

ARNALDO JOSÉ SANTIAGO

FRAGMENTAÇÃO NUCLEAR COM EVAPORAÇÃO NO CONTEXTO DO
MODELO DE PERCOLAÇÃO CONVENCIONAL

TESE DE

MESTRADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS-CBPF

Rio de Janeiro

-1989-

- A MEUS PAIS.

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Chung Kai Cheong por sua orientação sempre pronta, objetiva e segura, e por ter me guiado nestes primeiros passos da pesquisa científica.

- Aos colegas e amigos do CBPF, em particular Stefan D. Jorda e Gerson Pech, pela amizade, pelas críticas e discussões.

- Ao Departamento de Física Nuclear e Altas Energias (DNE/CBPF), onde este trabalho foi realizado, pelo suporte estratégico e a todos que o congregam, pela amizade, companheirismo e discussões.

- À Helena de Souza Ferreira, pela paciência e perfeição com que colaborou na confecção deste trabalho.

- Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico-CNPq e Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior-CAPES, pelo apoio financeiro ao meu trabalho.

R E S U M O

Estudamos os espectros de massa e energia de fragmentos provenientes de uma colisão próton-núcleo para energias do projétil entre 80 e 350 GeV, utilizando o modelo de percolação convencional acoplado ao decaimento secundário dos clusters. O objetivo consiste em verificar se modelos puramente geométricos, como o acima citado, reproduzem os dados experimentais existentes e se possível, separar os efeitos exclusivamente geométricos - estatísticos, da própria física da fragmentação. Foi verificado que este simples modelo geométrico, com uma temperatura de cerca de 11 MeV, é capaz de reproduzir tanto o espectro de massa quanto o de energia.

S U M M A R Y

We study the mass and energy spectra of the fragments arising from proton-nucleus collisions at energies between 80 and 350 GeV, using the conventional percolation model coupled with secondary decay of the clusters. The main purpose is to verify if such geometrical models are able to reproduce the experimental data and if it is possible to separate the geometric and statistical aspects of the results from the proper dynamics of fragmentation process. We have verified that this simple geometric model, with a temperature around 11 MeV is sufficient to reproduce the existing experimental data.

LISTA DE FIGURAS

<u>FIG.</u>	<u>PÁG.</u>
1 - Classificação de Hulfner para processos de formação de fragmentos pesados	2
1.1 - Ilustração esquemática do diagrama de fase da matéria nuclear	8
1.2 - Ilustração esquemática da importância dos efeitos da densidade sobre a formação de clusters em um sistema nuclear	10
1.3 - Dependência da reação com o parâmetro de impacto	12
1.4 - Distribuição de rendimentos como função da multiplicidade.....	12
1.5 - Evidências da fragmentação	13
1.6 - Energia de excitação por nucleon como função da massa do sistema fundido	14
1.7 - Distribuição de massa, como função da energia do próton incidente	15
1.8 - Espectros de massa em colisões N+N.....	16
1.9 - Espectros de massa em colisões p+N	17
1.10 - Variação de τ com a energia incidente	18
1.11 - Rendimentos em fragmentos da reação $0+Au$ a altas energias.....	19
1.12 - Espectros de energia de fragmentos resultantes da reação $p+Ag(U)$ a 4.9 GeV	21
1.13 - Espectros de energia do oxigênio ($Z = 8$)	21
1.14 - Espectros do carbono. A curva contínua é um ajuste obtido com auxílio de vários parâmetros	22
1.15 - Espectros de energia de fragmentos de Be	24
1.16 - Alguns resultados obtidos com o modelo da evaporação sequencial.....	28

1.17 - Ilustração esquemática do modelo participante-espectador	30
1.18 - Os principais resultados obtidos com o modelo da fragmentação a frio.....	31
1.19 - Ilustração esquemática da fragmentação nuclear no contexto do modelo da multifragmentação estatística	33
1.20 - Principais previsões e resultados obtidos através do modelo da multifragmentação estatística	35
1.21 - Resultados numéricos obtidos por Jaqaman et al.	37
1.22 - Diagrama densidade contra temperatura para a matéria nuclear	38
1.23 - Pressão x densidade para a matéria nuclear	39
2.1 - Rede quadrada constituída por 20 sítios	42
2.2 - Curva de desexcitação de um fragmento	54
3.1 - Modelo geométrico relacionando energia Coulombiana com a localização do fragmento dentro do sistema fragmentante	61
3.2 - Localização dos fragmentos dentro do sistema inicial.....	62
3.3 - Espectro de energia de fragmentos primordiais (^{12}C)	63
3.4 - Efeitos da evaporação sobre os espectros de energia. Resultados obtidos por Barz et al.	64
4.1 - Espectro de massa obtido pelo modelo de percolação convencional com $W = 0.4$	69
4.2 - Variação de $\langle M \rangle$ e $\langle \tau \rangle$ em função da probabilidade W	70
4.3 - Variação de $\langle M \rangle$ com $\langle W \rangle$	71
4.4 - O expoente τ plotado como função de $\langle W \rangle$	72
4.5 - O expoente τ plotado como função de W	73
4.6 - A multiplicidade média de clusters pesados, plotada como função de W	74
4.7 - Espectro de massa de fragmentos com e sem evaporação	75
4.8 - Espectro de energia cinética do ^{12}C sem levar em conta o decaimento secundário	78

4.9 - Espectro de energia dos fragmentos de ^{12}C provenientes da
reação $p+\text{Kr}$ 79

i

"Será que cheguei ao fim de todos
os caminhos
E só resta a possibilidade de
permanecer ?

— Não ! Muito sempre faltará,
para aqueles que se enveredam
nos caminhos da Ciência.

Mas...

Será a ciência apenas um in-
centivo à caminhada
Ou será ela a própria
caminhada ? "

Vinícios de Moraes em

"O Caminho para a Distância"

(Fragmento)

INTRODUÇÃO

Através de reações de íons pesados a energias intermediárias ($20 \text{ MeV} < E/n < 300 \text{ MeV}$) e altas ($E/n < 300 \text{ MeV}$), procura-se estudar, em laboratório, a matéria nuclear sob condições de temperatura e densidade muito acima dos valores encontrados em núcleos ordinários. Neste domínio de energia, podem ocorrer vários fenômenos, bastante diferentes dos esperados em reações a baixas energias, como por exemplo, a produção múltipla de píons e a fragmentação nuclear. Neste último caso, um próton ou um íon pesado colide com o núcleo alvo, formando um estado intermediário que se fragmenta, a seguir, em vários pedaços.

A fim de deixar mais claro o que dissemos a respeito da fragmentação, vamos repetir a classificação de Hüfner⁽¹⁾, que se baseia no número e na massa dos fragmentos produzidos e que permite uma distinção entre os processos de fissão, espalação e fragmentação nuclear.

Na Fig. 1, vemos que reações de espalação produzem um fragmento pesado ($A > 10$, para Hüfner), com massa A_F , da ordem da massa do alvo A_T , ($A_F \approx A_T$). Por sua vez, a fissão leva ao aparecimento de dois fragmentos pesados, cujas massas estão próximas à metade da massa do alvo ($A_F \approx A_T/2$). Um processo ainda pouco estudado, a espalação profunda, produz um fragmento com massa comparável à de um fragmento de fissão. Finalmente, a reação de fragmentação produz vários fragmentos com massa de até aproximadamente $1/3$ de A_T , motivo pelo qual é também

chamada de multifragmentação.

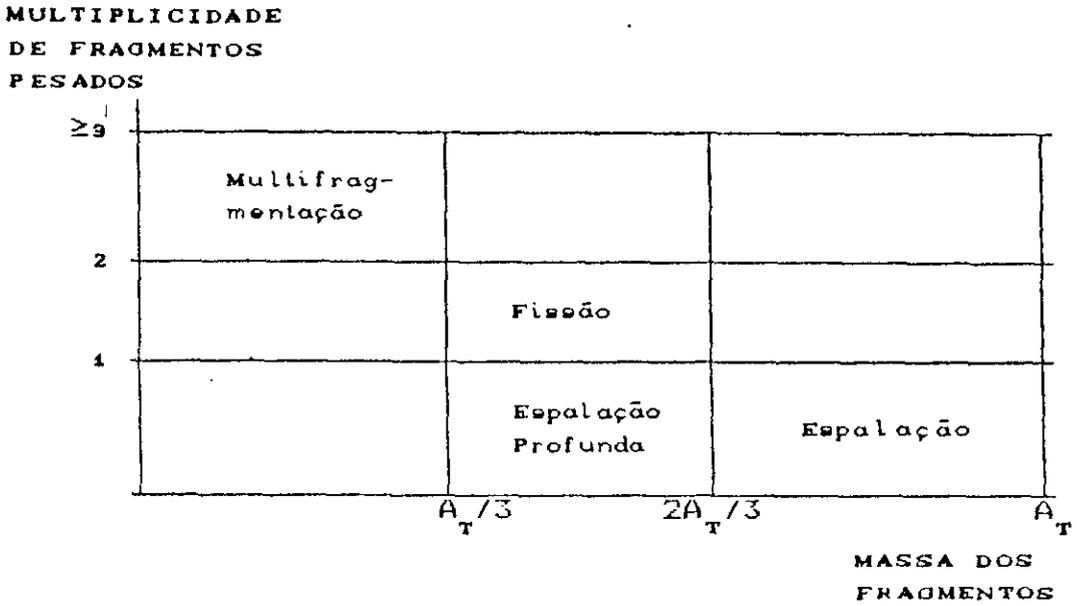


FIGURA 1 - Classificação de Hüfner para processos de formação de fragmen -
tos pesados.

Em reações de multifragmentação, os resultados exper-
imentais são apresentados basicamente em forma de espectro de
massa e energia, ambos de caráter inclusivo. Um trabalho pio-
neiro nesta área é o de Finn et al. (2), realizado no FERMILAB,
com reações do tipo $p+Kr(Xe)$ na faixa de energia incidente de
80 a 350 GeV. Eles mostraram que os resultados podem ser repro-
duzidos por uma lei de potência para a distribuição de massa
dos fragmentos observados, isto é, $Y(A_F) \propto A_F^{-\tau}$, em que $\tau \approx 2.65$.
Este mesmo grupo de Purdue chamou a atenção para o fato de que,
na teoria da condensação de Fisher e na teoria de percolação,
a distribuição dos clusters formados também segue uma lei de
potência, no primeiro caso com expoente $\tau \approx 2.3$ para um gás
de van der Walls, e no segundo caso, com expoente τ entre 2 e 3.

Esta semelhança no comportamento do espectro de mas-
sa fez com que estes mesmos autores levantassem a hipótese

de que a fragmentação nuclear fosse uma transição de fase da matéria nuclear do tipo líquido-gás na vizinhança do ponto crítico do sistema.

Tal proposta veio a provocar um grande interesse na fragmentação nuclear. Desde então, inúmeros trabalhos foram e estão sendo publicados na área. Como resultado destas pesquisas, vários modelos, usando as mais diversas abordagens teóricas, foram propostos, tais como, o modelo de multifragmentação estatística [Bondorf et al. ⁽³⁾], evaporação sequencial [Friedman e Lynch ⁽⁴⁾], fragmentação a frio [J. Aichelin et al. ⁽⁵⁾], modelos percolativos [Campi et al. ⁽⁶⁾, Bauer et al. ⁽⁷⁾], etc. Os modelos de percolação se baseiam em características geométricas e probabilísticas, usando o mínimo de informação física.

Um aspecto interessante é que todos os modelos acima conseguem reproduzir, com erro comparável, os dados experimentais atualmente disponíveis. Isto parece ser consequência do fato de os dados experimentais serem todos de caráter inclusivo.

Como os dados experimentais não são capazes de discriminar os vários modelos, podemos, então, adotar a estratégia de usar o modelo mais simples, que é o modelo de percolação, com a finalidade de obter resultados que sirvam de fundo para testar os demais modelos. Em outras palavras, através do uso de modelos percolativos, esperamos poder separar, eventualmente, efeitos puramente estatísticos dos aspectos provenientes da própria física do problema.

Com este objetivo, estudamos os resultados experimentais (espectros de massa e energia), do particularmente impor-

tante trabalho do grupo de Purdue ⁽⁸⁾, no contexto da teoria de percolação convencional em rede cúbica simples. Entretanto, como em geral os fragmentos numa reação de fragmentação são produzidos em estados excitados, torna-se necessário levar em conta a desexcitação dos fragmentos, para que possamos comparar os resultados obtidos, com os provenientes do experimento. Assim, tratamos o decaimento secundário dos clusters, através da usual teoria de evaporação de Weisskopf ⁽⁹⁾. O cálculo dos espectros de massa e energia, via acoplamento percolação-evaporação, para descrição de reações de fragmentação, constitui esencialmente, a contribuição original deste trabalho, uma vez que diversos modelos de percolação já foram sugeridos, mas nenhum deles acoplou explicitamente o decaimento secundário dos clusters.

Chao e Chung ⁽¹⁰⁾ sugeriram o Modelo de Percolação Tetraédrica para a fragmentação nuclear e obtiveram bons resultados. Este modelo incorpora a desexcitação secundária dos clusters, através de simples restrições geométricas, que são impostas à formação dos clusters. Entretanto, restrições geométricas não são capazes de simular a parte dinâmica do processo de desexcitação dos fragmentos. Um dos objetivos deste trabalho é o de verificar o quanto estas restrições geométricas podem simular o fenômeno da desexcitação dos clusters quentes.

De todos os modelos a que já nos referimos, apenas alguns estudaram o espectro de energia cinética dos fragmentos. E o estudo de espectros de energia é importante, primeiro, porque uma teoria consistente deve ser capaz de reproduzi-los e segundo, porque podem fornecer importantes informações a

respeito da dinâmica do processo de fragmentação.

Barz et al. (3), utilizando o modelo de multifragmen-
tação estatística e incorporando a evaporação dos clusters quen-
tes, conseguiram reproduzir o espectro de energia, exceto a par-
te mais energética. Entretanto, Mishra et al. (11), através de
um simples modelo estatístico, não foram bem sucedidos. Fried-
man e Lynch (4), com o modelo de evaporação sequencial, conse-
guiram reproduzir todo o espectro, mas precisou, para isto, de
uma temperatura inicial de 15 MeV. Esta temperatura correspon-
de, no modelo deles, a uma energia de excitação extremamente
alta (≈ 1.5 GeV). E esta alta energia de excitação parece con-
tradizer o resultado experimental (8) de que apenas um pequeno
momentum longitudinal foi transferido para o núcleo alvo, na
colisão. Além disto, em termos de evidências experimentais, a
máxima temperatura encontrada em um núcleo como um todo, está em
torno de 7 MeV [ref. (18)].

Mais recentemente, modelos de percolação foram tam-
bém utilizados para o cálculo do espectro de energia. Bauer
et al. (7), através do Modelo de Rede Nuclear, levantaram o es-
pectro de energia, mas não incorporaram o decaimento secundá-
rio dos clusters e isto pode tornar a comparação com os experi-
mentos irrealista. Por sua vez, Faulhaber e Chung (12), usando
o modelo de percolação tetraédrica, obtiveram um bom "fitting"
do espectro, mas, neste trabalho, a parte mais energética do
espectro também não pôde ser bem reproduzida.

A não reprodução da região de altas energias do es-
pectro, no cálculo realizado por todos estes autores, exceto o
da ref. (4), parece indicar que a parte de alta energia do es-

pectro é a que realmente deve conter informações mais sutis (e não consideradas em nenhum destes modelos) sobre a física da fragmentação. Um exemplo deste tipo de informação poderia ser a compressão inicial do alvo pelo projétil incidente, como sugerido por Barz et al. ⁽³⁾. Entretanto, reações induzidas por prótons não devem fornecer uma compressão apreciável ao alvo e, no entanto, mesmo assim, nestas reações, fragmentos altamente energéticos são detectados.

Com o objetivo de investigar estes aspectos, sobre os quais ainda não existe um consenso na literatura, propusemo-nos à realização deste trabalho, que consiste essencialmente na simulação da fragmentação, através do Método de Monte Carlo. Operacionalmente, cada corrida da simulação é feita usando-se o Modelo de Percolação Convencional para o processo de fragmentação acoplado ao decaimento dos clusters quentes. Em linhas gerais, este trabalho está organizado da seguinte maneira: - No Capítulo I, faremos uma breve discussão dos principais (na nossa opinião) modelos de fragmentação nuclear, à luz dos resultados experimentais. O Capítulo II apresenta uma possível descrição do processo de fragmentação no contexto da teoria de percolação convencional, acoplada ao decaimento secundário dos clusters, e o Capítulo III trata da evolução dinâmica do sistema após a fragmentação. E no Capítulo IV, faremos uma discussão sobre os resultados obtidos, em confronto com os dados experimentais.

CAPÍTULO I

INTERAÇÕES PRÓTON-NÚCLEO E NÚCLEO-NÚCLEO A ENERGIAS INTERMEDIÁRIA E ALTA

As interações próton-núcleo e núcleo-núcleo a energias intermediária e alta vêm despertando um grande interesse - se, tanto do ponto de vista teórico quanto do experimental. Este interesse em reações de íons pesados se deve ao fato de que, através delas, se consegue realizar, em laboratório, condições extremas de densidade e temperatura, que só eram encontradas em certos objetos astrofísicos, tais como as supernovas, as estrelas de neutron e nas colisões causadas pela radiação cósmica. Assim, por intermédio das reações de íons-pesados nesta faixa de energia, é, em princípio, possível obter matéria nuclear em condições de temperatura e densidade acima das encontradas em núcleos ordinários. Um dos objetivos deste campo relativamente novo de reação nuclear é o estudo da equação de estado da matéria nuclear, a altas densidades e temperaturas.

Como veremos, a fragmentação nuclear foi verificada em reações do tipo $p+N$ à alta energia e em colisões $N+N$ à energia intermediária e alta. Imagina-se que a interação destes projéteis com o alvo resulte um sistema em que a matéria hadrônica esteja excitada com fortes não-homogeneidades na densidade, o que leva o sistema a se separar em vários clusters

(fragmentos). Além disso, se estendermos a faixa de energia para além das que consideramos aqui, cálculos de QCD prevêem a transição de fase da matéria hadrônica para um plasma de quarks e gluons. Esta transição, segundo cálculos realizados, deve ocorrer para valores de temperatura e densidade de $160 < T_c < 200$ MeV e ρ igual a 4 ou 6 vezes a densidade da matéria nuclear normal. De uma maneira esquemática, podemos ilustrar o que dissemos, através do diagrama de fase da matéria nuclear, Fig. 1.1. Observamos, nesta figura, que a região de desconfinamento não é bem definida e ainda encontra-se indicada a região em que se espera a ocorrência da multifragmentação nuclear.

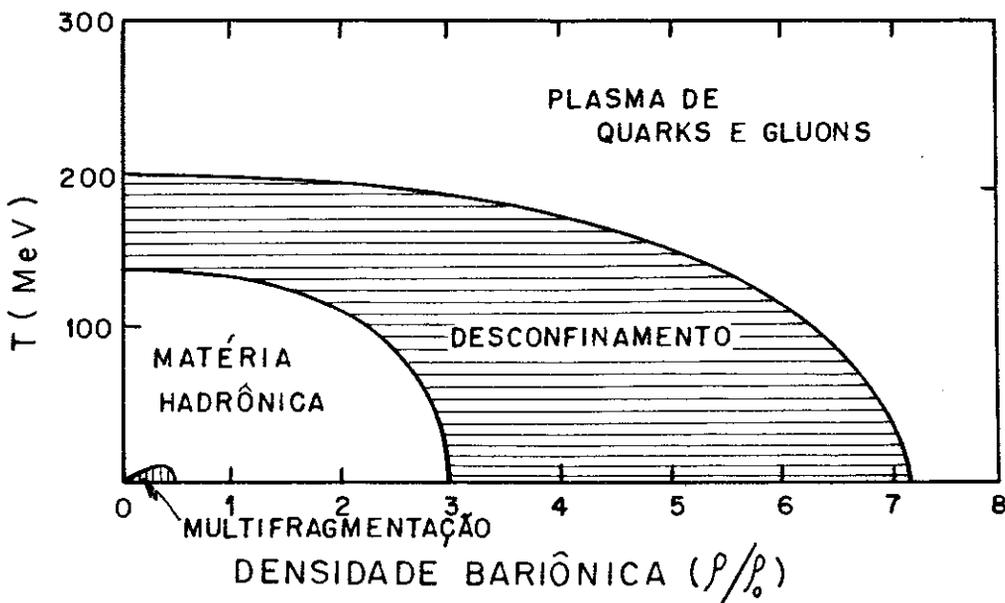


FIGURA 1.1 - Ilustração esquemática do diagrama de fase da matéria nuclear.

Em especial, reações de fragmentação vêm sendo estudadas porque podem fornecer informações sobre: compressibilidade nuclear, comportamento de um núcleo altamente excitado, flutuações de campo médio, fenômenos críticos em microsistemas com forças de longo alcance, conexão com outros fenômenos críticos (plasma de quarks-gluons, agregação), entre outras.

Mas, como ocorre a fragmentação nuclear ?

Sem dúvida, esta é uma pergunta que há algum tempo todos fazem, uma vez que, apesar da grande quantidade de trabalhos e modelos propostos, a situação ainda está longe de um completo entendimento. Entretanto, a maior parte dos modelos sugeridos procuram interpretar a multifragmentação como um fenômeno crítico à baixa densidade, isto é, à densidade nuclear abaixo da normal $\rho_0 \approx 0.153\text{fm}^{-3}$ e à temperatura de alguns MeV's. Assim sendo, podemos tentar responder à pergunta, com base em argumentos bastante razoáveis, aplicados a um sistema nuclear de baixa densidade (13,39).

Sabemos que, no meio nuclear, atuam as forças repulsivas de longo alcance e as forças nucleares atrativas de curto alcance. Para densidades normais, o núcleo pode ser visto como um fluido homogêneo de matéria nuclear, em que as leis físicas são, em boa aproximação, dadas pelo campo médio criado por todo o conjunto de nucleons. Se, em uma reação de íons pesados, a densidade média do sistema decresce muito, podemos encontrar regiões onde haverá maior concentração de nucleos, isto é, onde a densidade nuclear é grande, e regiões onde haverá menor concentração de nucleons, isto é, onde a densidade nuclear é baixa. A Fig. 1.2, retirada da ref. (13), procura ilustrar este efeito. E nesta situação, não é razoável descrevermos as propriedades do sistema em termos de uma densidade média, isto é, em termos de um campo médio, pois devemos esperar que correlações de muitos corpos se tornem muito importantes ou, em outras palavras, para baixas densidades, as flutuações no campo médio serão grandes.

Na Figura 1.2a, um conjunto de A nucleons (neutrons e prótons) estão distribuídos em um volume V_0 , que corresponde a uma densidade normal ρ_0 . Nesta densidade, cada nucleon interage fortemente com todos os seus vizinhos. A física do sistema é dominada pelo campo médio criado por todo o conjunto de nucleons.

Se o volume V_0 expande como ilustra a Fig. 1.2b, cada nucleon não interagem com todos os seus vizinhos pela força nuclear, porque eles poderão estar fora do alcance. Esta configuração (Fig. 1.2b) é muito instável, uma vez que as forças de maior alcance, como a Coulombiana e a centrífuga, são repulsivas. Conseqüentemente, o sistema se divide em vários pedaços, dando origem ao fenômeno da multifragmentação nuclear. É claro que, para tratar quantitativamente esta produção de fragmentos, precisaríamos de uma teoria quântica relativística de muitos corpos, da qual não dispomos. Entretanto, os vários modelos que surgiram são capazes de explicar os dados experimentais hoje existentes.

Na próxima seção, discutiremos alguns resultados experimentais provenientes de reações neste intervalo de energia e a seção 1.2 é dedicada a alguns dos modelos que surgiram com o objetivo de explicá-los.

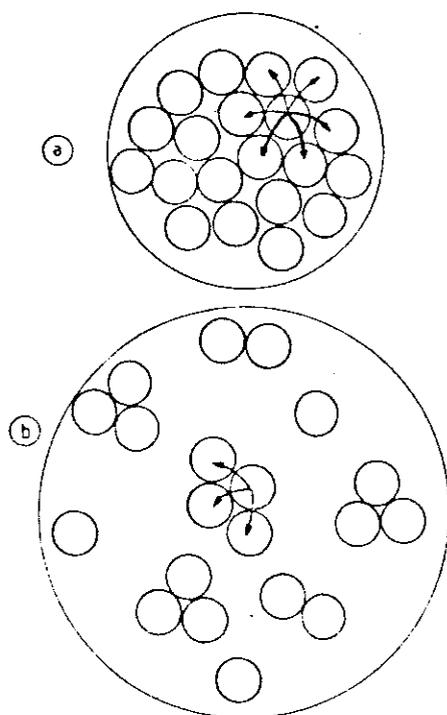


FIGURA 1.2 - Ilustração esquemática da importância dos efeitos da densidade sobre a formação de clusters em um sistema nuclear.

