

## MECANISMOS DE REAÇÃO EM ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS

Nelson Carlin Filho

Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Laboratório Pelletron - C.P. 20516 - 01498 - São Paulo, SP

Em energias de bombardeio não muito acima da barreira Coulombiana as reações nucleares mostram características que indicam que estas reações são dominadas por efeitos do campo nuclear médio. Neste caso, para parâmetros de impacto relativamente largos, correspondentes a processos periféricos, uma pequena quantidade de massa e energia é trocada entre projétil e alvo. À medida que o parâmetro de impacto torna-se menor, as reações passam a ser dominadas por processos fortemente dissipativos, onde projétil e alvo ainda mantêm suas identidades, embora uma quantidade significativa de massa e energia seja agora trocada. Para parâmetros de impacto ainda menores, a fusão toma lugar e temos formação de núcleos compostos os quais decaem por emissão de partículas e raios gama.

Para colisões em energias relativísticas, os efeitos das colisões nucleon-nucleon tornam-se dominantes. Já em energias intermediárias ( $E/A = 20-200$  MeV), espera-se que ocorra uma transição de reações dominadas pelo campo médio a reações dominadas por colisões nucleon-nucleon. Sendo assim, uma descrição apropriada dos processos nesta região de energia deve considerar o campo nuclear médio, colisões nucleon-nucleon bem como o princípio de Pauli. Quando o caminho livre médio torna-se comparável à distância média entre núcleons, ocorrem muitas colisões durante a fase de interpenetração da reação. Como consequência, a zona de reação pode equilibrar-se de forma rápida o suficiente de modo a permitir uma descrição estatística do espectro de energia dos nucleons participantes. Este conceito de participantes e espectadores tem sido aplicado com relativo sucesso a reações em energias intermediárias.

As secções de choque inclusivas para partículas leves são relativamente bem descritas por distribuições maxwellianas centradas em velocidades ligeiramente menores que metade da velocidade do feixe. Estas velocidades são maiores que as

com o esperado segundo o conceito simples de fusão incompleta, onde parte do projétil aparece com a velocidade do projétil. A secção de choque inclusiva pode ser dada por:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = C (E - V_c)^{1/2} \exp(-E_s/T) \quad I$$

$$E_s = E - V_c + E_0 - 2 [E_0(E - V_c)]^{1/2} \cos\theta$$

Aqui, C é uma constante de normalização,  $\theta$  é o ângulo de detecção,  $V_c$  é a barreira Coulombiana no ponto de emissão,  $E_0 = mv_0^2/2$  onde m é a massa da partícula emitida e  $v_0$  é a velocidade média, ou seja, a velocidade da fonte. T é a temperatura.

Uma análise mais elaborada, levando em conta que as partículas são emitidas preferencialmente em um plano contendo o eixo do feixe ( $\frac{d\sigma}{d\theta} = \text{constante}$ ), leva à seguinte relação:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{CE^{1/2}}{\sin\theta} \exp(-E_s/T) \quad II$$

Ajustes realizados com uso da equação II são em geral melhores que os obtidos com a equação I, sobretudo em ângulos dianteiros e traseiros (figura I).

