UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

Estudo de Reações Nucleares em Energias Intermediárias

SBI-IFUSP
305M810T2979

Edilson Crema

Sistematização de trabalhos apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Livre-Docente.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
INSTITUTO DE FÍSICA
ex-1
2979

São Paulo
1998

Para a Cristina, com amor.

Abstract

In this work, a brief description of a neutron detector tank is presented. Some experimental results are presented, in particular is discussed how to extract information about energy dissipation from inclusive neutron distribution. Central and peripheral reactions induced by ^{84}Kr on Au, at 32 MeV/u and $^{208}Pb+^{197}Au$, at 29 MeV/u, are analyzed with the neutron multiplicity help. The more dissipative collisions are employed to extract the impact parameter dependence of temperature and excitation energy of the compound system formed by incomplete fusion. At the first time, the neutron multiplicity is employed to analyze the projectile like fragments and show that fission is a very important exit channel in the peripheral collisions and that exists a strong spin-alignement of the quasi-Pb.

Resumo

Neste trabalho será feita uma descrição sucinta dos processos de deteção envolvidos num tanque contador de nêutrons, técnica experimental que, apenas recentemente, passou a ser empregada em Física Nuclear de energias intermediárias. Após uma discussão sobre os dados brutos fornecidos por tais detetores, análises detalhadas sobre as reações nucleares induzidas por ^{84}Kr, com energia de 32 MeV/nucl., e por ^{208}Pb, com energia de 29 MeV/nucl., sobre um alvo de Au, serão feitas para demonstrar a utilidade da multiplicidade de nêutrons na investigação dos mecanismos de reação. As análises das colisões mais centrais nos conduzirão a importantes informações sobre a evolução com o parâmetro de impacto da temperatura do sistema composto formado. Finalmente, a utilização inédita da multiplicidade de nêutrons na investigação dos fragmentos remanescentes do projétil nas colisões periféricas mostrará que a fissão é um importante canal de reação nesses parâmetros de impacto e que há um forte alinhamento do spin do quase-Pb fissionante na direção perpendicular ao plano de reação.

Agradecimentos

Aos funcionários e aos pesquisadores do Grand Accélérateur National d'Íons Lourds, GANIL, não posso deixar de expressar minha gratidão pelo tratamento gentil, amigável e caloroso que me dispensaram durante toda a minha permanência na Normandia.

Em particular, e de modo todo especial, agradeço ao Wolfi, que me auxiliou e me apoiou em tudo, com uma gentileza e uma generosidade inimagináveis.

Daniel Guerreau, Joel Galin e Jean Péter depositaram em mim toda confiança e me acolheram de forma carinhosa em seus grupos de pesquisa. A eles, a quem devo todo o meu trabalho naquele laboratório, deixo minha gratidão.

A FAPESP, o CNPq e o Commisariat a l'Energie Atomique (CEA) foram fundamentais no suporte financeiro dessa empreitada, e o Departamento de Física Nuclear da USP foi generoso ao me conceder tão longo afastamento. A todos eles, meu reconhecimento.

E, de modo muito especial e carinhoso, minha eterna gratidão à Cristina, que não poupou esforços para suportar as privações que a distância e o meu constante excesso de trabalho lhe provocaram.

Índice

1 **Introdução** 1

2 **Base Experimental** 5

3 **Distribuições Inclusivas das Multiplicidades de Nêutrons**

3.1 Medidas Realizadas 12
3.2 Cálculos com Modelos Estatísticos e as Energias de Excitação 16

4 **Análise de Colisões Dissipativas: Sistema ^{84}Kr +^{197}Au a 32 MeV/u**

4.1 Introdução 20
4.2 Resultados Experimentais 21
4.3 Método de Análise dos Dados 24
4.4 Análise da Setorização de ORION 27
4.5 Cálculos das Energias de Excitação 29
4.6 Temperatura a Partir dos Espectros de Energia 30
4.7 Conclusões 32

5 **Análise de Colisões Periféricas: Sistema ^{84}Kr +^{197}Au a 32 MeV/u**

5.1 Introdução 34
5.2 Análise dos Espectros de Energia dos Fragmentos Carregados 38
5.3 Análise das Distribuições de Multiplicidades de Nêutrons 45
5.4 Cálculos de Energia de Excitação em Colisões Periféricas 54
5.7 Conclusões 56

6 **Estudo das Reações ^{208}Pb+^{197}Au a 29MeV/u**

6.1 Introdução 58
6.2 Arranjo Experimental 59
6.3 Análise da Distribuição dos Produtos de Reação 61
6.4 Estudo das Colisões Centrais 64
6.5 Estudo das Colisões Periféricas: a Fissão 68
6.6 Conclusões - Projeto de um Contador de Nêutrons para a USP 73

Capítulo 1

Introdução

A última década foi marcada por um grande interesse na investigação das propriedades da matéria nuclear aquecida em temperaturas acima de 2 MeV. Havia vários atrativos nessa região de energia. Enquanto os efeitos de camadas e de emparelhamento progressivamente desaparecem, à medida que a temperatura do sistema ultrapassa aquele valor, os comportamentos coletivos são preservados até valores bem mais elevados. Nessas condições, praticamente todos os canais de decaimento ficam abertos, incluíndo-se a multifragmentação e, nos limites extremos de excitação do sistema, a pulverização nuclear. Mas uma definição exata desses limites não era bem conhecida. A compreensão das características térmicas da matéria nuclear submetida a essas situações extremas, além de seu interesse evidente para a Física Nuclear, tem importância reconhecida também na Astrofísica[1]. Por exemplo, a dependência com a temperatura do parâmetro de densidade de níveis

[1] Theory of Supernovæ, Brown, G.E., Ed. Phys. Rep. 163(1988)1

nucleares deve ter um papel primordial na explosão de uma supernova, assim como a determinação da secção de choque nucleon-nucleon no interior da matéria nuclear e do parâmetro de compressibilidade nuclear são cruciais para os modelos astrofísicos.

A primeira dificuldade experimental que surge quando se envereda nessas pesquisas é, obviamente, a formação de um tal núcleo aquecido. Dois são os métodos até agora utilizados para este fim: a aniquilição de anti-prótons[2] dentro de um núcleo e as reações entre núcleos pesados em energias intermediárias (20-100 MeV/u). Em 1983, entrou em operação o primeiro conjunto de aceleradores que cobria esse domínio de energia, o GANIL (França). Graças, em parte, ao seu sucesso, várias outras máquinas foram construídas ou adaptadas nos anos que se seguiram (BEVALAC-Berkeley, CERN-Sincrocíclotron, SARA-Grenoble, MSU-East Lansing, RIKEN-Tokyo, TEXAS Ciclotron, CATANIA, AGOR-Groningen e LANZHOU-China) e tornaram as reações entre íons pesados em energias intermediárias o processo mais utilizado para o aquecimento da matéria nuclear no intervalo de temperaturas entre 2 MeV e o limiar de sua completa desintegração.

As dificuldades experimentais no estudo do núcleo quente não se limitam à sua formação. A identificação do sistema nuclear formado, a seleção dos eventos em função da energia térmica que foi depositada no mesmo e, finalmente, a deteção dos produtos produzidos em seu decaimento são tarefas muito complexas quando as colisões se dão em energias intermediárias. Nessas velocidades de projéteis, a fusão se torna incompleta e a determinação do número de nucleons, da velocidade de recuo e da energia de excitação do sistema composto formado só são obtidos a posteriori, a partir de reconstruções que utilizam todos os produtos de decaimento que foram identificados. Por outro lado, devido às elevadas energias de excitação que são alcançadas, um grande número de fragmentos e partículas é, em geral, produzido em cada reação, tornando a utilização de multidetectores um imperativo se se quer dar

[2]Moser, E.F. et al, Phys. Lett. B179(1986)25

uma boa descrição dos mecanismos de reação envolvidos e confiabilidade aos parâmetros nucleares obtidos. À época, na impossibilidade de se detectar simultaneamente todos os nêutrons e os produtos e partículas carregadas, construiu-se detectores 4π para coletar uns, ou os outros, dependendo se os sistemas de interesse emitiam preferencialmente partículas carregadas ou nêutrons.

Neste trabalho, apresentarei uma sistematização de parte dos esforços que foram empreendidos pelo meu grupo de pesquisa no sentido de fornecer uma razoável caracterização das colisões entre núcleos muito pesados, em energias intermediárias, com a detecção do número de nêutrons por elas emitidos. Embora eu também tenha trabalhado numa linha de pesquisa complementar, utilizando um detector 4π de partículas carregadas, essa escolha pela detecção de nêutrons se deveu ao fato de que pretendo construir um contador de nêutrons na Universidade de São Paulo. A idéia básica desse projeto é que nas colisões entre núcleos muito pesados, tanto periféricas quanto centrais, nêutrons são emitidos de forma copiosa, carregando grande parte da energia de excitação do sistema. Portanto, a multiplicidade de nêutrons pode ser uma ótima variável para caracterizar o grau de violência da colisão, ou seja, o seu parâmetro de impacto. Visando detectar todos esses nêutrons, foi construído no GANIL, em 1988, o detector ORION, que é um tanque com 3000 litros de termalizador orgânico, dopado com gadolínio, e que cobre, aproximadamente, um ângulo sólido de 4π radianos em torno do alvo.

Essa técnica experimental foi introduzida recentemente (1983) nos estudos de Física Nuclear e, quando iniciamos nossas pesquisas, havia um desconhecimento das relações entre as informações obtidas com as distribuições de nêutrons e as outras variáveis do sistema. Ao longo deste trabalho, tentarei mostrar como essa limitação foi sendo superada com os trabalhos de nossa equipe e, ao mesmo tempo, como argumentos puramente qualitativos sobre a multiplicidade de nêutrons permitirão, às vezes, uma excelente compreensão dos processos envolvidos nas reações.

Todos os dados que serão apresentados foram obtidos no Grand Accélérateur National d'Íons Lourds, Caen, França. Em particular, a reação $^{84}Kr+^{197}Au$, que foi a primeira realizada com o detector ORION e cuja análise foi de minha responsabilidade. Devo ressaltar que grande parte desses resultados já foram publicados, em veículos diferentes, e serão aqui reunidos para mostrar como se processou a nossa progressiva compreensão do funcionamento do contador, bem como dos processos nucleares envolvidos, fruto de quase uma década de pesquisas. No entanto, muitas das discussões apresentadas a seguir não aparecem explicitamente nos artigos.

No Capítulo 2 será feita uma descrição mais ou menos detalhada do processo de deteção de nêutrons. O terceiro Capítulo será dedicado à análise dos dados brutos do contador: as distribuições inclusivas das multiplicidades de nêutrons. No Capítulo 4, com o auxílio de um único detector de partículas carregadas, será mostrado como a multiplicidade de nêutrons permite uma seleção dos eventos mais dissipativos, em função da energia térmica armazenada no sistema composto formado por fusão incompleta, e como se pode avaliar a sua energia de excitação, temperatura e velocidade de recuo. No quinto Capítulo, uma análise das colisões mais periféricas será efetuada com o auxílio de três detectores de fragmentos carregados, colocados em torno do ângulo de colisão rasante. Um método será desenvolvido para se calcular a energia de excitação depositada no quase-alvo durante as colisões periféricas. Além dissso, dentro da discussão dos possíveis mecanismos de produção dos fragmentos pesados nessas colisões, será apresentada uma análise baseada num modelo de fragmentação estatística do projétil, próprio de energias relativísticas. O sexto Capítulo apresentará os principais resultados de nosso estudo de um sistema ainda mais pesado que o anterior, $^{208}Pb+^{197}Au$, mas com velocidade semelhante, 29 MeV/u. Finalmente, a Conclusão do último capítulo será, também, um resumo de meu projeto de um detetor de nêutrons para o Sistema Pelletron-Linac da USP.

Capítulo 2

Base Experimental

A base experimental desses estudos é um detector que fornece a multiplicidade de nêutrons produzida em cada reação nuclear. O líquido que constitui o contador é composto de um solvente, o 1-2-4 trimetilbenzeno, de dois cintiladores, o para-trifenil e o popop, e de um absorvedor de nêutrons de grande eficiência, o gadolínio, sob a forma de etil-hexanato de gadolínio (0.3% em peso). O processo de detecção pode ser dividido em três etapas:

1) a termalização do nêutron, através de suscessivas colisões elásticas com os núcleos mais abundantes de H e de C;

2) após um tempo relativamente longo de difusão (10 microsegundos, em média), a captura do nêutron pelo núcleo de H, ou, mais provavelmente, pelo núcleo do gadolínio (seção de choque de captura da ordem de dezenas de milhares de barns);

3) e, finalmente, a detecção dos raios gamas emitidos pelo núcleo absorvedor, com energia total em torno de 8 MeV, no caso do gadolínio, e de 2 MeV, para o hidrogênio.

A luz produzida no líquido cintilador é detectada por um conjunto de 22 fotomultiplicadoras que circundam o tanque. A principal característica desse tipo de detector é a sua grande eficiência: para os nêutrons de uma fonte de californium, de energia média 2.1 MeV, a eficiência do conjunto é de 87%.

A grandeza fundamental que se mede com tal detector é a multiplicidade de nêutrons provenientes de uma única reação nuclear. Mesmo que uma centena de nêutrons sejam emitidos quase simultaneamente (considerando-se uma escala de tempo inferior a 10^{-17} segundos), é notável como o processo de difusão desses nêutrons no líquido, que precede a sua captura, é tão lento (10^{-6} a 10^{-5} segundos) que torna possível, com o auxílio de discriminadores rápidos (10^{-8} segundos) após as fotomultiplicadoras, distinguir e contar as capturas de nêutrons em sequência. Dessa maneira, os nêutrons, emitidos "simultaneamente" numa única reação nuclear, se dispersam no tempo e permitem a sua contagem.

Outra informação que este detector fornece, graças à setorização do tanque, é a distribuição espacial dos nêutrons emitidos. Evidentemente, um nêutron pode ser desviado de sua trajetória inicial durante o processo de termalização e ser detectado num ângulo diferente de seu ângulo de emissão. Todavia, simulações que serão discutidas mais adiante mostram que, em média, a informação angular inicial é muito bem preservada. Além disso, a distribuição espacial fornecida é apenas uma indicação de três zonas angulares em torno do alvo: dianteira, intermediária e traseira (Fig. 2.1).