1.1 - DADOS EXPERIMENTAIS

Antes de discorrermos sobre este ponto, faz-se necessário um breve comentário sobre a natureza dos dados de que dispomos. Isto porque o grande número de canais abertos no processo colisional, na faixa de energia em questão, dá origem a uma alta multiplicidade de fragmentos. Isto obviamente torna difícil o processo de discriminação de todos os produtos, com seus estados de energia e suas distribuições angulares. Desta maneira, os experimentos em geral se limitam à detecção de fragmentos ou partículas sem a especificação dos canais a que pertencem. Os resultados, assim obtidos, são chamados de inclusivos, e são os dados de que dispomos até o presente momento. Na realidade, temos notícias de alguns dados exclusivos ^(14,15), isto é, dados com medidas de observáveis em coincidência.

Na análise de dados inclusivos, precisamos estar atentos, uma vez que estes resultados experimentais, possivelmente, são provenientes de diversos tipos de colisões e que, portanto, podem não conter (ou ocultar) informações sobre o mecanismo de reação em questão. A Fig. 1.3 traz um exemplo, que procura ilustrar este fato. Veja-se que há uma forte dependência da reação com o parâmetro de impacto. Um mesmo tipo de reação, mas com diferentes parâmetros de impacto, pode dar origem a diferentes produtos de reação. Em (a), uma colisão periférica, o sistema fragmenta-se num processo semelhante à fissão, enquanto que em (b), uma colisão frontal, há a completa destruição dos reagentes. Isto significa que, se os dados experimentais forem resultados de uma média sobre muitos parâmetros de impacto, eles podem não fornecer as reais características da

reação.

A multifragmentação, que está associada a uma alta multiplicidade de partículas carregadas ⁽⁸⁾, deve ocorrer em colisões frontais, que apresentam maior multiplicidade de fragmentos. Esta dependência da multiplicidade com o parâmetro de impacto foi constatada por Doss et al. ⁽¹⁷⁾, no Bevalac. O resultado obtido do experimento encontra-se na Fig. 1.4.

FIGURA 1.3 - Retirada da Ref. (16) mostra a forte dependência da reação com o parâmetro de impacto. Em (a) temos uma colisão periférica enquanto que (b) exibe a destruição catastrófica tanto do projétil como do alvo, em uma colisão frontal. Interação do $U(E_{in}/A = 0.96 \text{ GeV})$ na emulsão nuclear (AgBr).

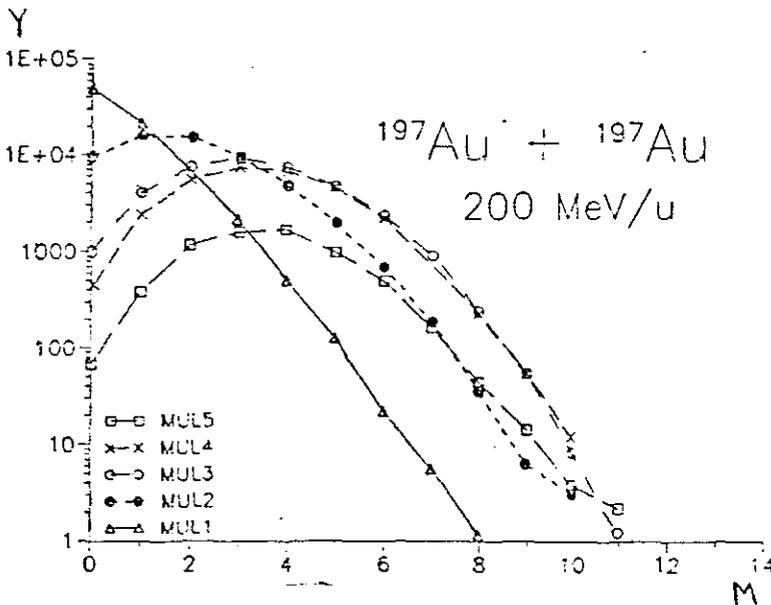
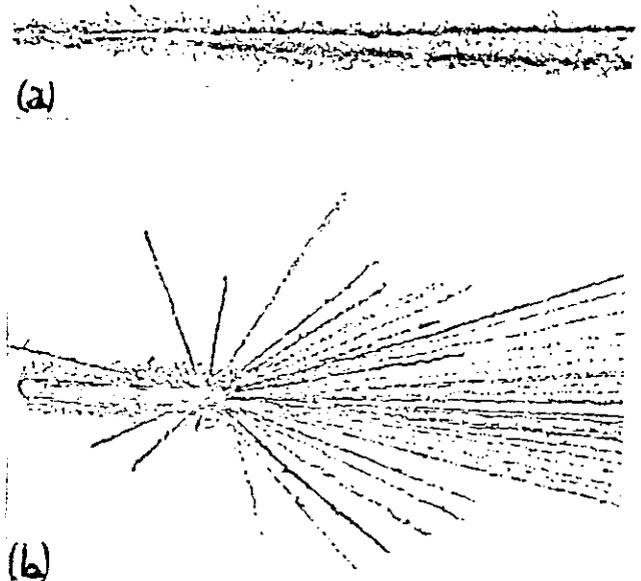


FIGURA 1.4 - Distribuição de rendimentos como função da multiplicidade. Nesta figura MUL5 corresponde a uma colisão mais central, enquanto MUL1 corresponde às mais periféricas.

Experimentos com contadores em coincidência voltam -se agora para a tentativa de extrair as principais características do processo de fragmentação (dados exclusivos) mas estão ainda em início de um extensivo estudo.

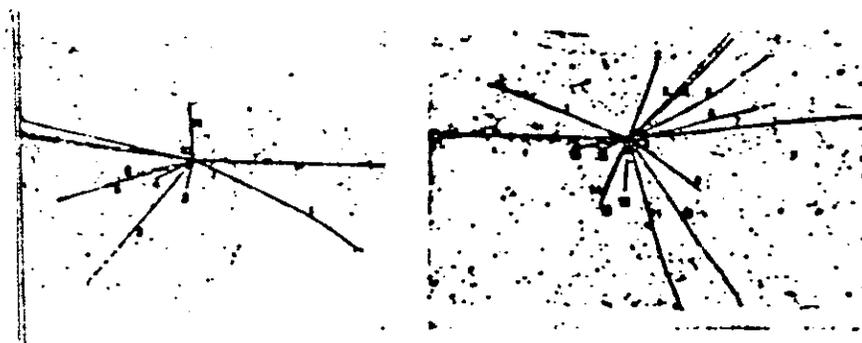


FIGURA 1.5 - Experimentos em emulsão $^{12}\text{C}+\text{AgBr}$ para energias do feixe incidente de 972 MeV e 852 MeV, respectivamente [Ref.(34)].

Apresentamos, agora, as mais diretas evidências de que dispomos da quebra do núcleo em vários pedaços. A Fig.1.5, tirada de Jacobson et al. (34), são fotos de experimentos de emulsão e exibem a quebra do núcleo em vários pedaços. Todavia, não podem nos dizer se o processo é sequencial ou simultâneo. A maior parte das abordagens teóricas, entretanto, estão calçadas nas evidências indiretas que nos levam a acreditar na existência de uma nova maneira de os núcleos se desexcitarem, diferente das tradicionais evaporação de partículas ou fissão. Uma destas evidências está intimamente relacionada com a quantidade de energia que um sistema nuclear pode conter.

Se analisarmos a Figura 1.6, tirada de Leray et al. (18), onde a massa do sistema fundido (alvo+projétil) foi plotada contra a sua energia de excitação, vemos que existe uma linha tracejada separando duas regiões: a de baixo em que a fissão tem sido observada e a de cima em que fragmentos de fissão não tem sido detectados. Isto parece indicar que, do pon

to de vista energético , é mais eficiente para um núcleo muito excitado quebrar-se em vários clusters (multifragmentação) do que iniciar um processo sequencial em busca do estado fundamental.

Nesta figura, a legenda indica o tipo de projétil que incide sobre vários alvos, que juntos, formarão o sistema fundido, com massa

A_R . Os círculos cheios correspondem a reações em que não existe a fusão dos elementos (pelo menos, eles não se desexcitam por fissão ou evaporação) e o círculo semi-cheio corresponde às reações em que a fusão começa a desaparecer. Veja-se que há uma incerteza no que diz respeito ao valor de energia de excitação para que a fusão comece a desaparecer, isto é, para que um sistema comece a se desexcitar por um mecanismo não sequencial (multifragmentação). A energia de excitação é calculada através do momentum do projétil incidente. Observamos ainda nesta figura que núcleos pesados suportam uma energia de excitação por partícula menor que os mais leves.

Uma vez estabelecido o processo de fragmentação, passemos a discutir alguns aspectos mais específicos da multifragmentação, em termos dos resultados experimentais de que dispomos.

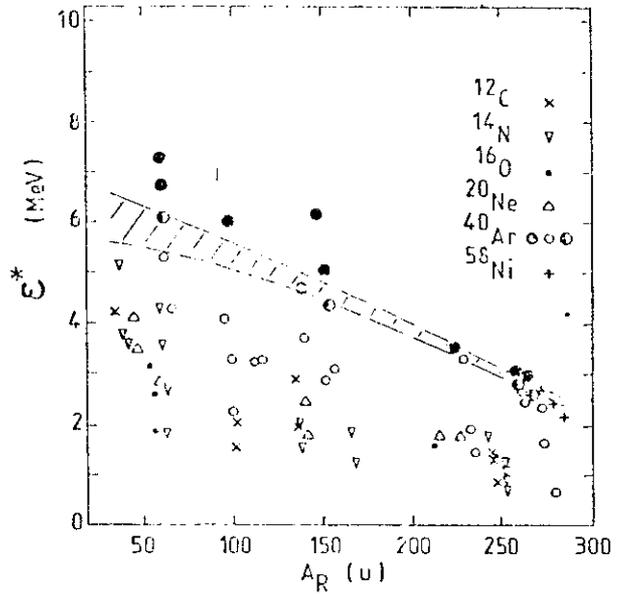


FIGURA 1.6 - Energia de excitação por nucleon como função da massa do sistema fundido.

A) - Espectros de Massa

Observe-se que o resultado obtido na Fig. 1.5 não é esperado para qualquer energia do projétil. De fato, a Fig. 1.7 mostra que a distribuição de massa dos fragmentos depende fortemente da energia do feixe incidente. Esta figura, retirada de Morrissey et al. (19),

mostra, para reações p+Ta, com prótons de 340 MeV, um pico em torno de $A = A_T/2$ correspondendo à fissão, e outro em torno de $A = A_T$, indicando ou a formação de núcleo composto ou da ocorrência da espalação. Note-se, ainda, a ausência de multifragmentação. Aumentando a energia do próton incidente

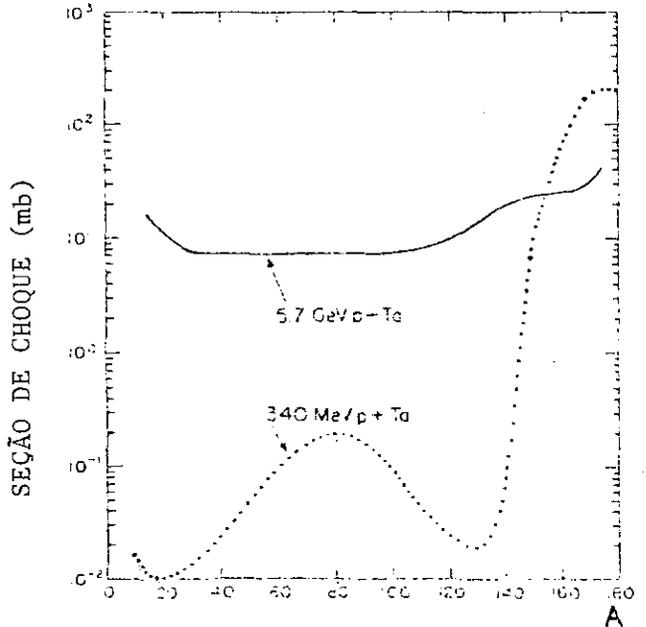


FIGURA 1.7 - Distribuição de massa, como função da energia do próton incidente.

(5.7 GeV), podemos observar nitidamente que os dois picos anteriores desaparecem, dando lugar à formação de fragmentos leves e da ordem de 1/3 da massa do alvo, e que podem estar associados à multifragmentação e espalação profunda. Assim, o limiar de energia do próton incidente para a ocorrência de multifragmentação deve estar contido neste intervalo de 340 MeV e 5.7 GeV. E efetivamente, em trabalhos posteriores (8), foi verificado que a energia limiar para a multifragmentação nuclear é cerca de 1 GeV para o próton incidente. Porém, em reações induzidas por íons pesados, a multifragmentação ocorre a energias bem mais baixas (≈ 15 MeV/nucleon), conforme ilustra a Figura

1.8, retirada de Fields et al. (20). Esta diferença entre estes limiares se deve ao fato de que reações induzidas por prótons podem não fornecer uma compressão ao sistema que é essencial para a posterior expansão. Conseqüentemente, prótons altamente energéticos (≈ 1 GeV) são necessários para produzir a fragmentação do alvo.

Uma parte da energia depositada no núcleo-alvo pelo projétil pode provocar a ejeção de partículas rápidas e/ou transformar-se em graus de liberdade mesônicos.

O restante, uma vez termalizado o meio via sucessivas interações nucleon-nucleon (cascata intranuclear), permanece como energia de excitação do sistema.

No caso de reações induzidas por prótons, devido à ejeção de partículas (a densidade diminui), o sistema entra em instabilidade dinâmica e quebra em vários fragmentos, numa situação um pouco diferente das reações induzidas por núcleos, em que a fragmentação ocorre devido à expansão do sistema, após a compressão provocada pelo núcleo incidente.

Repare que possíveis produtos de fragmentação $Z < 20$

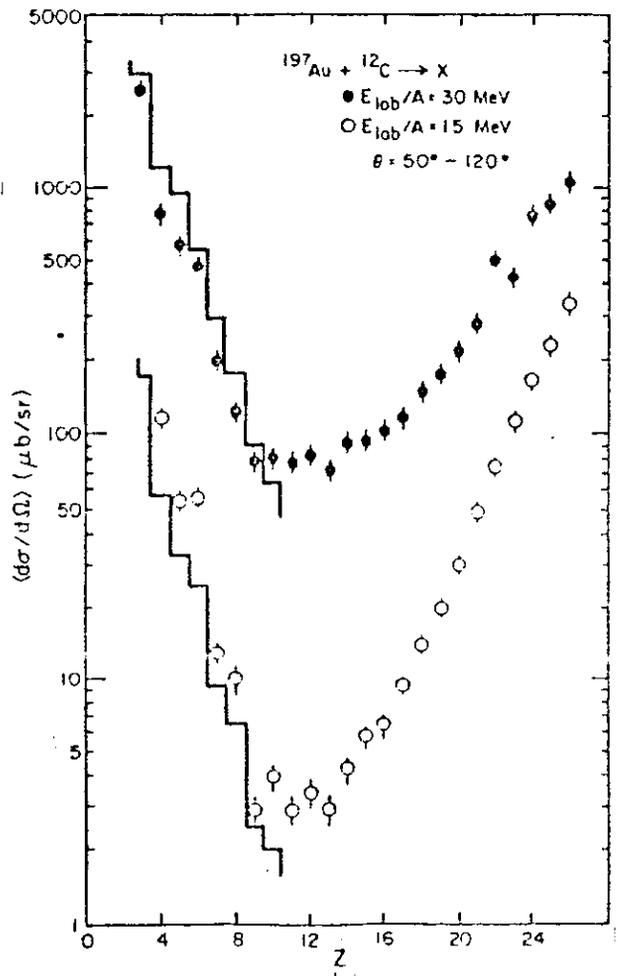


FIGURA 1.8 - Espectro de massa para reações de $^{12}\text{C}+^{197}\text{Au}$ para energias incidentes por partícula de 15 a 30 MeV. a linha sólida é para auxiliar a visão na região de interesse.

aparecem em reações de íons pesados com energia incidente a partir de 15 MeV/n. Fragmentos com $Z > 20$ devem ser provenientes de outros tipos de reação (fissão, espalação).

Uma experiência que destacou a região de fragmentos leves (possivelmente produzidos por multifragmentação do alvo) foi a de Hirsch et al. (8), no FERMILAB. O resultado obtido por eles está apresentado na Figura 1.9 que exhibe a distribuição de massa obtida de reações p+Kr e p+Xe, para prótons com energias incidentes entre 80 e 350 GeV. O fato importante, apontado pelos autores, é que, em ambas as reações, as distribuições seguem uma lei de potência, isto é, $Y(A_f) \propto A_f^{-\tau}$, com $\tau = 2.65$ para p+Kr e $\tau = 2.64$ para p+Xe.

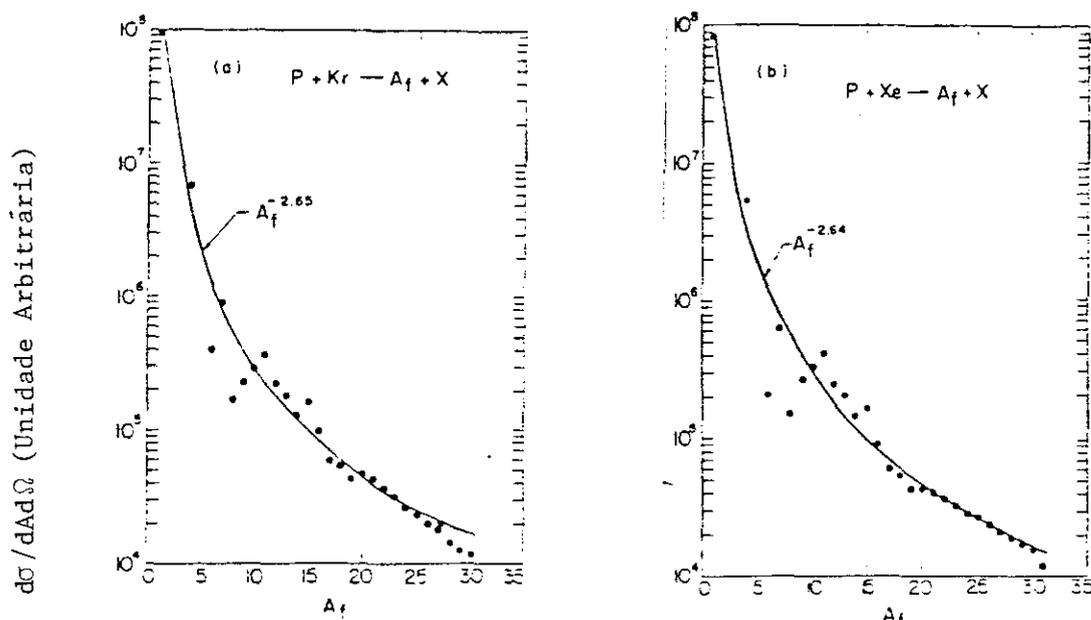


FIGURA 1.9 - Distribuições de massa resultantes de colisão p+Kr e p+Xe para energias entre 80 e 350 GeV. Repare no ajuste (curva sólida) segundo uma lei $A_f^{-\tau}$.

Ainda, os resultados se mostraram insensíveis a uma variação da energia do próton incidente dentro do intervalo considerado (80 a 350 GeV), bem como a uma combinação de diferentes alvos.

Na realidade, investigações mais recentes deste mesmo grupo [Porile et al. (21)], usando reações do tipo p+Xe, com energias do próton variando entre 1 e 20 GeV mostraram que há uma dependência do expoente τ com a energia do projétil incidente, Fig. 1.10, apresentando um mínimo de $\tau \cong 1.7$ para energias incidentes de 4 GeV, a partir do qual cresce e estabiliza-se em torno de $\tau \cong 2.1$.

O ajuste dos dados experimentais da distribuição de massa por lei da potência despertou muito interesse e serviu de

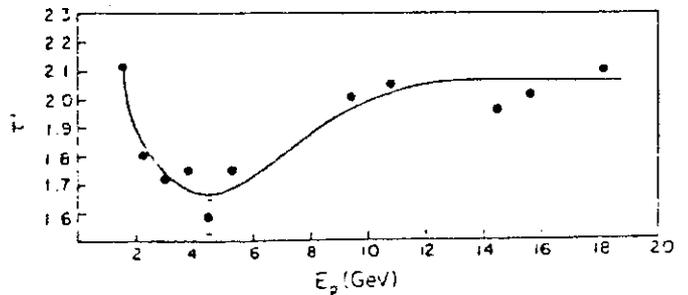


FIGURA 1.10 - Variação de τ com a energia incidente.

base para o modelo de transição de fase que o grupo de Purdue propôs para explicar a multifragmentação. Este modelo será discutido na próxima seção.

A lei de potência pode também ser observada em reações de íons pesados a altas energias. Na Figura 1.11, mostramos os dados obtidos por Berthier et al. (23), no CERN, para reações do tipo O+Au a 60 GeV/n e 226 GeV/n. Vemos que, no caso de energia incidente a 60 GeV/n os dados são bem reproduzidos por uma lei de potência, com o expoente $\tau = 2.64$. No entanto, para energia incidente de 226 GeV/n, os dados são melhor fitados por uma exponencial.

B) - Espectros de Energia

A distribuição de energia dos fragmentos detectados por unidade de ângulo sólido, isto é, a seção de choque duplamente diferencial $d^2\sigma/dE d\Omega$ foi medida e analisada por vários

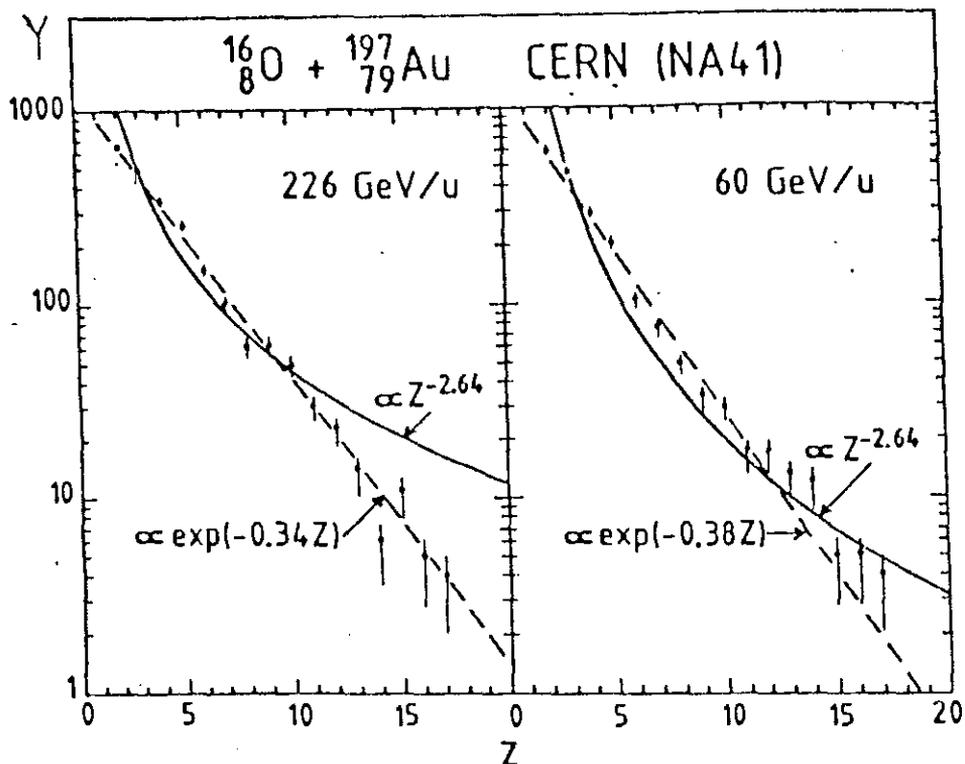


FIGURA 1.11 - Rendimentos em fragmentos da reação $O+Au$ a altas energias.

autores. Por exemplo, podemos citar, entre outros, os trabalhos de: Poskanzer et al. ⁽²⁴⁾, que em 1971, estudaram o espectro de energia de fragmentos médios e leves ($Z \leq 18$), originários de uma colisão $p+^{238}U$, a uma energia incidente de 5.5 GeV; Westfall et al. ⁽²⁵⁾, em 1978, estenderam este trabalho, utilizando alvos de carbono, alumínio e prata. Em 1983, Warwick et al. ⁽²⁶⁾, num trabalho bastante amplo, estudaram a multifragmentação de Au induzida por íons pesados a várias energias.

Entretanto, em todos estes experimentos, o sistema de detecção tinha uma energia de corte ("cut-off") relativamente alta, de modo que fragmentos com energia abaixo de 20 MeV não eram detetadas.