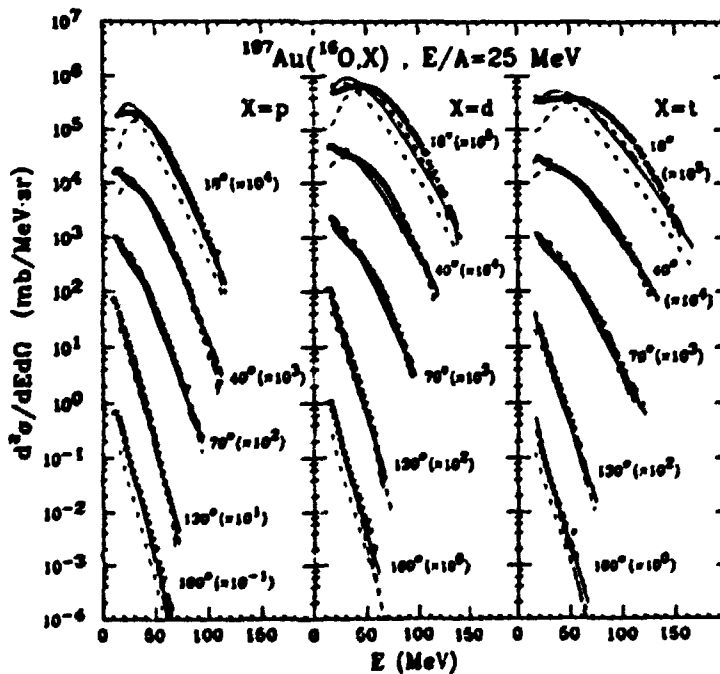


Figura I - Espectros de partículas leves para o sistema  $^{16}\text{O}-^{197}\text{Au}$ .  $E/A = 25$  MeV. Linhas sólidas representam ajustes com equação II e traço-ponto com equação I. Linhas 49 a 56 correspondem à emissão por um gás ideal em rotação.

Quando a energia por nucleon é aumentada, novos mecanismos envolvendo a emissão de núcleos mais complexos começa a tornar-se importante. Os processos que levam à emissão de fragmentos de massa intermediária ( $Z \geq 2$ ) são de particular interesse, pois podem fornecer informações a respeito do diagrama da fase líquido-gás da matéria nuclear.

Para colisões em energias intermediárias, a emissão de fragmentos de massa intermediária já acontece nos estágios iniciais não equilibrados da reação. Os espectros de energia exibem características similares àquelas estabelecidas para a emissão de partículas leves de pré-equilíbrio, ou seja, inclinações maiores para ângulos maiores e distribuições angulares com picos em ângulos dianteiros no referencial do centro de massa (figura II).

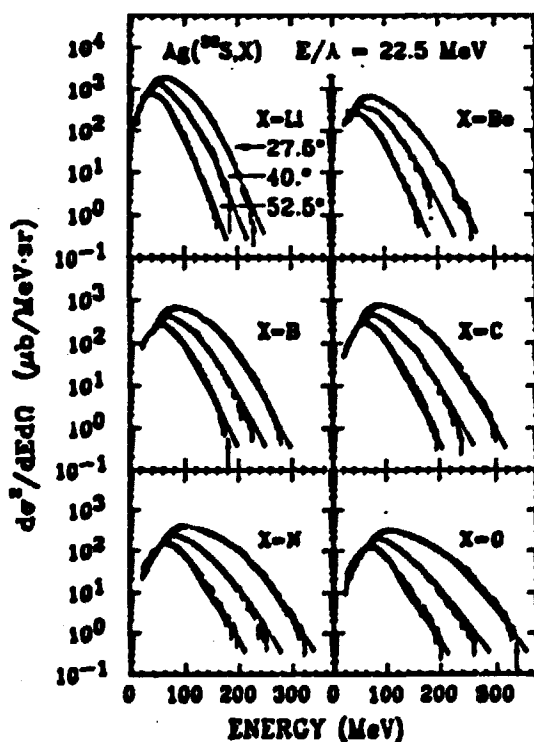


Figura II - Secções de choque diferenciais para fragmentos de massa intermediária emitidos em  $27.5^\circ$ ,  $40^\circ$  e  $50^\circ$  para o sistema  $^{32}\text{S}$  em  $\text{Ag}$  em  $E/A = 22.5$  MeV. As curvas correspondem a ajustes provenientes de parametrização com duas fontes.

De forma geral, um bom ajuste é obtido através do uso de parametrização com duas fontes. Uma fonte é associada à emissão por um

núcleo equilibrado formado em uma reação de fusão incompleta e a outra é calculada para fornecer o melhor ajuste dos dados.

A característica que mais chama a atenção na emissão de fragmentos de massa intermediária é que a distribuição de massas pode ser bem descrita por uma lei  $\sigma = A^{-\tau}$  onde  $\tau$  é um valor da ordem de 2.6 (figura III).