Ao contrário das limitações usuais dos detectores 4π de partículas carregadas, onde há uma perda de eficiência para as partículas muito lentas, os nêutrons rápidos são detectados com menor eficiência. Dois fenômenos são responsáveis por esse efeito: há um aumento do caminho livre médio para os nêutrons mais energéticos, o que os torna mais difíceis de serem termalizados; e, principalmente, existe uma competição no meio orgânico entre os canais elásticos e o canal de captura

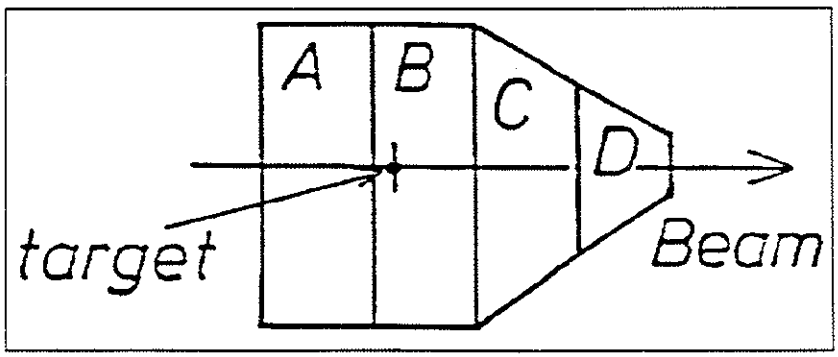

Fig. 2.1: *Esquema de setorização do detector ORION em quatro setores independentes: A, B, C e D.*

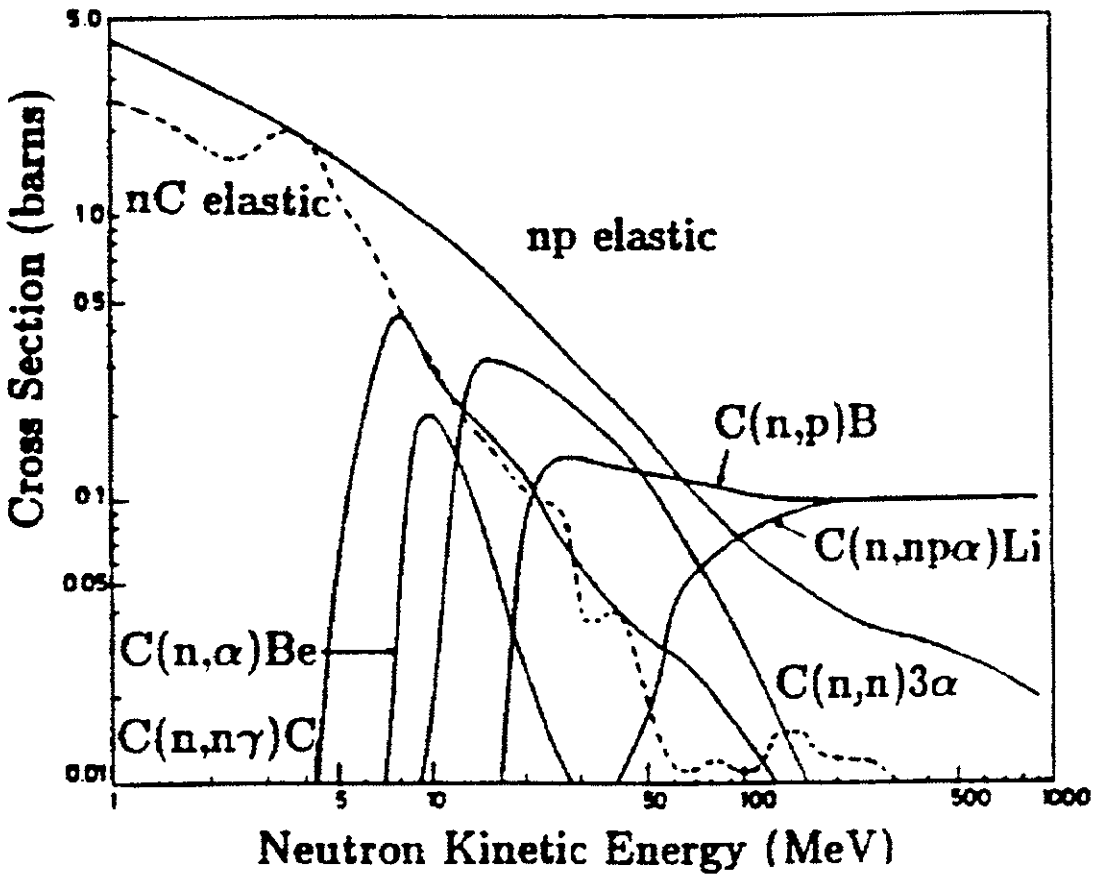

Fig. 2.2: *Contribuição dos diferentes canais de reação em função da energia do nêutron no meio orgânico do detector.*

$^{12}C(n,H)^{11}B$. Esta reação se torna importante a partir de 18 MeV e passa a ser dominante acima de 70 MeV (Fig. 2.2). Então, qualquer que seja o tamanho do detector considerado, nêutrons com energias muito grandes jamais serão eficientemente detectados com esse método.

A eficiência de deteção pode ser calculada precisamente com um método Monte-Carlo.[3] Um nêutron de uma dada energia e emitido numa certa direção é seguido na sua sequência de choques elásticos até que seja capturado, ou escape do detector. A probabilidade de captura, seja por um núcleo de Gd, seja por um núcleo de H, é também simulada e os raios gama emitidos são também seguidos pelo método Monte-Carlo. Esses raios gama interagem com o meio essencialmente por efeito Compton, e a deteção do nêutron considerado só se torna efetiva se a energia por eles depositada no líquido ultrapassa um certo limiar. O programa de simulação, DENIS[3], considera todos os detalhes geométricos do detector e fornece a probabilidade de deteção de um mesmo nêutron em dois setores simultaneamente (diafonia). Esse fenômeno, que pode ocorrer quando a emissão dos gamas se dá próximo da fronteira entre dois setores adjascentes, se contitui na maior limitação para a construção de tais detectores com uma grande granularidade: a informação espacial fornecida pela granularidade elevada é perdida pela diafonia resultante dessa grande setorização.

A confrontação dos resultados simulados com a experiência foi efetuada com uma fonte radioativa de fissão do Cf, perfeitamente conhecida tanto do ponto de vista da distribuição de multiplicidade de nêutrons, quanto de suas energias (2.1 MeV em média). Essa comparação permite determinar os limiares de deteção que devem ser utilizados. O excelente acordo obtido em cada setor (Fig. 2.3) mostra que a simulação reproduz muito bem a experiência, mesmo com um detector de geometria muito complexa como ORION.

---

[3] J. Poitou and C. Signarbieux Nucl. Inst. and Meth. 114 (1974) 113

Uma vez verificado o comportamento da simulação para nêutrons de baixa energia, o próximo passo consiste em considerar nêutrons de maiores energias, tais como aqueles que serão emitidos em reações nucleares em energias intermediárias. A primeira informação importante vem de uma simulação que considera, no lugar do alvo, fontes isotrópicas de nêutrons monoenergéticos. Se tal exemplo é completamente irrealístico em termos de reações nucleares, pelo menos ele tem a vantagem de evi

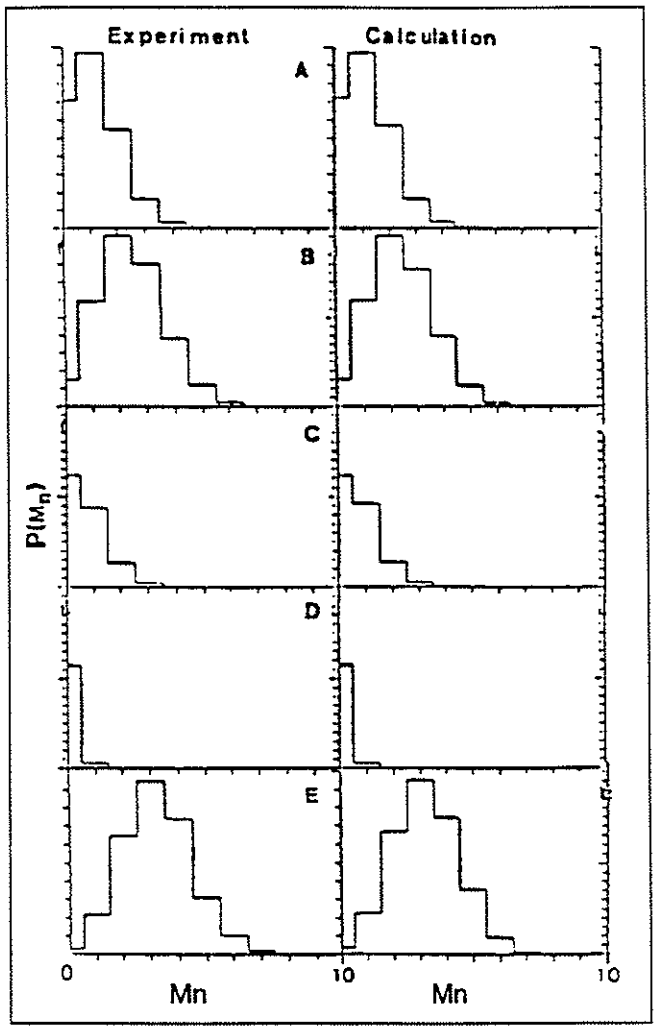

Fig. 2.3: Distribuições de multiplicidades de nêutrons em cada setor A-D e o total E: medidas a partir de uma fonte de Cf (coluna esquerda); e simuladas pelo método Monte Carlo (coluna direita).

denciar a degradação rápida da eficiência desse tipo de detector para nêutrons com mais de 20 MeV (Fig. 2.4). Note-se que essa rápida redução de eficiência não é devido apenas ao tamanho insuficiente do detector, mas também devido ao fato que a captura de nêutrons rápidos (acima de 20 MeV) pelo carbono, na qual o nêutron desaparece, torna-se progressivamente mais provável, em detrimento dos canais elásticos de termalização. É, pois, o próprio método de deteção que é posto em questão.

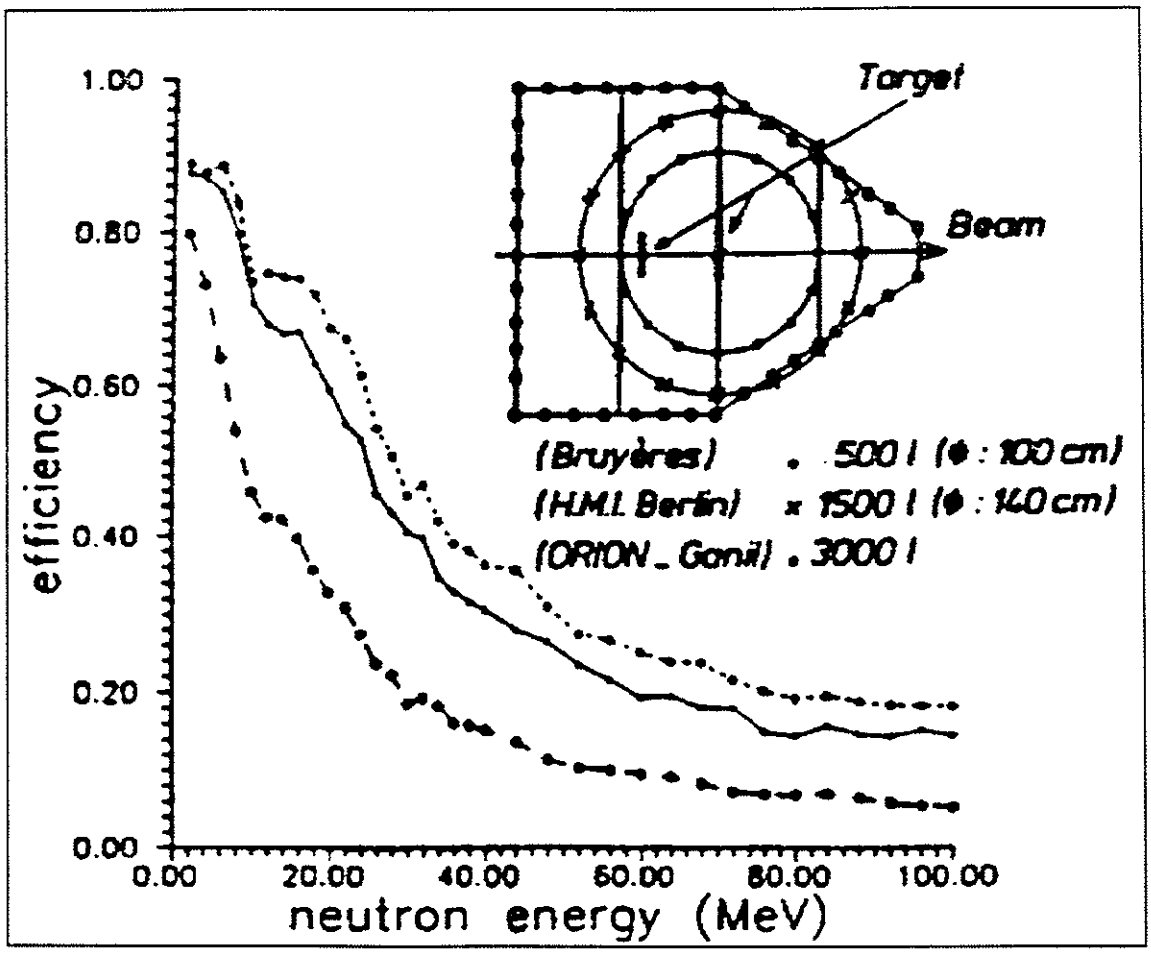

Fig. 2.4: Eficiência de deteção calculada para nêutrons monoenergéticos em três detectores de diferentes volumes

Na ausência de fontes naturais de nêutrons mais energéticos que os de uma fonte de Cf, a única alternativa para verificar o comportamento do ORION é considerar um canal de reação nuclear induzida, e para a qual nosso conhecimento das características dos nêutrons emitidos e da fonte emissora seja suficiente para realizar simulações e comparar com os resultados experimentais. Nas medidas que serão discutidas a seguir, a eficiência de deteção calculada pelo método Monte Carlo ficou em torno de 80%.

Capítulo 3

Distribuições Inclusivas das Multiplicidades de Nêutrons

Nas reações entre núcleos pesados em energias intermediárias, a multiplicidade de nêutrons é muito maior que a multiplicidade das partículas carregadas e, portanto, ela pode ser usada como um filtro do grau de dissipação de energia nas colisões. A distribuição inclusiva da multiplicidade de nêutrons reflete, pois, a distribuição da energia térmica gerada na reação. Neste Capítulo, serão mostradas as distribuições inclusivas de nêutrons obtidas para vários sistemas estudados e como podemos, a partir delas, extrair informações sobre a dissipação de energia nas colisões.

