e outros [17] (veja figura 1-a); L é a assim chamada ‘constante de Levinger’, que representa a probabilidade relativa de dois nucleons estarem próximos um do outro no núcleo alvo comparado com o dêuteron ‘livre’. Uma avaliação da constante de Levinger feita por Tavares e Terranova [18] para núcleos ao longo da Tabela Periódica resulta no valor $L=6,5$ para os actinídeos. Finalmente, $f_B(E_\gamma)$ representa a função ‘bloqueio de Pauli’, a qual pode ser estabelecida semiempiricamente se observarmos que, dentre os actinídeos que estão sendo investigados, ^{237}Np é aquele que possui baixa barreira de fissão (4,63 MeV , portanto, boa chance de fissão) ao mesmo tempo que apresenta a maior energia de separação de neutron (6,58 MeV, veja tabela 1). Assim, podemos admitir que o rendimento de fotofissão do ^{237}Np possa representar sua fotoabsorção total, isto é,

$$\sigma_a^T(E_\gamma)_{\text{Np}} = \sigma_f(E_\gamma)_{\text{Np}}, \quad (3)$$

o que é o mesmo que admitir fissionabilidade constante e igual a 1 para o ^{237}Np . Por conseguinte, combinando (2) e (3), e fazendo uso dos valores medidos de σ_f para o ^{237}Np (tabela 2, 10coluna), verifica-se que a função bloqueio de Pauli no intervalo de 60-130 MeV pode ser expressa como

$$f_B(E_\gamma) = KE_\gamma, \quad K = 0,00718 \text{ MeV}^{-1}. \quad (4)$$

Este resultado está mostrado na figura 1-b (linha reta) juntamente com os valores semiempíricos de f_B (círculos). Mostra-se também, para comparação, o resultado de um cálculo de Monte Carlo (quadrados escuros) obtido por de Pina e outros [19]. Excessão feita à energia de 129 MeV, os resultados acima diferem em média uns dos outros por $\sim 8\%$. Adotando então para $f_B(E_\gamma)$ o resultado expresso em (4), a seção de choque total de fotoabsorção nuclear no intervalo 60-130 MeV para núcleos actinídeos pode ser calculada como

$$\sigma_a^T(E_\gamma) = CE_\gamma\sigma_d(E_\gamma), \quad C = LZ \left(1 - \frac{Z}{A}\right) K. \quad (5)$$

Como a constante C não varia significativamente para os actinídeos ($\bar{C} = 2,60 \pm 0,03 \text{ MeV}^{-1}$) (ver tabela 1), pode-se adotar a mesma curva $\sigma_a^T(E_\gamma)$ válida para os actinídeos (figura 1-c). Consequentemente, as fissionabilidades nucleares como definidas em (1) podem ser então obtidas, e os resultados acham-se resumidos na tabela 2.

3 Excitação nuclear e probabilidade de fissão

Em decorrência da fotointeração primária via quase-dêuteron, $\gamma + (n-p) \rightarrow n^* + p^*$, diferentes núcleos residuais podem ser formados segundo um dos três possíveis modos: 1) o neutron escapa do núcleo, ao mesmo tempo que o próton permanece retido; 2) o próton escapa, havendo retenção do neutron, e 3) ambos neutron e próton permanecem retidos no núcleo. Existe, evidentemente, uma quarta possibilidade, isto é, ambos nucleons são emitidos do núcleo inicial. Porém, neste caso, nenhuma energia de excitação é deixada ao núcleo residual, inviabilizando, pois, a fissão nuclear [14]. As probabilidades de escape de nucleons (sem experimentarem qualquer interação secundária com outros nucleons) são definidas pelas transparências do núcleo para neutron, τ_n , e próton, τ_p . Retenção completa (ou reabsorção, ou não-escape) de nucleons significa $\tau_n = \tau_p = 0$. As probabilidades de

retenção do neutron e próton são, respectivamente, $1 - \tau_n$ e $1 - \tau_p$. Conseqüentemente, as probabilidades de formação de núcleos residuais (excitados ou não) segundo uma das quatro maneiras mencionadas acima são: $p_1 = \tau_n(1 - \tau_p)$, $p_2 = \tau_p(1 - \tau_n)$, $p_3 = (1 - \tau_n)(1 - \tau_p)$ e $p_4 = \tau_n\tau_p$.

Transparências nucleares dependem essencialmente da energia cinética do neutron e próton no estado final, e podem ser avaliadas como se acha detalhado em [12,14]. Para fótons de energia 60-130 MeV interagindo com actinídeos, verifica-se que em $\sim 80\%$ dos casos ou mais são formados núcleos residuais excitados ($\bar{E}_1^* \approx \bar{E}_2^* \approx E_\gamma/2$ ou $E_3^* = E_\gamma$) e, portanto, altamente fissionáveis, predominando o terceiro modo de formação de núcleo residual como acima definido.