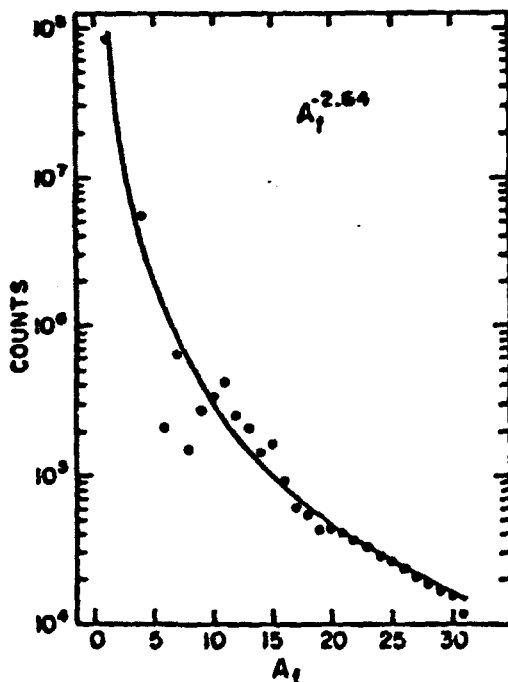


Figura III - Distribuição de massa de fragmentos emitidos em reações P+Xe em energias relativísticas.

Esta dependência da distribuição de massas foi interpretada como possivelmente devida à formação estatística de aglomerados perto do ponto crítico do diagrama de fase líquido-gás da matéria nuclear. Entretanto esta interpretação não é única, pois a distribuição de fragmentos pode se originar da desintegração aleatória dos núcleos, por exemplo.

Uma outra maneira de se estudar as reações em termos das propriedades globais é através do estudo da quantidade de energia ou momento depositada no sistema composto. Isto pode ser efetuado no caso de núcleos pesados físséis, fazendo-se uso da detecção de dois fragmentos de fissão coincidentes. O ângulo entre estes

fragmentos está relacionado com o momento do residuo pesado antes da fissão. Quando ocorre uma pequena transferência de momento, o residuo está quase em repouso e o ângulo entre os fragmentos vai ser  $\theta_{AB} \approx 180^\circ$ . Quando tratamos de transferência maior de momento, os fragmentos são focalizados em ângulos dianteiros e neste caso  $\theta_{AB} < 180^\circ$ . A figura IV ilustra, para várias energias de bombardeio, como se comportam estas distribuições para o sistema  $^{14}\text{B} + ^{238}\text{U}$ .

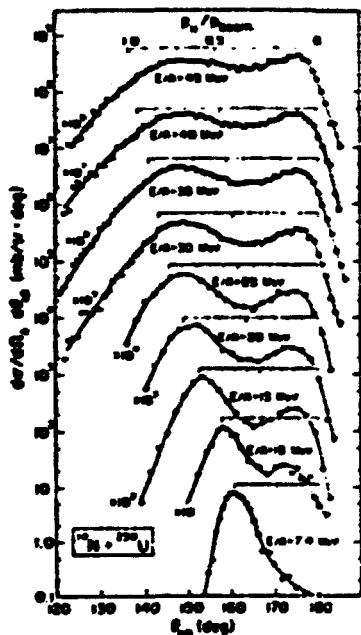


Figura IV - Distribuições de ângulo entre fragmentos de fissão para o sistema  $^{14}\text{B} + ^{238}\text{U}$ . Uma escala de transferência de momento é também fornecida com relação ao momento do feixe incidente.

Notamos que até aqui as medidas inclusivas apresentadas fornecem informações que, mesmo sendo importantes, estão mais ligadas a aspectos qualitativos das reações e podem estar sujeitas a interpretações ambíguas. Sendo assim, sente-se que medidas de coincidência entre diversas classes de partículas devem ser consideradas, com o intuito de se obterem informações mais completas.

Quando se trata da coincidência entre partículas leves, as medidas de correlações angulares a momentos relativos pequenos, devido à sua sensibilidade quanto à estatística quântica e interações no estado final, constitui-se numa importante ferramenta

para se estudar as características espaciais e temporais das fontes emissoras. Em geral, para energias intermediárias costuma-se assumir um tempo de vida desprezível para as fontes, encontrando-se portanto, um limite superior para as dimensões das mesmas. A figura V mostra correlações p-p para diversos valores da soma das energias dos mesmos.