3.1 Medidas Realizadas

Foram medidas as distribuições inclusivas de multiplicidades de nêutrons para os alvos de ^{92}Mo, ^{100}Mo, ^{165}Ho, ^{197}Au e ^{232}Th bombardeados com um feixe de ^{84}Kr de energia 32 MeV/nucleon. Nessas medidas inclusivas, a contagem dos nêutrons no detector ORION era disparada pelo sinal "prompt" produzido pela deteção, no

cintilador, dos raios gama gerados pelos prótons espalhados elasticamente pelos nêutrons e, também, dos raios gama de reações nucleares no alvo. Utilizando-se um pequeno limiar de deteção (2 MeV), essa condição de disparo da aquisição era satisfeita por quase todas as colisões que resultam em reações nucleares, mesmo pelas mais periféricas.

Essas medidas inclusivas da multiplicidade de nêutrons exigem duas características muito precisas do feixe. Em primeiro lugar, para se ajustar à larga distribuição de tempos de captura dos nêutrons, o período dos pacotes do feixe pulsado foi ajustado em 50 microsegundos. Neste intervalo de tempo era efetuada a contagem dos nêutrons, após a deteção do sinal "prompt" de disparo da aquisição. Em segundo lugar, a intensidade do feixe foi ajustada para limitar a probabilidade de ocorrência de mais de uma reação em cada pacote de feixe. O número médio de reações por pacote não ultrapassou 0.03 .

A contribuição da radiação de fundo à multiplicidade de nêutrons medida foi avaliada através de uma contagem sistemática sobre vários períodos de pacote de feixe, após o término da contagem dos nêutrons, sem a exigência de um sinal "prompt", o qual caracteriza a ocorrência de uma reação nuclear. A distribuição assim obtida foi subtraída da inicial por um método convencional de deconvolução[4].

A componente de fundo era essencialmente devida aos raios cósmicos e à radioatividade ambiente da blindagem de concreto. A fim de reduzir a contribuição do fundo no disparo da aquisição, foi exigido uma coincidência entre o detector do sinal "prompt" e o sinal, proveniente do pulsador do feixe, indicando a presença do pacote de feixe. Além disso, foi medido o tempo de chegada do sinal "prompt" relativamente à rádiofrequência do acelerador. Isso permitiu, por exemplo, rejeitar reações nucleares que ocorriam num copo de Faraday localizado a 4m do alvo e que era utilizado para bloquear o feixe.

[4] Fréhaut, J. Nucl. Instr. Meth. 135 (1976) 511.

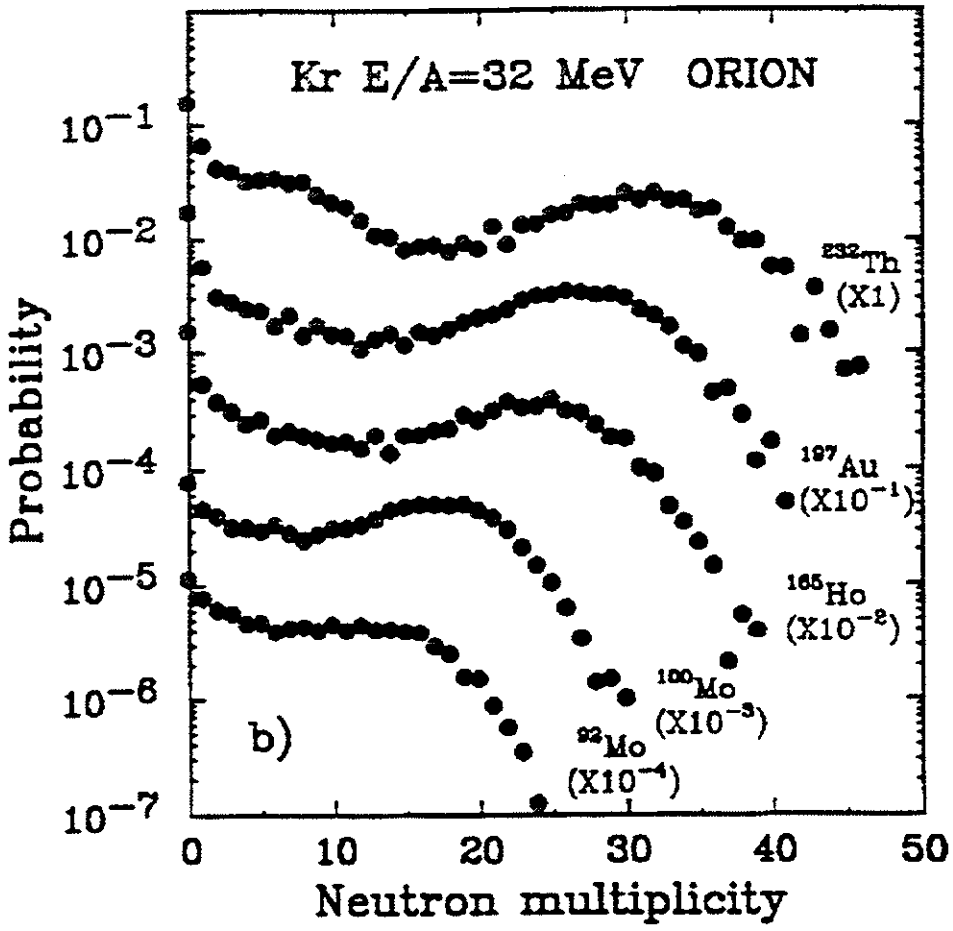

Fig 3.1: Distribuições inclusivas de multiplicidades de nêutrons (não corrigidas pela eficiência) medidas nas reações de Kr (32 MeV/u) sobre os alvos indicados.

Exemplos de distribuições de multiplicidades de nêutrons, corrigidas da radiação de fundo, mas não pela eficiência do detector, são apresentados na Fig. 3.1. A seção de choque total de reação pode ser obtida somando-se a seção de choque diferencial por unidade de multiplicidade de nêutrons. As distribuições apresentam duas componentes: uma em pequenas multiplicidades correspondendo às colisões periféricas; e uma outra, com forma gaussiana, nas multiplicidades mais elevadas. Formas similares têm sido obtidas para distribuições inclusivas de outras observáveis relacionadas com a violência da colisão, como a multiplicidade de fragmentos carregados, no domínio relativístico[5], e a distribuição de energia transversa, no

[5] Cavata, C. et al Phys. Rev. C42 (1990) 1760.

domínio ultra-relativístico[6]. Como acredita-se que as formas dessas duas distribuições sejam dominadas unicamente por fatores geométricos, a similaridade com os nossos dados poderia ser explicada pela forte dependência da multiplicidade de nêutrons com o grau de superposição dos dois núcleos em interação[7]. No entanto, uma melhor compreensão dos mecanismos de reação dominantes que conduzem às colisões dissipativas faz-se necessária para uma completa explicação da origem do pico de grandes multiplicidades de nêutrons, o qual será denominado a seguir de componente da distribuição de multiplicidades associada às colisões altamente dissipativas. Na realidade, os diferentes mecanismos que contribuem para essa componente não eram bem compreendidos à época, e, na sequência dos capítulos deste trabalho, mostraremos como alguns deles foram sendo desvendados através de análises cada vez mais detalhadas das distribuições de multiplicidades de nêutrons. No momento, a investigação se limitará à análise do máximo do pico de grandes multiplicidades. Este valor, que será denotado por MPNM, representa o valor mais provável da multiplicidade de nêutrons, ou o valor médio, já que a distribuição de multiplicidades associadas à colisões violêntas é quase simétrica, conforme demonstrado por medidas de coincidência com produtos provenientes de colisões altamente dissipativas[8]. Então, a MPNM reflete a multiplicidade de nêutrons média associada aos sistemas excitados formados na reação.

Os valores de MPNM para o feixe de ^{84}Kr, corrigidos pela eficiência do detector, são mostrados na Fig. 3.2, em função da massa do alvo. Observa-se uma forte dependência da multiplicidade de nêutrons com o tamanho dos núcleos interagentes. Para se interpretar essa forte evolução da MPNM com a massa do alvo, deve-se levar em conta a competição entre as emissões de nêutrons e as emissões das

---

[6] Nagamya, S. Nucl. Phys. A488 (1988) 3c.

[7] Jahnke, U. et al Proceedings of Mikolajki School on Nuclear Physics, Mikolajki, Poland, 1988; and Durand, D. Nucl. Phys. A541 (1992) 266

[8] Crema, E. et al. Phys. Lett, B258 (1991) 266.

partículas leves carregadas (LCP), pois observa-se um forte efeito de N/Z quando se compara os dados de ^{92}Mo com os de ^{100}Mo: embora a energia disponível nos dois sistemas seja idêntica dentro de 4%, a MPNM do sistema mais rico em nêutrons é 30% maior do que a do outro.

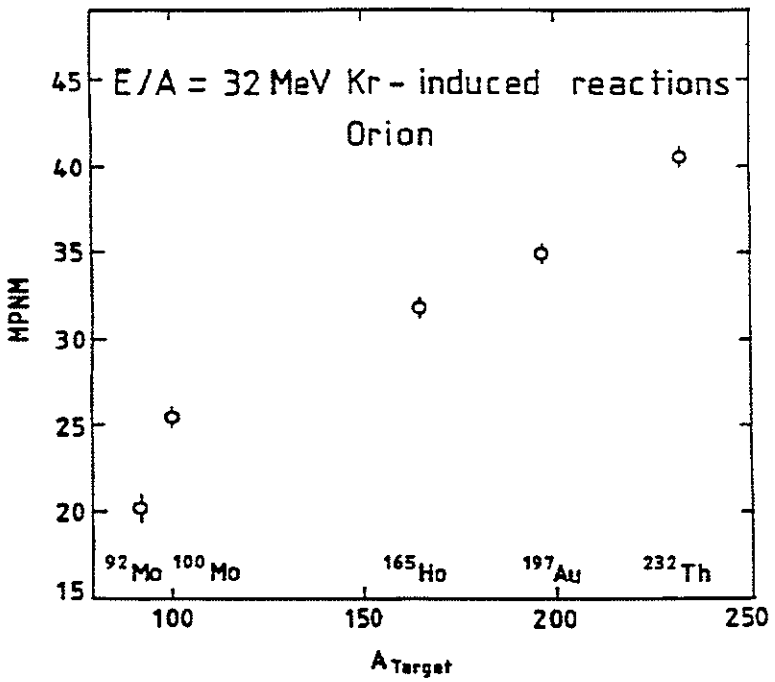

Fig. 3.2: Valores experimentais das multiplicidades mais prováveis de nêutrons (corrigidos pela eficiência de deteção) para as reações mais dissipativas induzidas pelo feixe Kr a 32 MeV/u.

3.2 Cálculos com Modelos Estatísticos e as Energias de Excitação

Nesse ponto, pode-se inferir, grosseiramente, a energia de excitação dos sistemas formados lançando-se mão de modelos estatísticos de evaporação e tendo-se como ponto de referência o valor da multiplicidade de nêutrons média obtida na

experiência. Pode parecer questionável a utilização de modelos estatísticos, os quais exigem que um equilíbrio térmico tenha sido atingido, na análise de sistemas altamente excitados formados em energias intermediárias. No entanto, foram observadas[8] fortes evidências experimentais da existência de sistemas termalizados e com temperaturas de até 6 MeV, conforme será visto no Cap. 4.

A dificuldade maior desse tipo de cálculo está na indeterminação dos sistemas formados por fusão incompleta em energias intermediárias, conforme já mencionado anteriormente. Por isso, apenas como referência, foi efetuado um cálculo de evaporação do núcleo de ^{197}Au, com E* de até 1200 MeV. Os programas utilizados foram versões modificadas do PACE[9] e do GEMINI[10], o qual teve seu domínio de aplicabilidade expandido até Z=100. O primeiro considera apenas emissões de n, p, α e raios-γ (a fissão foi arbitrariamente desligada no cálculo da multiplicidade de partículas leves, pois a cascata é interrompida se o núcleo fissiona). O GEMINI trata todas as possíveis partições binárias do sistema, considerando-as como fissões assimétricas, com as barreiras de fissão calculadas com o Modelo de Alcance Finito Estendido[11]. Apesar das diferenças entre os dois modelos, eles fornecem multiplicidades de nêutrons muito próximas para uma mesma E* (Fig. 3.3). Parte da diferença observada em energias acima de 500 MeV é devido às emissões de fragmentos de massa intermediária (IMF), consideradas apenas pelo GEMINI e que o leva a prever um menor número de partículas leves. Esta característica torna o GEMINI mais conveniente para elevadas energias de excitação.

Foi verificada a sensibilidade dos resultados do GEMINI com o parâmetro de densidade de níveis e com o spin do núcleo emissor, os quais são fornecidos ao programa como dados de entrada. O Modelo de Alcance Finito Estendido prevê o

---

[9] Gravon, A. Phys. Rev. C21 (1980) 230.
[10] Charity, R.J. et al Nucl. Phys. A483 (1988) 371.
[11] Sierk, A. J. Phys. Rev. C33 (1986) 2039.