Em 1984, Hirsch et al. ⁽⁸⁾, num experimento voltado para a multifragmentação, procuraram detetar fragmentos, cujo

tamanho fosse menor ou da ordem de $1/3$ da massa do alvo e cuja energia fosse abaixo do pico do espectro (cerca de 20-25 MeV) encontrado nos trabalhos anteriores. Eles estudaram as reações $p+Kr(Xe)$ à energia incidente de 80 a 350 GeV e levantaram o espectro de energia cinética dos isótopos do carbono e oxigênio. Finalmente, este mesmo grupo de Purdue [Sangster et al. (27)], estendeu o trabalho anterior para energias do próton incidente entre 1 e 19 GeV, e obteve espectros de energias para vários fragmentos leves ($2 \leq Z \leq 14$).

Apesar de as experiências acima citadas envolverem uma grande variedade de projéteis e alvos, em diversas faixas de energia, os resultados apresentaram mais ou menos o mesmo comportamento. Assim as conclusões que se podem tirar, de um particular trabalho, podem ser extrapoladas para os demais.

A Figura 1.12, retirada de Westfall, mostra as essenciais características das distribuições de energia: uma subida rápida, seguida de um decaimento exponencial. O pico e a inclinação das curvas para altas energias são fracamente dependentes do fragmento e do alvo.

A Figura 1.13, retirada de Warwick, mostra os espectros de energia em função da energia incidente para vários projéteis, na qual podemos ver que as distribuições em energia são aproximadamente isotrópicas.

A Figura 1.14, tirada de Hirsch et al., apresenta o espectro de energia do carbono. As curvas seguem a tendência geral dos espectros de energia, com uma subida rápida e um decaimento mais lento, exponencial. Observa-se que o pico está em torno de 18 MeV, e que não há uma grande diferença entre os vários isótopos.

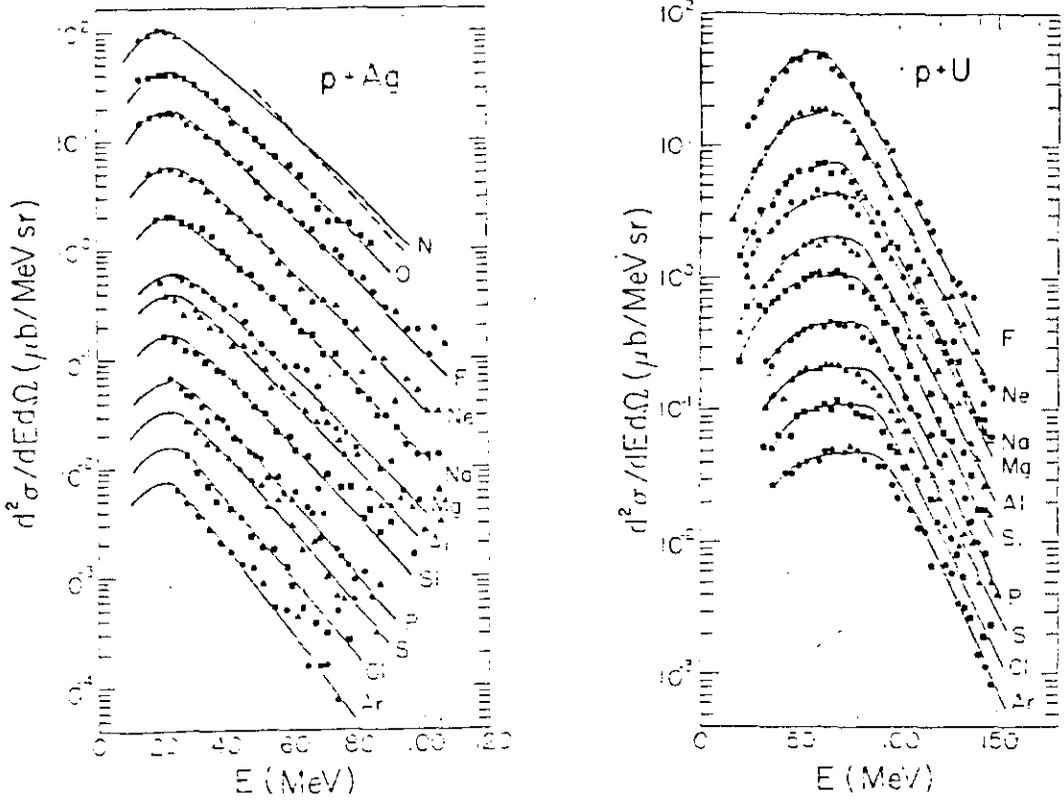


FIGURA 1.12 - Espectro de energia para 90° no laboratório, de fragmentos resultantes da reação $p+Ag(U)$, com projéteis de 4.9 GeV. Na escala, a seção de choque de cada fragmento sucessivo está diminuída por um fator dois.

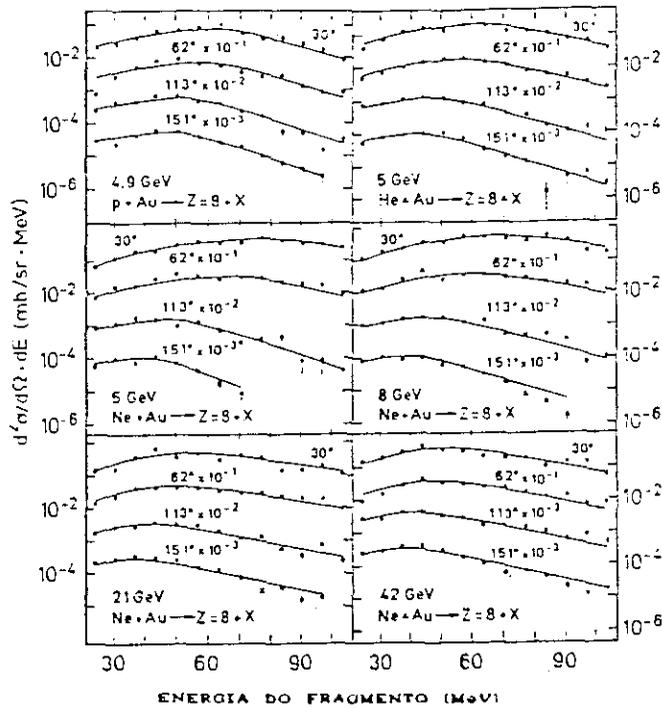


FIGURA 1.13 - Espectros de energia do oxigênio ($Z = 8$).

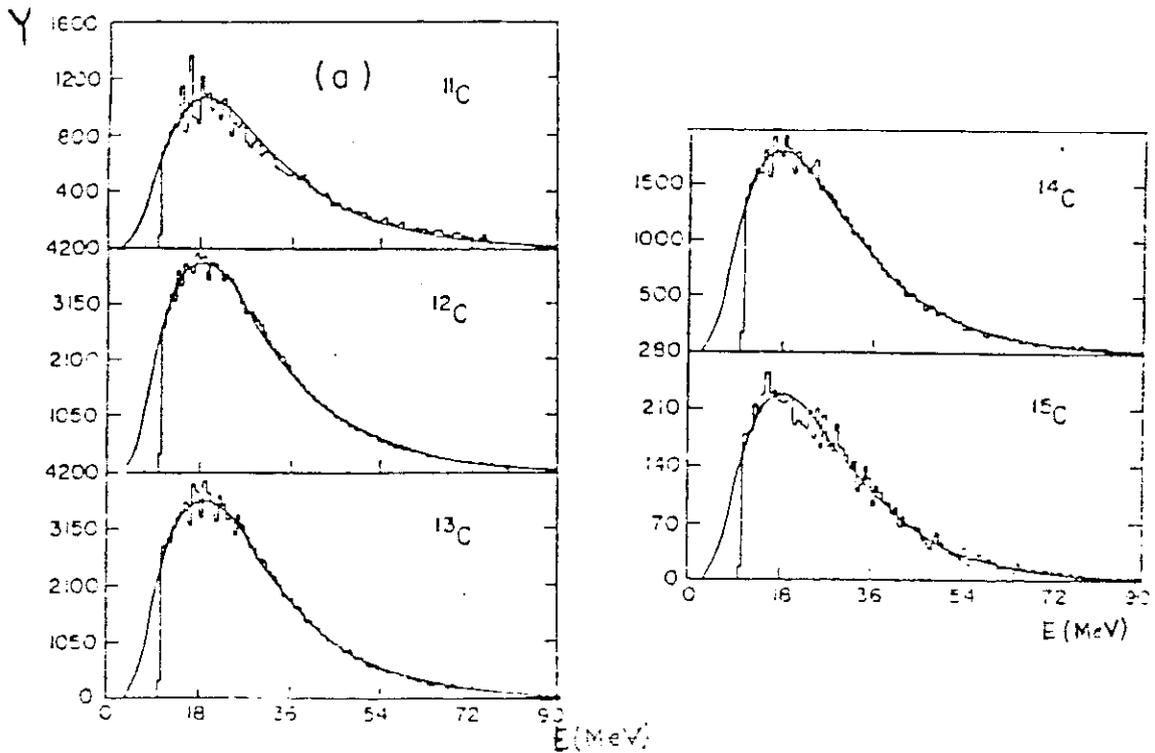


FIGURA 1.14 - Espectros do carbono. A curva contínua é um ajuste obtido com auxílio de vários parâmetros.

O comportamento da curva do espectro vem sendo atribuído à interação Coulombiana, sendo a largura do pico uma consequência da não uniformidade da barreira Coulombiana, isto é, os fragmentos formados sentem barreiras diferentes em função de suas diferentes localizações no volume da matéria nuclear fragmentante.

A interpretação da parte mais energética do espectro é mais complicada. Porém, a curva exponencial pode ser parametrizada pela função $\exp\left[-\frac{E}{E_0}\right]$, onde o parâmetro E_0 toma valores próximos àqueles esperados para a temperatura crítica T_c da matéria nuclear. Esta temperatura foi calculada teoricamente por Jaqaman et al. (28), obtendo o valor de $T_c = 12-20$ MeV. Então, se $E_0 = T_c$, ele pode ser relacionado com a temperatura nuclear (principalmente se interpretarmos a multifragmentação como ocorrendo no ponto crítico de transição

de fase líquido-gás). Entretanto, Hüfner ⁽¹⁾ apresentou um exemplo, através do qual esta interpretação para o E_0 pode ser contestada: - consideremos o trabalho de Westfall, em reações do tipo p+U, com uma energia incidente de 2.1 GeV. Se admitirmos que a temperatura da matéria nuclear nesta colisão é igual a T_C ($\cong 14$ MeV), a energia de excitação E^* do sistema será de cerca de 5 GeV (quer consideremos o sistema como um gás de Fermi em que $E^* = aT_C^2$, quer como um gás clássico de Boltzmann, em que $E^* = \frac{3}{2} A_T T_C$), o dobro da energia incidente !

Alguns autores [J. Aichelin et al. ⁽⁵⁾ e os seguidores da fragmentação a frio, que discutiremos na próxima seção], relacionam o decaimento exponencial ao momentum de Fermi dos nucleons, dando uma interpretação diferente ao mesmo parâmetro E_0 . Na realidade, Hüfner relacionou o E_0 ao momentum de Fermi dos nucleons através da seguinte expressão:

$$E_0 = \frac{2}{5} \epsilon_F \left[\frac{A_S - A}{A_S - 1} \right] .$$

Nesta fórmula, obtida da expressão de Goldhaber ⁽²⁹⁾, A_S é a massa da matéria espectadora (que não participa diretamente da colisão), A é a massa do fragmento e ϵ_F é a energia de Fermi do núcleo. O valor de E_0 , obtido desta maneira para núcleos grandes, é bem próximo dos valores achados experimentalmente, que estão em torno de 15 MeV.

Nas Figuras 1.15(a) e (b), retiradas de Sangster, estão ilustrados os espectros de energia do Be provenientes de reações p+Xe, para energias do próton incidente acima de 9 GeV e abaixo de 6 GeV, respectivamente. Vemos que há uma nítida diferença entre os dois tipos de espectros, principalmente no que

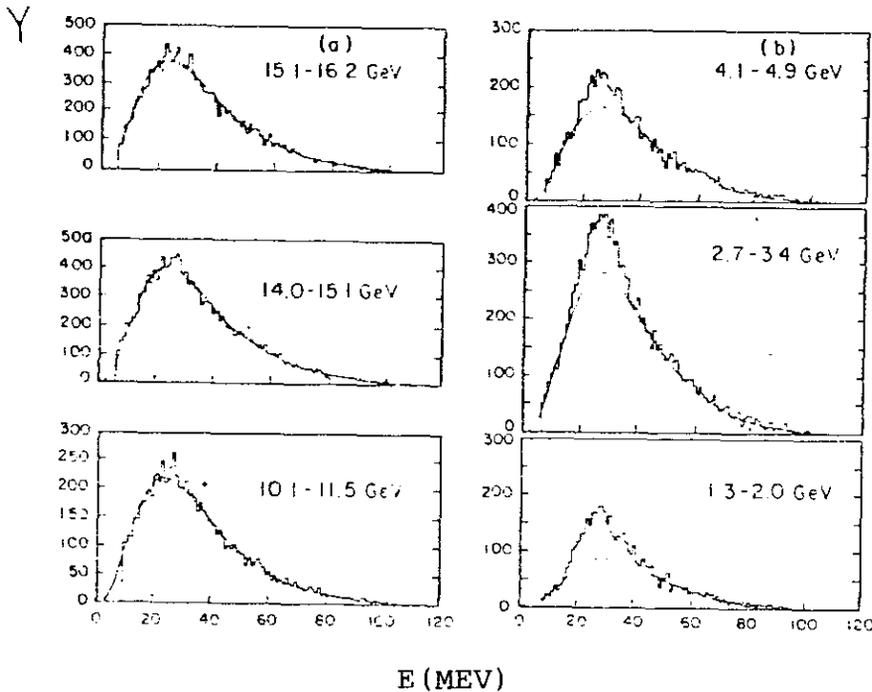


FIGURA 1.15 - Espectro de energia de fragmentos de Be emitidos a 48.5° . Em (a), a energia do próton incidente é acima de 9 GeV, e em (b), a energia do próton incidente é abaixo de 6 GeV.

dis respeito ao pico e a sua largura. Isto pode ser atribuído ao surgimento de mecanismos adicionais ao de produção de fragmentos ⁽³⁰⁾, isto é, reações de fragmentação não devem ser o único processo pelo qual o sistema nuclear se desexcita nestas colisões. Note-se, ainda, que a parte mais energética do espectro não sofre grande modificação quando se varia a energia do próton incidente! Isto significa que, se a temperatura nuclear depender do momentum do projétil incidente, relacionar o decaimento exponencial com esta temperatura pode ser incorreto.

Apresentamos nesta seção os principais dados experimentais disponíveis de reações de fragmentação. Na próxima seção, discutiremos alguns modelos que foram utilizados para a abordagem teórica destes dados experimentais.

1.2 - ASPECTOS TEÓRICOS

Por ser a multifragmentação um fenômeno muito complexo, a maior parte dos modelos não levam em conta os primeiros instantes da reação, mas se restringem apenas ao estudo do estágio final, em que o sistema nuclear quente, devido à instabilidades térmicas e ou mecânicas, quebra ou se desexcita, dando origem a vários fragmentos. J. Cugnon⁽³¹⁾ procurou tratar a parte colisional do processo através de um modelo de cascata, mas se preocupou apenas com reações do tipo p+núcleo a energias incidentes de até 20 GeV.

Neste trabalho, nos limitaremos somente ao estudo do estágio final da colisão, a exemplo dos modelos que passamos a descrever.

A) - Modelo de Evaporação Sequencial para a Multifragmentação

Friedman e Lynch⁽⁴⁾, ao contrário da maior parte dos modelos, consideraram a multifragmentação como um processo sequencial, isto é, uma sucessiva emissão de fragmentos pelo núcleo composto, formado pela colisão projétil+alvo. Na realidade, eles generalizaram a teoria de Weisskopf e desenvolveram um cálculo de evaporação sequencial para explicar os resultados obtidos por Hirsh et al.. Vejamos em que consiste este cálculo:

Estes autores, usando um formalismo estatístico para a emissão de partículas, consideraram o decaimento do sistema composto C (alvo mais projétil) em um núcleo filho B, pela

emissão de um "fragmento" do tipo b, isto é, eles calcularam a seção de choque duplamente diferencial:

$$d^2N_b/dEdt$$

em que N_b é o número de partículas emitidas do tipo b, com energia cinética E (dentro do intervalo dE), por unidade de tempo. Esta quantidade representa a probabilidade de se obter numa reação $C \rightarrow B+b$ um fragmento b, com energia cinética entre E e E+dE, por unidade de tempo.

Explicitamente, eles obtiveram a taxa de emissão (por unidade de energia), da partícula b como sendo:

$$\frac{d^2N}{dEdt} = (2s_b+1) \left(\frac{m_b \pi R_b^2}{\pi^2 \hbar^3} \right) (E-V_b)^\theta (E-V_b) \exp[-E/T] \cdot \exp \left\{ \frac{1}{T} \left[Z_b f^*(T, \rho_p) + N_b f^*(T, \rho_n) - B_b \right] \right\} \quad (1.1)$$

onde ρ_p e ρ_n são a densidade de prótons e neutrons respectivamente, f^* é a energia livre de excitação por partícula (que se relaciona com a energia livre de Helmholtz F por $f^* = F - E_0/C$, sendo E_0 a energia do estado fundamental), V_b é a barreira Coulombiana, B_b a energia de ligação do fragmento b, e s_b e m_b são o spin e a massa do fragmento emitido e T é a temperatura do composto.

De posse da seção de choque (1.1), as quantidades de interesse, tais como a multiplicidade e o espectro de energia puderam ser calculadas, por simples integrações. De fato, integrando-se em dt temos:

$$\int_0^{\infty} \left[\frac{d^2 N_b}{dE dt} \right] dt = \frac{dN_b}{dE} \quad (1.2)$$

que fornece o espectro de energia. Por sua vez, a taxa de emissão é obtida por uma integração na energia:

$$\int_0^{\infty} \left[\frac{d^2 N_b}{dE dt} \right] dE = \frac{dN_b}{dt} \quad (1.3)$$

enquanto que a multiplicidade é obtida desta última expressão, através de mais uma integração (no tempo):

$$\int_0^{\infty} \left[\frac{dN_b}{dt} \right] dt = N_b \quad . \quad (1.4)$$

Mostrou-se conveniente, no entanto, caracterizar o estado instantâneo de excitação de um sistema residual por sua temperatura T , que passa, durante a desexcitação, de um valor T_{\max} (parâmetro do modelo) para zero (núcleo frio). Assim as integrações acima foram efetuadas sobre a temperatura, após a conversão da variável de integração t para a correspondente variável T , da seguinte maneira:

$$\int_0^{\infty} dt = \int_{T_{\max}}^0 \left[\frac{dt}{dT} \right] dT \quad (1.5)$$

onde o integrando do lado esquerdo, isto é, o inverso da taxa de resfriamento do sistema foi obtido através da derivada da expressão de conservação da energia, ou seja, de

$$\frac{dE^*}{dt} = \frac{d}{dt} (E_B^* + B_b + E) \quad ,$$

onde E^* é a energia de excitação do núcleo inicial e E_B^* é a energia de excitação do núcleo residual.

Após cada emissão, o núcleo residual é suposto se rethermalizar, de maneira que o equilíbrio é alcançado antes de cada emissão.

Os resultados obtidos por Friedman e Lynch, Fig. 1.16, mostram que o modelo de evaporação sequencial reproduz bem os dados experimentais de espectro de energia, embora, em relação ao espectro de massa, a concordância seja apenas razoável.

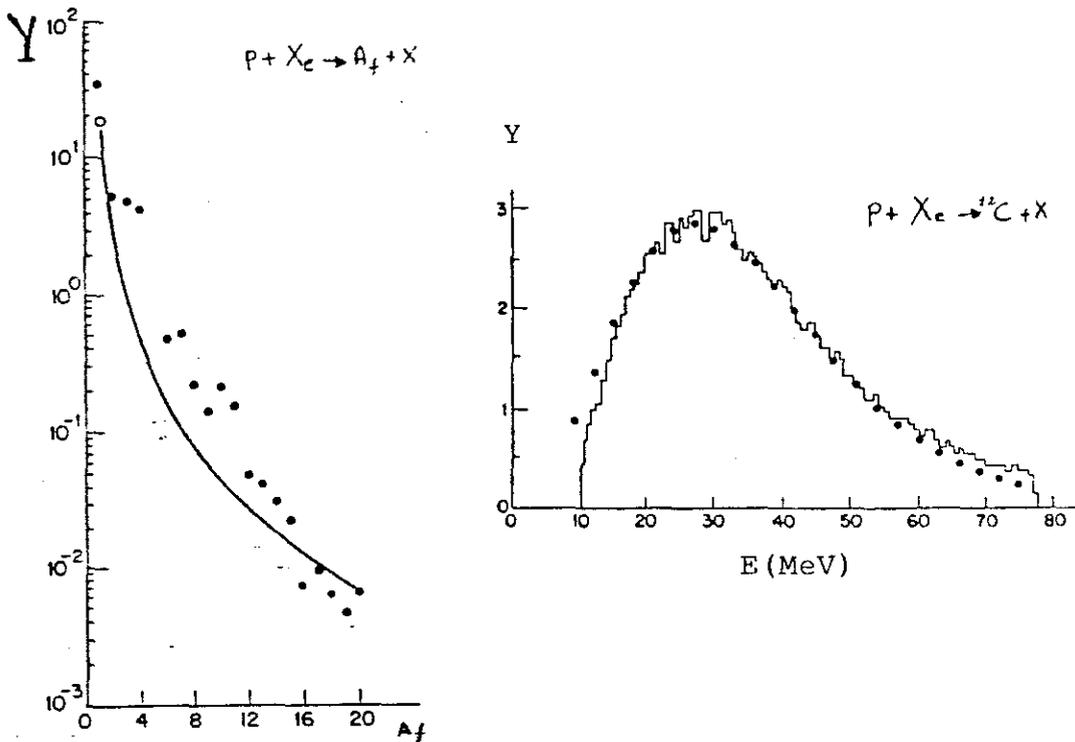


FIGURA 1.16 - Alguns resultados obtidos com o modelo da evaporação sequencial. Retirado da ref. (4).

Nestas figuras, em (a) temos o ajuste feito por Hirsch et al. para o espectro de massa (linha sólida) e os resultados obtidos pelo modelo de evaporação (pontos). Em (b), o histograma é o espectro de energia cinética do ${}^{12}C$ calculado e os pontos são do experimento da ref. (8).

Todavia, podemos encontrar alguns pontos não bem es-

clarecidos neste modelo, por exemplo:

(a) A taxa de emissão de partículas é extremamente grande (o núcleo composto emite cerca de 40 unidades de massa em aproximadamente 20 fm/c). Com esta taxa de emissão, fica difícil se justificar a termalização (suposta no modelo), a cada emissão, porque esta taxa é muito grande em comparação com o tempo de relaxação.

(b) Outra questão está relacionada com a temperatura necessária para reproduzir os resultados experimentais, que eles encontraram ser igual a $T = 15$ MeV e que corresponde a uma energia de excitação total de cerca de 1.5 GeV (neste modelo). Esta alta energia de excitação parece contradizer a observação de que somente um pequeno momentum longitudinal de 0.8 GeV/c foi transferido para o núcleo alvo. A este momento corresponderá uma energia transferida de apenas (aproximadamente) 0.8 GeV.

B) - Modelo da Fragmentação a Frio

Discutiremos, agora, de maneira sucinta, o modelo de fragmentação a frio, proposto em 1984 por Aichelinet al.⁽⁵⁾. Este modelo baseia-se na idéia geométrica de que alguns nucleons interagem diretamente, enquanto outros, que se encontram fora da trajetória geométrica descrita pelo projétil, ficam "frios". A Fig. 1.17 procura dar uma ilustração deste modelo. O projétil arranca os nucleons do alvo que estão na sua trajetória, formando um buraco (cilindro) no alvo. Os nucleons que participam ativamente da colisão são chamados de participantes.

A região compreendida por estes nucleons é dada pela superposição geométrica entre projétil e nucleons alvos-participantes . A maior parte da energia do feixe é depositada nesta região, sob forma de calor, de modo que altas temperaturas são atingidas, e a região atinge um equilíbrio térmico. A região espectadora é formada por nucleons fora da região de superposição, sendo que esses nucleons não sofrem espalhamentos e a matéria é relativamente fria. É claro também que a parte espectadora do alvo está em repouso, e o da parte espectadora do projétil move-se com aproximadamente a mesma velocidade do feixe. É dentro deste contexto participante-espectador que a fragmentação a frio é proposta.

Esta visão participante-espectador está baseada no fato de que, em colisões nucleares a altas energias, a variação de momento transversal é pequena (tipicamente ≈ 0.4 GeV/c). Isto significa que temos pequenos ângulos de espalhamento, isto é, os nucleons movem-se aproximadamente ao longo de uma reta.