A probabilidade total de fissão, isto é, a fissionabilidade do núcleo alvo é, pois, dada por

$$f(E_\gamma) = \sum_{i=1}^4 p_i P_{fi}(E_i^*), \quad \sum_{i=1}^4 p_i = 1, \quad (6)$$

em que P_{fi} representa a probabilidade de fissão do núcleo residual formado segundo o modo i . Uma vez que $E_4^* = 0$, segue-se que $P_{f_4} = 0$ e, portanto,

$$f(E_\gamma) = p_1 P_{f_1}(Z, A - 1, \bar{E}_1^*) + p_2 P_{f_2}(Z - 1, A - 1, \bar{E}_2^*) + p_3 P_{f_3}(Z, A, \bar{E}_3^*). \quad (7)$$

Como os núcleos-alvo são actinídeos, os diferentes núcleos residuais formados também são e, neste caso, as barreiras de fissão são, em geral, menores do que as respectivas energias de separação de neutrôn ($B_{f_0} < S_n$) (veja tabela 1). Por conseguinte, podemos dizer que a probabilidade de fissão dos núcleos residuais formados segundo os modos $i = 1, 2$ e 3 é muito aproximadamente igual às suas probabilidades de 1ª chance de fissão, f_{1_i} , isto é,

$$P_{f_1} \approx f_{1_1}(Z, A - 1, \bar{E}_1^*); \quad P_{f_2} \approx f_{1_2}(Z - 1, A - 1, \bar{E}_2^*); \quad P_{f_3} \approx f_{1_3}(Z, A, E_\gamma). \quad (8)$$

Por outro lado, as probabilidades de 1ª chance de fissão, f_{1_i} ($i = 1, 2, 3$), não devem diferir apreciavelmente para núcleos actinídeos vizinhos, pois todos apresentam baixa

barreira de fissão (tabela 1), ao mesmo tempo que não devem variar significativamente também com a energia (veja tabela 2). Cálculos de transparências nucleares de actínídeos [14] indicam $0,20 \lesssim \tau_n \lesssim 0,50$ e $0,10 \lesssim \tau_p \lesssim 0,15$ para energias do neutron e próton aqui consideradas, de forma que o modo $i = 3$ é o predominante, ao mesmo tempo que $p_4 \lesssim 8\%$. Consequentemente, podemos escrever

$$f(Z, A, E_\gamma) \approx f_1(Z, A, E^* = E_\gamma) \ , \quad 60 \lesssim E_\gamma \lesssim 130 \text{ MeV}. \quad (9)$$

Este resultado nos diz que, para actínídeos, a fissionabilidade nuclear pode ser descrita aproximadamente pela 1ª chance de fissão do núcleo-alvo com energia de excitação igual à energia do fóton incidente.

4 Competição fissão/evaporação de neutron

O núcleo residual mais provável (Z, A, E_γ) formado em decorrência da fotoabsorção primária desexcita-se por um mecanismo de competição entre fissão e evaporação de nucleons. Para actínídeos com baixa energia de excitação ($E^* \approx E_\gamma \lesssim 130 \text{ MeV}$) os principais modos de resfriamento nuclear são evaporação de neutron e fissão (partículas carregadas, como próton e partícula alfa, possuem a dificuldade adicional da barreira de Coulomb, que inibe a emissão dessas partículas). A descrição quantitativa está fundamentada no modelo da gota para a fissão nuclear proposto por Bohr e Wheeler [20] e na teoria estatística de evaporação nuclear de Weisskopf [21]. A probabilidade de fissão relativa à emissão de neutron é dada pela fórmula de Vandenbosch e Huizenga [22], que se escreve:

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = F = \frac{15}{4} \frac{\left(\sqrt{4ra_n(E^* - B_f)} - 1 \right)}{rA^{\frac{2}{3}}(E^* - S_n)} \exp\{2\sqrt{a_n}[\sqrt{r}\sqrt{E^* - B_f} - \sqrt{E^* - S_n}]\}. \quad (10)$$

Assim, a probabilidade de 1ª chance de fissão, ou seja, a fissionabilidade nuclear para os núcleos em consideração, é calculada como

$$f \approx f_1 = \frac{F}{1 + F} \ . \quad (11)$$

Na expressão (10), S_n é a energia de separação do neutron, e B_f é a altura da barreira de fissão corrigida para a excitação nuclear,

$$B_f = B_{f_0} \left(1 - \frac{E^*}{B}\right), \quad (12)$$

onde B_{f_0} é a barreira de fissão do núcleo em seu estado fundamental, e B é a energia de ligação total do núcleo [14]. Para o parâmetro de densidade de nível do núcleo residual após evaporação do neutron, a_n , adotamos a expressão moderna

$$a_n = \tilde{a} \left\{ 1 + [1 - \exp(-0,051E^*)] \frac{\Delta M}{E^*} \right\} \quad (13)$$

proposta por Iljinov e outros [23], na qual ΔM representa a correção de camada na massa nuclear calculada, e

$$\tilde{a} = 0,114A + 0,098A^{\frac{2}{3}} \quad \text{MeV}^{-1} \quad (14)$$

é o valor assintótico de a_n (uma pequena correção sobre E^* devida a efeitos de emparelhamento foi desprezada em (13)). As constantes que aparecem em (13) e (14) são parâmetros ajustáveis resultantes do estudo sistemático de densidade de níveis feito com centenas de núcleos excitados (para detalhes ver [23]). Os valores das grandezas ΔM , B_{f_0} , B , S_n e \tilde{a} para os diferentes actinídeos acham-se reunidos na tabela 1.