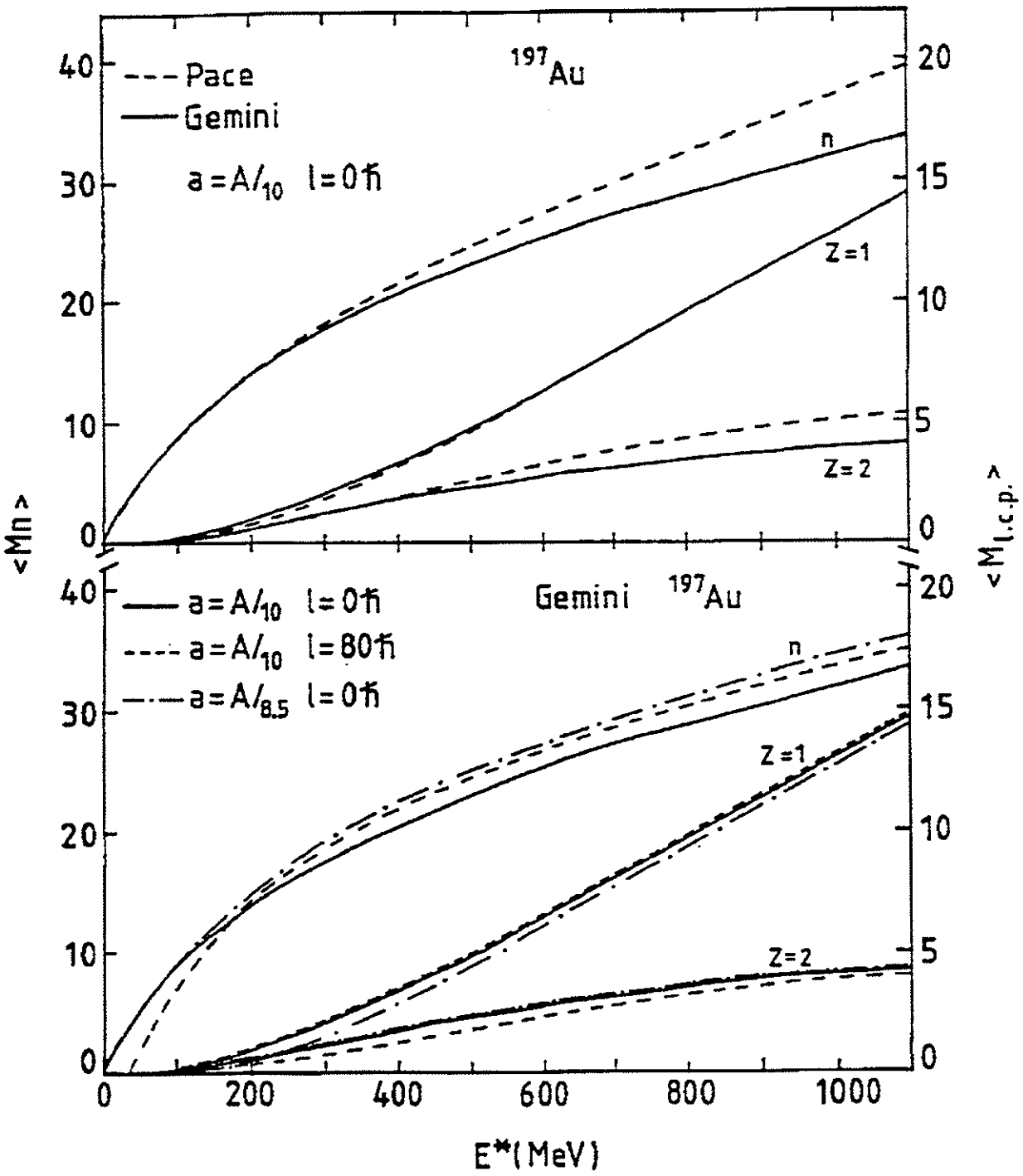

Fig. 3.3: Multiplicidades médias de nêutrons, H e He, em função da energia térmica do núcleo emissor (Au), calculdadas com dois modelos estatísticos: PACE e GEMINI (parte de cima); Multiplicidades médias das partículas leves calculadas pelo GEMINI em função da energia de excitação do Au, para três conjuntos de parâmetros de entrada (parte de baixo).

desaparecimento da barreira de fissão simétrica do ^{197}Au para spins da ordem de $80\hbar$, e por isso este valor foi tomado como um exemplo nos cálculos realizados, cujos resultados são mostrados na Fig. 3.3. Pode parecer surpreendente que, para uma mesma energia de excitação, um aumento do spin provoque um aumento da multiplicidade de nêutrons, uma vez que a energia térmica disponível é reduzida com o aumento da energia de rotação. Esse comportamento se deve ao aumento da probabilidade de fissão do sistema, que produz produtos de fissão mais ricos em nêutrons, os quais decaem principalmente por emissão de nêutrons. Uma evidência disso é que a multiplicidade das partículas carregadas variam muito pouco com o spin. A variação do parâmetro de densidade de níveis indicada na figura induz um aumento de 2.4 nêutrons em E*= 1000 MeV ou, inversamente, corresponde a uma redução da energia de excitação associada a uma dada multiplicidade de nêutrons de 130 MeV. Esses valores devem ser considerados como incertezas típicas da energia de excitação determinada por esse método.

Então, para o caso do Au, o cálculo com o modelo estatístico revela que da ordem de 1000MeV devem ser depositados no quase-Au para que ele emita o número de nêutrons observados experimentalmente. Essas avaliações de E*, a partir da distribuição inclusiva de nêutrons acoplada com cálculos estatísticos, estão limitadas por, pelo menos, duas dificuldades fundamentais: o desconhecimento dos núcleos emissores de nêutrons e os limites do GEMINI (Zmax = 100). Faz-se necessário, então, procurar meios experimentais para contornar estes obstáculos.

Capítulo 4

Análise de Colisões Dissipativas: Sistema $^{84}Kr + ^{197}Au$ a 32 MeV/u

4.1 Introdução

A temperatura limite que um núcleo pode suportar e a possível existência de fenomenos críticos têm sido objeto de muitos trabalhos nos últimos anos. Dentre os métodos utilizados para o aquecimento eficaz dos núcleos, as colisões entre íons pesados em energias intermediárias é o procedimento que desfruta de maior aceitação[12]. Depois de vários estudos com núcleos muito pesados, uma sistemática já pôde ser estabelecida para algumas características dessas colisões. As medidas de velocidade de recuo da fonte quente (e, consequentemente, de sua energia de excitação, na ótica de uma transferência massiva), deduzidas a partir das correlações angulares entre os fragmentos de fissão, mostraram que, para o canal de reação de

[12] E. Suraud et al, Progress in Part. and Nucl. Phys. 23(1989)357
J. Galin, Nucl. Phys. A488(1988)297a

fissão binária, o momento mais provável transferido por nucleon incidente é aproximadamente constante (≈180 MeV/c)[13], independente da natureza do projétil. Para projéteis de 30 MeV/u, isso corresponde à uma tranferência de ≈80% do momento incidente. Como a energia de excitação e o momento transferido estão intimamente relacionados entre si, quanto maior o momento transferido mais aquecido ficará o núcleo composto formado. No entanto, nas colisões mais dissipativas, quando outros canais de decaimento substituem progressivamente o modo de decaimento por fissão binária, métodos mais exclusivos devem ser usados para se extrair a velocidade de recuo, a energia de excitação e a temperatura do sistema quente formado.

Uma vez que, independente do processo de decaimento (fissão, multifragmentação, etc), partículas leves serão sempre emitidas pelos produtos e sub-produtos da reação, medidas de multiplicidade de nêutrons e de partículas leves carregadas (LCP) para as colisões mais violentas permitiriam uma estimativa mais direta da energia de excitação. Serão apresentados aqui os resultados[14] dessas estimativas realizadas com um detector 4π de nêutrons em coincidência com detectores de partículas carregadas.

4.2 Resultados Experimentais

Apesar das dificuldades em se determinar com precisão o sistema nuclear formado por fusão incompleta nessas energias, a medida de outras grandezas em coincidência com a multiplicidade de nêutrons torna possível uma avaliação da

[13] V.E. Viola, Nucl. Phys. A471(1987)53c
C. Volant et al, Phys. Lett. 195(1987)22
E.C. Pollaco et al, Nucl. Phys. A488(1988)319c
[14] Crema, E. et al. Phys. Lett, B258 (1991) 266

energia de excitação média, da temperatura e da velocidade de recuo do núcleo excitado formado em diferentes parâmetros de impacto. Os espectros de energia dos isótopos de He, detectados por dois telescópios convencionais de Si (θ_{LAB}= 109° e 159°), em coincidência com a multiplicidade de nêutrons, permitirão uma seleção das colisões segundo o seu grau de violência. Diferentemente das distribuições inclusivas, nessas medidas é a presença de uma partícula carregada num telescopópio que dispara a aquisição de dados, ou seja, a contagem dos nêutrons e das outras partículas que, por ventura, tocaram algum outro detector. Todas essas informações são armazenadas, evento por evento, em fitas magnéticas para posterior análise. A seguir serão analisados os eventos que apresentaram um He no telescópio a 159°.

A Fig. 4.1 compara os dois modos de deteção utilizado: uma distribuição inclusiva (a) com outra condicionada pela presença simultânea de um He emitido em 159° (b). A característica fundamental dessa comparação é que, quando o gatilho da aquisição de dados é a presença de um He em 159°, apenas a componente mais dissipativa (Mn elevadas) sobrevive na distribuição de multiplicidades de nêutrons, e a componente "periférica" é completamente eliminada. Isso prova, mais uma vez, Mn está diretamente relacionada ao grau de violência da colisão, isto é, ao parâmetro de impacto da mesma (um He emitido por um quasi-projétil não pode atingir o detector em 159°). Inversamente, as partículas de Z=2 detectadas em ângulos traseiros são provenientes, principalmente, das colisões mais dissipativas, isto é, em coincidência com grandes multiplicidades de nêutrons.

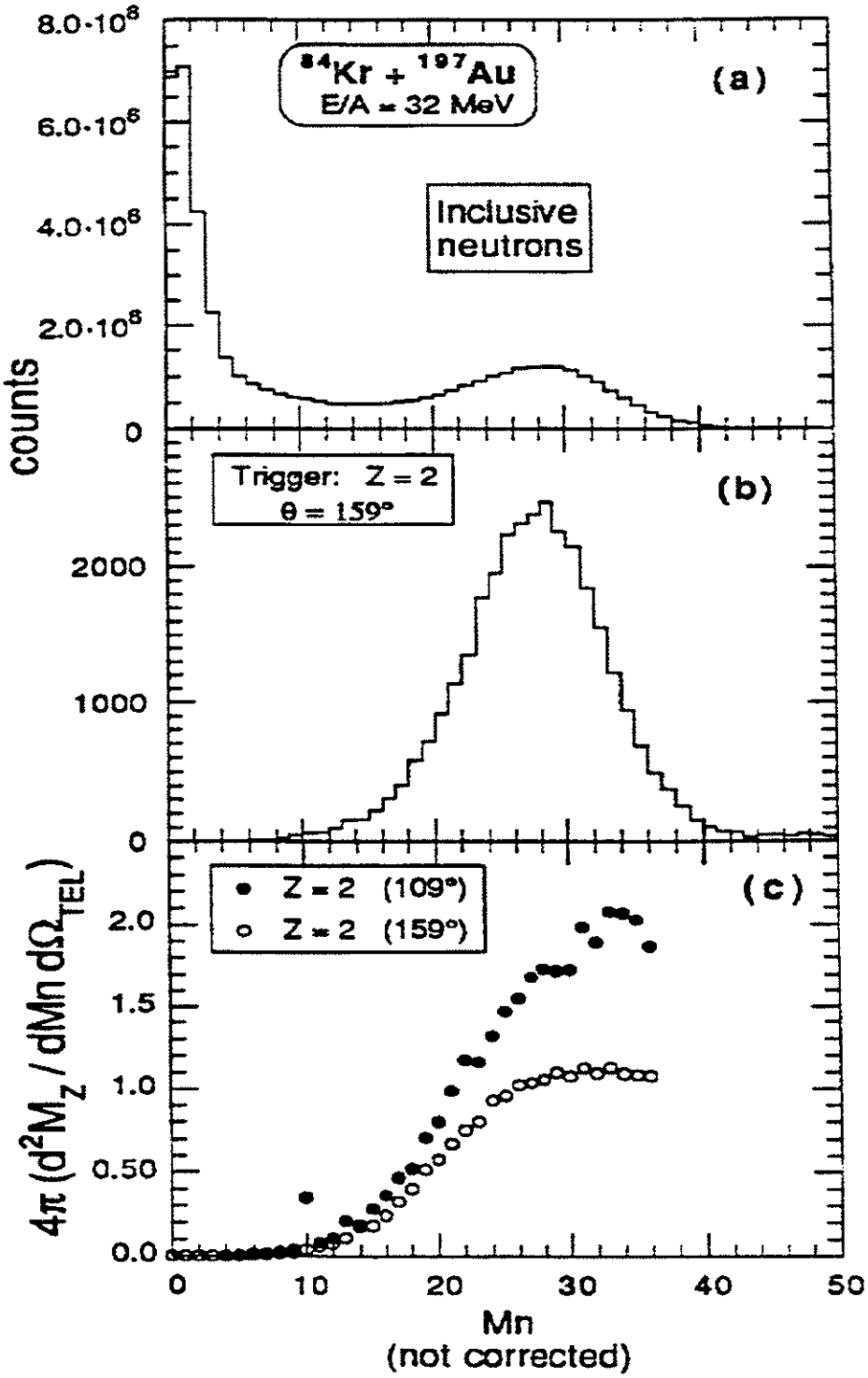

Fig. 4.1: (a) Distribuição inclusiva de multiplicidades de nêutrons para Kr+Au a 32MeV/u.

(b) Distribuição de multiplicidades de nêutrons condicionada pela presença de um Z=2 em 159°.

(c) Multiplicidade diferencial das partículas Z=2 em 159° e 109°.

4.3 Método de Análise dos Dados

Informações adicionais sobre a origem das LCP emitidas nos ângulos traseiros podem ser obtidas observando-se os seus espectros de energia construídos para cada Mn a elas *a*ssociada. A energia mais provável, E_{mp}, de tais espectros exibe uma forte dependência com Mn, como mostra a Fig. 4.2, dependência esta que pode ser explicada por simples considerações cinemáticas: quanto mais violenta a colisão, maior será a velocidade de recuo do emissor e menor será a E_{mp} das partículas emitidas para trás. Mn é, então, um excelente filtro sobre o parâmetro de impacto das colisões. A fim de estabelecer uma correlação mais quantitativa entre E_{mp} e Mn, um modelo simples de transferência massiva será utilizado para calcular os valores teóricos de E_{mp} para todas as tranferências de massa possíveis entre o projétil e o alvo. No sistema de referência do laboratório, o valor de E_{mp} depende basicamente de quatro parâmetros: a barreira coulombiana (V_b), a temperatura do emissor (T), a velocidade de recuo (V_s) e a rotação do sistema emissor. Esses cálculos, nos ângulos considerados, são mais sensíveis à velocidade de recuo, o que torna esse método de determinação da velocidade de recuo quase independente do mecanismo assumido (transferência massiva). Uma variação de 10% em V_b e T produz uma pequena variação (poucos por cento) no valor calculado de E_{mp}. Além disso, para sistemas muito pesados, como o estudado nesse trabalho, apesar dos grandes momentos angulares envolvidos, o efeito da rotação do núcleo emissor na energia da partícula emitida ("spin-off energy") é muito pequeno[15], e, por isso, ele não foi levado em conta nos cálculos realizados.