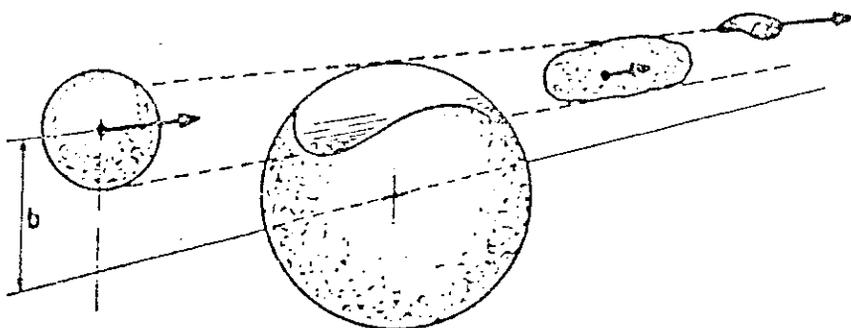


FIGURA 1.17 - Ilustração esquemática do modelo participante-espectador.

O fator relevante deste modelo é que ele não precisa admitir a hipótese de equilíbrio termodinâmico. De acordo com o modelo, a multifragmentação nuclear ocorre como um des -

pedaçamento de vidro quando atingido por uma pedra. Portanto, na fragmentação a frio, o processo é provocado por instabilidades mecânicas.

A fragmentação nuclear é tratada por este modelo como um processo em dois estágios:

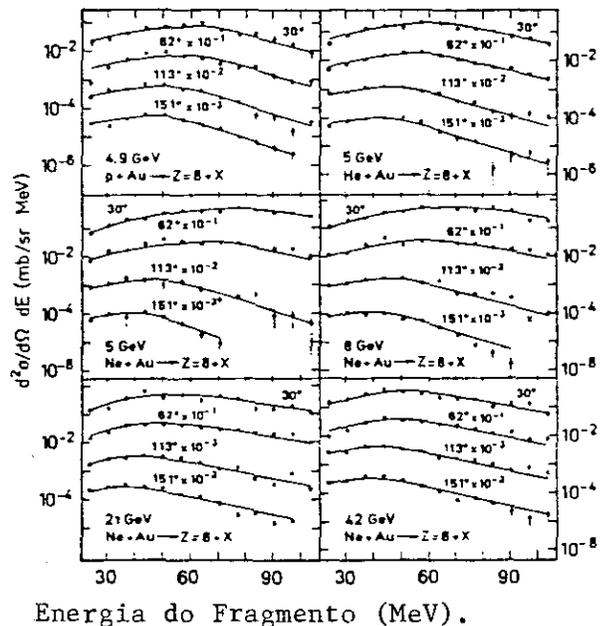
i) - Formação das regiões de participante e espectador com a primeira (participantes) gerando uma bola de fogo e a última (espectadores) formando uma matéria fria.

ii) - A bola de fogo decai. Alguns participantes escapam sem nenhuma colisão posterior, outros penetram dentro da região dos espectadores e depositam momento e energia. Isto leva a instabilidades locais, que desestabilizam globalmente a matéria espectadora. Então, forças Coulombianas atuam sobre os pedaços (pré-fragmentos), levando-os a se separarem.

Decaimentos secundários podem acontecer até que estes pedaços sejam detectados como fragmentos nucleares.

Este modelo é o único que reproduz uma seção de choque diferencial tripla $d^3\sigma/dE dZ d\Omega$ (energia, carga e ângulo). Veja a Figura 1.18, mas para isto necessita de um grande número de parâmetros.

FIGURA 1.18 - Os principais resultados obtidos com o modelo da fragmentação a frio. Retirado da referência (5).



C) - Modelo da Multifragmentação Estatística

Ao contrário do modelo de fragmentação a frio, este modelo, devido a Bondorf et al. ⁽³⁾, estuda estatisticamente o processo de fragmentação, dentro de um enfoque de equilíbrio termodinâmico.

O grupo do Niels Bohr trata a fragmentação dentro do seguinte aspecto:

Após a colisão, em que o sistema sofreu grande compressão, forma-se um sistema composto (alvo+projétil) altamente energético. O sistema se expande e em consequência se esfria, de tal forma que a densidade de matéria nuclear decresce, criando bolhas em seu interior. Se a energia depositada é suficiente para levar o sistema a atingir a chamada densidade de quebra (cerca de 1/3 da densidade dos núcleos ordinários), as bolhas provocam a fragmentação da matéria nuclear. Este cenário pode ser ilustrado da seguinte maneira:

Após a quebra, os fragmentos formados interagem apenas através da força Coulombiana (o sistema composto que interagira fortemente muda repentinamente sua configuração para um sistema de fragmentos sujeitos apenas a forças de longo alcance), e podem sofrer quebras secundárias ou evaporar partículas leves, dependendo de seu tamanho e energia de excitação ⁽³²⁾.

No instante da fragmentação, o sistema é considerado estar em equilíbrio termodinâmico, o que não deixa de ser uma boa aproximação, segundo cálculos realizados por Wademann e Donangelo ⁽³³⁾. As possíveis partições do sistema composto (diferentes maneiras de o sistema se quebrar) são determinadas por um cálculo combinatório, incluindo conservação de carga e mas-



sa, ponderadas estatisticamente pela entropia S , de acordo com $P = e^S$. A entropia é obtida da energia livre que, por sua vez, é determinada a partir de uma generalização da fórmula da gota-líquida, para núcleos quentes.

Em linhas gerais, o esquema de cálculo para as grandezas físicas pode ser resumido da seguinte maneira:

A fórmula da gota

líquida térmica é dada pela seguinte equação:

$$E_{A,Z}^{int} = \left(W_0 + \frac{T^2}{\epsilon_0} \right) A + \left(\beta - T \cdot \frac{d\beta}{dT} \right) A^{2/3} + \gamma \frac{(A-2Z)}{A} + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_{A,Z}} \left(1 - \frac{R_{A,Z}}{R_{A,Z}^c} \right) \quad (1.6)$$

Nesta equação, no termo de volume, o coeficiente W_0 é igual a -16 MeV e o parâmetro de densidade de níveis ϵ_0 é tomado como 16 MeV. O segundo termo descreve a energia de excitação de superfície, através da função $\beta(T)$. Esta função $\beta(T)$ é obtida, utilizando-se argumentos de escala e a teoria dos expoentes críticos e pode ser escrita como (46):

(a) Formação do sistema composto e aparecimento de rachaduras.



(b) Formação de fragmentos primários.



(c) Desexcitação dos fragmentos (evaporação e quebras secundárias).

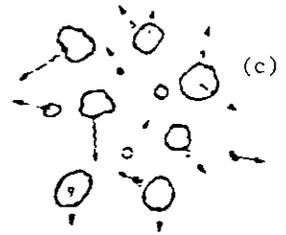


FIGURA 1.19 - Ilustração esquemática da fragmentação nuclear no contexto do modelo da multifragmentação estatística.

$$\beta(T) = \beta_0 \left[\frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right]^{5/4}, \quad (1.7)$$

com $\beta_0 = 18 \text{ MeV}$. $\gamma = 25 \text{ MeV}$ é o coeficiente do termo de assimetria entre neutrons e prótons e, finalmente, o último termo, Coulombiano, é calculado segundo a aproximação de Wigner-Seitz. Este cálculo é feito separando-se a parte da energia Coulombiana devida a uma esfera uniformemente carregada e a parte devida ao aparecimento de fragmentos com densidades ρ_0 , maior do que a densidade total do sistema; $R_{A,Z}^C$ é o raio da célula de Wigner-Seitz que contém o fragmento e $R_{A,Z}$ é o raio do fragmento à densidade normal.

Com base na conservação da energia total do sistema, a temperatura de cada partição pode ser determinada, resolvendo-se a seguinte equação:

$$E_0^{GS} + E_0^* = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_b} + \sum_{A,Z} N_{A,Z} E_{A,Z}(T), \quad (1.8)$$

onde E_0^{GS} é a energia do estado fundamental, E_0^* é a energia de excitação do sistema (parâmetro livre do modelo), $N_{A,Z}$ é o vetor partição de um sistema nuclear, caracterizado pelo seu número bariônico A e sua carga Z , $E_{A,Z}$ é a energia de cada fragmentos e R_b é o raio do sistema no momento da quebra.

O valor médio de uma quantidade física Q é determinada tomando-se uma média de seu valor sobre as partições do núcleo, ponderadas pelo peso estatístico de cada partição. Desta forma, temos:

$$\bar{Q} = \sum P(N_{A,Z}) Q,$$

onde o somatório é tomado sobre todas as possíveis partições

do núcleo, que conservem carga, número bariônico e energia total. Uma vez que o número de partições para um sistema nuclear ($A_0 \cong 100$) é muito grande, o método de Monte Carlo é utilizado.

Este modelo reproduz os dados experimentais e apresenta algumas conclusões interessantes:

- Existe uma temperatura de quebra, isto é, uma temperatura máxima que um sistema nuclear pode suportar, além da qual ele se fragmenta. Esta temperatura está em torno de 5-6 MeV, como pode ser visto na Fig. 1.20. A esta temperatura corresponde uma energia de excitação de cerca de 3 MeV/n para um sistema de $A_0 = 100$ nucleons.

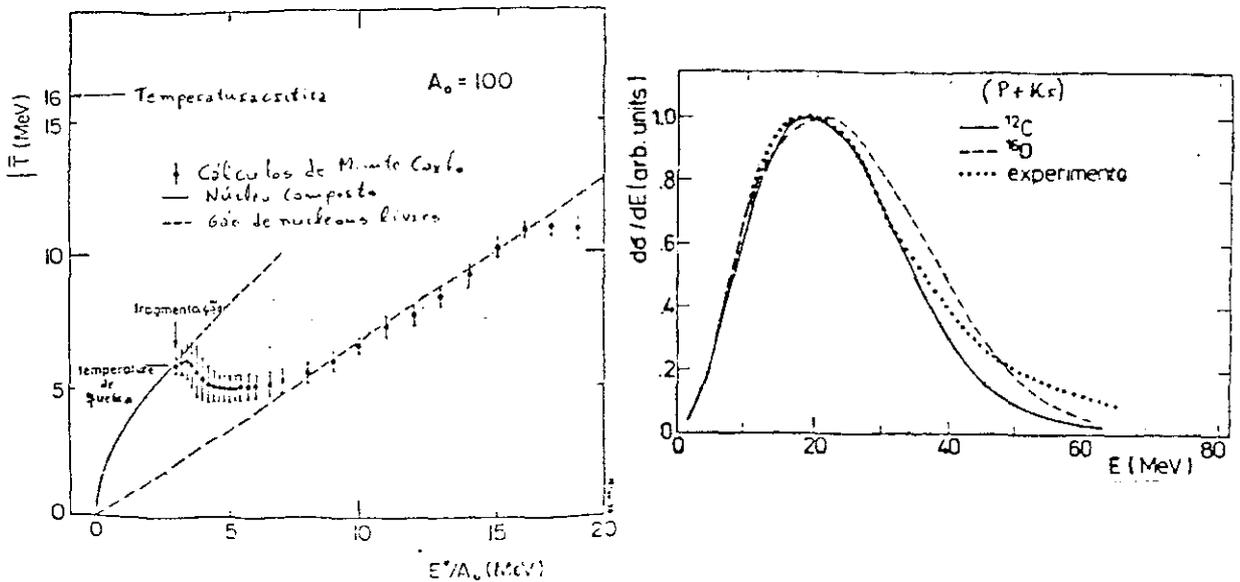


FIGURA 1.20 - Principais previsões e resultados obtidos através do modelo da multifragmentação estatística. Repare que apenas a parte mais energética do espectro não pode ser reproduzida(3).

- A densidade de quebra é estimada estar entre 1/2 e 1/3 da densidade normal.

- Existem duas transições de fase: uma à temperatura de 5 MeV relacionada ao limiar de fragmentação e ou -

tra $\hat{a} \approx 10$ MeV, que se relaciona com a transição de fase líquido-gás.

D) - Modelo de Transição de Fase

A idéia da multifragmentação vista como uma transição de fase, tem origem no fato de que o espectro de massa na região de fragmentos leves e médios, pode ser fitada pela lei da potência, $Y(A) \propto A^{-\tau}$ com τ , assumindo valores entre 2 e 3. Um comportamento semelhante, isto é, uma distribuição com lei de potência foi obtida por Fisher⁽³⁵⁾, ao calcular a distribuição de massa de gotas no ponto crítico de uma transição de fase do tipo gás-líquido. Na realidade, Fisher mostrou que a probabilidade de formação de um cluster composto por A moléculas é dada por:

$$m(A) = A^{-\tau} \exp \left\{ - \left[f(A) - \mu A \right] \beta \right\} , \quad (1.9)$$

onde τ é um expoente que não depende do número de moléculas que constitui o cluster, β é o usual $1/kT$, μ é o potencial químico e $f(A)$ é a energia livre de Helmholtz do cluster. Explicitamente, $f(A) = U(A) - TS(A)$.

No ponto crítico, segundo Fisher, há um completo cancelamento entre a energia livre e o potencial químico, de maneira que a equação (1.9) assume a forma:

$$m(A) = A^{-\tau} . \quad (1.10)$$

O expoente τ depende apenas da equação de estado da substância que condensa. No caso de um gás de van der Waals $\tau = 2.3$.

Além disso, sabe-se que a equação de estado da matéria nuclear tem uma forma análoga a de um gás de van der Waals, este fato sendo consequência de que ambos os sistemas, molecular e nuclear, apresentam forças atrativas de curto alcance e repulsivas de alcance ainda menor. Uma vez que as equações de estado são semelhantes, devemos esperar que estas equações apresentem curvas semelhantes num diagrama pressão versus volume, embora exista uma grande diferença entre as escalas de intensidade das interações. De fato, Jaqaman et al. (28) através de um complexo cálculo de Hartree-Fock para um sistema à temperatura finita, com interação via forças do tipo Skyrme, comprovaram esta expectativa. O resultado obtido por eles encontra-se ilustrado

na Figura 1.21. Nesta figura, estão representados os resultados numéricos obtidos por Jagaman et al.. Na figura são fornecidas também as equações de estado para o gás de van der Waals (1) e a da matéria nuclear (2). As equações de estado estão escritas em termos de variáveis reduzidas, isto é, em termos de $p = P/P_c$, $t = T_c$ e $v = V/V_c = \rho/\rho_c$. Neste caso, o ponto crítico é dado por $p = v = t = 1$. O valor das quantidades críticas depende de detalhes do cálculo.

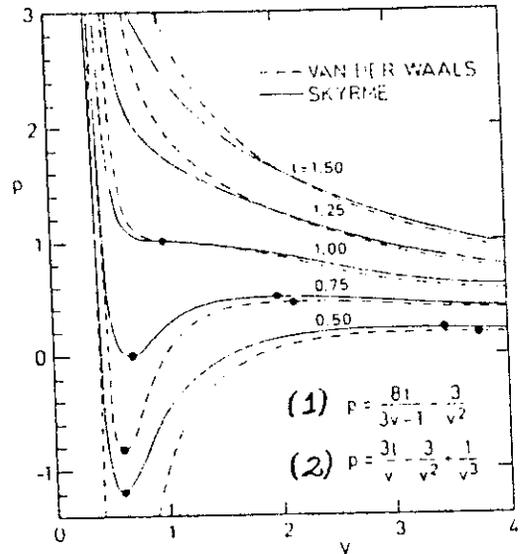


FIGURA 1.21 - Resultados numéricos obtidos por Jaqaman et al. ref. (28).

FIGURA 1.21 - Resultados numéricos obtidos por Jaqaman et al. ref. (28).

Ravenhall et al. (40), através da solução de uma equação de estado obtida por cálculos microscópicos da matéria nuclear onde as forças foram consideradas ser do tipo Skyrme, mon

taram o diagrama de fase da matéria nuclear que se encontra na Figura 1.22. Nesta figura, as curvas espinoidais isotérmicas e espinoidais adiabáticas são o lugar geométrico dos pontos para os quais

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_T = 0 \quad \text{e} \quad \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S = 0 \quad ,$$

respectivamente. A espinoidal isotérmica é a curva (na figura está indicada por ITS) que limita a região em que a matéria nuclear se torna dinamicamente instável. Nesta região, qualquer flutuação na densidade cresce exponencialmente, o que leva a matéria nuclear a se separar em vários pedaços. A curva ITS encontra a curva de coexistência CE (onde as fases líquida e gás podem coexistir), no ponto crítico PC. A espinoidal adiabática é representada por AS.

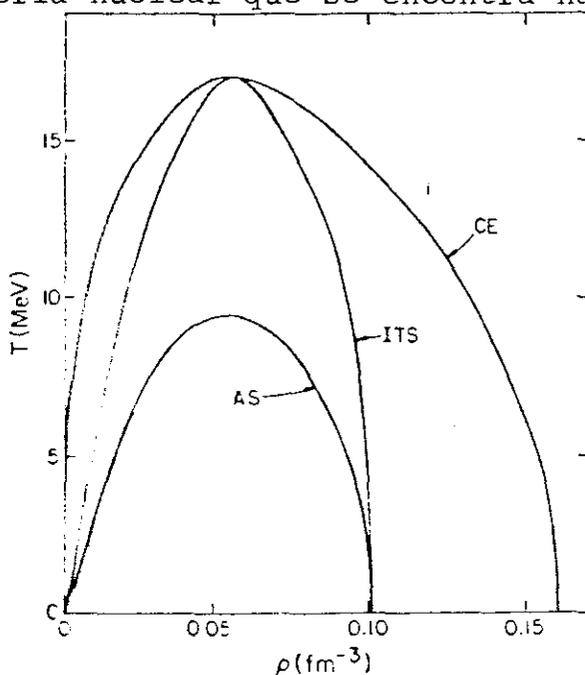


FIGURA 1.22 - Diagrama densidade contra temperatura para a matéria nuclear.

Mas, o que pode levar a matéria nuclear a atingir condições de temperatura e densidade para penetrar na região de instabilidade ?

Imagina-se ^(22,36) que o sistema alvo-projétil seja aquecido pela compressão causada pela colisão. O sistema aquecido se expandirá, convertendo sua energia interna de compressão em energia cinética. A expansão se efetua até que o sistema atinja uma densidade ρ_f (densidade de congelamento). Esta densidade é definida como aquela em que o livre percurso médio dos fragmentos formados seja da ordem das dimensões da região

quente, ou seja, é a densidade a partir da qual os fragmentos se movem livremente. O sistema, passando para a região metaestável (onde coexistem as fases líquida e gasosa), passa a ser um sistema composto, onde a fase líquida é caracterizada pela densidade ρ_f e a fase gasosa pela ρ_g . É a matéria nuclear na fase gasosa que se resfria, condensando-se em fragmentos. Observe-se o diagrama de fase da matéria nuclear na Fig. 1.23. Se

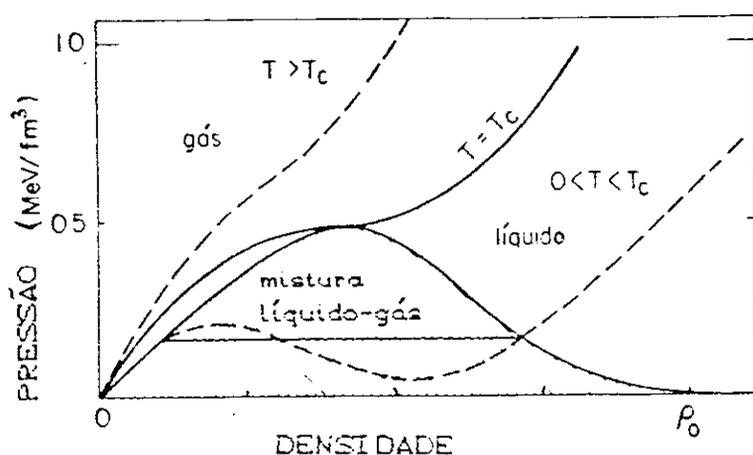


FIGURA 1.23 - Pressão x densidade para a matéria nuclear. As três regiões, líquida, Lg-coexistência e gás, estão indicadas.

ρ_f é muito pequena, o sistema terá ultrapassado a região de coexistência e somente a fase gasosa existe. Neste caso, $T > T_c$. Para o valor T_c da temperatura, as densidades das duas fases tornam-se iguais

$\rho_g = \rho_f = \rho_c$, onde ρ_c é a densidade crítica, definida pela condição $(\frac{\partial P}{\partial \rho})_T = 0$. Nesta situação, ocorreria a multifragmentação. Estes fragmentos são as correspondentes gotículas do modelo de Fisher.

A aplicação da teoria de Fisher para o caso nuclear foi feita considerando o sistema nuclear como composto por duas espécies (neutron-próton) e admitindo-se que a forma analítica da função de Helmholtz é a mesma que a da energia de ligação, dada pela fórmula de Weizsäcker, com os coeficientes ajustados apropriadamente. Entretanto, a interpretação da multifragmentação como sendo uma manifestação de uma transição de

fase tipo líquido-gás da matéria nuclear vem sendo colocada em dúvida por diversos autores.

J. Aichelin et al. ⁽³⁷⁾, por exemplo, em uma detalhada análise de dinâmica molecular quântica, aplicada à formação de clusters, concluíram que a distribuição inclusiva de massa dos fragmentos, dada por uma lei de potência, é puramente acidental. Este resultado [$Y(A_F) \propto A_F^{-1}$] decorre, segundo esses autores, do processo de média sobre os diversos parâmetros de impacto na reação. Vicentine et al. ⁽³⁸⁾, utilizando cálculos baseados em dinâmica molecular clássica, examinaram a fragmentação de uma gotícula formada por cerca de 200 partículas e mostraram que, no sistema considerado (que possui curvas espinoidais semelhantes às encontradas no caso nuclear), que a fragmentação ocorre nas vizinhanças da espinoidal adiabática. Se isto for válido para o caso nuclear, a multifragmentação não pode ocorrer no ponto crítico (T_C, ρ_C) , ver Figura 1.22. Porém, a questão ainda permanece em aberto, o que faz da multifragmentação nuclear um tema muito interessante.

Existem diversos outros modelos voltados para a descrição da dinâmica do processo de fragmentação dentro de uma teoria microscópica. Não descreveremos tais modelos, pois eles fogem ao enfoque a que nos propomos. Por outro lado, há ainda modelos muito simples e com grande alcance de aplicações, baseados na teoria de percolação, que também não serão aqui discutidos pois no próximo capítulo faremos uma aplicação da teoria de percolação a um sistema nuclear.

CAPÍTULO II

A FRAGMENTAÇÃO NUCLEAR NO CONTEXTO DA TEORIA DA PERCOLAÇÃO CONVENCIONAL

Neste capítulo, procuramos descrever os resultados obtidos experimentalmente por Hirsh et al., que são referentes à fragmentação. Para descrever o processo de fragmentação, escolhemos a teoria da percolação convencional, com o objetivo principal, de se possível, separar os efeitos puramente estatísticos dos provenientes da própria física do problema, como já dissemos na Introdução deste trabalho. Os fragmentos formados, em geral, são excitados e decaem via evaporação de partículas leves. O tratamento teórico deste decaimento secundário é feito de acordo com a teoria estatística de Weisskopf.

2.1 - FUNDAMENTOS DA TEORIA DE PERCOLAÇÃO

A teoria de percolação é uma poderosa ferramenta matemática, que vem sendo amplamente empregada em vários ramos da ciência. Particularmente na física, ela vem sendo muito utilizada em física de estado sólido e mais recentemente, vem ocupando um lugar de destaque na física nuclear, onde muitos modelos de percolação têm surgido com a finalidade de descre

ver a fragmentação nuclear.