Por fim, a quantidade $r = a_f/a_n$ (razão entre o parâmetro de densidade de nível do núcleo no ponto de sela da fissão, a_f , e a_n) é desconhecida, e como tal será tratada como um parâmetro a ser determinado de forma semiempírica. Assim, os valores experimentais de f da tabela 2 são utilizados com o conjunto das equações (10-14) para se obter a razão $r = a_f/a_n$ em cada caso. Os valores (semi-empíricos) de r assim obtidos são parametrizados por uma expressão da forma

$$r = 1 + a \left(\frac{Z^2}{A} - b \right), \quad (15)$$

onde a e b são constantes a determinar. Finalmente, volta-se a equação (11), agora com os valores de r dados por (15), para se obter as fissionabilidades nucleares de cada núcleo-alvo e para cada energia do fóton incidente.

5 Resultados e discussão

Observa-se, inicialmente, que as seções de choque de fotofissão variam pouco no intervalo 60-130 MeV ($\sim 23\%$ para ^{232}Th e ^{233}U , e $\sim 16\%$ para ^{235}U , ^{238}U e ^{237}Np , conforme dados da tabela 2.). O mesmo acontece com a seção de choque total de fotoabsorção nuclear (uma variação não maior que 8%, ou praticamente constante, dentro das incertezas, conforme se observa na figura 1-c). Consequentemente, a fissionabilidade nuclear f proveniente das medidas se apresenta praticamente constante no intervalo 60-130 MeV para cada núcleo alvo (tabela 2), de modo que é bastante considerar o valor médio \bar{f} em cada caso. Observa-se, entretanto, um claro andamento crescente de \bar{f} com o parâmetro Z^2/A (figura 2-a, círculos escuros), exceção feita ao isótopo ^{233}U . Como este nuclídeo exibe o menor valor de altura de barreira de fissão conforme calculado pelo modelo da gotícula [24] (tabela 1), dever-se-ia esperar por um valor de fissionabilidade nuclear maior do que aquele para o ^{235}U (que possui barreira de fissão mais alta) , o que não se verifica experimentalmente (figura 2-a).

Os valores da razão $r = a_f/a_n$ determinados de modo semi-empírico para cada núcleo alvo (seção 4) resultam praticamente independentes da energia, e o valor médio, \bar{r} , calculado no intervalo 60-130 MeV está representado contra Z^2/A na figura 2-b (círculos escuros). Novamente aqui se observa um andamento crescente de \bar{r} com Z^2/A , onde o ponto correspondente ao isótopo ^{233}U aparece deslocado do comportamento linear geral. Mesmo assim, adotando a parametrização definida pela equação (15) como proposto em [26], e válida tão somente para actínídeos, acham-se para as constantes a e b os resultados $a = 0,0389$ e $b = 34,24$. Finalmente, os valores de \bar{r} assim determinados são levados de volta em (10) para se obter a fissionabilidade nuclear calculada. Os valores médios estão mostrados na figura 2-a (círculos claros), e a dependência com a energia para cada núcleo alvo está representada pelas curvas contínuas na figura 3. Observa-se na figura 2-a que a posição relativa das fissionabilidades medida e calculada para cada núcleo reflete aquela mostrada na figura 2-b para a quantidade \bar{r} , entre os pontos e a reta que os ajusta. O mesmo se observa na variação de f com E_γ (figura 3.), notadamente para os núcleos ^{233}U e ^{235}U . Para os demais núcleos, as curvas calculadas representam bastante bem os pontos experimentais.

Por último, a questão dos valores de \bar{f} e \bar{r} para o núcleo-alvo ^{233}U resultarem ligeiramente menores do que o previsto ($\sim 10\%$ menor no caso de \bar{f} e $\sim 3\%$ no caso de \bar{r} , conforme pode ser visto na figura 2-a,b) constitui fato inesperado, pois contradiz resultados experimentais de baixa energia [27, 28] (figura 2-c), como também o que prevê

o modelo de gotícula para a fissão [24]. Entretanto, há dificuldades em se avaliar os pequenos (porém importantes) efeitos de camada que contribuem para o valor final da barreira de fissão, o que poderia alterar os valores semi-empíricos de \bar{r} . Por outro lado, incertezas sistemáticas nas medidas de σ_f para os isótopos bastante vizinhos ^{233}U e ^{235}U podem tornar difícil uma melhor determinação dos resultados experimentais de σ_f para esses isótopos (para detalhes ver Ref. [5]).