Com a finalidade de aumentar a estatística, a análise foi realizada para intervalos de multiplicidade de nêutrons de 5 unidades, entre Mn=10 e Mn=35. Cotejando-se os valores experimentais de E_{mp} com os seus valores calculados (no

[15] Ajitanand et al., Phys. Rev. C34 (1986) 877

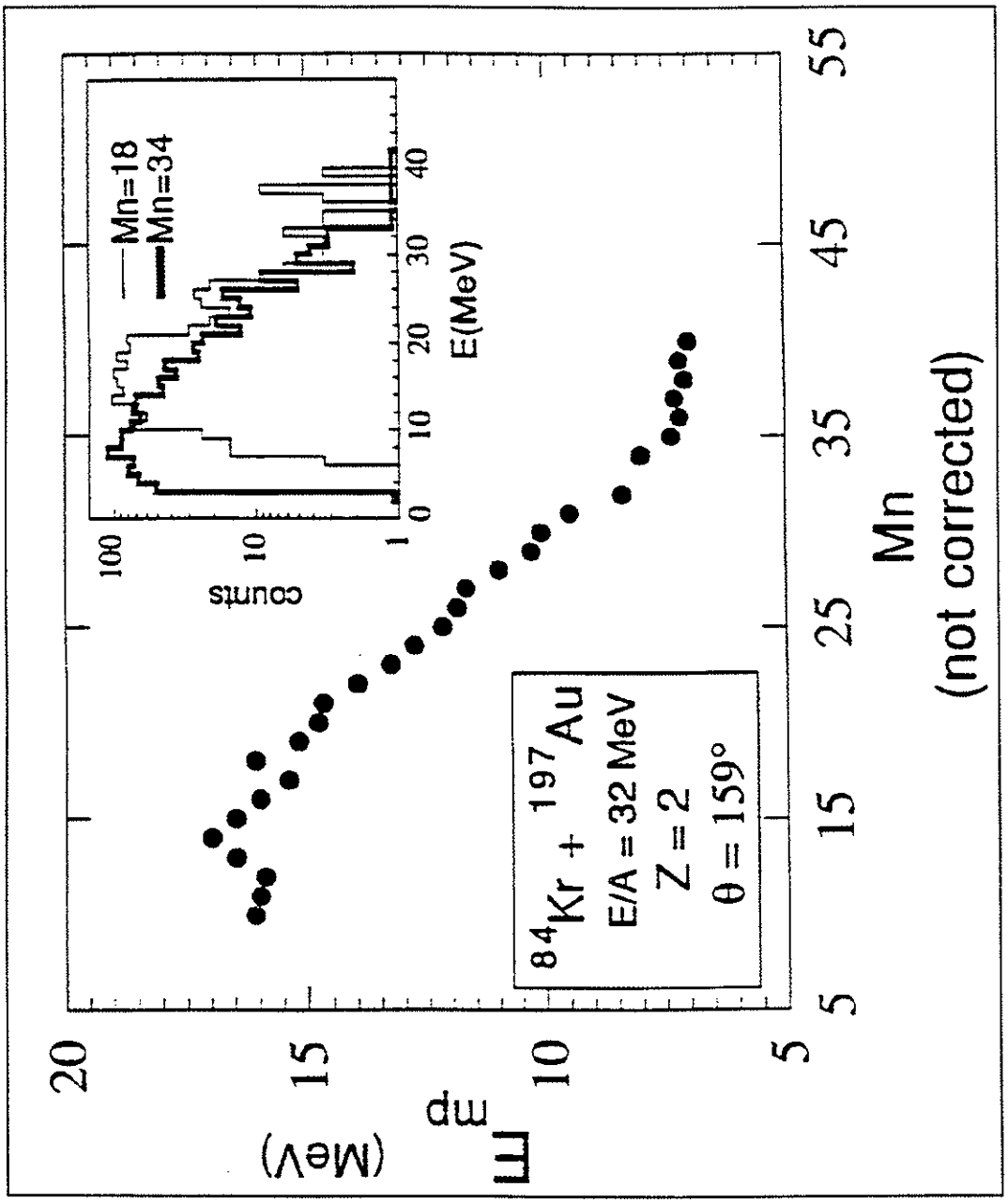

Fig. 4.2: Evolução com Mn dos valores experimentais da energia cinética mais provável dos produtos Z=2 detectados em 159°. A figura inserida mostra o exemplo de dois espectros de energia medidos, para dois valores de Mn.

referencial do laboratório) para os espectros de He em 159°, obtém-se uma relação quantitativa entre <Mn> e a respectiva velocidade de recuo do emissor, V_s. Os resultados, apresentados na Tabela 1 em relação à velocidade de recuo na fusão completa (FMT), enfatizam que os isótopos de He emitidos em 159° são provenientes de fontes que possuem distribuições de velocidade muito largas e provam, uma vez mais, que não se deve extrair temperaturas de espectros inclusivos de partículas. Os resultados obtidos estão em perfeito acordo com as medidas de Bougault et al.[16], ou seja, as colisões mais violentas conduzem a uma alta transferência de momento: 85% do momento do projétil. Essa concordância com outros resultados experimentais lança um pouco mais de confiabilidade sobre o método empregado.

Tabela 1

<Mn> (Corrigido)	V_s/V_{FMT} (%)	$M_{Z=1}$ θ=159°	$M_{Z=2}$ θ=159°	$M_{Z=2}$ θ=109°	E^* (MeV)	T (MeV)	T_{FIT} (MeV)
18.3±0.9	45	0.5±0.1	0.4±0.1	0.4±0.1	300±40	3.5±0.5	3.3
24.6±1.2	60	1.7±0.2	1.5±0.2	1.2±0.2	480±60	4.5±0.6	4.3
30.1±1.5	70	3.9±0.6	2.5±0.4	2.4±0.3	670±90	5.2±0.7	5.1
36.2±1.8	81	5.6±0.8	3.5±0.5	3.6±0.3	860±130	5.8±0.8	6.3
40.5±2.0	90	7.3±1.1	4.0±0.6	4.1±0.4	1030±150	6.2±0.8	7.0

O próximo passo consiste em determinar as multiplicidades de partículas carregadas para cada intervalo <Mn> e deduzir as energias térmicas depositadas no sistema nuclear formado para cada um desses intervalos de parâmetro de impacto.

[16] R. Bougault et al, Proceedings of the XXVIII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, 1990.

Nesse sentido, as multiplicidades diferenciais foram calculadas para os isótopos de H, He, Li, Be, B e C detectados em 159°, as quais são obtidas simplesmente pela razão entre os números exclusivo e inclusivo de eventos detectados para uma dada multiplicidade de nêutrons[17]. A Fig. 4.1 mostra as multiplicidades diferenciais de Z=2 para os ângulos 109° e 159°. As multiplicidades integradas das partículas carregadas podem ser obtidas, para cada <Mn>, assumindo-se uma emissão isotrópica no sistema de referência do emissor e aplicando-se propriamente a transformação Jacobiana, já que os valores das velocidades médias das fontes foram determinados para todos os <Mn>. A hipótese de isotropia, totalmente justificada para os prótons, pode levar a uma superestimativa (no máximo de 20%) na multiplicidade de He[18]. Os valores medidos de <Mn> foram corrigidos pela eficiência do detector, conforme discutido na seção anterior.

A Tabela 1 mostra os valores das multiplicidades integradas de H (109°) e He (109° e 159°) em função dos <Mn> reais. O bom acordo entre as multiplicidades de He nos dois ângulos diferentes é uma confirmação, a posteriori, da validade do método empregado na determinação das velocidades média das fontes. Além disso, esse acordo indica que a hipótese de isotropia não é irrealística.

4.4 Análise da Sectorização do Detector ORION

O processo utilizado para a determinacão das características dos núcleos formados por fusão incompleta é, ainda, coberto de maior confiabilidade pela análise da distribuição angular dos nêutrons, fornecida pela sectorização de ORION para o mesmo experimento. As partes em que é dividido o detector, chamadas de A, B, C e D, dividem o espaço em torno do alvo em quatro grandes regiões angulares e

[17] D.X. Jiang et al , Nucl. Phys. A511 (1990) 560
[18] Ajitanand et al., Phys. Rev. C34 (1986) 877

fornecem separadamente as medidas dos nêutrons detectados. Apesar de não se tratar de uma distribuição angular fina (o que não faz sentido para este tipo de detector, como já foi mencionado anteriormente), a Fig. 4.3 mostra que, com o auxilio da simulação, obtém-se um valor do momento transferido do projétil para o alvo (escala superior na figura), nas colisões mais centrais, em perfeito acordo com as velocidades deduzidas pelo método descrito acima.

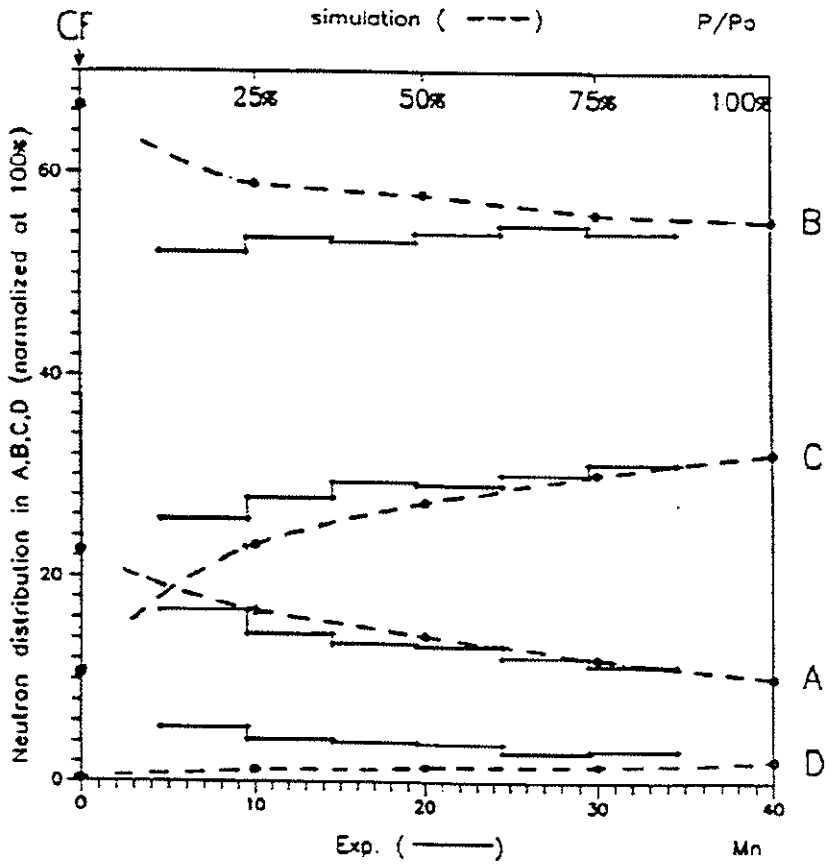

Fig. 4.3: Repartição da multiplicidade relativa de nêutrons nos quatro setores de ORION, para diferentes intervalos de multiplicidade total (histograma e abscissa inferior) para a reação Kr+Au, a 32 MeV/u, condicionados por Z=2 detectados em 159°. Os cálculos de Monte Carlo estão mostrados em função da fração de momento linear transferido para o núcleo emissor (linha pontilhada e abscissa superior). As medidas experimentais com a fonte de Cf são mostradas por pontos sobre o eixo das ordenadas e colocam em evidência os efeitos de fontes em movimento.

Os dados experimentais mostram claramente o efeito de focalização: quanto maior a multiplicidade total detectada (Mn), maior é o número de nêutrons detectados para frente (setores C e D). Ou seja, proporcionalmente, quanto mais nêutrons são detectados em C, menos o serão em A e B, como seria de se esperar para uma fonte cada vez mais quente e recuando com uma velocidade cada vez mais próxima da velocidade do centro de massa. O acordo entre os resultados experimentais e a simulação é excelente para as colisões mais dissipativas. Deve-se, entretanto, notar que há um excesso experimental no setor D, o mais para frente de todos, refletindo a deteção dos nêutrons de pré-equilíbrio que não foram considerados na simulação. Para as colisões menos dissipativas (Mn menores), a Fig. 4.3 mostra que o acordo se torna menos satisfatório: para tais eventos, há um grande fragmento do projétil que sobrevive à colisão com grande velocidade e excitado, emitindo nêutrons para frente, no referencial do laboratório. Mesmo sendo detectados com baixa eficiência, esses nêutrons modificam a repartição angular daqueles outros que foram observados. Uma análise detalhada desses eventos será realizada no capítulo seguinte.

4.5 Cálculo das Energias de Excitação

De posse das multiplicidades de nêutrons e das partículas carregadas, além das massas médias dos núcleos compostos formados em cada um dos intervalos de parâmetro de impacto (<Mn>), pode-se deduzir a energia térmica mínima (E^*) que deve ter sido depositada nesses núcleos durante o processo de colisão. O procedimento utilizado consistiu de, para cada núcleo, partir de um valor arbitrário de E^* e, por escolhas aleatórias, promover a emissão sequencial de todas as partículas que ele deve emitir; no final desse processo, se ainda restar energia suficiente para

emissão de outras partículas, ou se a energia inicial não foi suficiente para evaporar o número de partículas deduzido experimentalmente, corrige-se o valor de partida e recomessa-se o processo até encontrar o valor exato de E^*. Cada partícula carregada emitida reduz a energia de excitação do sistema de, em média, $(B_{PCL}+V_B+2T)$, enquanto cada nêutron necessita de (B_n+2T) de energia para ser emitido. B é a energia de ligação e T é a temperatura do núcleo no momento de uma emissão, deduzida pela equação $E^*=A/10*T^2$. Evidentemente, tanto A quanto T variam ao longo da cadeia de decaimento, o que é levado em consideração por este método iterativo. Devido aos valores muito pequenos das multiplicidades de IMF, apenas Z=1,2 foram considerados nesses cálculos. Os valores deduzidos de E^* e de T (inicial) estão também na Tabela 1. Deve-se notar que, nas colisões mais violentas, a emissão de LCP torna-se um importante canal de dacaimento, apesar do grande valor de N/Z do núcleo pesado emissor.

4.6 Temperatura a partir dos espectros de energia.

Finalmente, a obtenção da massa média e da velocidade média dos núcleos formados nas colisões, realizada anteriormente para cada um dos cinco intervalos de <Mn>, permite uma determinação da temperatura média desses sistemas através da análise dos espectros de energia das partículas carregadas evaporadas[19,20]. Essa dedução é independente do procedimento acima (baseado nas multiplicidades de evaporação) e servirá como um teste de coerência dos resultados. A Fig. 4.4 mostra os espectros de energia de Z=2, construídos no referencial dos respectivos centros de massa, para cada um dos cinco intervalos de Mn considerados. Na figura, os espectros foram designados de A, B, C, D e E, em ordem crescente de <Mn>. Nota-

[19] K. Hagel et al , Nucl. Phys. A486(1988)429
[20] M. Gonin et al , Preprint 90-03; Cyclotron Inst, Texas A&M Univ.