Um modelo de percolação consiste essencialmente em um conjunto de pontos e uma regra para decidir se eles estão ou não conectados. Seja, então, um conjunto de pontos que constituem as redes da Figura 2.1 (a), (b) e (c). Estas redes quadradas são constituídas por 20 sítios (pontos) cada. Supo-

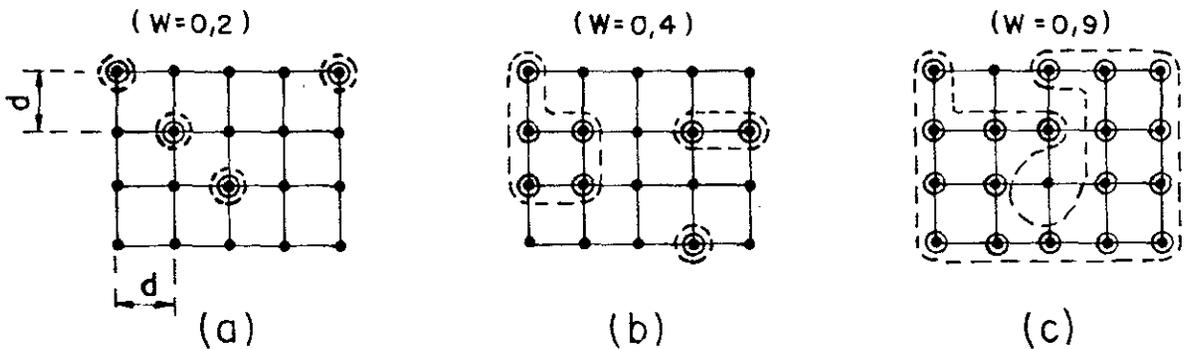


FIGURA 2.1(a),(b),(c) - Rede quadrada constituída por 20 sítios. Os pontos circundados representam os sítios ocupados. A linha tracejada mostra os clusters formados. O parâmetro de rede d também encontra-se ilustrado na Fig. (a).

nhamos que cada sítio possa ser ocupado (ou desocupado) aleatoriamente com probabilidade W (ou $1-W$). Quando W é pequeno, os sítios em sua maioria estão vazios e correspondem a pontos não circundados na fig. (a). Se, por outro lado, W é grande, $W \approx 1$, haverá um grande número de sítios ocupados (pontos circundados) e esta situação encontra-se ilustrada na figura (c). Para valores intermediários de W , fig. (b), uma parte dos sítios está ocupado e uma parte não ocupada. Se a regra para que dois sítios ocupados estejam conectados é que a interdistância entre eles seja menor ou igual ao parâmetro de rede d , isto é, sejam próximos vizinhos, (veja a Fig. 2.1), então, podemos ver que o tamanho dos clusters formados, isto é, o conjunto de sítios conectados, depende da probabilidade W

e, ainda, quanto maior o W , maior o tamanho destes clusters. Se estendermos esta imagem para o caso de uma rede infinita, existirá uma probabilidade crítica W_c , bem definida, a partir da qual pela primeira vez aparece um cluster infinito, isto é, um cluster grande que se estende por toda a rede. Neste caso, então, se diz que o sistema passou de um estado não percolante, $W < W_c$, para um estado percolante $W \geq W_c$. A formulação matemática de problemas como este foi feita pela primeira vez por Broadbent e Hammersley ⁽⁵¹⁾ em 1957. Eles procuraram saber como a passagem de um fluido pode ser influenciada pelas propriedades aleatórias do meio que ele atravessa. Daí o nome percolação (per = através de, colo = coar, filtrar), que deriva da palavra latina percolatione. Posteriormente, o significado das palavras meio e fluido, assumiu um sentido mais amplo. Por meio, entenda-se agora, um sistema constituído de um grande número de pontos distribuídos no espaço que podem ou não estar conectados entre si de acordo com o mecanismo aleatório, e por fluido, entenda-se a informação que é transmitida de ponto a ponto. Estes novos significados permitiram estender as aplicações da teoria de percolação a diversos ramos da ciência, tais como na propagação de epidemias, na transmissão de informações de uma rede telefônica, incêndios em florestas, em transições do tipo sol-gel, etc..

De acordo com o mecanismo aleatório do meio, temos dois tipos básicos de percolação, que são a percolação de sítio e a percolação de ligação. A percolação de sítio é aquela em que as posições ocupadas pelos objetos são aleatórias e as conexões entre estes sítios são definidas por uma regra que depende de suas posições. É o tipo de percolação que foi utili

zada por Campi e Desbois ⁽⁶⁾, Chao e Chung ⁽¹⁰⁾, por exemplo, para estudar a fragmentação nuclear, e é a que utilizaremos neste trabalho. Já a percolação de ligação é aquela em que os sítios estão todos ocupados e as conexões entre eles é que são aleatórias. Neste caso, a probabilidade W (ou $1-W$) é a probabilidade de quebra (ou não) de uma ligação. Este tipo de percolação foi utilizado para o estudo de reações de fragmentação por Bauer et al. ⁽⁷⁾.

Vimos, acima, os tipos mais comuns de percolação. Existem outros como a percolação híbrida de sítio-ligação, onde ambos os tipos citados são considerados. Percolação deste tipo também já foi utilizada na física nuclear [C. Ngô et al. ⁽¹³⁾]. Além destas, ainda existem a percolação anisotrópica, onde as conexões em diferentes direções têm probabilidades distintas e a percolação direcionada, onde as conexões dependem do sentido do fluxo de informações, etc..

Para fazermos a aplicação da teoria de percolação a reações de fragmentação, o resultado que mais nos interessa é a lei de escala, que dá o número de clusters de tamanho A (constituído por A sítios), $n(A,W)$, em função da probabilidade W . Explicitamente, esta lei é dada como:

$$n(A,W) \propto A^{-\tau} \cdot f[(W-W_c)A^\sigma] \quad , \quad (2.1)$$

onde τ e σ são expoentes que não dependem de W , W_c é a probabilidade crítica de percolação e f é a função de escala, sendo que $f[0] = 1$.

Vemos, então, pela expressão (2.1) que se $W = W_c$, a distribuição de tamanho dos clusters formados segue uma lei de

potência. Para redes tridimensionais, $\tau \cong 2.1$ e $\sigma = 0.45$, estes resultados sendo obtidos para redes infinitas.

No caso de uma rede finita, em que não há uma probabilidade W_c bem definida, a transição de fase geométrico-probabilística de percolação, isto é, a transição de um estado não-percolante para o estado em que existe um cluster percolante é atenuada. Existe um intervalo crítico e, neste caso, temos apenas uma probabilidade de se encontrar este cluster, ao contrário da rede infinita que sempre temos o cluster percolante se $W \geq W_c$. Existe, também, em redes finitas, problemas quanto à própria definição de cluster percolante, e em geral, nestes casos, ele costuma ser definido como aquele que conecta toda a rede. Entretanto, quando as redes não têm fronteiras retas ou planas, esta definição também é problemática. E, efetivamente, embora a teoria de percolação esteja baseada em idéias simples, a teoria matemática envolvida pela percolação é complicada e um estudo mais detalhado foge ao que nos propomos. Todavia, aos mais interessados, recomendamos os livros de Stauffer⁽⁴⁹⁾ e Kesten⁽⁴¹⁾.

Vejamos, agora, uma aplicação da teoria de percolação (de sítio) em reação de fragmentação.

2.2 - A MULTIFRAGMENTAÇÃO DO NÚCLEO

Como vimos no Capítulo I, o espectro de massa dos fragmentos exibe uma distribuição segundo a lei da potência, que sugere, em analogia com a teoria da condensação de Fisher, que a fragmentação seja interpretada como um fenômeno crítico, isto é, uma manifestação de uma transição de fase do tipo lí-

quido-gás, da matéria nuclear no ponto crítico. Entretanto, uma distribuição de tamanho com lei de potência não é uma característica exclusiva de uma transição de fase líquido-gás pois a transição de percolação, como vimos na seção anterior, apresenta lei semelhante.

Neste trabalho, a exemplo de outros autores (6,7,10,13), usamos a imagem da transição de fase puramente geométrica da percolação para simular o fenômeno da fragmentação nuclear.

Efetivamente, modelos de percolação, recentemente, vêm sendo amplamente utilizados para estudar a multifragmentação, por exemplo:

Campi e Desbois (6), através de um modelo de percolação de sítio, ao qual eles acoplaram certos vínculos ou condições de compacticidade, reproduziram os espectros de massa observados experimentalmente. Chao e Chung (10), aplicando simples restrições geométricas (Modelo de Percolação Tetraédrica), estudaram os efeitos de superfície dos clusters formados. C. Ngô et al. (13) utilizaram um modelo híbrido de percolação (sítio-ligação) para estudar as flutuações no campo médio do sistema que se fragmenta. Bauer et al. (7), através do Modelo de Rede Nuclear, estudaram a dependência do rendimento em massa de uma reação, com o parâmetro de impacto, dentro do contexto da percolação. Entretanto, nenhum destes autores, que estudaram a multifragmentação dentro do contexto da percolação, acoplou explicitamente o decaimento secundário dos clusters primários. Obviamente, este não acoplamento pode tornar a comparação com o resultado experimental irrealista.

Neste trabalho, utilizamos a percolação de sítio em

uma rede cúbica simples, para simular a fragmentação e consideramos o decaimento secundário dos fragmentos através da teoria de Weisskopf para a evaporação nuclear. O método apropriado para o cálculo das quantidades de interesse é o método de Monte Carlo. Essencialmente, este método de cálculo consiste na simulação da fragmentação nuclear por meio de computação eletrônica. A seguir faremos genérica ilustração de como o método foi aplicado.

O sistema nuclear (alvo mais projétil) é representado por sítios constituindo uma rede cúbica simples, cujo parâmetro de rede é d . Operacionalmente, esta rede está inscrita numa esfera, tal que contenha aproximadamente o mesmo número de nucleons do sistema.

Uma vez construída a rede, precisamos sortear os pontos (sítios) que deverão estar ocupados e estabelecer uma regra para decidir quais dos sítios ocupados se encontram conectados entre si.

Chamemos de W a probabilidade de que um sítio desta rede esteja ocupado, isto é, a probabilidade de ocupação. Se multiplicarmos o número de sítios disponíveis por W , teremos o número total de sítios ocupados. Estes, por sua vez, são distribuídos aleatoriamente, por toda a rede. Os sítios vazios estão associados à emissão de partículas rápidas pelo alvo, devido a interação com o projétil incidente. Admitimos que igual número de neutrons e prótons são emitidos.

Se os sítios ocupados são próximos vizinhos, estarão conectados e formarão um cluster, de tamanho igual ao número de sítios ocupados que o constituem. Aqueles que estiverem

ocupados, mas não possuem próximos vizinhos, constituirão clusters isolados.

Então, com o parâmetro W , podemos simular a fragmentação nuclear no contexto da teoria da percolação, sem nenhuma informação específica nuclear. Porém, o que queremos é reproduzir os dados experimentais e estes são resultados dos mais variados tipos de colisões (é não razoável pensar que todos os projéteis incidentes atinjam os núcleos alvo com parâmetro de impacto zero, isto é, que todas as colisões sejam centrais). Assim um tratamento mais realístico para a reação seria considerar a probabilidade W como função do parâmetro de impacto b , mesmo que colisões mais periféricas conduzam a um valor de W que não corresponda à probabilidade que descreve a fragmentação. A dependência da probabilidade de ocupação W com o parâmetro de impacto, isto é, a função $W = W(b)$ é um dos grandes problemas dos modelos percolativos. Percolação anisotrópica pode vir a ser uma boa candidata para tratar este problema, entretanto, mesmo assim, teríamos dificuldades em atribuir os valores de W (que deve carregar toda a informação a respeito da dinâmica do processo colisional e da fragmentação), como função da anisotropia, isto é, dos diversos parâmetros de impacto da reação. Tentamos contornar esta dificuldade, através do seguinte ansatz:

$$W = 1 - \frac{W_0}{1 + e^{(b-R)/a}}, \quad (2.2)$$

onde W_0 corresponde à probabilidade máxima de sítios vazios na rede, R é o raio do núcleo alvo e a é tomado como 0.5fm . Esta ex

pressão reflete o fato de que quanto maior o W , maior o número de sítios ocupados e esta situação deve corresponder a colisões mais periféricas, isto é, grandes parâmetros de impactos. Já as colisões centrais, que devem causar maiores estragos aos núcleos alvos (rede), correspondem a W menores. Este comportamento, segundo os valores extremos de b ($b = R$ e $b = 0$), é aproximadamente descrito pela expressão (2.2).

Após a formação dos clusters, cargas são, então, atribuídas randomicamente aos nucleons de cada cluster. Admitimos a aproximação de núcleos simétricos. No caso de nucleons livres ou núcleos com número de massa ímpar, procedemos a um sorteio aleatório para estes nucleons e também para o último nucleon do cluster ímpar, atribuindo carga de valor 0 ou 1 ao referido nucleon. Em todo o processo, a conservação de carga total é respeitada.

O próton incidente pode ainda fornecer uma pequena compressão ao núcleo alvo, o que poderá fazer com que haja um pequeno acréscimo no volume do sistema, devido à expansão.

No instante da quebra, o sistema será então caracterizado por um volume final V_f e uma densidade ρ_f . O volume final V_f pode ser escrito em termos do volume inicial V_0 , como:

$$V_f = (1+\chi)V_0 \quad , \quad (2.3)$$

onde χ , então, representa o acréscimo de volume, isto é, o quanto o sistema se expandiu antes de se fragmentar. Por sua vez, a densidade ρ_f pode ser relacionada com ρ_0 através de:

$$\rho_f = W \left[\frac{\rho_0}{1+\chi} \right] \quad . \quad (2.4)$$

O parâmetro χ pode ser expresso em termos de W e d . Com efeito, como na rede cúbica simples o volume da célula é d^3 e o número de sítios por célula é igual a 1, encontramos:

$$\chi = \rho_0 d^3 - 1 \quad , \quad (2.5)$$

de modo que a densidade final de número do sistema é dada por:

$$\rho_f = \frac{W}{d^3} \quad . \quad (2.6)$$

Em suma, nós consideramos que, após a colisão do próton com o alvo, ocorre a emissão de nucleons rápidos. Esta emissão diminui a densidade do sistema como um todo, mas os fragmentos são formados à densidade normal ρ_0 . Isto quer dizer que após a quebra, os clusters se colapsam em torno do seu centro de massa, à densidade normal.

Neste nosso cálculo, o principal responsável pelo decréscimo de densidade é a emissão de partículas nos instantes iniciais da reação. Na eq. (2.6) esta emissão é computada através de W . O volume sofrendo uma pequena variação (para sermos consistentes com a idéia de que o próton não fornece uma apreciável compressão ao alvo), contribui apenas com uma pequena parcela para o decréscimo de densidade. Na realidade, a contribuição volumétrica para o decréscimo de densidade é incorporada através do parâmetro d , bastando para isso que tomemos d com um valor superior ao que corresponde à densidade normal ($d \approx 1.9$ fm).

Uma vez identificados os clusters, a partição fica determinada, exceto pela condição de que ela deve satisfazer à conservação de energia total. Precisamos, então, relacioná-la com a energia depositada no alvo pelo projétil incidente. Esta energia, em última análise, está relacionada com a dinâmica da reação, isto é, com as interações nucleon-nucleon. Entretanto, para evitarmos um cálculo deste tipo que é muito complicado, utilizamos a relação entre a energia de excitação por nucleon e a probabilidade W proposta por Campi e Desbois ⁽⁶⁾:

$$\epsilon^* = \epsilon_0 \left(\frac{1-W}{W} \right) \quad , \quad (2.7)$$

onde se admitiu que a ejeção de um nucleon provoca uma energia de excitação de $\epsilon_0 = 8$ MeV no núcleo residual. A eq.(2.7) está de acordo com a previsão teórica de que quanto menor a probabilidade de ocupação, maior o estrago na rede (maior o número de nucleons ejetados) e, conseqüentemente, maior deve ser a energia depositada pelo projétil no alvo. Inversamente, quanto maior a probabilidade de ocupação, menos partículas são ejetadas e, conseqüentemente, o sistema recebe menos energia de excitação. Esta expressão exige que a probabilidade mínima de ocupação seja aquela que corresponde a um nucleon ocupando a rede, isto é, a probabilidade de ocupação não pode ser nula. Se por exemplo, a rede é constituída de 100 sítios, a probabilidade mínima de ocupação deve ser $W = 0.01$, caso contrário haverá um número de sítios ocupados menor que 1 ! Conhecendo a energia de excitação, podemos escrever a energia total como

$$E_{\text{tot}} = E_0^* + E_{\text{gs}} \quad , \quad (2.8)$$

onde $E_0^* = A_0 \epsilon$ é a energia de excitação total do sistema contendo A_0 nucleons (sítios ocupados) e E_{gs} é a energia do estado fundamental do sistema.

Por outro lado, a energia total também pode ser escrita como o somatório das energias de cada fragmento mais a energia Coulombiana da esfera homogênea carregada com a carga total do sistema ⁽³⁾:

$$E_0^* + E_{gs} = \frac{3}{5} \frac{Z_0^2 e^2}{R_f} + \sum_{A,Z} N_{A,Z} E_{A,Z} \quad , \quad (2.9)$$

onde $N_{A,Z}$ é número de clusters de tamanho A e carga Z , $\frac{3}{5} \frac{Z_0^2 e^2}{R_f}$ é a energia Coulombiana da esfera homogeneamente carregada com a carga do sistema fragmentante e $R_f = \left(\frac{3V_f}{4\pi}\right)^{1/3}$ é o raio desta esfera. A energia de cada fragmento $E_{A,Z}$ é obtida de acordo com o modelo da gota líquida estendida à temperatura finita, eq. (1.6) do Capítulo I.

Através da equação (2.9), podemos determinar univocamente a temperatura das partições tais que conservem a energia total. Esta temperatura reflete o grau de excitação dos fragmentos (energia interna) e o grau de agitação térmica do sistema de fragmentos (energia translacional).

Ao terminar esta parte da simulação, os clusters que representam os fragmentos já têm número bariônico e carga bem definidos, energia de excitação, temperatura, bem como suas interdistâncias e localizações em relação ao CM do sistema.

Em resumo, a primeira parte da simulação consiste em:

- a) - Montagem do alvo (escolha da rede)
- b) - Sorteio do parâmetro de impacto no intervalo $[0, R]$

- c) - Determinação da probabilidade de ocupação
- d) - Determinação dos clusters que constituem a partição, com conservação de energia total
- e) - Determinação do CM de cada cluster na rede.

2.3 - O DECAIMENTO SECUNDÁRIO DOS CLUSTERS

Após o processo de fragmentação nuclear, os clusters resultantes podem ficar num estado fortemente excitado. O que queremos então, é descrever o mecanismo através do qual os fragmentos perderão a energia em excesso, por evaporação de nucleons ou de pequenos aglomerados de nucleons (na realidade pode haver uma competição entre evaporação de partículas e outros mecanismos de quebras secundárias⁽³²⁾, dependendo do tamanho e da energia de excitação do fragmento). O processo de evaporação nuclear se dá à semelhança do processo de evaporação de moléculas num copo d'água. Dentro desta analogia, a energia armazenada por um núcleo pode ser comparada qualitativamente com a energia calorífica de um sólido ou de um líquido.

Existem entretanto, algumas diferenças importantes entre a evaporação dos sistemas termodinâmicos clássicos e a evaporação nuclear. A diferença fundamental entre os dois processos está em que, no caso comum de evaporação, a energia de excitação do sistema é muito maior que a energia de ligação e energia cinética da partícula emitida ($E^* \gg B$; $E^* \gg E_c$), enquanto que, no caso de evaporação nuclear, a perda de energia devido à emissão de uma partícula afeta substancialmente a energia de excitação do núcleo residual. Em consequência, ape-

nas a segunda igualdade corrigida, permanece, isto é, $((E^* - B) \gg E_c)$. Além disso, no caso do núcleo, o sistema é alterado após uma evaporação, de forma que a emissão de uma segunda partícula dificilmente se dará com características idênticas à primeira. E ainda, em cada estágio da evaporação nuclear, a temperatura do núcleo diminui sensivelmente (como podemos observar na Fig. 2.2) ao invés de manter-se praticamente constante como acontece na evaporação molecular. Isto significa que, no caso nuclear, todas as quantidades termodinâmicas relevantes, devem ser recalculadas após cada evaporação e, por simplicidade, a condição de equilíbrio térmico é em geral admitida após cada emissão.

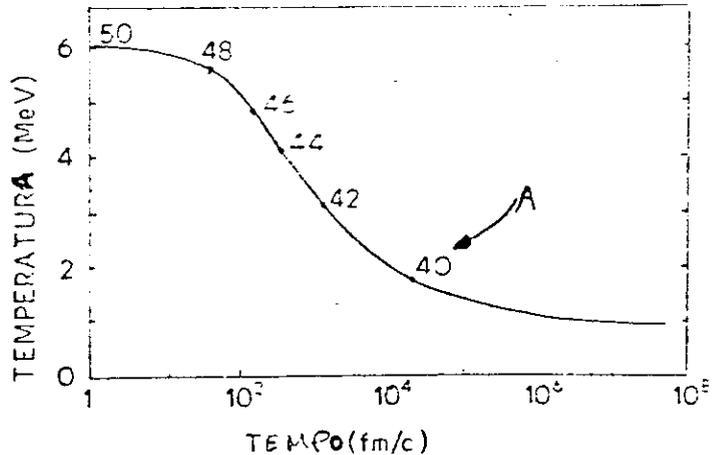


FIGURA 2.2 - Curva de desexcitação de um fragmento com $A = 50$ e temperatura inicial de 6 MeV. Os números sobre a curva dão a massa e a temperatura do fragmento em determinado instante [ref. (3)].

Existem várias teorias de evaporação de nucleons e agregados de nucleons, ref. (43) (para uma revisão) e as refs. (4,45) (trabalhos mais recentes). Entretanto, por simplicidade utilizamos a teoria de Weisskopf.

Descrevemos, a seguir, em linhas gerais, o processo de evaporação, segundo o procedimento proposto por Dostrovsky et al. (44), que se basearam na teoria estatística de Weisskopf. A partir da hipótese de balanço detalhado e usando considerações de espaço de fase, Weisskopf obteve a probabilidade por unidade de tempo de um fragmento A emitir uma partícula j, com

energia cinética compreendida entre E e E+dE dada por:

$$P_j(E) dE = \gamma_j \sigma E_j \frac{\rho(f)}{\rho(i)} dE \quad , \quad (2.10)$$

onde σ é a seção de choque total da reação inversa, ou seja, do núcleo A-j capturar a partícula j: $\rho(i)$ e $\rho(f)$ são as densidades de nível do núcleo inicial e final, respectivamente, e:

$$\gamma_j = \frac{gm_j}{\pi^2 \hbar^3} \quad , \quad (2.11)$$

sendo $g = 2s+1$ o número de estados de spin, e m_j a massa da partícula emitida.

As densidades de nível do núcleo inicial e residual podem ainda ser escritas em termos da entropia (S), isto é,

$$\rho_{i,f} = \exp[S_{i,f}] \quad . \quad (2.12)$$

Deste modo, a equação (2.1) pode ser reescrita como:

$$P_j(E) dE = \gamma_j \sigma E_j \exp[S_f - S_i] dE \quad . \quad (2.13)$$

Se expandirmos a entropia em termos da energia cinética E_j e desprezarmos os termos de correção de ordem superior⁽⁹⁾, podemos, integrando esta última expressão sobre todo o intervalo de energia E, obter a probabilidade total de emissão de uma partícula por unidade de tempo. Entretanto, como não estamos preocupados na evolução temporal do processo, podemos usar a seguinte expressão para a probabilidade relativa de emissão de duas partículas, 1 e 2:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \frac{T_2^2}{T_1^2} \exp[S_2 - S_1] \quad , \quad (2.14)$$

onde S_1 (ou S_2) e T_1 (ou T_2) são, respectivamente, os valores máximos que a entropia e a temperatura do núcleo residual podem assumir, após evaporar a partícula 1 (ou 2). Esta entropia e temperatura podem ser obtidas através da energia de excitação do núcleo residual, a qual é dada por:

$$E_{1(2)}^* = E_i^* - B_{1(2)} - V_{1(2)} - E_{1(2)} \quad . \quad (2.15)$$

Nesta expressão, E_i^* é a energia de excitação do núcleo antes de evaporar a partícula 1 (ou 2), $B_{1,2}$ é a energia de separação e $E_{1,2}$ é a energia cinética da partícula evaporada. Esta energia cinética pode ser obtida através de uma distribuição de Maxwell-Boltzmann em cima da temperatura do referido núcleo. O termo $V_{1,2}$ é a barreira Coulombiana e foi incluído nesta expressão, a fim de considerarmos o fato de que, quando aplicamos a expressão (2.1) para a emissão de partículas carregadas, o campo Coulombiano exerce uma forte influência em σ para o processo inverso. E, neste caso, a seção de choque deve ser dada por:

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - \frac{V_j}{E_j}\right) \cdot \theta(E_j - V_j) \quad , \quad (2.16)$$

sendo θ a função degrau.

As barreiras Coulombianas, como calculadas da eletrostática elementar, não são diretamente aplicáveis ao cálculo, pois devem ser corrigidas para a temperatura nuclear. Nós

utilizamos a aproximação esférica como sugerida na ref. (4):

$$V_j = \begin{cases} \frac{Z_j (Z_A - Z_j) e^2}{r_0 [A_j^{1/3} + (A_A - A_j)^{1/3}]} & , \text{ para } A_j \geq 2 \\ \frac{(Z_A - 1) e^2}{r_0 A_A^{1/3}} & , \text{ para prótons} \end{cases} \quad (2.17)$$

onde r_0 , por conveniência, é tomado como 1,44 fm. (A barreira V_j é implicitamente função da temperatura, através da correspondente dependência de Z_A e A_A , do núcleo que evapora.)

As energias de ligação e de excitação, que entram na eq. (2.4), foram calculadas com o auxílio da fórmula da gota líquida térmica (TLDM), ao passo que as energias de ligação do trítio, deuteron, He^3 , e partícula α foram tiradas de seus valores experimentais (42).