6 Conclusão

Uma abordagem semi-empírica com base no modelo corrente a dois estágios (fotoabsorção nuclear via quase-deutêron, seguida da competição entre evaporação de neutron e fissão) para reações fotonucleares foi utilizada na análise de dados experimentais recentes de seção de choque de fotofissão de núcleos actinídeos (^{232}Th , $^{233,235,238}\text{U}$, ^{237}Np) obtidos no intervalo 60-130 MeV [5]. O parâmetro ajustável $r = a_f/a_n$ resultou constante para cada núcleo alvo no intervalo de energia do fóton incidente considerado, porém o valor médio \bar{r} mostrou-se linearmente crescente com o parâmetro de fissão Z^2/A (figura 2-b). Este resultado é válido tão somente para núcleos actinídeos ($Z^2/A \gtrsim 34, 25$), o que está de acordo com conclusão anterior a que chegaram Martins e outros [26]. As fissionabilidades nucleares médias foram bastante bem reproduzidas pela presente análise, e mostraram também um comportamento crescente com Z^2/A (figura 2-a), embora diferenças ainda não completamente compreendidas existam no caso do isótopo ^{233}U .

Agradecimentos

Os autores desejam agradecer a Silvio C. da Conceição, Margaret Q. N. Soares e Silva e Susana R. de Pina pelo apoio técnico recebido. Discussões com Sérgio J.B. Duarte foram bastante proveitosas. VMA agradece ao CNPq pela Bolsa de IC concedida.

Referências

- [1] H. Ries , U. Kneissl, G. Mank e outros: Absolute photofission cross sections of $^{235}, ^{238}\text{U}$ measured with tagged photons between 40 and 105 MeV, Phys. Letters **139** B, 254 (1984).
- [2] A. Leprêtre , R. Bergère, P.Bourgeois e outros: Absolute photofission cross sections for ^{232}Th and $^{235}, ^{238}\text{U}$ measured with monochromatic tagged photons ($20 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 110 \text{ MeV}$), Nucl. Phys. A **472**, 533 (1987).
- [3] D. Babusci, V. Bellini, M.Capogni e outros: Polarised and tagged gamma-ray ladon beams, Riv. Nuovo Cimento **19** (5), 1 (1996).
- [4] M.L. Terranova, G.Ya. Kezerashvili, V. A. Kiselev e outros: Fission cross section and fissility of ^{209}Bi by 60-270 MeV tagged photons, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **22**, 1661 (1996).
- [5] J. C. Sanabria, B. L. Berman, C. Cetina e outros: Photofission of actinide nuclei in the quasi-deuteron and lower part of the Δ energy region, Phys. Rev. C **61**, 034604 (2000).
- [6] C. Cetina, P. Heimberg, B.L. Berman e outros: Photofission of heavy nuclei from 0.2 to 3.8 GeV, Phys. Rev. C **65**, 044622 (2002).
- [7] D. Babusci , L. Casano, A. D'Angelo e outros: Polarized gamma-ray beams by inverse Compton-scattering, Prog. Part. Nucl. Phys. **24**, 119 (1990).
- [8] M. L. Terranova, G.Ya. Kezerashvili, A.M. Milov e outros: Photofission cross section and fissility of pre-actinide and intermediate-mass nuclei by 120 and 145 MeV Compton backscattered photons, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **24**, 205 (1998).
- [9] N. Bianchi, A. Deppman, E. De Sanctis e outros: Photofissility of ^{232}Th measured with tagged photons from 250 to 1200 MeV, Phys. Rev. C **48**, 1785 (1993).
- [10] N. Bianchi , A.Deppman, E. De Sanctis e outros: Measurement of the total cross-section for ^{238}U photofission in the nucleon resonance region, Phys. Letters **B299**, 219 (1993).