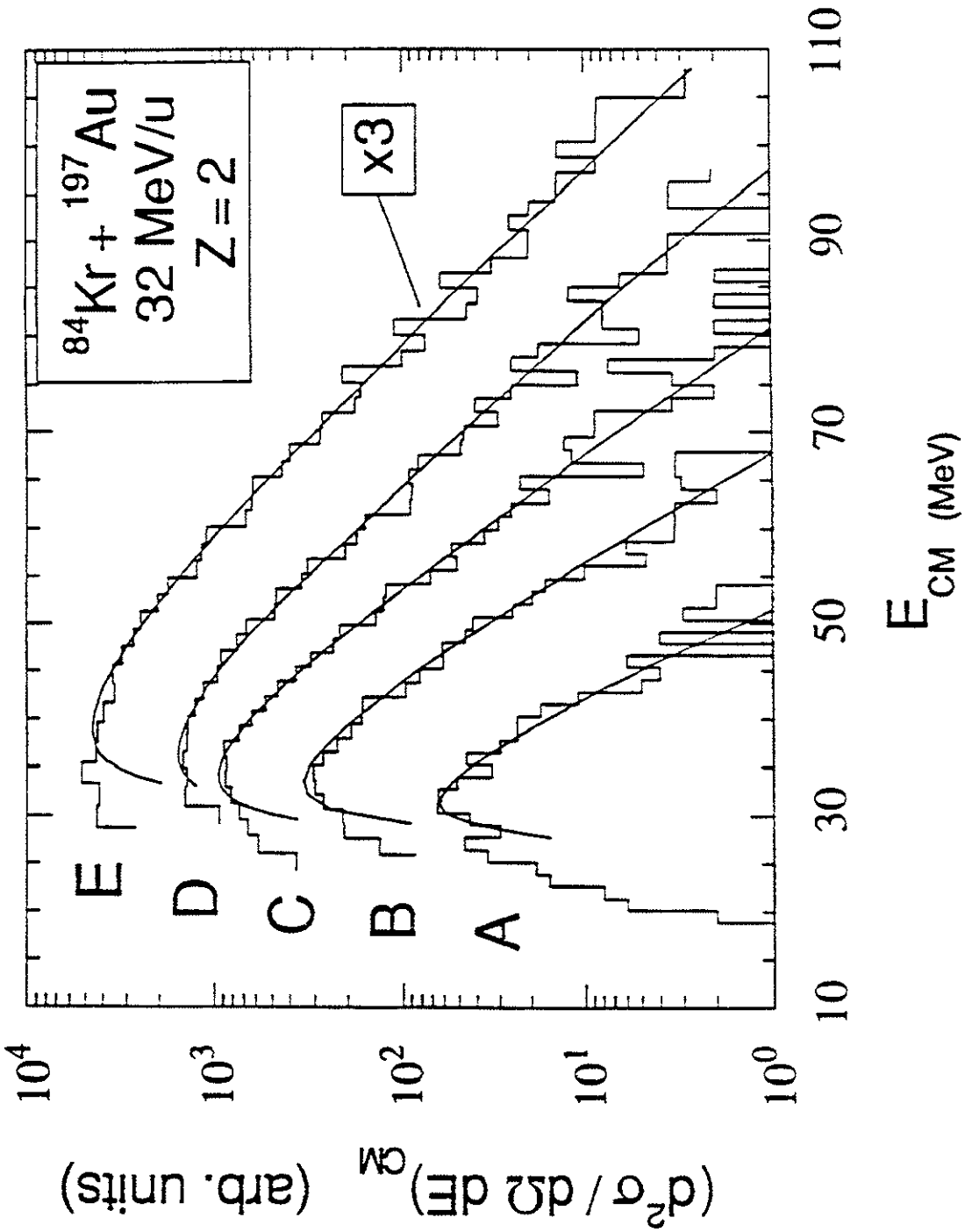

Fig. 4.4: Espectros de energia de Z=2, medidos em 159° no referencial do laboratório, convertidos em seus respectivos referenciais de centro de massa, para os cinco intervalos de Mn considerados no texto (indicados por A, B, C, D e E, em ordem crescente de <Mn>)

se, agora, diferentemente dos espectros no referencial do laboratório (ver Fig. 4.2), um aumento da energia mais provável (E_{mp}) das partículas evaporadas à medida que a colisão se torna mais dissipativa, pois há um aumento da massa (momento e energia) transferida do projétil para o alvo. Evidentemente, a transformação Jacobiana correta eliminou o efeito cinemático de recuo da fonte emissora e a evolução da E_{mp} dos espectros reflete, fundamentalmente, o aumento de sua temperatura (a variação da barreira coulombiana, sentida pelos He no momento de sua emissão, é de menor importância). Esse aumento da temperatura é mais enfaticamente observável na variação da inclinação da parte mais energética dos espectros. Assumindo que as emissões são de superfície, ajustes com maxwellianas permitiram extrair as temperaturas aparentes dos núcleos emissores (T_{fit}) que estão, também, listadas na Tabela 1. Essas temperaturas, que representariam os valores médios ao longo da cadeia de decaimento, concordam muito bem com as temperaturas iniciais das respectivas cadeias, extraídas pelo método das multiplicidades de partículas (assumindo o parâmetro de densidade de níveis como A/10). Essa aparente contradição poderia ser explicada pelo fato dos He serem emitidos preferencialmente nos estágios iniciais do processo de 'desexcitação', como já foi demonstrado por Gonin et al[20], e que tornaria os valores médios muito próximos dos valores iniciais.

4.7 Conclusões

A título de conclusão deste Capítulo, deve-se enfatizar que o comportamento coerente de todas as observáveis consideradas na análise precedente, multiplicidades de nêutrons e de partículas carregadas, posições e inclinações dos espectros de

energia, constituem uma forte sustentação para os valores de energia de excitação e de temperatura que foram encontrados. Para as colisões mais centrais da reação Kr+Au, sistemas compostos foram formados com cerca de 85% do momento do projétil, propciando a dissipação de até 1000 MeV em energia de excitação térmica (ou ≈4 MeV/u) e temperaturas de 6.2 MeV. Mesmo para excitações tão elevadas, o sistema excitado parece se comportar como um núcleo termicamente equilibrado: emissão isotrópica de um grande número de partículas (até 52 foram observadas) e espectros de energia de He com forma maxwelliana. Tais temperaturas são muito maiores que aquelas preditas pelos cálculos estáticos, como por exemplo o modelo da gota líquida quente[21] ou os cálculos de Hartree-Fock[22]. Além disso, para temperaturas tão elevadas, a vida média de decaimento de nêutrons, por exemplo, é equivalente ao tempo de termalização (≈10^{-22} seg)[20]. Isso introduz o papel da dinâmica no precesso. Aparentemente, o sistema poderia emitir partículas antes mesmo de atingir o equilibrio térmico. Do ponto de vista experimental, a deteção dos núcleos pesados, em coincidência com as partículas leves observadas nesse experimento em 159°, poderia auxiliar no desvendamento dessas questões.

[21] J. Besprosvany and S. Levit, Phys. Lett. B217(1989)1
[22] P. Bonche et al, Nucl. Phys. A436(1985)265

Capítulo 5

Análise de Colisões Periféricas: Sistema $^{84}Kr + ^{197}Au$ a 32 MeV/u

5.1 Introdução

As colisões periféricas entre íons pesados, em energias em torno de 10 MeV/u, são dominadas pelos processos profundamente inelásticos, nos quais grande parte da energia cinética do canal de entrada é convertida em energia de excitação do sistema formado. As teorias de campo médio e de dissipação de um corpo descrevem muito bem esses processos[23]. Por outro lado, quando a energia do projétil é maior que 200 MeV/u, as colisões periféricas são governadas pelo processo de fragmentação, no qual as colisões nucleon-nucleon constituem o mecanismo dominante. Nesse caso, a produção dos fragmentos do quasi-projétil (PLF) são bem explicadas pelo modelo de fragmentação e abrasão-ablação[24] e pelos cálculos de cascata intranuclear[25].

[23] M. Lefort and C. Ngô, Ann. Phys. (Paris), 3 (1978) 5
W.U. Scröeder ans J.R. Huizenga, Ann. Rev. Nucl. Sci. 28 (1977) 465
[24] A.S. Goldhaber, Phys. Lett. 53B (1974) 306
J. Hufner et al, Phys. Rev. C12 (1975) 1888
L.F. Oliveira et al, Phys. Rev. C19 (1979) 826

Entre aqueles dois limites, situa-se a região de energias intermediárias, na qual o processo dominante nas colisões periféricas deve experimentar uma evolução das colisões profundamente inelásticas à fragmentação, ou seja, das interações de campo médio às colisões nucleon-nucleon. Esse é justamente um dos maiores atrativos desse domínio de energia e, ao mesmo tempo, sua maior dificuldade: a superposição desses dois processos nos dados experimentais torna difícil a análise da competição que há entre eles, pois nem sempre é possível uma identificação perfeita da origem dos fragmentos detectados. Como se não bastasse, além da possibilidade desses processos dissipativos e de fragmentação, as excitações coletivas e as reações de transferência ainda ocorrem com razoável probabilidade e um novo mecanismo de decaimento, a multifragmentação, também deve surgir nessas energias intermediárias[26]. A possível presença desses mecanismos todos nos espectros é um fator complicador importante.

Grande parte das informações disponíveis sobre essa complexa competição entre diferentes mecanismos de reação provém de análises de dados inclusivos, as quais apresentam uma forte dependência de modelos, pois suas conclusões baseiam-se em ajustes teóricos aos dados experimentais, onde há uma enorme quantidade de parâmetros livres[27]. Desde que esses diferentes mecanismos são produzidos, em média, por colisões com intervalos de parâmetros de impacto específicos (às vezes superpostos), a medida de uma variável fortemente relacionada com o parâmetro de impacto das colisões seria de grande valia para separar, nos dados experimentais, as contribuições provenientes dos diferentes canais de reação em jogo. Portanto, dados mais exclusivos são a única maneira de analisar de modo mais confiável essa região de energia.

J. Grosset et al, Phys. Rev. C16 (1977) 629

[25] Y. Yariv e Z. Fraenkel, Phys. Rev. C20 (1979) 2227
J. Cugnon, Nucl. Phys. A352 (1981) 505

[26] V.E. Viola et al, Nucl. Phys. A538 (1992) 291c
O. Lopez et al, Phys. Lett. B315 (1993) 34

[27] U. Milkau et al, Z. Phys. A346 (1993) 227 e Referências

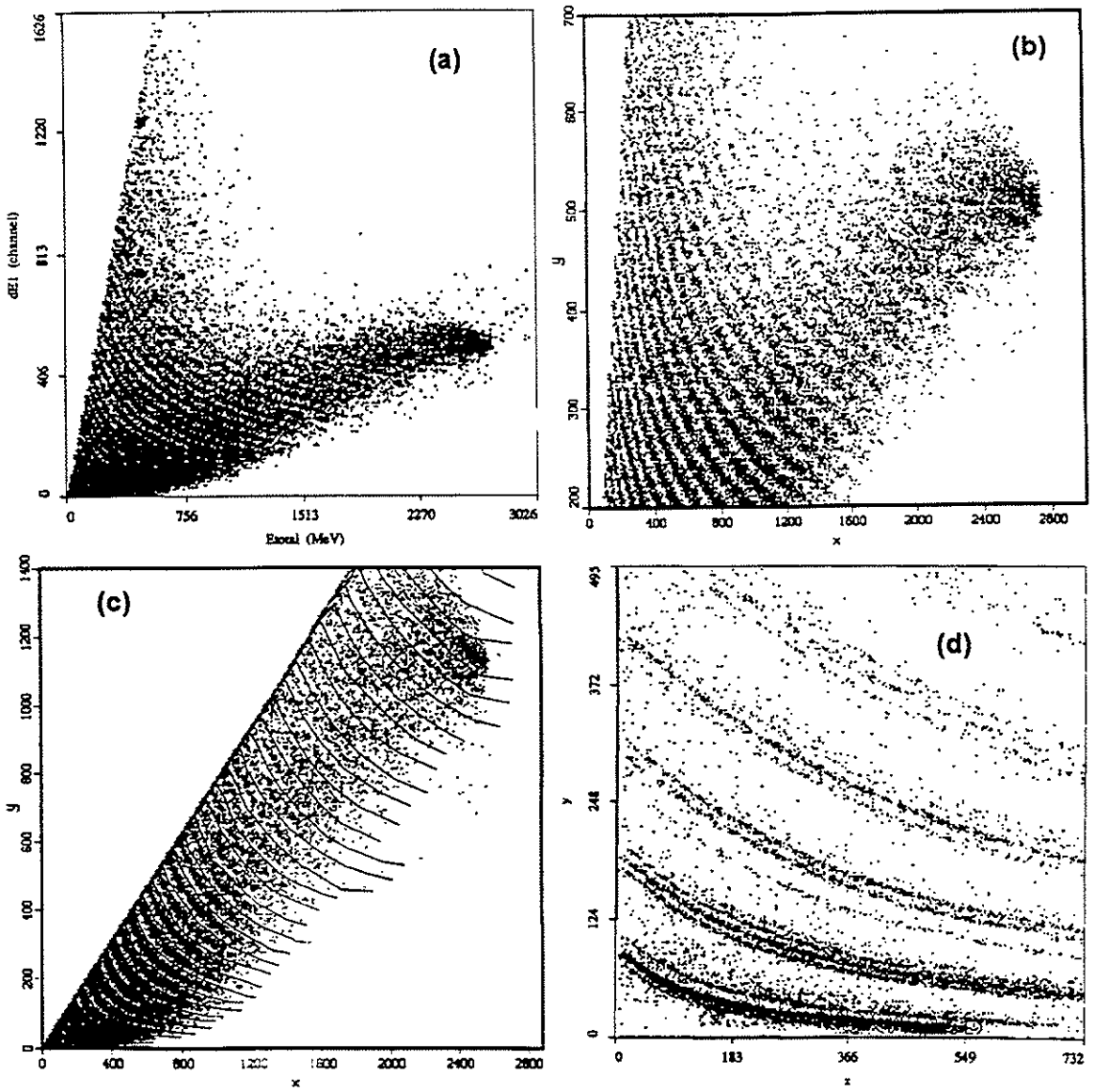

Fig. 5.1: Reação Kr+Au, 32 MeV/u, ângulo de deteção 6.9°. Espectros E (MeV) versus ΔE (canais): (a) completo para o primeiro detector de Si do telescópio (47.6 μm); (b) idem, apenas na região de Z=36; (c) completo para o segundo detector de Si do telescópio (301 μm); e (d) idem, apenas na região de elementos leves.