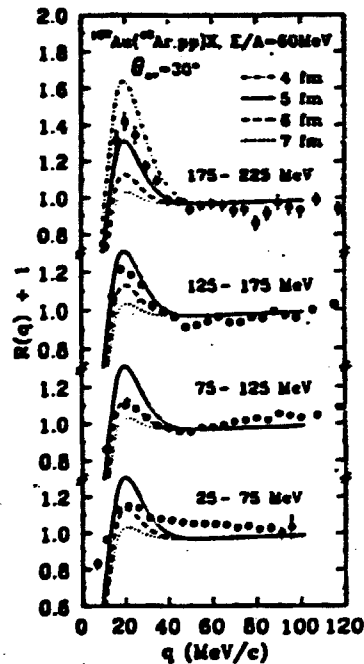


Figura V - Correlações angulares p-p para diversos intervalos de energia do par detectado, para o sistema  $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  em  $E/A=60$  MeV.

Notamos que à medida que aumentamos a energia, os ajustes para os dados fornecem valores menores para os raios da fonte emissora. Este fato pode ser interpretado como uma expansão radial da fonte, ou por outro lado pode refletir a evolução temporal da mesma, com partículas mais energéticas emitidas nos estágios iniciais do processo. Observa-se também que correlações entre diferentes tipos de partículas apresentam diferentes valores ajustados de raios para a fonte emissora. Este fato pode estar ligado à emissão de diferentes tipos de partículas em diferentes estágios do processo. Ao se levar em conta explicitamente a dependência temporal, mais informações podem ser obtidas.

No que se refere à coincidência entre fragmentos de massa intermediária e partículas leves, observa-se que os espectros inclusivos são semelhantes aos espectros de coincidência, indicando que partículas leves de pré-equilíbrio e fragmentos de massa intermediária são emitidos em tipos similares de reações (figura VI).

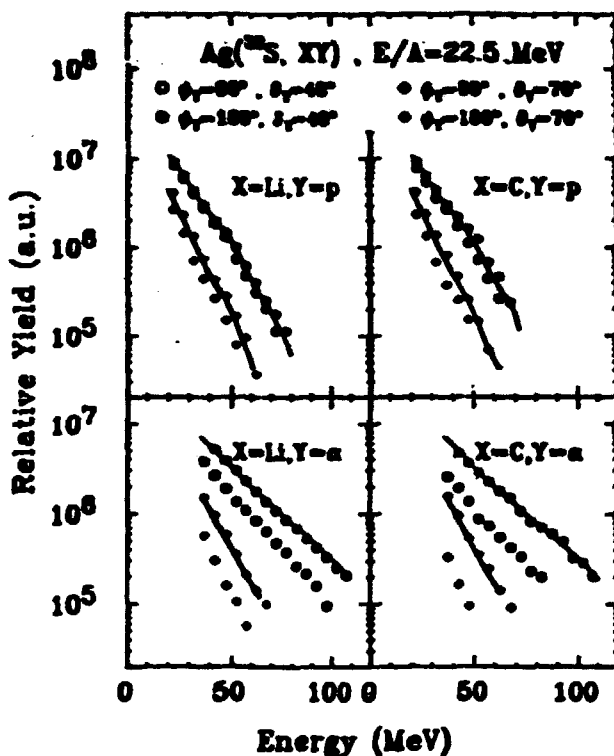


Figura VI - Espectros de energia de prótons e alfas medidos em coincidência com lítio e carbono emitidos em reações  $^{32}\text{S}+\text{Ag}$ . As partículas leves foram detectadas em ângulos  $\theta = 40^\circ$  e  $70^\circ$  com  $\theta_p = 90^\circ$  e  $180^\circ$ . Os fragmentos lítio e carbono foram detectados em  $\theta = 27.5^\circ$  e  $\theta = 0^\circ$ . As linhas sólidas correspondem às formas dos espectros inclusivos.