- [11] A.S. Iljinov, D.I. Ivanov, M.V. Mebel e outros: Fissilities of ^{238}U and ^{237}Np nuclei measured with tagged photons in the energy-range 60-240 MeV, Nucl. Phys. **A539**, 263 (1992).
- [12] E. de Paiva, O.A.P. Tavares e M.L. Terranova: Nuclear photofissility in the quasi-deuteron energy region, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **27**, 1435 (2001).
- [13] A. Deppman, O.A.P. Tavares, S.B. Duarte e outros: Photofissility of actinide nuclei at intermediate energies, Phys. Rev. Letters **87**, 182701 (2001).
- [14] O.A.P. Tavares e M.L. Terranova: Analysis of ^{209}Bi and ^{238}U photofission cross section in the quasi-deuteron region of photonuclear absorption, Z. Phys. A: Hadrons and Nuclei **343**, 407 (1992).
- [15] J.S. Levinger: The high energy nuclear photoeffect, Phys. Rev. **84**, 43 (1951).
- [16] J.S. Levinger: Modified quasi-deuteron model, Phys. Letters **B82**, 181 (1979).
- [17] P. Rossi, E. De Sanctis, P. Levi Sandri e outros: Bidimensional fit to ^2H (γ , p)n cross-section values between 20 and 440 MeV, Phys. Rev. C **40**, 2412 (1989).
- [18] O.A.P. Tavares e M. L. Terranova: Nuclear photoabsorption by quasi-deuterons and an updated evaluation of Levinger's constant, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18**, 521 (1992).
- [19] S.R. de Pina, J. Mesa, A. Deppman e outros: Nucleon effective mass effects on the Pauli-blocking function, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28**, 2259 (2002).
- [20] N. Bohr e J.A. Wheeler: The mechanism of nuclear fission, Phys. Rev. **56**, 426 (1939).
- [21] V.F. Weisskopf: Statistics and Nuclear Reactions, Phys. Rev. **52**, 295 (1937).
- [22] R. Vandenbosch e J.R. Huizenga: Nuclear fission, 1st edition, p. 227 (N.York, Academic Press, 1973).
- [23] A.S. Iljinov, M.V. Mebel, N. Bianchi e outros: Phenomenological statistical analysis of level densities, decay widths and lifetimes of excited nuclei, Nucl. Phys. **A543**, 517 (1992).

- [24] W.D. Myers: Droplet model of atomic nuclei, 1st edition, pp.35 (N. York, Plenum Press), 1977.
- [25] G. Audi e A.H. Wapstra: The 1993 atomic mass evaluation, Nucl.Phys. **A565**, 1 (1993).
- [26] J. B. Martins, E. L . Moreira , O. A. P. Tavares e outros: Absolute photofission cross section of ^{197}Au , ^{nat}Pb , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{238}U and ^{235}U nuclei by 69-MeV monochromatic and polarized photons, Phys. Rev. C **44**, 354 (1991).
- [27] B. L. Berman, J. T. Caldwell, E.J. Dowdy e outros: Photofission and photoneutron cross sections and photofission neutron multiplicities for ^{233}U , ^{234}U , ^{237}Np , and ^{239}Pu , Phys. Rev. C **34**, 2201 (1986).
- [28] J. T. Caldwell, E. J. Dowdy, B.L. Berman e outros: Giant resonance for the actinide nuclei: photoneutron and photofission cross sections for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , and ^{232}Th , Phys. Rev. C **21**, 1215 (1980).

Tabela 1: Propriedades de alguns núcleos actinídeos

Z	A	$\frac{Z^2}{A}$	C^b (MeV ⁻¹)	ΔM^c (MeV)	$B_{f_0}^d$ (MeV)	B^e (MeV)	S_n^f (MeV)	\tilde{a}^g (MeV ⁻¹)
89	231	34,29	2,55	-0,03	5,50	1759	5,72	30,023
90	231	35,06	2,56	-0,10	5,17	1760	5,12	30,023
90	232 ^a	34,91	2,57	-0,25	5,23	1767	6,44	30,148
91	232	35,69	2,58	-0,31	4,88	1765	5,55	30,148
91	234	35,39	2,59	-0,60	5,01	1777	5,22	30,397
91	237	34,94	2,62	-0,96	5,10	1794	5,78	30,771
92	232	36,48	2,59	-0,34	4,49	1766	7,25	30,148
92	233 ^a	36,33	2,60	-0,51	4,60	1772	5,76	30,273
92	234	36,17	2,60	-0,66	4,69	1779	6,84	30,397
92	235 ^a	36,02	2,61	-0,80	4,77	1784	5,30	30,522
92	236	35,86	2,62	-0,93	4,83	1790	6,54	30,646
92	237	35,71	2,63	-1,05	4,88	1796	5,13	30,771
92	238 ^a	35,56	2,63	-1,16	4,92	1802	6,15	30,896
93	236	36,65	2,63	-1,00	4,56	1789	5,73	30,646
93	237 ^a	36,49	2,64	-1,13	4,63	1795	6,58	30,771
94	239	36,97	2,67	-1,42	4,48	1807	5,65	31,020

^aNúcleos-alvo analisados no presente trabalho.

^bEquação (5). O valor médio é $\bar{C} = (2,60 \pm 0,03)$ MeV⁻¹.

^cCorreção do efeito de camada na massa nuclear [24].

^dBarreira de fissão do estado fundamental do núcleo; valores extraídos de [24].

^eEnergia de ligação total do núcleo [25].

^fEnergia de separação do neutron [25].

^gEquação (14).

Tabela 2: Seção de choque de fotofissão^{a)} (σ_f) e fissionabilidade nuclear^{b)} (f) de actinídeos na região de fotoabsorção quase-dêuteron.