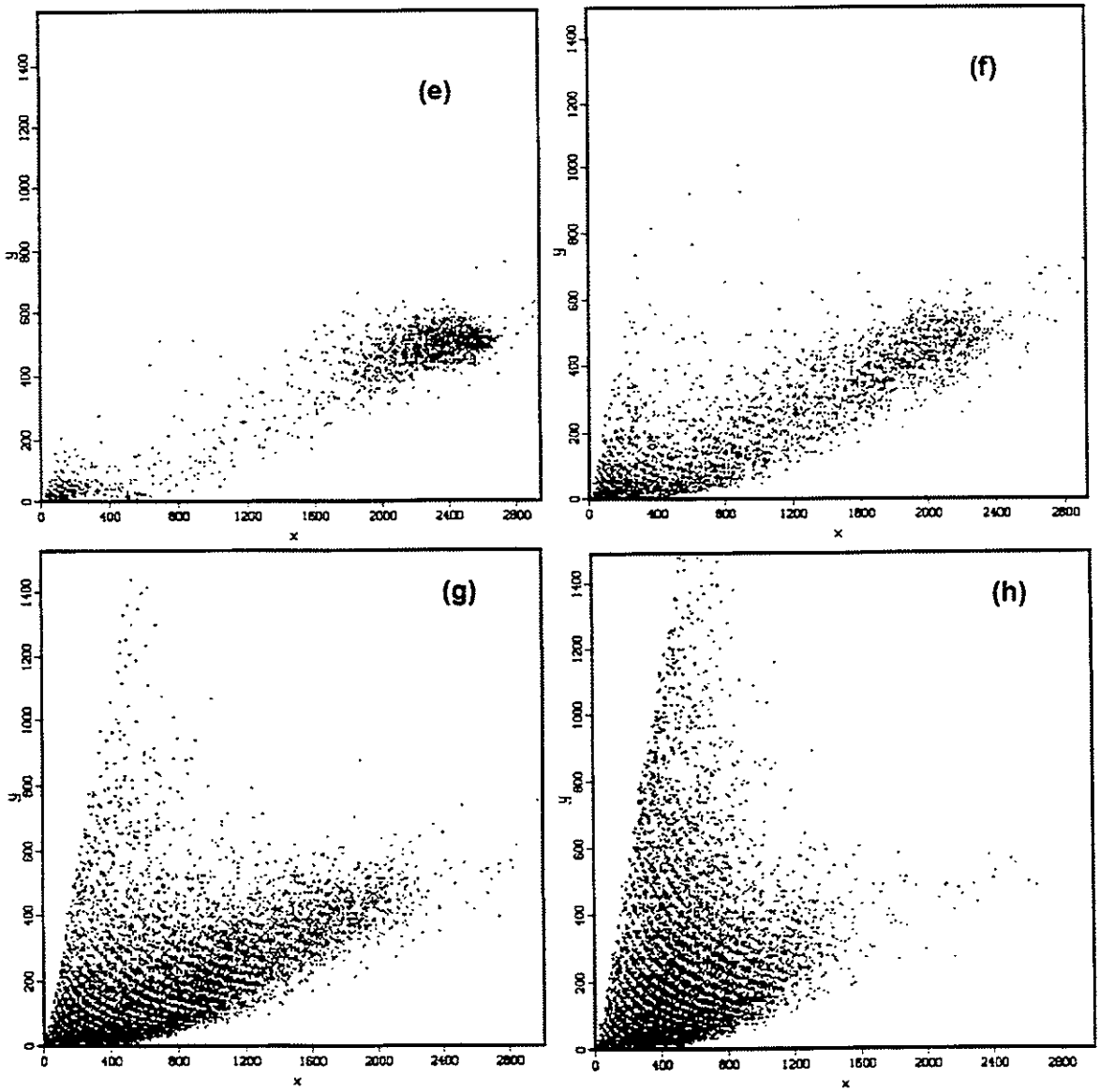

Fig. 5.1: (cont.) Kr+Au, 32 MeV/u e θ_{LAB}= 6.9°. Espectros E (MeV) versus ΔE (canais) para o primeiro membro do telescópio (47.6 μm) que correspondem a quatro intervalos de multiplicidades de nêutrons: (e) Mn=6-15; (f) Mn=16-20; (g) Mn=21-25; (h) Mn=31-35.

Quando núcleos muito pesados (ricos em nêutrons) estão envolvidos numa colisão, em geral um grande número de nêutrons é emitido, como já foi visto no capítulos anteriores. Portanto, nesses casos, a multiplicidade de nêutrons é uma variável muito apropriada para se tentar separar, nos dados experimentais, os diferentes processos citados acima. Na experiência $^{84}Kr+^{197}Au$, a 32 MeV/u, três telescópios convencionais de Si foram dimensionados para a identificação do quase-projétil e colocados nos ângulos de 6.9°, 20° e 40° para detectar os fragmentos das colisões periféricas (o ângulo de colisão rasante, "grazing", é ≈6.7°). As informações provenientes desses detectores foram obtidas, evento por evento, em coincidência com os nêutrons contados pelo tanque ORION.

5.2 Análise dos Espectros de Energia dos Fragmentos Carregados

A Fig. 5.1 mostra alguns espectros E-ΔE de identificação de Z no telescópio em torno do ângulo rasante (6.9°). As partes (a) e (b) dizem respeito à identificação no detector de silício mais fino do telescópio (47.6 μm), apropriado para a identificação dos núcleos mais pesados. A figura (a) é um espectro completo e a (b) uma ampliação da região em torno do projétil (Z=36). Por outro lado, os espectros (c) e (d) são matrizes E-ΔE de identificação num outro detector de silício do mesmo telescópio a 6.9°, mais espesso (301 μm) e dimensionado para fornecer uma completa identificação das partículas e dos elementos mais leves produzidos nas reações. A parte (c) é um espectro completo dos Z detectados e a (d) é uma ampliação na região dos elementos mais leves. A qualidade dos espectros é tão acentuada que, para os fragmentos mais leves, é possível efetuar-se até uma separação isotópica dos produtos da reação.

Uma vez que esses dados foram tomados em coincidência com a multiplicidade de nêutrons, podemos lançar mão dessa informação adicional como condição na incrementação dos espectros de energia. Nas partes (e), (f), (g) e (h) da Fig. 5.1, um espectro E-ΔE completo é condicionado por quatro intervalos de multiplicidades de nêutrons: 6-15, 16-20, 21-25 e 31-35. Ou seja, observamos o resultado do progressivo aquecimento do sistema à medida que o choque se torna mais violento. Antes de prosseguir nessa discussão qualitativa, e para que se avalie a importância dessa variável, a multiplicidade de nêutrons, devo ressaltar que estamos tratando com os dados brutos, sem nenhuma análise ou correção teóricas. Nem mesmo da eficiência de ORION.

Na matriz (e), referente às colisões mais suaves dos quatro intervalos apresentados (Mn=6-15), observamos que pouca energia deve ter sido dissipada e os núcleos interagentes, fracamente excitados, decaem por emissão de nêutrons, de partículas e de pequenos fragmentos. Por isso, o espectro contém apenas um grupo muito próximo do projétil (em tamanho e em energia) e um grupo de pequenos fragmentos (Z<5). Quando passamos ao espectro seguinte, (f), condicionado com Mn=16-20, fica evidente que houve um aumento do grau de dissipação da energia do canal de entrada, pois praticamente todos os elementos com Z<34 são produzidos e, de maneira complementar, há um grande aumento na produção de partículas e pequenos fragmentos (note-se pela intensidade da cor). Há, também, uma evidente correlação entre os elementos mais pesados produzidos e o núcleo projétil, revelando a fonte desses produtos. No entanto, se essa imagem de excitação progressiva do projétil estiver correta, o aquecimento ainda não atingiu um limite, uma vez que detectamos núcleos que ainda guardam grande semelhança com ele. Mas, ao olharmos os espectros (g) e (h), condicionados por Mn=21-25 e 31-35, respectivamente, notamos que essa lembrança do canal de entrada progressivamente

desaparece, indicando, talvez, que o aquecimento do projétil por esse processo está atingindo um limite e ele decai num grande número de pequenos fragmentos (IMF).

Haveria, no entanto, uma outra interpretação para esses espectros de energia: o elemento pesado que detectamos seria o resultado de uma fusão incompleta do projétil com o alvo, numa espécie de transferência massiva, após uma ruptura abrupta do projétil em duas partes. Uma seria absorvida pelo alvo e a outra, depois de sofrer um freamento, continuaria sua trajetória com pouca energia de excitação. Nesse contexto, os IMF detectados seriam provenientes do decaimento do núcleo composto formado e não de um quase-projétil altamente excitado. Assim, à medida que a colisão se torna mais central, e a parte do projétil transferida para o alvo se torna maior, resulta quase-projéteis cada vez menores. Esse quadro alternativo é bem conhecido há muitos anos e é o mecanismo que governa as colisões em energias mais elevadas (acima de 200 MeV/u). Na energia que utilizamos, eventualmente esse processo ainda poderia estar presente, misturado com outros processos de campo médio e uma confirmação necessitaria medidas mais completas dos fragmentos carregados em coincidência com os nêutrons.

Uma outra possível explicação para os nossos espectros seria a fissão do quase-alvo. No entanto, no ângulo mais dianteiro, identificamos núcleos apenas no intervalo $2 \leq Z \leq 37$ e, predominantemente, em energias elevadas. Os limiares de deteção dos telescópios não nos permitiriam a identificação de núcleos mais pesados provenientes da fissão do quase-ouro, muito mais lento do que o projétil. Este resultado não pode ser interpretado como a pouca importância da fissão binária do quasi-alvo, ou do núcleo composto formado por fusão incompleta, nessa energias. Como veremos no capítulo 6, quando o núcleo pesado fissionante é muito veloz, os fragmentos de fissão são facilmente observados em torno do ângulo rasante.

Finalmente, há que se destacar, ainda no espectro de energia da Fig. 5.1.a), a presença de um grupo de fragmentos de elevados valores de Z, semelhante àquele

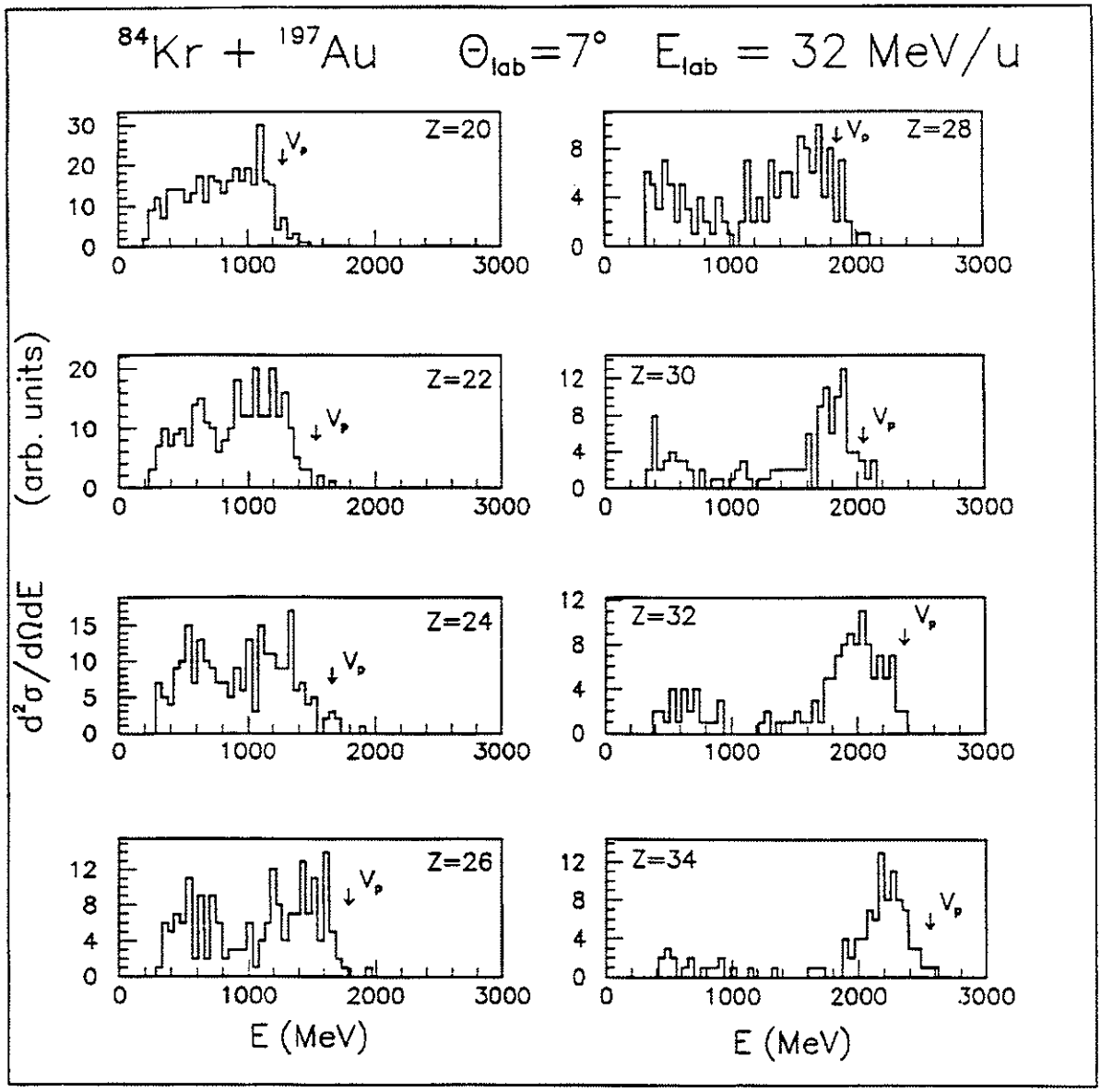

Fig. 5.2: Espectros de energia medidos em 6.9°, no sistema Kr+Au,32 MeV/u, para alguns fragmentos identificados na Fig. 5.1. A seta representa a energia do isótopo mais provável caminhando com a velocidade inicial do projétil.

proveniente do projétil, mas que sofreram uma grande perda de energia e possuem menores secções de choque. Como revelam os espectros (g) e (h), esses fragmentos estão associados aos eventos mais dissipativos, isto é, aos menores parâmetros de impacto. A presença desse grupo 'dissipativo' é melhor observada na Fig. 5.2, onde são exibidos os espectros de energia para vários fragmentos com Z>18, detectados em 6.9°. Apesar do pequeno número de eventos em alguns casos, a visão do conjunto não nos permite negar a existência de duas componentes que diferem pela seção de choque e, principalmente, pela enorme diferença de energia. E, o que é mais importante nessa figura, verificamos que a componente mais energética, para todos os fragmentos, possui velocidade próxima da velocidade do projétil (indicada na Fig. por V_P).

Tomando como exemplo o Z=28, detectado com 93% da velocidade do projétil, veremos, no final deste capítulo, que a energia de excitação do quase-alvo correspondente é suficientemente elevada para justificar o elevado número de partículas por ele emitidas. Além disso, e supondo um processo de excitação mutua, esse freamento aparentemente pequeno do projétil seria suficiente para produzir energia de excitação também para as emissões de fragmentos e partículas do quase-projétil. Isso, então, justificaria a hipótese da excitação e decaimento do projétil como fonte dos grandes fragmentos observados nos espectros de energia. Nesse contexto, os fragmentos mais lentos poderiam ser produzidos por colisões semi-periféricas, os quais, sob a influência do campo médio atrativo, seriam desviados para ângulos negativos.