Com efeito, a energia de excitação do núcleo quente é dada por:

$$E^* = E_{\text{int}}(T) - E_{\text{int}}(T=0) \quad , \quad (2.18)$$

então, com o auxílio das eqs. (1.6) e (1.7) do Capítulo I, podemos escrever:

$$E^*(T) = \frac{T^2}{\epsilon_0} A + \beta_0 A^{2/3} \left\{ \left[\frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right]^{5/4} \cdot \left[1 + \frac{5 \left(\frac{T}{T_c} \right)^2}{1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4} \right] - 1 \right\} \quad (2.19)$$

E a entropia, dentro desta aproximação fica:

$$S = \frac{2T}{\epsilon_0} A + 5 \beta_0 A^{2/3} \left\{ \left[\frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right]^{1/4} \cdot \left[\frac{T}{T_c^2 + T^2} \right] \right\}, \quad (2.20)$$

onde os símbolos ϵ_0 , β_0 e T_c têm o mesmo significado e valor que na eq. (1.6).

Estas expressões são aplicadas para $A > 4$, pois nós admitimos que as partículas leves ($A \leq 4$) não têm estados de excitação interana.

Com o auxílio destas expressões, a eq. (2.14) é, então, utilizada para o cálculo das probabilidades relativas de evaporação. Na realidade, normalizamos as probabilidades de evaporação das demais partículas em relação à probabilidade P_1 de emissão de neutron. A fim de determinar o tipo de partícula que vai ser emitida (se será neutron, próton, alfa, dêuteron, trítio, hélio-3), procedemos a um sorteio aleatório, obedecendo à distribuição das probabilidades relativas de emissão de cada tipo de partícula. A probabilidade de evaporação de clusters pesados não foi levada em conta, uma vez que seu valor é desprezível frente à das partículas leves⁽³⁾.

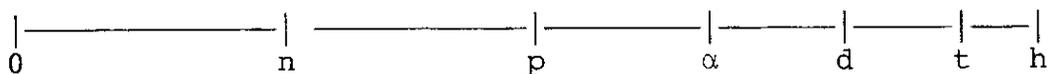


FIGURA 2.3 - Diagrama utilizado na seleção do tipo de partícula a ser evaporada pelo cluster quente.

Na prática, o método que adotamos é o seguinte: calculamos a probabilidade relativa P_i/P_1 de emissão para cada tipo de partícula ($i = 1, 2, \dots, 6$). Colocamos estes valores sequencialmente, ao longo de um eixo, tal qual a Fig. 2.3, e escolhe

mos aleatoriamente um número entre 0 e o comprimento total obtido pela justaposição de todos os valores P_i/P_1 . O segmento que contiver este número sorteado, determinará o tipo de partícula emitida. Por exemplo, se o número aleatório sorteado cair dentro do segmento \overline{np} , então um próton será emitido.

Após a evaporação, admitimos que o sistema residual entre em equilíbrio térmico, de modo que as quantidades físicas termodinâmicas (entropia, temperatura, etc) que caracterizam o fragmento residual, podem ser recalculadas e nova partícula é sorteada para ser evaporada. Todo o processo se repete, até que o fragmento remanescente não possa mais evaporar (núcleo frio).

Em resumo, a simulação deste estágio consiste em:

- 1) - Cálculo das probabilidades relativas
- 2) - Escolha (aleatória) da partícula a ser evaporada
- 3) - Determinação da massa, carga, temperatura e energia de excitação do núcleo residual.

CAPÍTULO III

A EXPANSÃO COULOMBIANA E OS ESPECTROS DE ENERGIA

Após a dissociação do sistema nuclear em fragmentos, a interação entre eles é basicamente de origem Coulombiana. A repulsão Coulombiana entre estes fragmentos irá iniciar um processo de expansão (expansão Coulombiana), até que praticamente toda a energia Coulombiana tenha se transformado em energia cinética. Os espectros de energia cinética podem fornecer importantes informações sobre a dinâmica da fragmentação e também sobre a localização em que os fragmentos são produzidos dentro do volume nuclear que se fragmenta.

Hirsh et al., a fim de tentar extrair informações dos dados experimentais, trataram esta expansão como uma expansão uniforme, isto é, considerando que as interdistâncias entre os fragmentos formados dentro de um volume esférico de raio R_0 variavam da mesma maneira que o raio R_0 deste sistema, ou ainda, que o raio do fragmento também aumentasse durante a expansão, numa relação direta ao tamanho do sistema. Isto significa que a carga que inicialmente está fora da esfera de raio R (Figura 3.1) permanecerá fora durante todo o processo de expansão e, analogamente, a carga que está dentro permanecerá dentro. Como consequência direta, as cargas da esfera de raio R não exercerão influência sobre a energia Coulombiana repulsiva dos fragmentos.

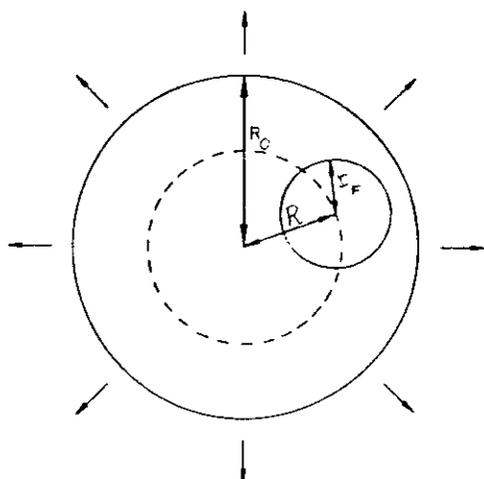


FIGURA 3.1 - Modelo geométrico relacionando energia Coulombiana com a localização do fragmento dentro do sistema fragmentante. (Expansão uniforme.)

Dentro deste modo -
lo, a energia cinética final E_k^f de cada fragmento é dada por: $E_k^f = E_k^i + E_{coul}^{quebra}$, onde E_k^i é a energia cinética inicial e onde a energia Coulombiana no momento de quebra, E_{coul}^{quebra} , para o fragmento considerado é dada por:

$$E_{coul}^{quebra} = \frac{Z Z_0 e^2}{R_0^3} (R^2 + 3Rr) \left(1 - \frac{A}{A_0}\right)^2 \quad (3.1)$$

O último fator foi incluído para levar em conta a conservação de momento.

Resolvendo a eq. (3.1) para R, Hirsch obteve a correlação entre o tamanho do fragmento e a localização onde este fragmento tem a maior probabilidade de ser formado no sistema fragmentante. A expressão obtida por Hirsch é dada por:

$$R(E_k^f) = \frac{1}{2} (9r^2 + 4C)^{1/2} - \frac{3}{2} r$$

onde

$$C = \frac{R_0^3}{ZZ_0 e^2 (1 - A/A_0)^2} E_k^f \quad (3.2)$$

Tomando os valores de pico para a energia cinética dos fragmentos, ele obteve o resultado que exibimos na Figura 3.2, onde podemos ver que fragmentos maiores são produzidos preferencialmente no centro do sistema.

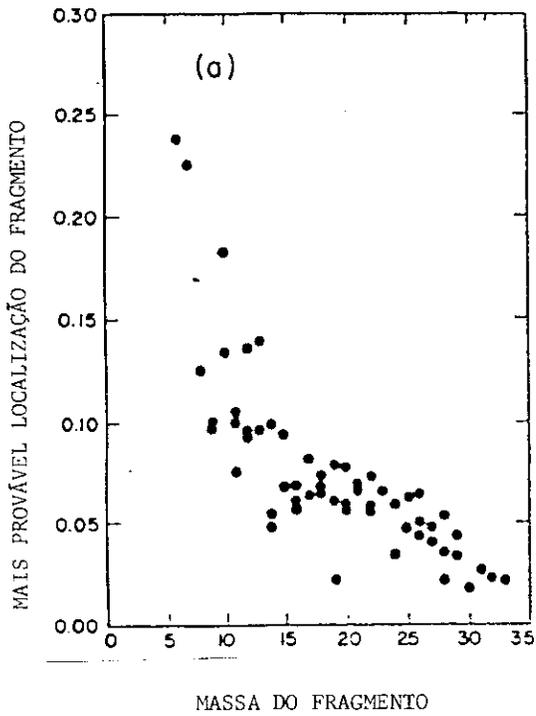


FIGURA 3.2 - Localização dos fragmentos dentro do sistema inicial. Resultado para a reação p^+Kr da ref. (9).

Todavia, a equação (3.2) foi obtida, admitindo-se implicitamente que o raio do fragmento também aumentou durante a expansão, do mesmo modo que o volume do sistema. Isto claramente não é razoável e pode produzir um erro sistemático, principalmente no caso de grandes fragmentos. A fim de esclarecer este ponto, Chung et al. (47) propuseram uma modificação na expressão (3.1), admitindo que o raio do fragmento é mantido no seu valor ini-

cial, enquanto a expansão se efetua. Como consequência, a distribuição de carga remanescente desenvolve um buraco em torno do fragmento. Com esta modificação, a energia Coulombiana pode ser re-escrita como:

$$E_{\text{coul}} = \frac{z z_0 e^2}{R_0^3} R^2 \left(1 - \frac{A}{A_0}\right)^2, \quad (3.3)$$

que não contém o termo $3Rr$ da equação (3.1), mostrando que a primeira equação superestima a energia cinética dos fragmentos. A comparação entre os espectros é apresentada na Fig. 3.3.

Na expansão uniforme, a energia cinética total do fragmento é dada pela soma das energias térmica e Coulombiana, sendo a última exclusivamente função das posições iniciais dos

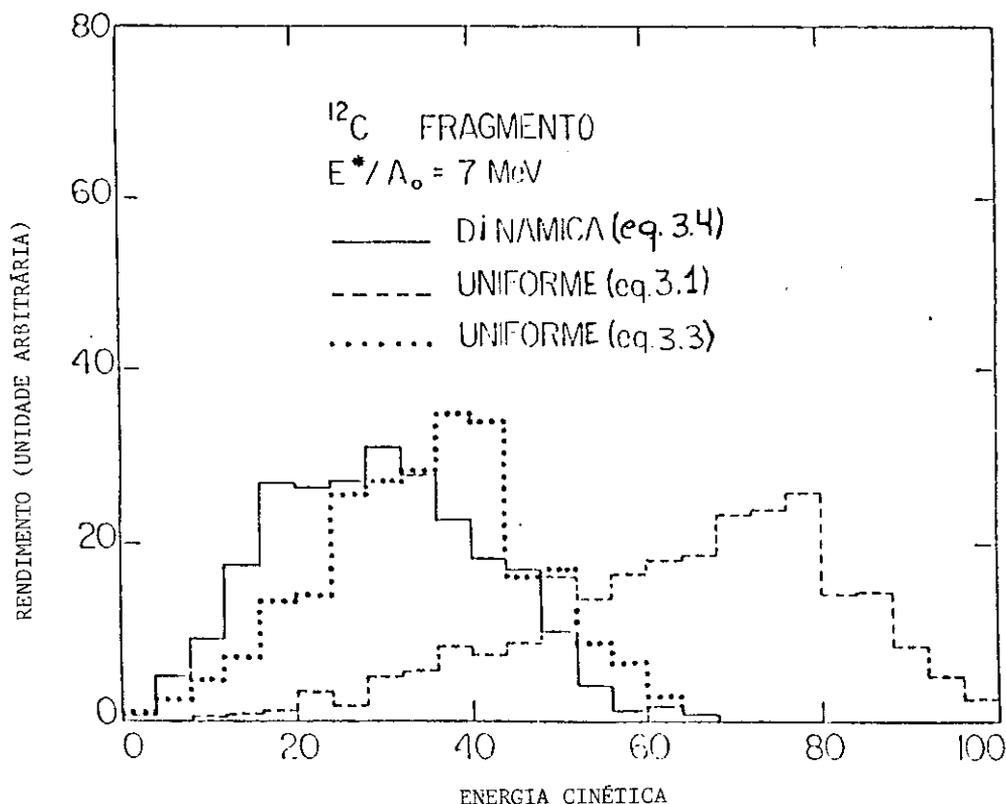


FIGURA 3.3 - Espectros de energia de fragmentos primordiais para um sistema nuclear de tamanho $A_0 = 100$ com uma energia de excitação de 7 MeV/n , retirada da ref. (53).

fragmentos, o que obviamente é uma drástica aproximação. De fato, a ref. (47) faz uma descrição dinâmica para o processo de expansão, descrita em termos da Hamiltoniana clássica do sistema, dada por:

$$H = \sum \left\{ \frac{P_i^2}{2m_i} \right\} + \sum_{i < j} \left\{ \frac{z_i z_j e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \right\} \quad , \quad (3.4)$$

onde m_i , $\vec{r}_{i,j}$ e $\vec{p}_{i,j}$ são, respectivamente, a massa, posição e momento do $i(j)$ -ésimo fragmento.

As equações clássicas de movimento podem ser obtidas de (3.3) e são integradas numericamente e os resultados obtidos estão ilustrados na Fig. 3.3.

Barz et al. (3), utilizando o modelo da multifragmentação estatística, também estudaram os espectros de energia

cinética, e incluíram o decaimento secundário dos fragmentos . Na Figura 3.4, vemos alguns dos resultados obtidos por Barz. Em (a), temos o espectro primordial e em (b) o espectro após a desexcitação dos fragmentos. Nitidamente, observa-se que o principal efeito da evaporação sobre os espectros de energia é alargar a curva de rendimento.

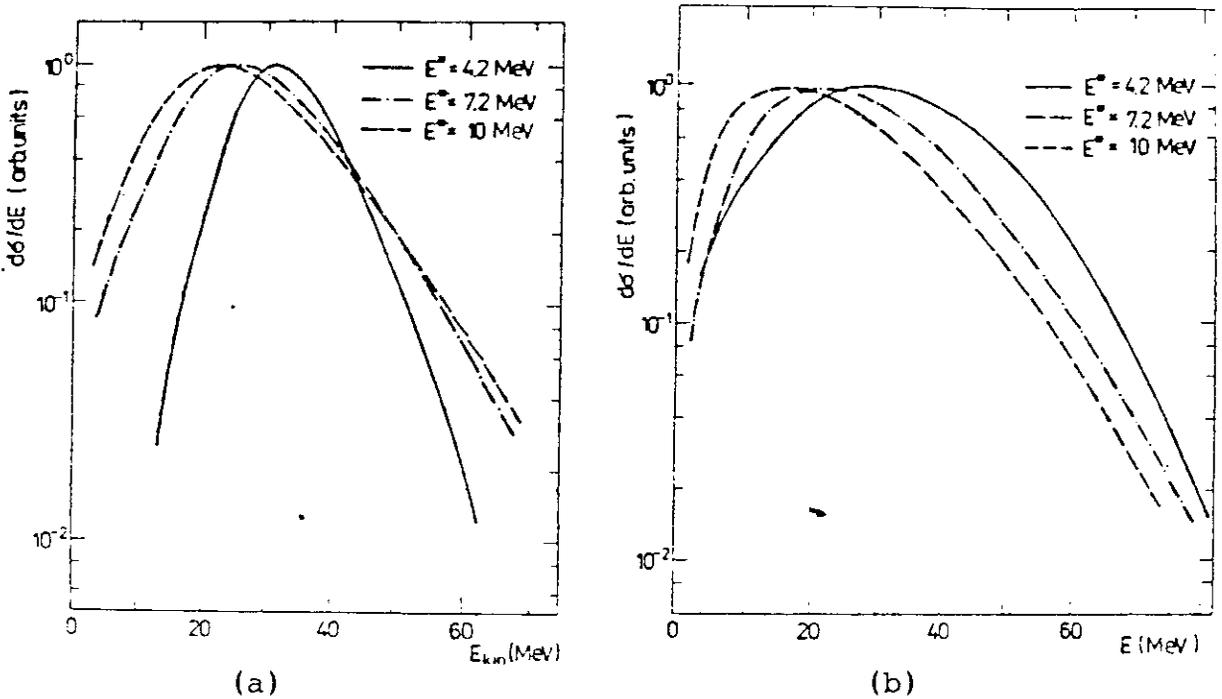


FIGURA 3.4 - Efeitos da evaporação sobre os espectros de energia. Resultados obtidos por Barz et al.

Estes autores verificaram que, dentro da escala de tempo da expansão Coulombiana, aproximadamente 200 fm/c, cerca de 40% das partículas são evaporadas. Entretanto, mesmo assim, eles consideraram a expansão Coulombiana como independente do processo de evaporação e obtiveram bons resultados.

Bauer et al. ⁽⁵⁰⁾ estudaram o espectro de energia dentro de um contexto de percolação e utilizaram momentum de Fermi para a distribuição de momento inicial.

Para o cálculo do espectro de energia cinética dos fragmentos, obtidos a partir do modelo de percolação comum, uti

lizamos o mesmo método que a ref. (47), exceto que, no nosso caso, as posições iniciais já estão devidamente fixadas por suas posições na rede. Mais explicitamente, nós admitimos que toda a carga e massa de cada cluster está concentrada no seu CM, isto é, tratamos cada fragmento como partículas cujas massas e cargas são as massas e as cargas dos fragmentos que cada uma representa. Para que o estado inicial fique completamente determinado, precisamos dos momentos iniciais. Estes momentos foram obtidos segundo uma distribuição de Maxwell-Boltzmann em cima da temperatura inicial de cada partição:

$$f(P) = (2\pi mT)^{-3/2} \exp \left\{ -\frac{P^2}{2mT} \right\} . \quad (3.5)$$

O parâmetro de rede d é então obtido por ajuste do espectro de energia a resultados experimentais, enquanto que a probabilidade de percolação W foi tomada como a probabilidade crítica. Os espectros de energia dependem fortemente do parâmetro de rede d , uma vez que grandes valores de d , diminuem a energia Coulombiana disponível (os fragmentos estão mais separados na hora da quebra).

Por simplicidade, nós consideramos que a evaporação dos fragmentos quentes não perturba a expansão Coulombiana, isto é, consideramos que toda a expansão é realizada e só então ocorre a posterior desexcitação dos fragmentos, a exemplo do que Barz et al. (3) fizeram. Obviamente, isto é uma aproximação, mas nossos cálculos mostram que o espectro pode ser bem reproduzido dentro desta aproximação. E observamos também que a evaporação de partículas por fragmentos altamente excitados,

explica a parte mais energética do espectro de energia. A energia de recuo devida à evaporação foi determinada pela conservação de momentum. O recuo das partículas emitidas exerce influência sobre o espectro final de energia, uma vez que ele contribui para alargar o espectro das velocidades e, conseqüentemente, torna o espectro de energia mais largo.

Resumindo, então, o esquema de cálculo para a expansão Coulombiana foi o seguinte:

1) - Determinação do estado inicial do sistema (como as posições já estavam fixadas pela rede, apenas determina-se as velocidades iniciais, através de uma distribuição de Maxwell-Boltzmann em cima da temperatura das partições.

2) - Integração numérica das equações clássicas de movimento (método de Runge-Kutta).

3) - Cálculo da razão Energia potencial/Energia cinética a cada passo da expansão. Se esta razão for menor que 0.01, a expansão é interrompida e os fragmentos quentes são permitidos evaporar.

4) - O recuo produzido pelas partículas emitidas sobre cada fragmento remanescente é levado em conta e a partição que contém ^{12}C é acumulada.

Um procedimento de Monte Carlo é, então, utilizado e todas as quantidades médias relevantes podem ser determinadas. Para o cálculo dos espectros de massa e energia, a simulação consiste de 3 estágios: - fragmentação, - expansão Coulombiana e - evaporação. O cálculo foi interrompido, quando obtivemos uma boa estatística, isto é, quando as quantidades calculadas

não sofreram sensíveis variações a um aumento do número de his
tórias. O Fluxograma das operações da simulação encontra-se no
Apêndice A. No próximo capítulo, apresentaremos e discutire -
mos os principais resultados obtidos com este método de cálcu
lo.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS - ANÁLISE E CONCLUSÕES

Utilizamos o procedimento descrito nos Capítulos II e III para investigar o comportamento dos espectros de massa e de energia, resultantes de processos de fragmentação. Nesse procedimento, adotamos o modelo de percolação para tratar a fragmentação nuclear. A vantagem deste modelo é que ele é extremamente simples e que pode nos ajudar a distinguir os aspectos físicos dos puramente estatísticos no problema de fragmentação nuclear, conforme já comentamos anteriormente.

Utilizando a percolação convencional em rede cúbica simples para simular a fragmentação, nós determinamos o espectro de massa com e sem a evaporação de partículas para vários valores da probabilidade de ocupação, e estudamos a dependência da distribuição de massa com o parâmetro de impacto, através de um simples ansatz. Com as mesmas partições que reproduziram o espectro de massa experimental, calculamos o espectro de energia cinética do ^{12}C . Procuramos reproduzir os resultados experimentais de Hirsch et al.. Em particular, estudamos os espectros de massa e energia cinética, resultantes de reações $p+^{87}\text{Kr}$ a energias entre 80 e 350 GeV.

4.1 - O ESPECTRO DE MASSA

Para um dado valor da probabilidade de ocupação W , calculamos o rendimento dos fragmentos leves e médios, logo após a fragmentação, isto é, sem levarmos em conta a desexcitação dos clusters quentes. A fim de fitar os resultados a uma lei de potência, isto é, $Y(A_f) \propto A_f^{-\tau}$, por conveniência, usamos a escala log-log. Na Figura 4.1 estão mostrados os rendimentos (Y) para o caso de $W = 0.4$, que podem ser fitados por $\tau_i \approx 1.1$ (espectro inicial) e $\tau_f = 2.1$ (espectro após a evaporação). Observe-se que poucos clusters pesados são identificados. Este mesmo cálculo foi feito para vários valores de W e calculou-se também a multiplicidade média de fragmentos com $A \geq 4$, que denotamos por $\langle M \rangle$. Na Fig. 4.2 apresentamos os valores de $\langle M \rangle$ (Fig. (a)) bem como a variação da exponente (Fig. (b)), em relação à probabilidade W .

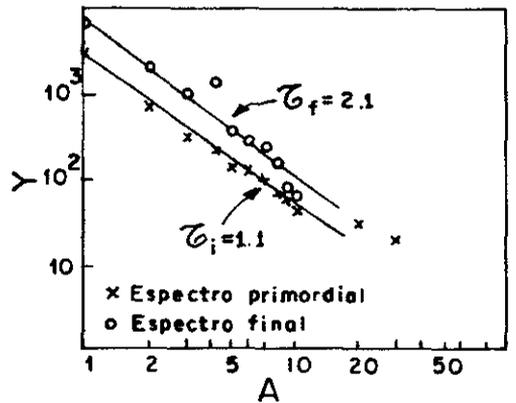


FIGURA 4.1 - Espectro de massa obtido pelo modelo de percolação convencional com $W=0.4$.