E_γ (MeV)	^{232}Th		^{233}U		^{235}U		^{238}U		^{237}Np	
	σ_f	f	σ_f	f	σ_f	f	σ_f	f	σ_f	f
68	8,8	0,45	15,9	0,82	16,7	0,86	15,6	0,80	19,0	0,98
78	8,8	0,46	15,3	0,80	16,3	0,85	14,4	0,76	19,0	~ 1
86	8,8	0,46	15,9	0,84	16,7	0,88	14,4	0,76	17,7	0,93
95	9,5	0,51	16,4	0,88	16,9	0,91	14,8	0,80	18,5	~ 1
104	9,2	0,49	16,4	0,87	18,8	0,99	15,2	0,80	18,5	0,98
112	9,5	0,50	16,9	0,89	17,3	0,91	15,0	0,79	19,3	~ 1
120	10,6	0,55	17,4	0,90	18,8	0,97	17,0	0,88	19,6	~ 1
129	10,8	0,54	19,6	0,98	19,4	0,97	18,0	0,90	22,0	~ 1

a) Seções de choque (expressas em mb) são dados experimentais obtidos no Saskatchewan Accelerator Laboratory (Saskatoon, Canadá) por Sanabria e outros [5].

b) Fissionabilidades nucleares são valores deduzidos de $f = \sigma_f/\sigma_a^T$, onde σ_a^T é a seção de choque total de fotoabsorção nuclear como explicado no texto (seção 2).

Legendas para as figuras

Figura 1 - a) Seção de choque de fotodesintegração do dêuteron “livre”, σ_d , em função da energia do fóton, E_γ , de acordo com Rossi e outros [17]. b) Função “Bloqueio de Pauli”, $f_B(E_\gamma)$; círculos representam valores semi-empíricos obtidos como descrito no texto; a reta é a representação de f_B no intervalo de energia indicado; quadrados cheios são resultados de simulação Monte Carlo [19]. c) Seção de choque total de fotoabsorção nuclear para actinídeos conforme Eq. (5); a região sombreada indica incerteza de $\pm 5\%$.

Figura 2 - Fissionabilidade nuclear média, \bar{f} (parte a), e razão $\bar{r} = a_f/a_n$ (parte b) em função de Z^2/A . Em a) pontos escuros são valores médios experimentais, e pontos claros são aqueles calculados na presente análise (ver texto); as incertezas são estatísticas, e a curva é feita a olho. Em b) pontos são valores médios de resultados semi-empíricos de r obtidos como descrito no texto; a reta é o ajuste por mínimos quadrados (cf. Eq. (15)). Em c) pontos são valores experimentais de fissionabilidade nuclear obtidos a 10 MeV para vários actinídeos [27,28]; a curva é traçada a olho.

Figura 3 - Fissionabilidade, f como função da energia do fóton incidente, E_γ , para vários núcleos actinídeos. Pontos representam resultados provenientes das medidas de seção de choque de fotofissão obtidas por Sanabria e outros [5]; as curvas são andamentos semi-empíricos calculados no presente trabalho.