Além disso, a razão entre os espectros de coincidência e inclusivos mostra também uma preferência por emissão coplanar (plano contendo eixo do feixe incidente). Nas coincidências entre fragmentos de massa intermediária e resíduos pesados, percebe-se que em sua maioria, as velocidades de recuo são menores que as esperadas para fusão completa seguida por decaimento binário e os máximos das distribuições angulares são localizados em ângulos maiores que os

esperados para processos de fusão-fissão. Estas observações demonstram que os dois núcleos detectados não carregam em sua totalidade o momento do projétil.

Outro fato observado a partir do estudo de sistemas assimétricos em cinemática inversa é uma contribuição majoritária do decaimento binário de núcleos compostos. Chega-se a estes resultados através do estudo de diagramas de velocidade (figura VII) os quais mostram a emissão de fragmentos de massa intermediária por uma fonte com velocidade igual à do núcleo composto.



Figura VII - Diagrama de velocidades para o sistema  $^{63}\text{Cu} + ^{12}\text{C}$  em  $E/A = 12.6 \text{ MeV}$

Estas informações são confirmadas quando se analisam as distribuições angulares  $d\sigma/d\theta$  as quais se apresentam constantes como função do ângulo  $\theta$ ; a coincidência entre os fragmentos mostra também características que confirmam um processo binário. Quando se estudam sistemas mais simétricos ( $\text{La} + \text{Cu}$ ,  $\text{La} + \text{La}$ ) mais energia passa a ser dissipada e desvios com relação a um processo binário começam a ser observados.

Pode-se notar que a quantidade de informações obtidas sobre as reações cresce quando se consideram medidas de coincidência. Mesmo assim, ainda algumas questões permanecem em aberto. Por exemplo, a relação entre emissão de multifragmentos e a transição de fase líquido-gás da matéria nuclear ainda é



desconhecida, assim como a multiplicidade e distribuição de massa de fragmentos e sua dependência com a energia. Levando-se em conta estes aspectos, o uso de detectores  $4\pi$  passa a ter um papel importantíssimo quando se deseja efetuar um estudo mais completo dos processos. Com este tipo de detectores podemos estudar, entre outras coisas, a dependência com energia do projétil e parâmetro de impacto da multiplicidade de fragmentos complexos. Podemos também estudar a correlação entre fragmentos complexos para verificar a escala temporal da emissão (breakup simultâneo ou seqüencial).

Existem hoje vários detectores  $4\pi$  em operação no mundo. Entre eles encontra-se a chamada MSU-Miniball desenvolvida e construída no National Superconducting Cyclotron Laboratory da Michigan State University. Este detector apresenta uma vantagem em relação à maioria dos detectores existentes, pois foi construído numa geometria esférica com elementos trapezoidais ao invés de hexagonais e pentagonais sendo absolutamente simétrico, o que facilita a análise quando se estudam correlações. Além disso, a granularidade é apresentada de tal forma a se ter uma diminuição do ângulo sólido quando se vai a ângulos dianteiros. O detector é composto de vários anéis os quais facilitam o acesso aos vários componentes individualmente sem prejudicar a disposição geral do aparato. Nas figuras VIII a XI apresentamos algumas características da MSU-Miniball.

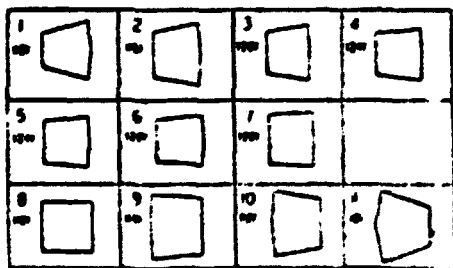


Figura VIII - Esquema mostrando corte transversal do detector Miniball e forma dos detectores para os diversos anéis. Os números entre parênteses correspondem ao número de componentes por anel.

