

This method uses the quantum statistical model proposed by Decowsky et al.[7], which takes into account the shell and pairing effects calculated in the framework of the BCS model. However, this model does not give an adequate description of the level densities at low energies due to the discrete structure of the spectrum. Therefore, at low excitation energies, the level density calculation is carried out using a combinatorial method[5,6]. In both cases, realistic single particle spectra and phenomenological collective enhancement of the level densities in deformed nuclei are used. Since these calculations are carried out within the same model (BCS), and since they make use of the same single particle and pairing strengths parameters, a smooth joining of the discrete and continuous parts of the level densities is naturally achieved.

The angular distribution of fission fragments from a transition state with quantum numbers J, M, K was calculated by[1]

$$W_{M,K}^J(\theta) = \left(\frac{2J+1}{2} \right) |d_{M,K}^J|^2, \quad (2)$$

where $d_{M,K}^J$ are the rotational wave functions[1].

The differential cross section for fission through a transition state with J, M, K is defined as

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(J^\pi, K; E, \theta) = \sum_M \sigma(J^\pi, K; E) W_{M,K}^J(\theta), \quad (3)$$

with $\sigma(J^\pi, K; E) = P_f(J^\pi, K; E) \sigma_{Tot}(E)$.

REFERENCES

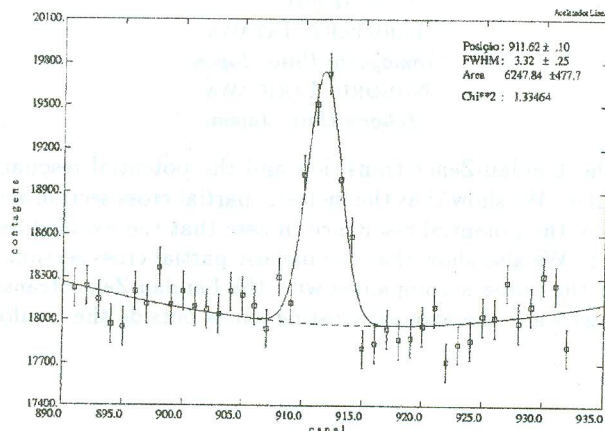
- [1] J.D.T. Arruda-Neto et al, Nucl. Phys., **A334**, 297 (1980)
- [2] F. Garcia et al., BARRIER Code: Calculation of fission barriers Comp. Phys. Comm. (in press)
- [3] V. V. Pashkevich, Nucl. Phys., **A169**, 275 (1971)
- [4] V. A. Chepurnov, Sov. J. Nucl. Phys., **6**, 696 (1968)
- [5] F. Garcia et al., J.Phys. G: Nucl. Part. Phys., **19**, 2157 (1993)
- [6] F. Garcia et al., Comp. Phys. Comm., **86**, 129 (1995)
- [7] P. Decowski et al., Nucl. Phys. **A110**, 129 (1968)

[11/09/99 - Painel]

ESTUDO DA REAÇÃO $^{27}\text{Al}(p, ^7\text{Be})^{21}\text{Ne}$

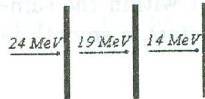
M. T. YAMASHITA, F. BRINGAS, P. R. PASCHOLATI, I. D. GOLDMAN
Instituto de Física, Universidade de São Paulo.

Experimentos realizados anteriormente [1] mostraram a presença de ^7Be em reações induzidas por prótons de, aproximadamente, 24 MeV no ^{27}Al . Abaixo é mostrado o pico detectado do ^7Be referente à energia de 477 keV.



Com a finalidade de excluir a produção de ^7Be por possíveis impurezas presentes no alumínio, dentre elas o Li, B, Be e N (uma forma de quantificar o nitrogênio contido na superfície da amostra de alumínio consiste em utilizar o

método de RBS - Rutherford backscattering) foi efetuada irradiação de 3 lâminas em seqüência ("stacking foils"). Para isto dispôs-se de três lâminas de alumínio com, aproximadamente, 1 mm de espessura. A primeira lâmina foi irradiada com uma energia de 24 MeV. A segunda e a terceira com 19 e 14 MeV (energias calculadas a partir de tabelas de perda de energia), respectivamente (ver figura abaixo).



Levando-se em conta o Q da reação $^{27}\text{Al}(p, ^7\text{Be})^{21}\text{Ne}$, $Q = -19,939$ MeV, notamos que a produção de ^7Be proveniente do ^{27}Al só é possível na primeira lâmina. Porém, a presença de ^7Be foi identificada (através da detecção da transição gama de 477 keV) nas três lâminas, dentre outros núclídeos produzidos por contaminantes.

O resultado obtido demonstra que parte do ^7Be detectado provém de impurezas contidas no alumínio. Considerando a reação em estudo $^{27}\text{Al} + p \rightarrow ^{28}\text{Si}^* \rightarrow ^7\text{Be} + ^{21}\text{Ne}$ nota-se que a barreira Coulombiana para a "saída" do ^7Be é aproximadamente 8,5 MeV. Como o limiar da reação acima é da ordem de 20 MeV, temos uma energia disponível para a "fissão" do $^{28}\text{Si}^*$ de 4 MeV, desta forma a probabilidade de separação do ^7Be do $^{28}\text{Si}^*$ torna-se muito pequena, já que 4 MeV é um pouco menos da metade da barreira Coulombiana. Este resultado pode ser discutido comparando-se o ^7Be com o deuteron, já que ambos são fracamente ligados (a energia de ligação é 1,6 e 2,2 MeV, respectivamente). Assim pode-se pensar em termos de um modelo de função de onda estendida para o ^7Be (este composto, temporariamente, por $^4\text{He} + ^3\text{He}$), desta forma teríamos uma diminuição da barreira Coulombiana considerando que o ^4He ou o ^3He "atrasse" primeiro a barreira, levando acoplado a si o outro núcleo. No caso da partícula α atravessar a barreira primeiro têm-se uma diminuição da barreira para, aproximadamente, 5,3 MeV. No outro caso a mesma diminuiria para 4,8 MeV.

Os ritmos de contagem obtidos para a área de transição de 477 keV da primeira, segunda e terceira lâmina foram, respectivamente: 139, 106 e 66 contagens/h (valores aproximados). Trabalhos realizados [2] em energias mais elevadas indicaram uma seção de choque de, aproximadamente, $4\mu\text{b}$ para energia de 28 MeV dos prótons incidentes.

[1] M. T. Yamashita, F. Bringas, P. R. Pascholati e I. D. Goldman, Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil - Programa e Resumos, Itatiaia, RJ (1998)

[2] M. Furukawa, S. Kume and M. Ogawa, J, NP, 69, 362, 65

[11/09/99 - Painel]

LANDAU-ZENER TRANSITION IN THE PRESENCE OF POTENTIAL BARRIER AND VALLEY

MANABU UEDA

IFUSP

TERUTAKE TAZAWA

Yamaguchi Univ. Japan

NOBORU TAKIGAWA

Tohoku Univ. Japan

We discuss interplay between the Landau-Zener transition and the potential resonance in the heavy-ion collision based on our semiclassical formulae. We show that the inelastic partial cross section attributed to the Landau-Zener transition is strongly enhanced by the potential resonance in case that the avoided crossing of two adiabatic levels exists inside the Coulomb barrier. We also show that the inelastic partial cross section is strongly suppressed by the destructive interference between the phase accompanied with the Landau-Zener transition and the phase shifts for the adiabatic potential scatterings when the avoided crossing exists outside the Coulomb barrier.