Observamos, na Figura 4.2(a), que a multiplicidade de fragmentos pesados $\langle M \rangle$ começa com um valor relativamente pequeno, $\langle M \rangle \approx 0.5$, quando a probabilidade de ocupação é pequena, $W < 0.2$. Isto se deve ao fato de que poucos sítios estão ocupando a rede para este valor de W . À medida que esta probabilidade aumenta, $\langle M \rangle$ cresce até chegar a um valor máximo em $W \approx 0.4$. A partir de então, começa a decrescer até se estabilizar em $\langle M \rangle = 1$. Já o expoente τ comporta-se de maneira contrária, apresentando um mínimo de $\tau \approx 1.1$ em $W \approx 0.4$. Com

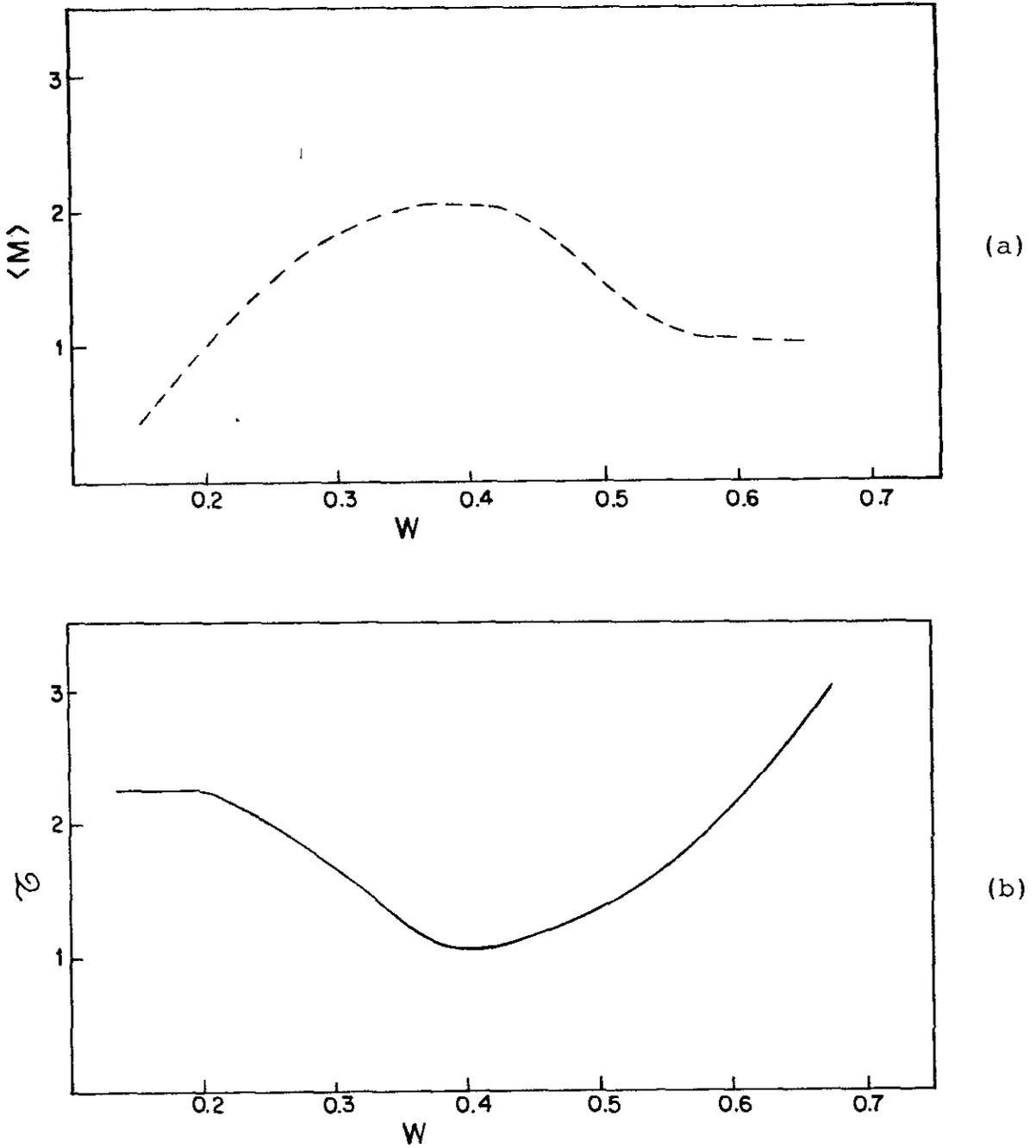


FIGURA 4.2 - Variação de $\langle M \rangle$ e $\langle \tau \rangle$ em função da probabilidade W .

base na discussão sobre percolação do Capítulo II, escolhemos $W = 0.4$ como a probabilidade crítica, isto é, a probabilidade que descreve a fragmentação nuclear. Observe-se também que esta probabilidade não é bem definida, mas que existe um intervalo em torno deste valor que pode descrever a fragmentação. Este intervalo é devido, como já ressaltamos a efeitos de tama -

nho finito do sistema (no caso, contendo cerca de 87 sítios).

Uma vez determinada a probabilidade 'crítica', levamos em conta a dependência do rendimento em massa com o parâmetro de impacto b da reação, isto é, calculamos o expoente τ e a multiplicidade $\langle M \rangle$ para vários valores da probabilidade média $\langle W \rangle$, onde a média foi tomada sobre todos os valores de b sorteados, isto é, $\langle W \rangle = \sum_{i=1}^n W_i/n$, e onde as probabilidades W_i foram calculadas através da expressão (2.2) do Capítulo II. Os resultados obtidos para $\langle M \rangle$ encontram-se na Figura 4.3 e os para o expoente τ estão ilustrados na Figura 4.4 (linhas sólidas), ambos plotados como função de $\langle W \rangle$. Nestas figuras (4.3 e 4.4), mostramos também os resultados para o caso de W fixo, isto é, sem levar em conta a dependência do parâmetro de impacto (linhas tracejadas).

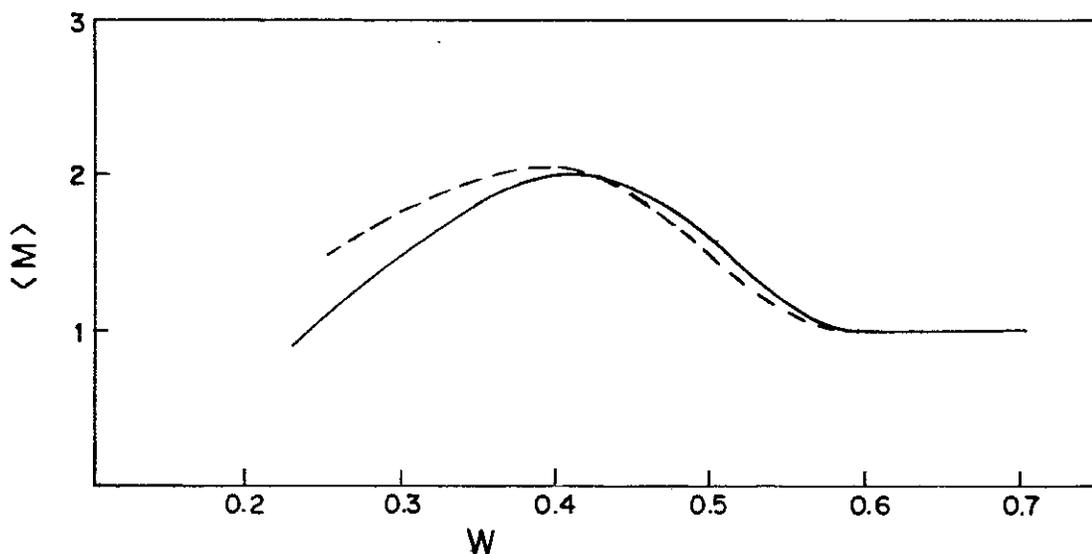


FIGURA 4.3 - Variação de $\langle M \rangle$ com $\langle W \rangle$. A linha sólida representa a média sobre os diversos parâmetros de impacto e a tracejada, os resultados obtidos para um valor de W fixo.

Observamos, nestas figuras, que a média sobre os diversos parâmetros de impacto não modifica sensivelmente a forma das curvas, apenas as desloca levemente para a região de maior W . Uma

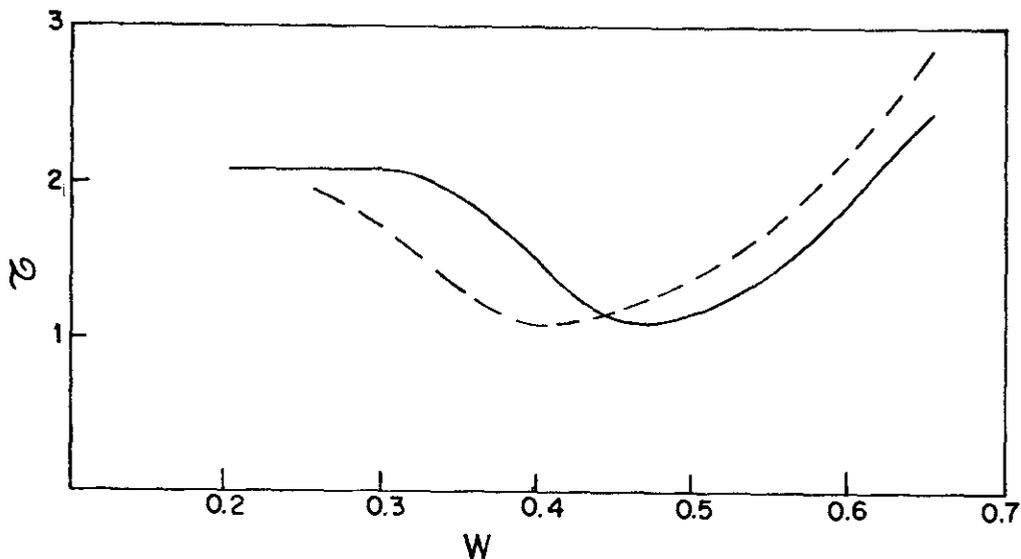


FIGURA 4.4 - O expoente τ plotado como uma função de $\langle W \rangle$, (linha sólida) e como função de W fixo (linha tracejada).

outra dependência de W em relação a b , por exemplo,

$$W = 1 - W_0 \sqrt{1 - (b/R)^2} ; \quad (0 \leq b \leq R)$$

deve conduzir essencialmente ao mesmo comportamento. Note-se, também, que a média em b produziu um valor maior para o τ_c , isto é, $\tau_c \approx 1.6$. Lembre-se que τ_c é o expoente que corresponde à probabilidade crítica ($W_c = 0.4$), sendo esta última, obtida pela média das W_i sobre todos os parâmetros de impacto (equação (2.2), com $W_0 = 0.65$).

As figuras anteriores dizem respeito a clusters quentes, isto é, sem considerarmos o decaimento secundário destes fragmentos. Vamos agora levar em conta a evaporação dos fragmentos. A Figura 4.5 mostra o efeito da evaporação sobre o rendimento em massa, isto é, sobre o expoente τ , quando plotado como função de $\langle W \rangle$ (doravante nós nos referiremos a $\langle W \rangle$ como simplesmente W ou probabilidade de ocupação). Nesta figura, a linha tracejada mostra o resultado dos cálculos, após a desexcitação dos clusters. A curva dos valores primordiais é no-

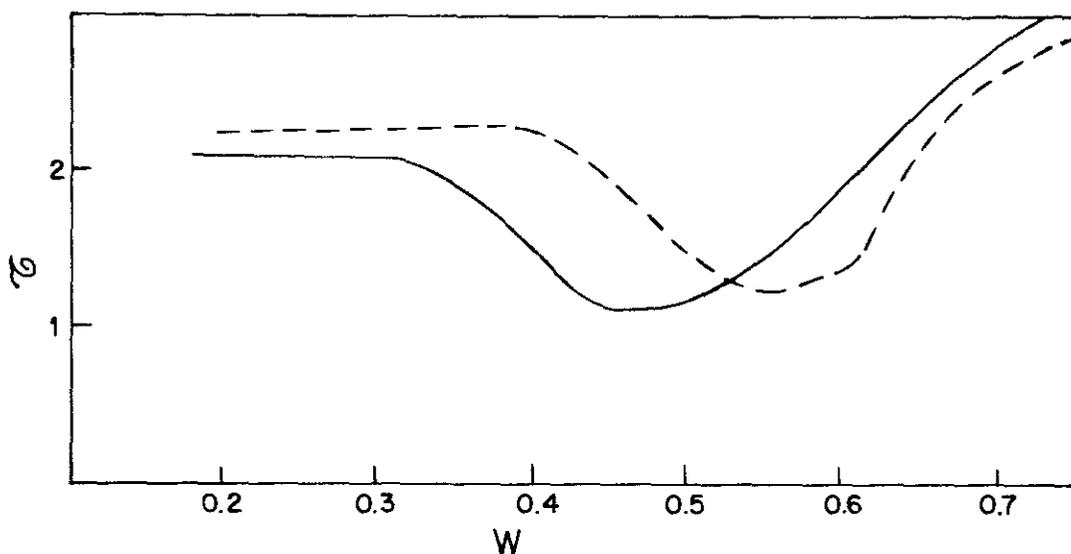


FIGURA 4.5 - O expoente τ plotado como função de W .

vamente mostrada para efeito de comparação (linha sólida).

Analisando esta figura, no sentido de W decrescente, observamos que τ_f (após a evaporação) começa em $W \geq 0.7$ com um valor relativamente alto, $\tau \approx 3.0$, a partir do qual decresce. Chega ao seu valor mínimo em $W \approx 0.55$, quando assume o valor $\tau \approx 1.2$ e começa a subir novamente até estabilizar-se em torno de $\tau \approx 2.3$. Um fato interessante é que o comportamento do expoente τ quando plotado contra a energia do projétil incidente exibe comportamento semelhante, conforme o resultado obtido por Porile et al. ⁽²¹⁾ e ilustrado na Figura 1.10 do Capítulo I. A semelhança entre estas curvas deve referir-se a correlação que existe entre a probabilidade de percolação W e a energia de próton incidente. Ainda, na Fig. 4.5, podemos observar que o expoente τ_c assume, agora, na probabilidade crítica $W = 0.4$, um valor em torno de 2.3.

Na Figura 4.6, mostramos o valor da multiplicidade de fragmentos pesados $\langle M \rangle$, após a evaporação (linha tracejada), e $\langle M \rangle$ antes da evaporação (linha sólida). Observe-se que

o comportamento destas curvas é semelhante ao determinado por Campi e Desbois⁽⁶⁾. Com efeito, se W é pequeno ($W \leq 0.2$), temos uma distribuição de clusters que é característica de reações a altas energias; somente clusters leves podem ser produzidos, implicando em baixos valores da multiplicidade. À medida que W aumenta, a multiplicidade de fragmentos pesados alcança um valor máximo (≈ 2.7), após a evaporação, em $W \approx 0.4$. Neste ponto, o sistema se torna instável contra multifragmentação. Para $W \geq 0.6$, ocorre a formação do sistema composto, que se desexcitará principalmente por emissão de partículas leves. Comparando esta linha tracejada com a do resultado primordial (linha sólida), observamos ainda que a multiplicidade de fragmentos pesados aumenta com a evaporação, devido basicamente à produção de partículas α .

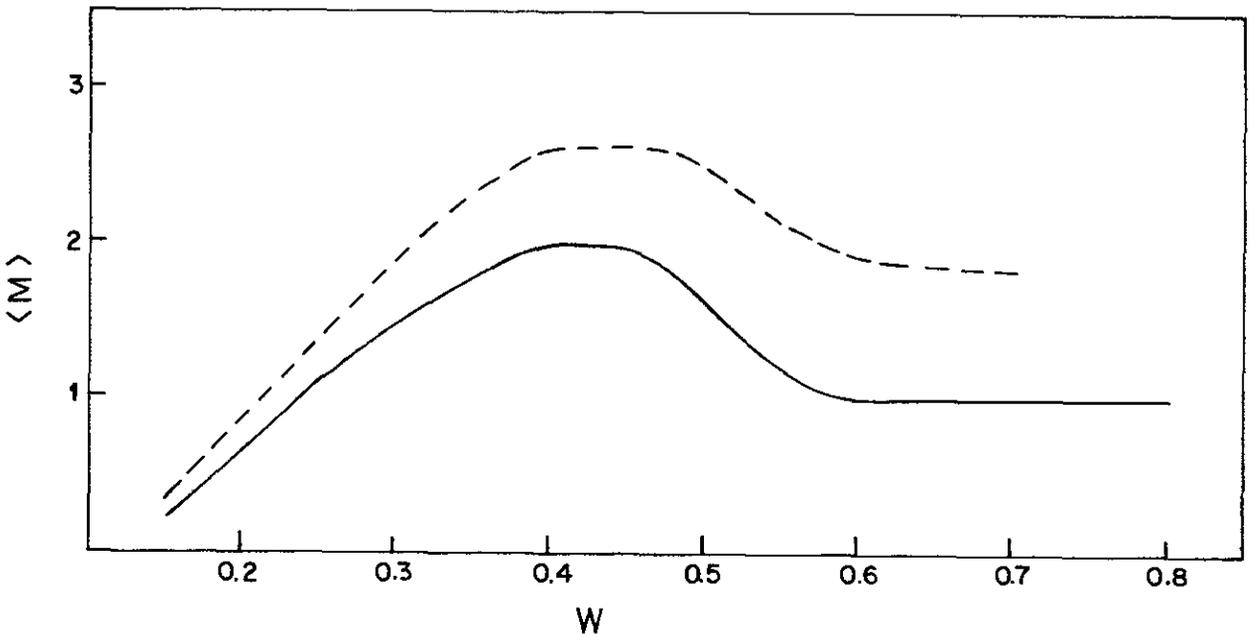


FIGURA 4.6 - A multiplicidade média de clusters pesados, plotada como função de W .

Analisemos mais detidamente o espectro de massa para o valor da probabilidade crítica, $W \approx 0.4$. É interessante no-

tar que os espectros de massa, calculados com valores de W na vizinhança de 0.4, seguem todos uma lei de potência com expoente próximo de 2.3. Na Figura 4.7, retirada da ref. (54), exibimos a distribuição de massa com $W = 0.4$. Nesta figura, vemos que

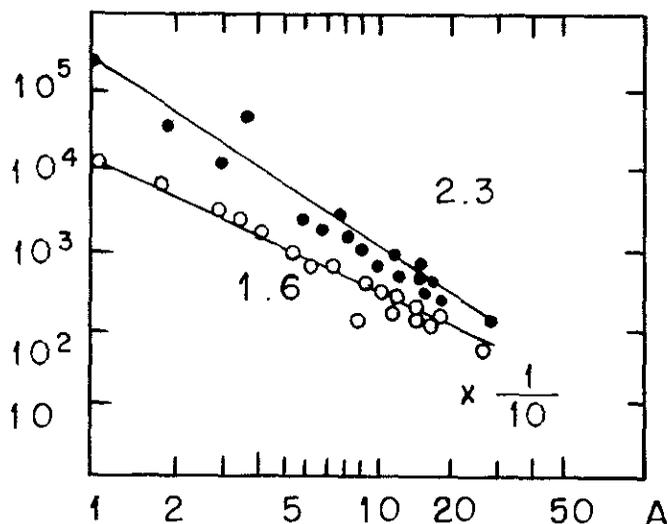


FIGURA 4.7 - Espectro de massa dos fragmentos com (pontos) e sem (círculos) levar em conta o decaimento secundário dos clusters quentes usados para fixar A .

isto é, de choques com grandes parâmetros de impacto ($b \approx R$). A evaporação dos fragmentos quentes produz um marcante efeito sobre o espectro de massa, elevando τ para $\tau_f = 2.3$. A reta que fita o espectro de massa dos fragmentos após a evaporação é mais inclinada, uma vez que fragmentos maiores, ao decaírem, contribuem para o povoamento dos fragmentos mais leves.

É interessante compararmos este resultado com os experimentos. Nas referências (2), (8), (21) e (22), o comportamento de lei de potência com $\tau \approx 2.3$ para a distribuição de massa dos fragmentos observados foi interpretado como uma transição de fase do tipo líquido-gás da matéria nuclear em conexão com a teoria de Fisher. Entretanto, nossos resultados parecem indicar que o expoente τ , associado à fragmentação do núcleo,

a distribuição de massa dos clusters quentes (provenientes da fragmentação do núcleo alvo) se distribuem em forma de lei de potência com $\tau_i = 1.6$. Fragmentos relativamente pesados ($A \geq 30$) podem ser encontrados, sendo estes fragmentos provenientes de colisões periféricas,

(τ_i), tem um valor bem inferior ao previsto pela teoria de Fisher ($\tau = 2.3$), principalmente se não levamos em conta a dependência da reação com o parâmetro de impacto. Somente quando consideramos a desexcitação destes clusters por mecanismos convencionais (evaporação), é que a distribuição de massa destes fragmentos assume a lei de potência com expoente $\tau = 2.3$. Se isto for verdadeiro, a analogia que serviu de inspiração para os modelos de transição de fase para explicar os resultados experimentais pode tornar-se prejudicada.

Em resumo, nós encontramos que a distribuição de massa inicial, resultante do processo colisional e, portanto, relacionada com a fragmentação, exibe uma lei de potência. Sem considerarmos a evaporação dos clusters quentes, encontramos o valor de 1.6 para o expoente τ . Este valor é bastante próximo de uma distribuição de tamanho provocada por instabilidades puramente mecânicas (pedras: $\frac{dN}{dm} \propto m^{-1.68}$ e asteróides: $\frac{dN}{dm} \propto m^{-1.7}$). Quando levamos em conta a evaporação dos clusters excitados, o decaimento secundário modifica sensivelmente a distribuição de massa inicial, elevando τ para 2.3 (O valor de $\tau \approx 2.6$ só poderia ser reproduzido, neste nosso cálculo, às custas de uma probabilidade bem afastada do valor crítico, isto é, com $W \approx 0.7$.)

4.2 - O ESPECTRO DE ENERGIA

Os espectros de energia devem conter informações importantes sobre a dinâmica do processo de fragmentação nuclear.

Vamos expor, agora, os principais resultados de nos-

os cálculos de espectros de energia, determinados com o modelo de percolação convencional, procurando discutir cada etapa do processo.

Primeiramente mostraremos o espectro de energia primordial, isto é, sem levarmos em conta qualquer efeito do decaimento secundário dos clusters, e o compararemos com a previsão de outros modelos. Posteriormente, apresentaremos o espectro final, em confronto com os dados experimentais.

O espectro de energia (Coulombiana) dos fragmentos de ^{12}C , sem levarmos em conta a contribuição de origem térmica, encontra-se na região de baixas energias (pico em $\approx 10\text{MeV}$), em comparação com o resultado experimental (pico em $\approx 18\text{ MeV}$). Isto é consequência da baixa densidade em que o sistema é suposto se fragmentar. Nosso trabalho supõe a emissão de cerca de 50% dos nucleons como nucleons prontos [um tratamento mais realístico capaz de testar esta hipótese talvez fosse um cálculo de cascata para o processo colisional ⁽³¹⁾]. Tal suposição encontra alguma evidência experimental no trabalho de Warwick et al. ⁽²⁶⁾, que estudaram reações do tipo Ne+Au a 42 GeV. Eles encontraram que cerca de 100 nucleons rápidos eram emitidos nos instantes iniciais da reação. Este número corresponde praticamente à metade dos nucleons dos reagentes.

Ao considerarmos a contribuição de origem térmica, o espectro é sensivelmente deslocado para regiões de maior energia. O espectro, assim obtido, é ilustrado na Figura 4.8(a), onde nitidamente se observa que o pico do espectro se encontra entre 20 e 22 MeV e que fragmentos com energia cinética de até aproximadamente 72 MeV podem ser observados.

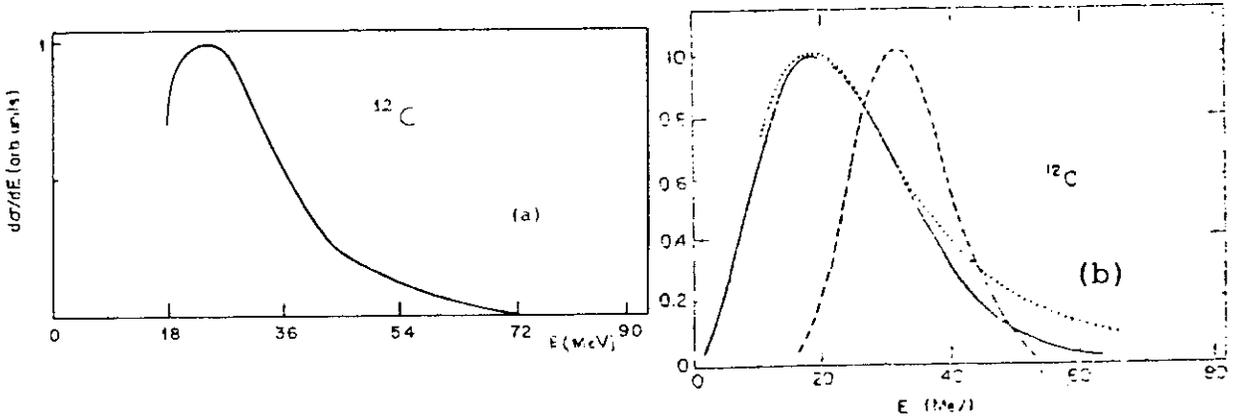


FIGURA 4.8 - Espectro de energia cinética do ^{12}C sem levar em conta o decaimento secundário.

Uma comparação pode ser feita entre este resultado e o obtido por Barz et al. (52), com relação ao espectro primordial, obtido através do modelo estatístico. O resultado destes autores está ilustrado na Figura 4.8(b) pela linha tracejada. Nesta figura (b) encontram-se ainda, o espectro após a evaporação (linha sólida) e o resultado experimental (linha pontilhada). Repare-se que há uma diferença entre as posições dos espectros. Isto se deve ao fato de que, no modelo deles, a energia Coulombiana disponível para a expansão é maior do que no modelo de percolação. O número de nucleons ejetados nos instantes iniciais da reação, segundo o modelo de multifragmentação estatística, é cerca de quatro vezes menor do que o considerado aqui. Entretanto, esta perda em energia Coulombiana no nosso caso, é compensada pelo ganho em energia térmica associada à emissão de nucleons rápidos. Lembramos que, pela eq. (2.7) do Capítulo II, quanto menor o número de sítios ocupados, maior energia de excitação e, conseqüentemente, maior temperatura. Observamos também que o número de ^{12}C de alta energia ($E > 60 \text{ MeV}$), no cálculo realizado por Barz, tende rapidamente a

zero, enquanto que nos cálculos através do modelo de percolação, a diminuição do rendimento nesta região é mais suave. Isto parece indicar que esta parte do espectro é essencialmente de origem térmica, uma vez que a temperatura que utilizamos é maior do que a utilizada na ref. (52).

O espectro exibido na Figura 4.8(a), foi obtido sem que se levasse em conta o decaimento dos fragmentos quentes. Na Figura 4.9, vemos o que acontece ao espectro quando consideramos a evaporação dos fragmentos iniciais (linha pontilhada). Nesta figura, mostramos também os resultados experimentais obtidos por Hirsch et al. (9) (linha sólida), bem como o espectro dos fragmentos quentes antes da evaporação (linha tracejada).