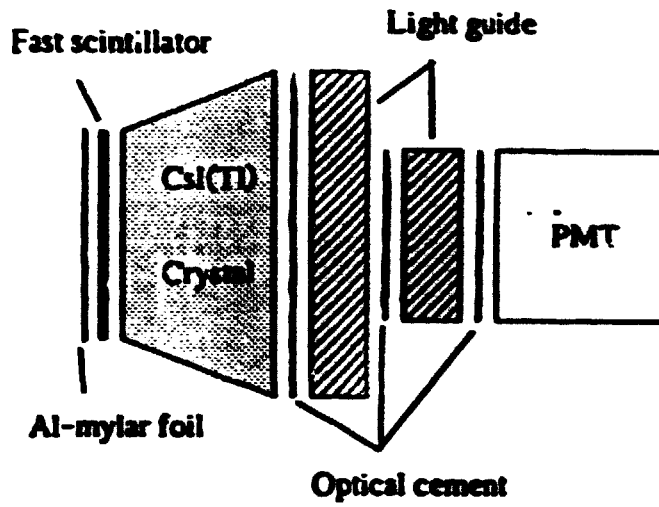


Figura IX - Esquema mostrando os componentes de um dos detectores da Miniball.

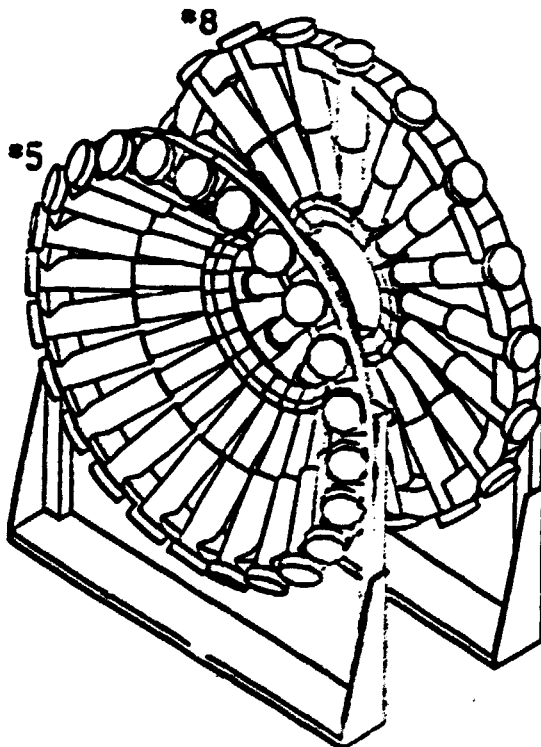
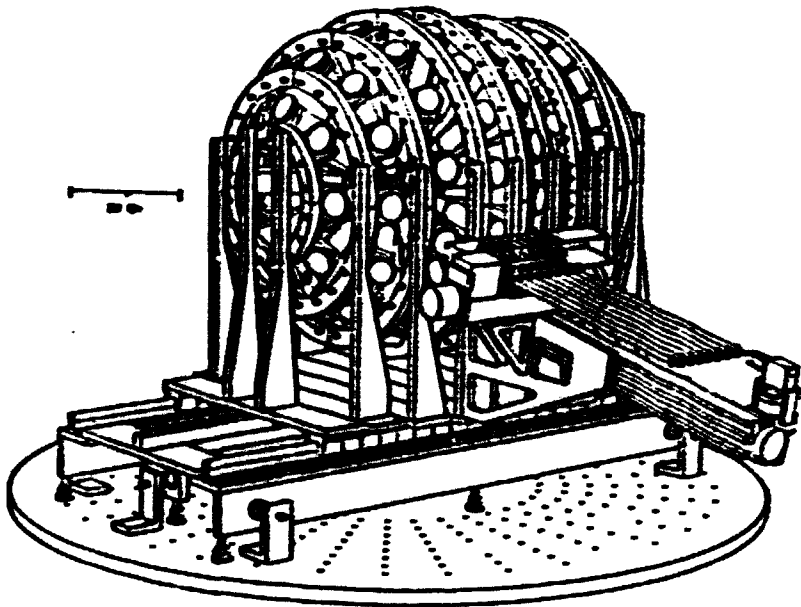


Figura X - Esquema com dois dos anéis componentes do Miniball com os detectores montados.