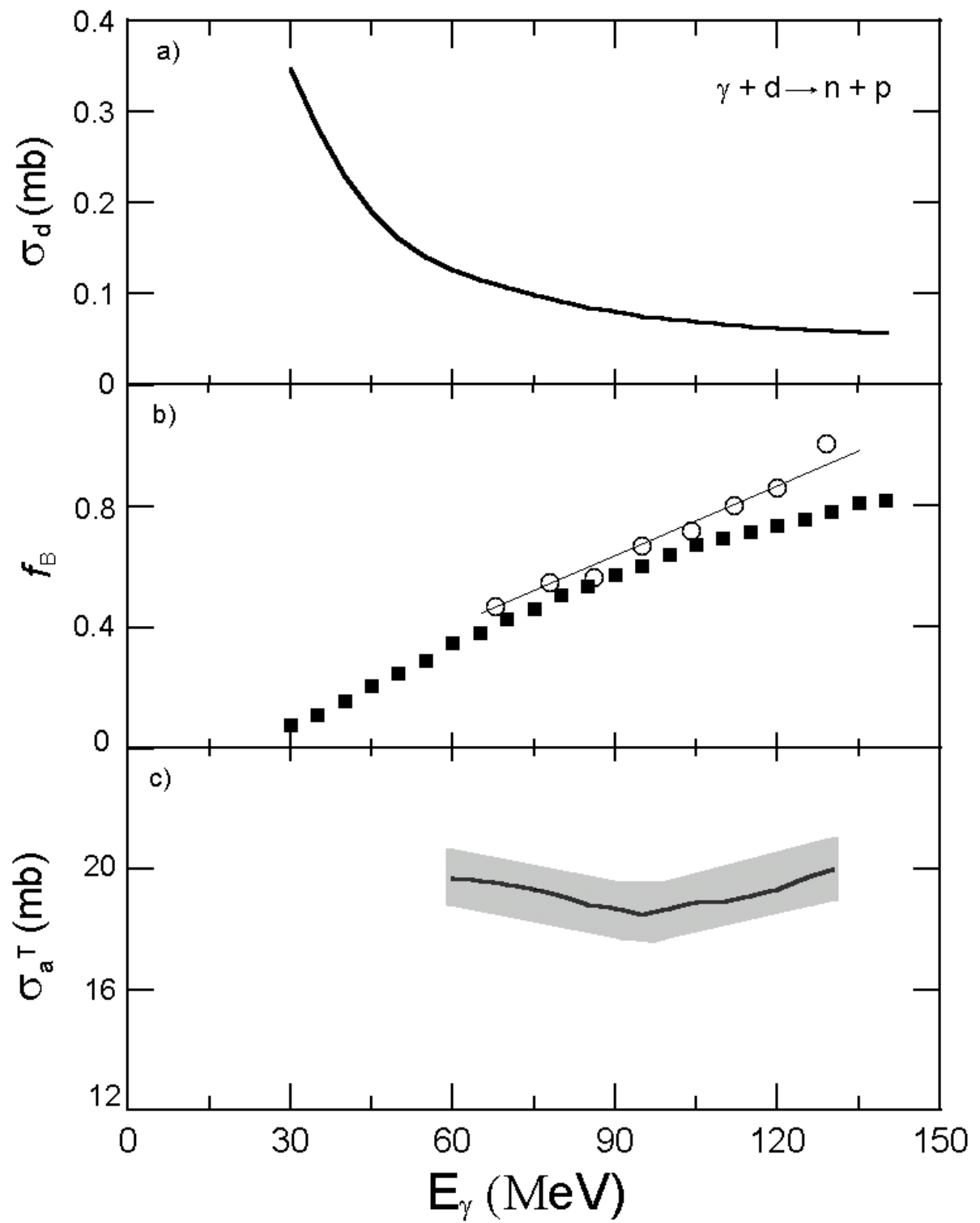


Fig. 1

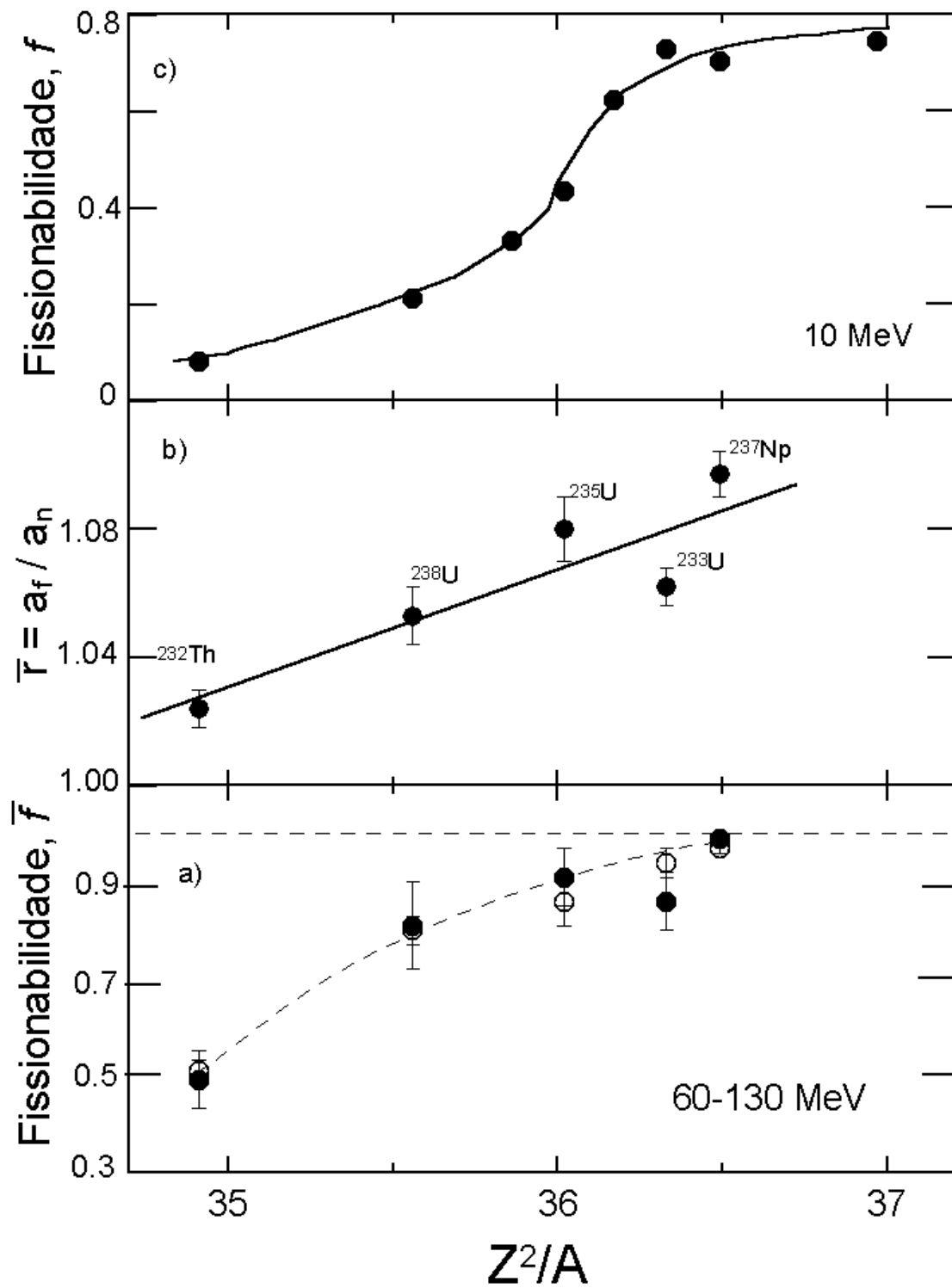