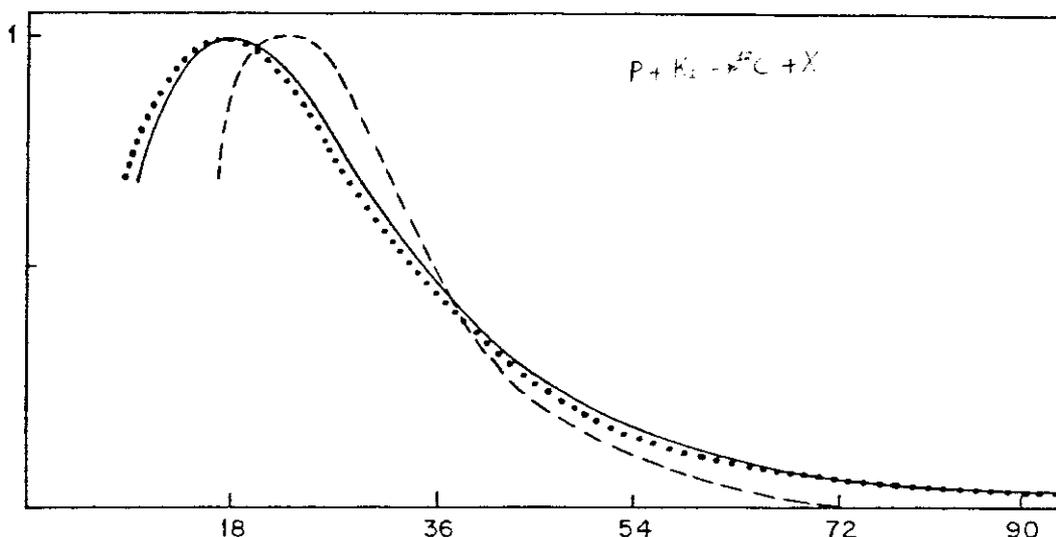


FIGURA 4.9 - Espectro de energia dos fragmentos de ^{12}C provenientes da reação $p+\text{Kr}$.

Vemos nesta figura que o decaimento secundário dos clústers excitados modifica sensivelmente o espectro de energia. O pico se desloca para a esquerda, isto é, para regiões de menor energia, ao mesmo tempo que vários ^{12}C mais energéticos começam a surgir, tornando a inclinação da curva para al -

tas energias mais suave. Isto parece indicar que os ^{12}C mais energéticos, são provenientes de fragmentos mais pesados, altamente energéticos. Além disto, a energia de recuo das partículas emitidas contribuem para aumentar a energia cinética dos fragmentos remanescentes. Muitos fragmentos de ^{12}C são provenientes de fragmentos quentes com número bariônico variando entre 15 e 32, portanto, envolvendo a evaporação de 3 a 20 partículas.

Nossos cálculos produziram uma temperatura média de 11 MeV para as partições iniciais. Esta temperatura corresponde a uma energia de excitação total de cerca de 480 MeV. Embora esta energia de excitação ($E^*/n \approx 12$ MeV) seja mais alta que a calculada por outros modelos, ela é consistente com o resultado experimental de que apenas um pequeno momentum longitudinal foi transferido para o alvo na colisão. Entretanto, até o presente momento, não temos evidências experimentais de que um núcleo tenha sido detectado com tal energia de excitação. Na realidade o máximo valor experimental é cerca de 7 MeV. Com a temperatura de 11 MeV, os espectros de massa e energia podem ser reproduzidos completamente. É conveniente lembrar também que o modelo de evaporação da ref. (4) conseguiu obter fragmentos altamente energéticos utilizando uma temperatura inicial de 15 MeV. Já o modelo da ref. (3), com uma temperatura inicial de apenas 6 MeV conseguiu reproduzir boa parte do espectro, entretanto a parte mais energética do espectro não pôde ser bem reproduzida.

Em resumo, os resultados que obtivemos para os espectros de massa e energia, foram obtidos com a percolação de

sítio convencional. A probabilidade crítica foi encontrada como $W \approx 0.4$ e o único parâmetro relevante foi o parâmetro de re de d , no caso escolhido por ajuste aos dados experimentais, co mo $d = 2\text{fm}$. Estes valores de W e d , correspondem a uma densidade de quebra de 0.05 fm^{-3} .

Podemos fazer, agora, uma comparação entre os resultados obtidos por este cálculo, com os obtidos através do Modelo de Percolação Tetraédrica das refs. (10) e (12). Como dissemos na introdução, este último modelo procura incorporar o decaimento secundário dos clusters de uma maneira completamente geométrica. Os resultados obtidos através do modelo da ref. (10) conseguem reproduzir os espectros de massa e energia experimentais, exceto a parte mais energética do espectro de energia. Podemos ver então que as restrições geométricas impostas à formação dos clusters conseguem simular satisfatoriamente o fenômeno do decaimento secundário, exceto os efeitos dinâmicos como por exemplo, o recuo do núcleo residual.

4.3 - CONCLUSÃO

O quadro final que obtemos para a fragmentação nuclear, com base nos cálculos realizados, pode ser sintetizado da seguinte maneira.

A colisão do próton altamente energético com o núcleo alvo provoca a emissão de vários nucleons rápidos e deposita energia no sistema. Consequentemente, ele se expande e, eventualmente, entra em equilíbrio termodinâmico. Ao atingir uma densidade de $\rho = 0.05 \text{ fm}^{-3}$, o sistema nuclear se quebra em

vários pedaços, admitidos termalizados, com uma temperatura de 11 MeV. A densidade estimada para a quebra está em perfeita concordância com a previsão de vários outros modelos.

O espectro de massa experimental pode ser bem reproduzido através do modelo de percolação convencional acoplado ao decaimento secundário dos clusters. Encontramos que o expoente τ depende sensivelmente do parâmetro de impacto e da evaporação dos clusters quentes. Lembramos, contudo, que nosso cálculo de evaporação dos fragmentos quentes envolve algumas aproximações, como por exemplo, nós consideramos que apenas partículas leves $A \leq 4$ são emitidas e que os fragmentos com $A > 5$ se desexcitam apenas por emissão de partículas, independente do seu tamanho e de sua energia de excitação. Um tratamento mais rigoroso deveria envolver uma competição entre evaporação e outros mecanismos como o de quebras secundárias.

A parte mais energética do espectro de energia deve provir de fragmentos pesados altamente energéticos que decaem para o ^{12}C por emissão de partículas. Nossos cálculos não confirmam a sugestão de Barz de que a reprodução desta parte energética do espectro seja dependente da inclusão de grau de liberdade de compressão.

O modelo de percolação de sítio convencional pode fornecer uma base simples para reproduzir os dados de distribuição de massa e energia dos fragmentos, embora necessite de uma temperatura um pouco elevada em relação aos valores, até agora, observados experimentalmente.

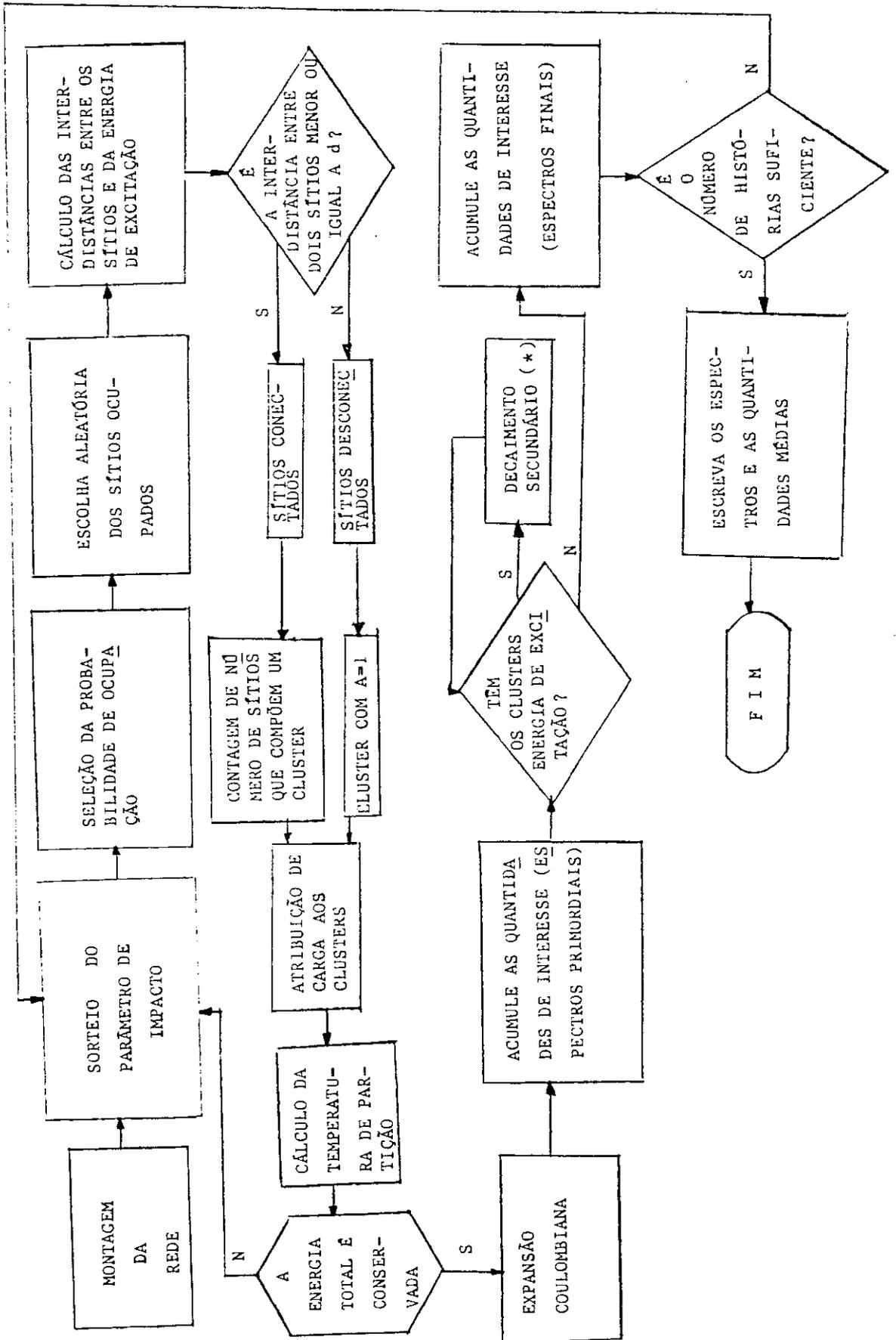
Vale a pena lembrar que o procedimento que adotamos incorpora muitos ingredientes tirados do modelo da multifrag -

mentação estatística. Contudo, devemos enfatizar a diferença básica: as partições, obtidas com o modelo de percolação, são admitidas como sendo igualmente prováveis, enquanto que as partições do modelo de multifragmentação estatística, têm probabilidades diferentes, dadas pelos seus pesos estatísticos.

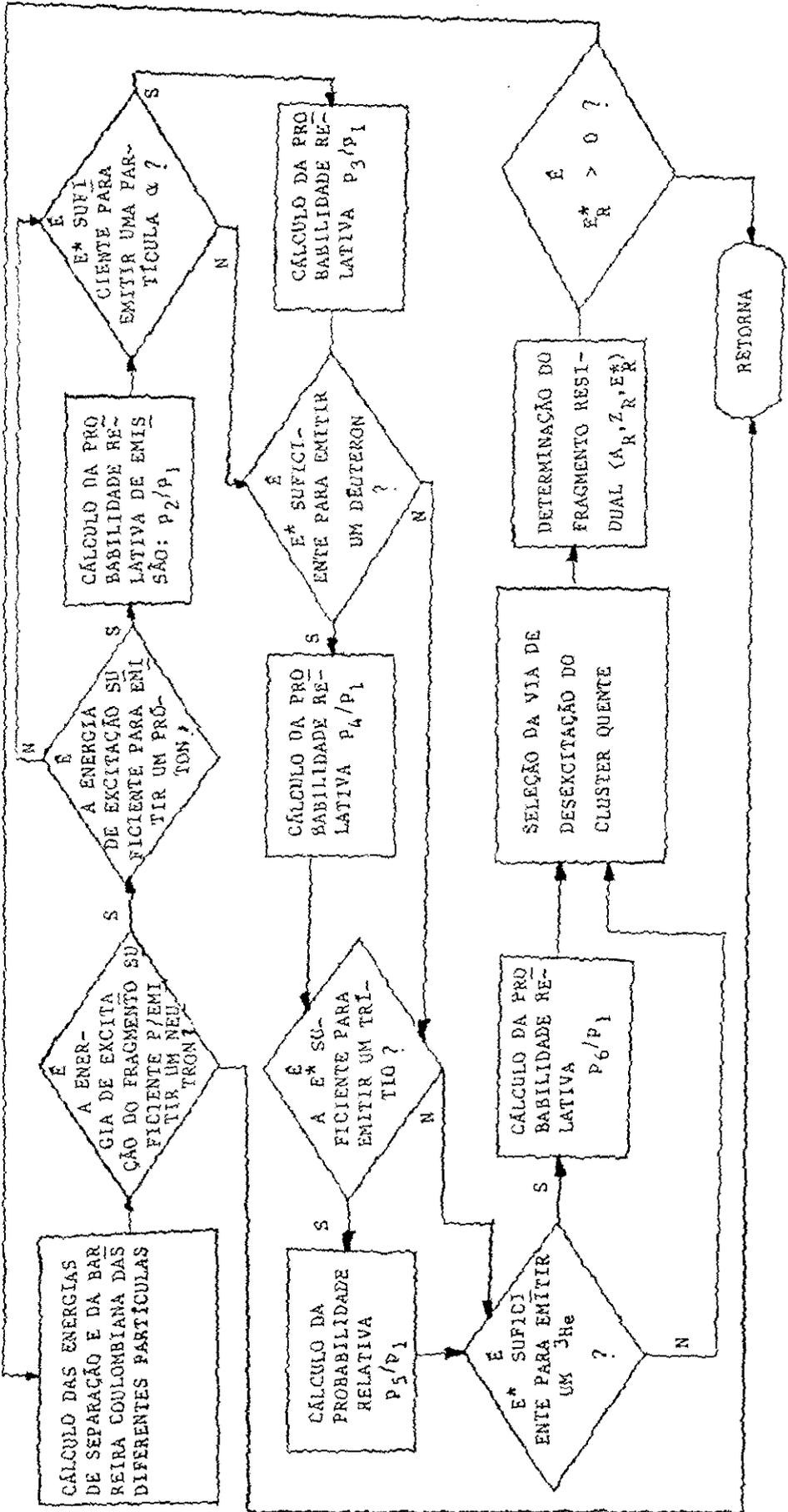
Uma extensão natural deste trabalho é o acoplamento das equações de decaimento e quebras secundárias, com as equações de movimento (expansão Coulombiana), de tal maneira que a desexcitação dos clusters seja computada simultaneamente com a expansão Coulombiana.

APÊNDICE A

FLUXOGRAMA DO CÁLCULO COMPUTACIONAL



(*)



REFERÊNCIAS

- 1) - J. Hüfner, Phys. Reports, 125,4 (1985) 129.
- 2) - J. E. Finn, S. Agarwal, A. Bujak, J. Chuang, L.J. Gutay , A.S. Hirsch, R.W. Minich, N.T. Porile, R.P. Scharenberg , B.C. Stringfellow e F. Turkot, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1321.
- 3) - J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, C.J. Pethick e K. Sneppen, Phys. Lett. 150B (1985) 57; J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, C.J. Pethick, H. Schulz e K. Sneppen, Nucl. Phys. A443 (1985) 321; J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin e H. Schulz, Nucl. Phys. A444 (1985) 460; H.W. Barz, J.P. Bondorf, R. Donangelo, I. M. Mishustin e H. Schulz, Nucl. Phys. A448 (1986) 753.
- 4) - W.A. Friedman e W.G. Lynch, Phys. Rev. C28 (1987) 16 ; C28(1987) 950.
- 5) - J. Aichelin, J. Hüfner e R. Ibarra, Phys. Rev. C30 (1984) 107.
- 6) - X. Campi e J. Desbois, Proceedings of the 7th High Energy Heavy Ion Study, GSI, Darmstadt, 1984.
- 7) - W. Bauer, U. Post, D.R. Dean e U. Mosel, Nucl. Phys. A452 (1986) 699; T.S. Biro, J. Knoll e J. Richert, Nucl. Phys. A459 (1986) 692.
- 8) - A.S. Hirsch, A. Bujak, J.E. Finn, L.J. Gutay, R.M. Minich, N. T. Porile, R.P. Scharenberg e B.C. Stringfellow, Phys. Rev. C29 (1984) 508.
- 9) - V. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295.
- 10) - N.C. Chao e K.C. Chung, Third International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions, Saint-Malo, France (1988).
- 11) - M. Mishra, M. Satpathy e L. Satpathy, Nucl. Phys. 14 (1988) 1115.
- 12) - José C.R. Faulhaber, Tese de Mestrado, Centro Brasileiro

de Pesquisas Físicas-CBPF, DNE (1989).

- 13) - C. Ngô, R. Boisgard, J. Desbois, J. Nemeth, M. Barranco e J.F. Mathiot, Nucl. Phys. A471 (1987) 381C.
- 14) - C.J. Waddington e P.S. Freier, Phys. Rev. C31(1985)888.
- 15) - R. Wada, D. Fabrio, K. Hagel, G. Nebbia, Y. Lou, M.Gonin, J.B. Natowitz, R. Billerey, B. Chaynis, A. Demeyer, D. Drain, D. Guinet, C. Pastor, L. Vagneron, K. Zaid, J. Alarja, A. Giorni, D. Heur, C. Morand, B. Viano, C.Mazur, C. Ngô, S. Leray, R. Lucas, M. Ribrag e E. Tomasi, Phys. Rev. C39 (1989) 497.
- 16) - The Tevalac (Proposta de facilidade de RNR com 10GeV/A) LBL, PUB 5081, Dec. 1982.
- 17) - K.G. Doss, H. Gustafsson, H. Gutbrod, J. Harris, B. V. Jacak, K.H. Kampert, B. Kolb, A. Poskanzer, H. Ritter , H.R. Schmidt, L. Teitelbaum, M. Tincknell, S. Weiss e H. Wieman, Phys. Rev. Lett. 24 (1987) 2720.
- 18) - S. Lerai, J. Phys. C4 (1986) 275.
- 19) - D.J. Morrissey, W. Loveland, M. de Saint Simon e G. T. Seaborg, Phys. Rev. C5 (1980) 1783.
- 20) - D.J. Fields, W.G. Lynch, C.B. Chitwood, C.K. Gelbke, M. B. Tsang, H. Utsunomiya e J. Aichelin, Phys. Rev. C6 (1984) 1912.
- 21) - N.T. Porile, A.T. Bujak, D.D. Carmony, Y.H. Chung, L. J. Gutay, A.S. Hirsch, M. Mahi, G.L. Paderewski, T. C. Sangster, R.P. Scharenberg e B.C. Stringfellow, Nucl. Phys. A471 (1987) 149C.
- 22) - A.S. Hirsch, A. Bujak, J.E. Finn, L.J. Gutay, R.W.Minich, N.T. Porile, R.P. Scharenberg, B.C. Stringfellow, Nucl. Phys. A418 (1984) 267; R.W. Minich, S. Agarwal, A.Bujak, J. Chuang, J.E. Finn, L.J. Gutay, A.S. Hirsch, N. T. Porile, R.P. Scharenberg, B.c. SStringfellow, Phys.Lett. 118B (1982) 458.
- 23) - B. Berthier, R. Boisgard, J. Julien, J.M. Hisleur, R. Lucas, C.Mazur, C.Ngô e M. Ribrag, Phys.Lett. 193B(1987) 417.

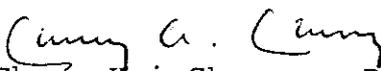
- 24) - A.M. Poskanzer, G. Butler e E.K. Hyde, Phys. Rev. C3 (1971) 882.
- 25) - G.D. Westfall, R.G. Sextro, A.M. Poskanzer, A.M. Zebelman, G.W. Butler e E.K. Hyde, Phys.Rev. C17 (1978) 1368.
- 26) - A.I. Warwick, H.H. Wieman, H.H. Gutbrod, M.R. Maier, J. Péter, H.G. Ritter, H. Stelzer e F. Weik, Phys. Rev. C27(1983) 1085.
- 27) - T.C. Sangster, A.T. Bujak, D.D. Carmony, Y.H. Chung, L. J. Gutay, A.S. Hirsch, M. Mahi, G.L. Paderewski, N. T. Porile, R.P. Scharenberg e B.C. Stringfellow, Phys.Lett. B188 (1987) 29.
- 28) - R.H. Jaqaman, A.Z. Mekjian, L. Zamick, Phys. Rev. C27 (1983) 2782.
- 29) - A. Goldhaber, Phys. Lett. 53B (1974) 306.
- 30) - D.R. Bowman, W.L. Kehoe, R.J. Charity, M.A. McMahan, A. Moroni, A. Bracco, S. Bradley, I. Iori, R.J. Mignerey, L.G. Moretto, M.N. Namboodirir, R.G. Wozniak, Phys.Lett. 189 (1987) 282 e referências.
- 31) - J. Cugnon, Nucl. Phys. A462 (1987) 751.
- 32) - A.S. Botvina, A.S. Iljinov, I.N. Mishustin, J. Bondorf, R. Donangelo e K. Sneppen, A475 (1987) 663.
- 33) - R.S. Wedemann - Tese de Mestrado, Instituto de Física da UFRJ (1988).
- 34) - B. Jacoksson, G. Jönsson, L. Karlsson, B. Lindkvistand e A. Oskarsson, Z. Phys. A307 (1982) 293.
- 35) - M.E. Fisher, Physics 3 (1967) 255.
- 36) - A.D. Panagiotou, M.W. Curtin e D.K. Scott, Phys. Rev. C31 (1985) 55.
- 37) - J. Aichelin, G. Peilert, A. Bohnet, A. Rosenhauer, H. Stöcker e W. Greiner, Phys. Rev. C37 (1988) 2451.
- 38) - A. Vincentini, G. Jacucci, V.R. Pandharipande, Phys.Rev. C31 (1985) 1783.

- 39) - C. Cerruti, J. Desbois, R. Boisgard, C. Ngõ, J. Natowitz e J. Nemeth, Nucl. Phys. A476 (1988) 74.
- 40) - D.G. Ravenhall, private communication, citado na ref. (38).
- 41) - H. Kesten, Percolation Theory for Mathematicians, Boston, Birkhanser - 1982.
- 42) - A. Bohr e B.R. Mottelson - Nuclear Structure - W.A. Benjamin, 1969.
- 43) - T. Ericson, Adva. Phys. 9 (1960) 425.
- 44) - I. Dostrovsky, Z. Fraenkei e G. Friedlander, Phys. Rev. 116 (1959) 683.
- 45) - L.G. Moretto, Nucl. Phys. A247 (1975) 211.
- 46) - D.G. Ravenhall, C.J. Pethic e J.M. Lattimer, Nucl. Phys. A407 (1983) 571.
- 47) - K.C. Chung, R. Donangelo e H. Schechter, Phys. Rev. C36 (1987) 986.
- 48) - H.W. Barz, J. Bondorf e H. Schulz, Nucl. Phys. A462 (1987) 742.
- 49) - Stauffer, Introduction to Percolation Theory, Taylor and Francis - 1985.
- 50) - W. Bauer, D.R. Dean, U. Mosel e U. Post, private communication (1986).
- 51) - Broadbent e Hammersley - Proc. Cambridge Philos. Soc. 53 (1957) 629.
- 52) - H.W. Barz, J. Bondorf, J.A. Lopes e H. Schulz, Phys. Rev. C37 (1988) 2910.
- 53) - K.C. Chung, R. Donangelo e H. Schechter, Notas de Fısica, CBPF-NF 019/87.
- 54) - A.J. Santiago e K.C. Chung, Proc. Int. Nucl. Phys. Conf. - Sao Paulo - Brasil, 1989.

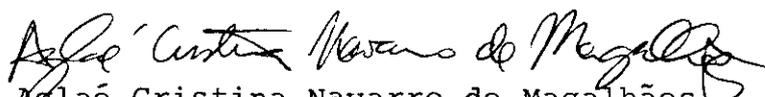
"FRAGMENTAÇÃO NUCLEAR COM EVAPORAÇÃO NO CONTEXTO DO
MODELO DE PERCOLAÇÃO CONVENCIONAL"

ARNALDO JOSÉ SANTIAGO

Tese de Mestrado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:


Chung Kai Cheong - Presidente


Raul Donangelo


Aglaé Cristina Navarro de Magalhães


Jader Benuzzi Martins

Rio de Janeiro, 20 de setembro de 1989