**Figura XI - Esquema mostrando a Miniball completa, incluindo o mecanismo para troca de alvos.**

Na figura XII mostramos informações que podem ser obtidas com medidas utilizando-se detectores  $4\pi$  em conjunto com detectores que medem fragmentos de fissão. Neste caso, os fragmentos de fissão em coincidência podem ser utilizados com um "filtro de reação", podendo-se selecionar diferentes classes de processos. A multiplicidade das partículas detectadas também pode ser associada a esta característica de filtro. Como podemos observar na figura XII, a qual representa um diagrama com a correlação entre a multiplicidade das partículas carregadas e o ângulo entre os fragmentos da fissão, para ângulos intermediários e traseiros existe uma dependência linear suave com multiplicidades maiores associadas a processos mais centrais. Para ângulos dianteiros não se observa dependência.

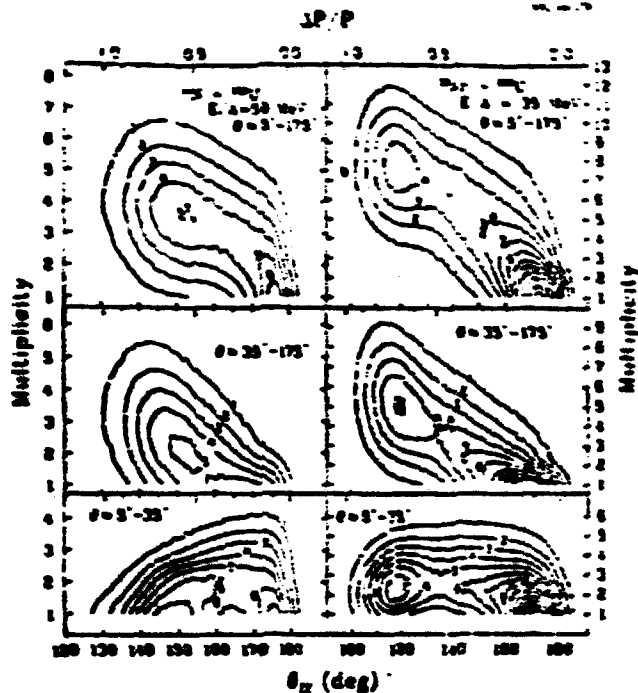


Figura XII - Diagrama mostrando a correlação entre multiplicidade das partículas carregadas e ângulo entre fragmentos de fissão para os sistemas  $^{14}\text{N} + ^{238}\text{U}$  a  $E/A = 50$  MeV e  $^{36}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  a  $E/A = 35$  MeV.

Um fato muito importante observado para o sistema  $^{36}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  a  $35$  MeV/A é que a distribuição de probabilidades para as diversas multiplicidades decresce suavemente sendo bem descrita por uma distribuição de Poisson (figura XIII).

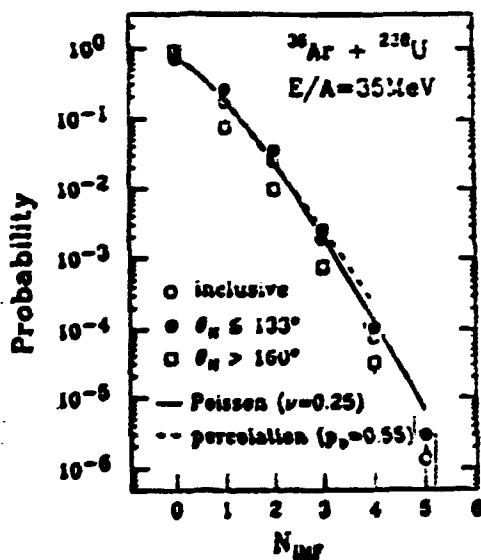


Figura XIII - Distribuição de probabilidades para multiplicidade de partículas carregadas associadas ao sistema  $^{36}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  em  $E/A = 35$  MeV.