Fig. 2

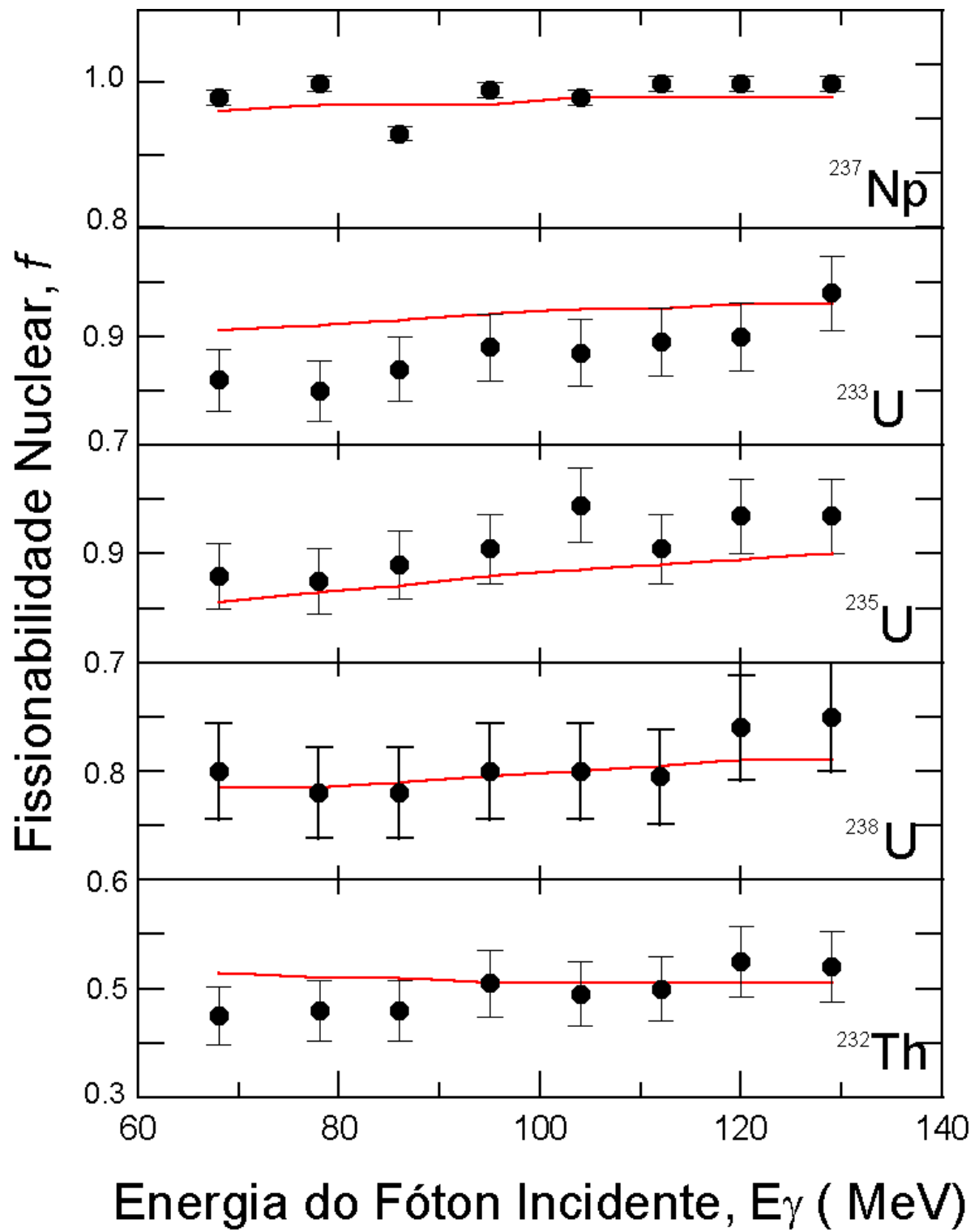


Fig. 3