Esta observação sugere uma emissão estatisticamente independente, a qual pode ser associada a um processo de multifragmentação. O resultado é suportado por um bom acordo com uma previsão do modelo de percolação que é um modelo simples e que tem sido bem sucedido quando utilizado para ajustar dados referentes a multifragmentação. Fora o modelo de percolação, existe interesse na equação de estado da matéria nuclear com especial atenção dada a baixas densidades. Em densidades normais espera-se o núcleo se comportando com um fluido homogêneo governado pelos efeitos do campo nuclear médio. Se por algum processo conseguirmos diminuir esta densidade, devido ao curto alcance da força nuclear, vamos favorecer a decomposição da matéria nuclear em vários aglomerados. Esta configuração é instável e pode levar à quebra do núcleo em vários fragmentos. Teríamos assim flutuações de campo médio as quais seriam as responsáveis pela fragmentação (figura XIV).

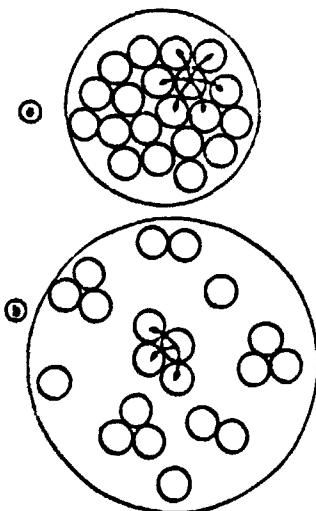


Figura XIV - Representação esquemática da formação de aglomerados de núcleos em baixas densidades.

Uma maneira de entender a origem destas flutuações seria imaginar que na colisão forma-se um sistema em alto estado de compressão, a qual é mais efetiva que energia térmica para levar à multifragmentação (figura XV) expandindo-se posteriormente a um volume maior que o normal. Esta situação é conseguida com mais facilidade para sistemas mais pesados. Daí a razão de se observarem evidências de multifragmentação já em 35 MeV/A para  $^{36}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  por exemplo, ao

passo que para reações induzidas por prótons necessita-se de alguns GeV para se observar este processo.

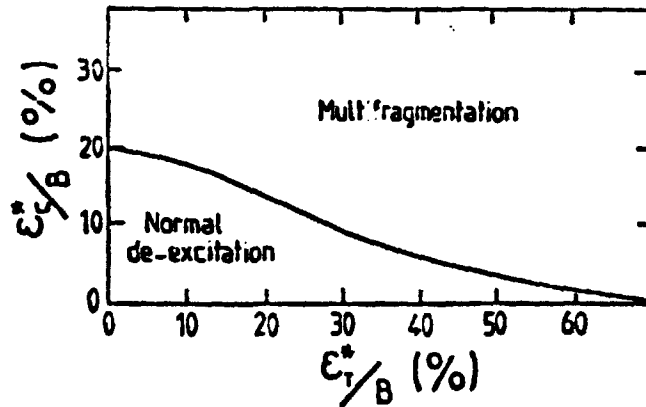


Figura XV - Regiões de multifragmentação e desexcitação normal para o núcleo de  $^{208}\text{Pb}$  como função das energias térmica e de compressão.

No que se refere aos modelos, existem aqueles que são denominados estáticos e que se concentram no estágio de quebra, sem levar em conta os estágios anteriores. Já os modelos dinâmicos (BUU por exemplo) em geral descrevem bem os estágios inicial e intermediário, falhando na descrição do estágio de quebra, mesmo levando em conta as colisões nucleon-nucleon e não só o campo médio. Recentemente, a inclusão explícita das flutuações de campo médio tem trazido resultados mais satisfatórios, fazendo-nos mais próximos de um entendimento do processo de multifragmentação que é no momento o centro das atenções no estudo dos processos em energias intermediárias.

## REFERÊNCIAS

1. Y.D. Kim et al.. Phys.Lett. B 220 (1989) 492.
2. Y.D. Kim et al.. Phys.Rev.Lett. 63 (1989) 494.
3. C.K. Gelbke e D.H. Boal. Review of Modern Phys. (1987).
4. C.B. Chitwood et al.. Phys.Rev. C34 (1986) 858.
5. J. Pochodzalla et al.. Phys.Rev. C35 (1987) 1695.
6. E. Suraud et al.. A ser publicado em Progress of Nuclear and Particle Science.
7. D.J. Fields et al.. Phys.Rev. C34 (1986) 536.