Porém, não se pode descartar a hipótese da fissão do projétil como a origem desses dois grupos de Z intermediários. Como será visto no Capítulo 6 (Fig. 6.3), a fissão do projétil de ^{208}Pb produz estruturas muito semelhantes a essas nos espectros de energia. Nessas colisões periféricas, o quase-projétil pode ser deixado com

elevados momentos angulares[28] e grandes energias de excitação, propciando, assim, a sua posterior fissão.

Para tornar um pouco mais quantitativa a discussão do ponto de vista da hipótese de fragmentação estatística do projétil, supusemos que a componente rápida de nossos espectros de energia era produzida unicamente por esse processo e realizamos ajustes dessas partes com um Modelo de Fragmentação Estatística[29], para o qual a secção de choque diferencial no referencial do laboratório é dada[30] por:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = N(A_F E_F)^{1/2} \exp\left[- A_F \left(\frac{E_F \sin^2\theta}{\sigma_\perp^2} + \frac{E_F \cos^2\theta - 2(E_F E_0)^{1/2}\cos\theta + E_0}{\sigma_{//}^2} \right) \right] \quad (1)$$

onde E_F e θ são a energia do fragmento detetado e o seu ângulo de deteção, respectivamente, ambos medidos no referencial do laboratório. N é uma constante de normalização e E_0 é a energia mais provável do núcleo detetado. As larguras das distribuições de momento nas duas direções, $\sigma_\perp$ e $\sigma_{//}$, são iguais no domínio relativístico e bem ajustadas pela expressão

$$\sigma_{//}^2 = \frac{A_F(A_P - A_F)}{A_P - 1}\sigma_0^2 \quad (2)$$

onde A_P e A_F são as massas do projétil e do fragmento, respectivamente, e $\sigma_0 \approx 112$ MeV/c, para energias intermediárias, independente da massa do fragmento.

Alguns exemplos dos ajustes obtidos estão exibidos na Fig. 5.3, nos quais σ_o foi deixada como variável livre. O valor que forneceu o melhor ajuste simultâneo para os espectros de todos os fragmentos foi $\sigma_o = 130 \pm 30$ MeV/c, muito próximo dos 112 MeV/c previsto teoricamente para essa região de energia. Portanto, do ponto de vista estritamente de ajuste, nossos dados suportariam a hipótese de fragmentação

---

[28] S. Bresson et al., Phys. Lett. B 294 (1992) 33.
[29] D.E. Greiner et al, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 152
[30] R. Dayras et al, Nucl. Phys. A460(1986)299

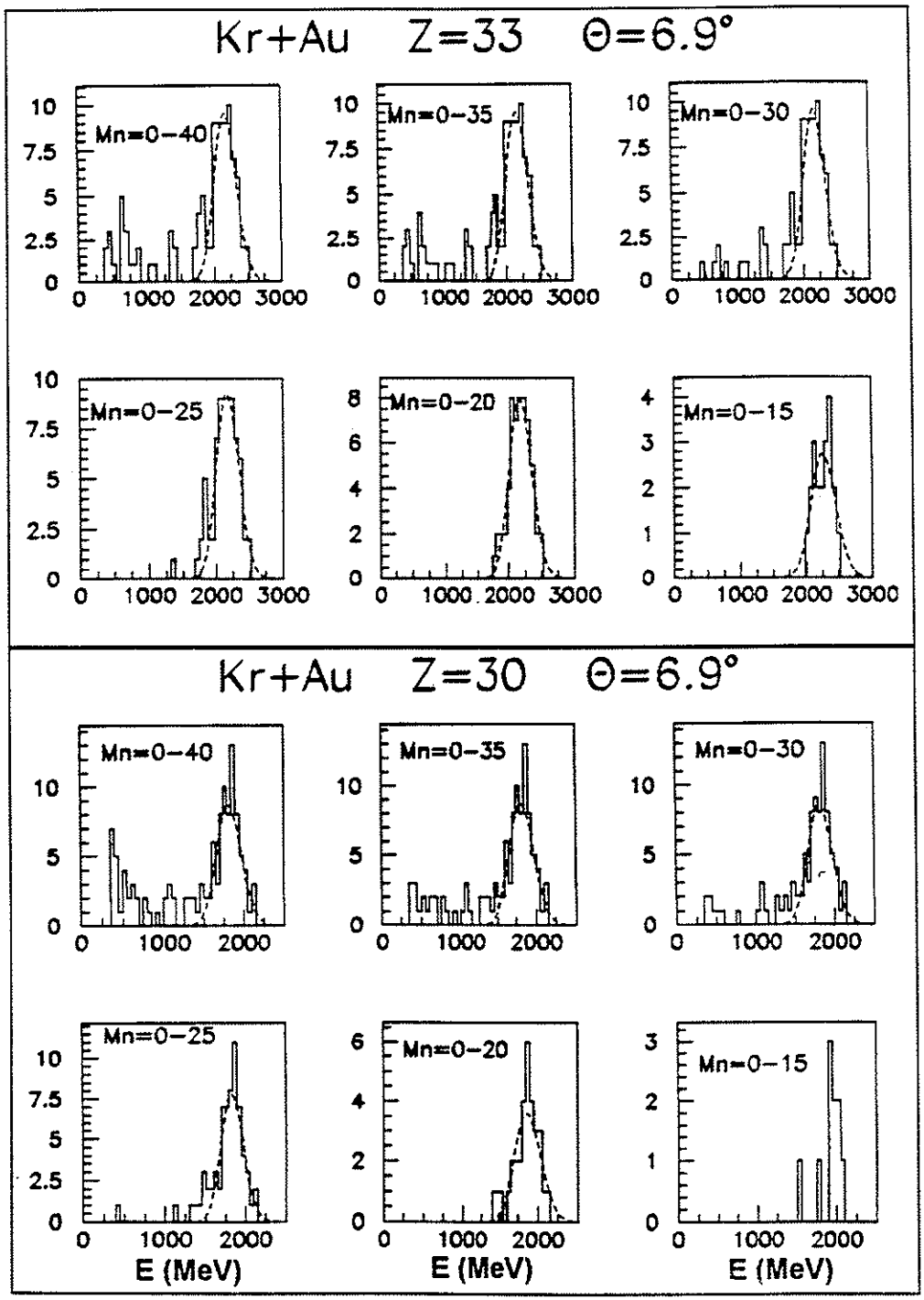

Fig. 5.3: Ajustes do modelo de fragmentação abrupta à parte rápida dos espectros de energia de alguns fragmentos próximos ao projétil, sujeitos à condição de multiplicidade de nêutrons indicada.(Kr+Au, 32 MeV/u, θ=6.9°)

estatística do projétil numa energia tão baixa quanto 32 MeV/u. No entanto, vários problemas impedem que isso seja afirmado definitivamente. Em primeiro lugar, é imperativo uma melhor determinação das fontes de fragmentos, o que não é possível com os dados que dispomos. Portanto, experiência específica deveria ser realizada para este fim. Em segundo lugar, percebemos que o parâmetro principal do modelo é muito pouco sensível aos dados. Não pudemos determinar se esta é uma característica oriunda das hipóteses assumidas, e que o mesmo se passa para as energias acima de 200 MeV/u, ou se se deve à nossa baixa energia de bombardeio.

5.3 Análise das Distribuições de Multiplicidades de Nêutrons Associadas às Colisões Periféricas.

Graças às medidas de coincidência entre os telescópios e o detector de nêutrons, onde o telescópio servia de gatilho para a aquisição de dados, pôde-se analisar a distribuição de multiplicidades de nêutrons associada a cada um dos fragmentos detectados. A Fig. 5.4 exibe todas essas distribuições de Mn, para o ângulo 6.9°, sendo que o valor Z do fragmento associado está indicado em cada espectro. A primeira característica marcante dessa Figura é a semelhança que todas as distribuições apresentam com aquela da Fig. 4.1.b), obtida com o telescópio em 159°. Ou seja, apesar deste detector estar colocado em torno do ângulo de colisão rasante, as partículas por ele detectadas estão associadas às grandes multiplicidades de nêutrons (exceto para os Z=35-37). O grande pico de baixas multiplicidades, que aparece na distribuição inclusiva da Fig. 4.1.a), não está associado às colisões que produzem um fragmento carregado em 6.9°, 20° ou 40°, mas sim às colisões muito mais periféricas, para as quais os quasi-projéteis são espalhados em ângulos menores que 6.9°. Como já foi mencionado, os fragmentos muito próximos do projétil (Z=35-

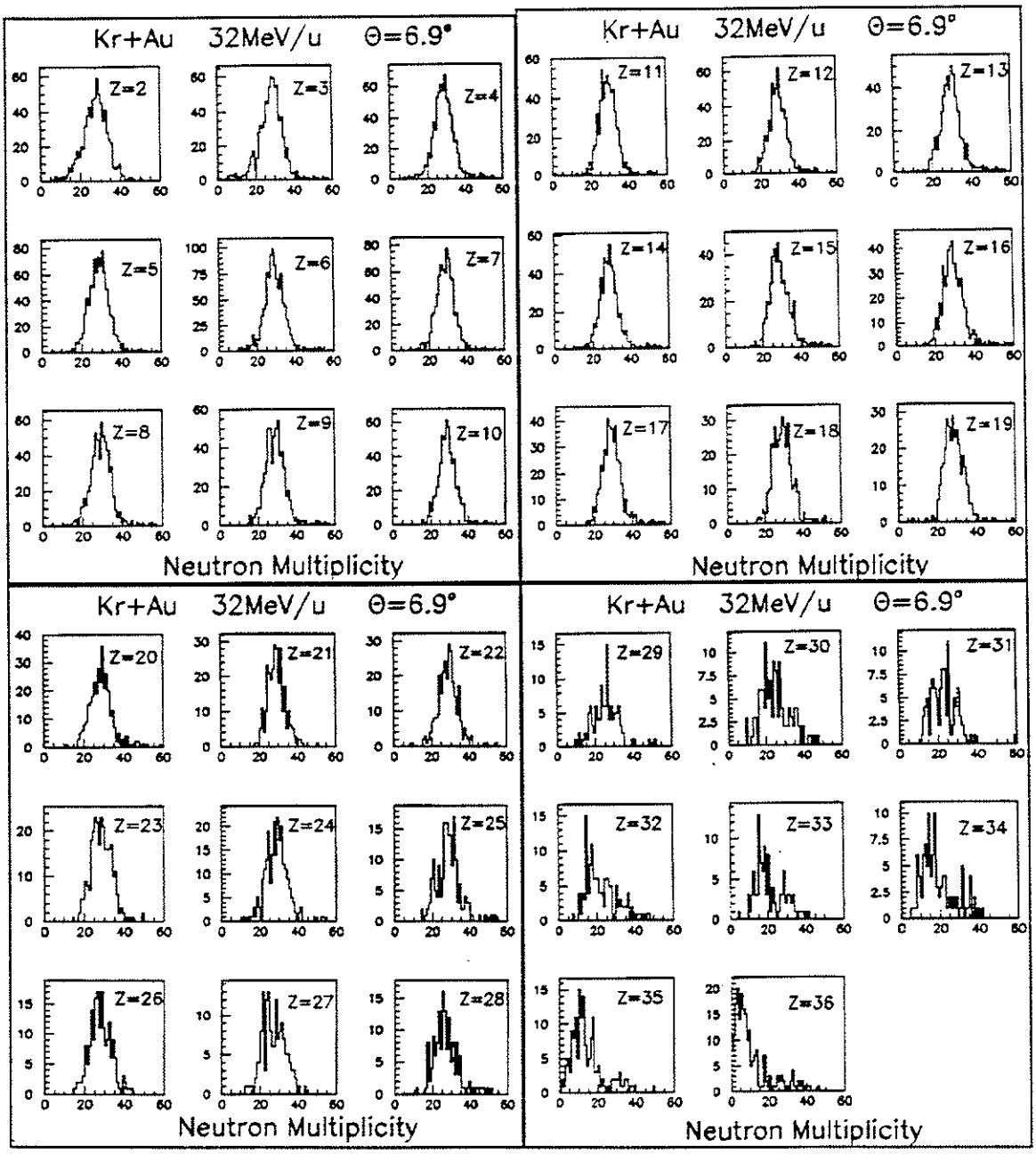

Fig. 5.4: Distribuições de multiplicidades de nêutrons na reação Kr+Au, a 32 MeV/u, condicionadas pela deteção simultânea de um fragmento carregado em 6.9°.

37), detectados em 6.9°, também contribuem para o pico das colisões menos dissipativas. Comprova-se, assim, que, nesses sistemas muito ricos em nêutrons, mesmo nas colisões muito suaves ocorre emissão de nêutrons e que, por isso mesmo a distribuição inclusiva é uma boa medida da seção de choque total de reação.

Todas as distribuições de multiplicidades de nêutrons, condicionadas por uma partícula carregada capturada num do três telescópios, apresentam forma mais ou menos gaussiana (apesar da baixa estatística em alguns casos). A título de exemplo, na Fig. 5.5 são mostradas as distribuições de nêutrons associadas ao B, Ne e Ar (histogramas) submetidas à um ajuste com uma gaussiana simples (linhas). Não se pretende aqui executar uma análise fina da forma dessas distribuições, mas apenas uma investigação da evolução das características gerais das mesmas em função do tamanho do fragmento carregado que as condiciona. Nesse sentido, a forma gaussiana cumpre muito bem esse papel e pode fornecer a largura e o valor mais provável das distribuições de nêutrons.

Os valores mais prováveis (Mnp) de todas as distribuições, obtidos através desses ajustes gaussianos, são mostrados na Fig. 5.6, em função do Z que condiciona a distribuição. As barras de erro nessa Figura representam a sensibilidade do ajuste com a variável Mnp e não a largura das distribuições, que é ±5 nêutrons. Em 6.9°, Mnp é constante em torno de 28 nêutrons, enquanto que em 20° e 40°, Mnp apresenta uma lenta evolução (de 29 a 32 nêutrons) com o aumento do tamanho do fragmento carregado. Mas, o resultado mais surpreendente que surge da Fig. 5.6 é que, em qualquer dos ângulos medidos, a produção de qualquer fragmento carregado é acompanhada, em média, pela emissão de mais ou menos 29 nêutrons, salvo para Z>30. Isso coloca um limite mínimo de dissipação de energia para a produção de fragmentos ou partículas pelo sistema. No caso das partículas ou fragmentos leves, elas poderiam ser produzidas pelo núcleo composto formado nas colisões mais frontais. Os fragmentos mais pesados, com velocidades próximas da do projétil, para

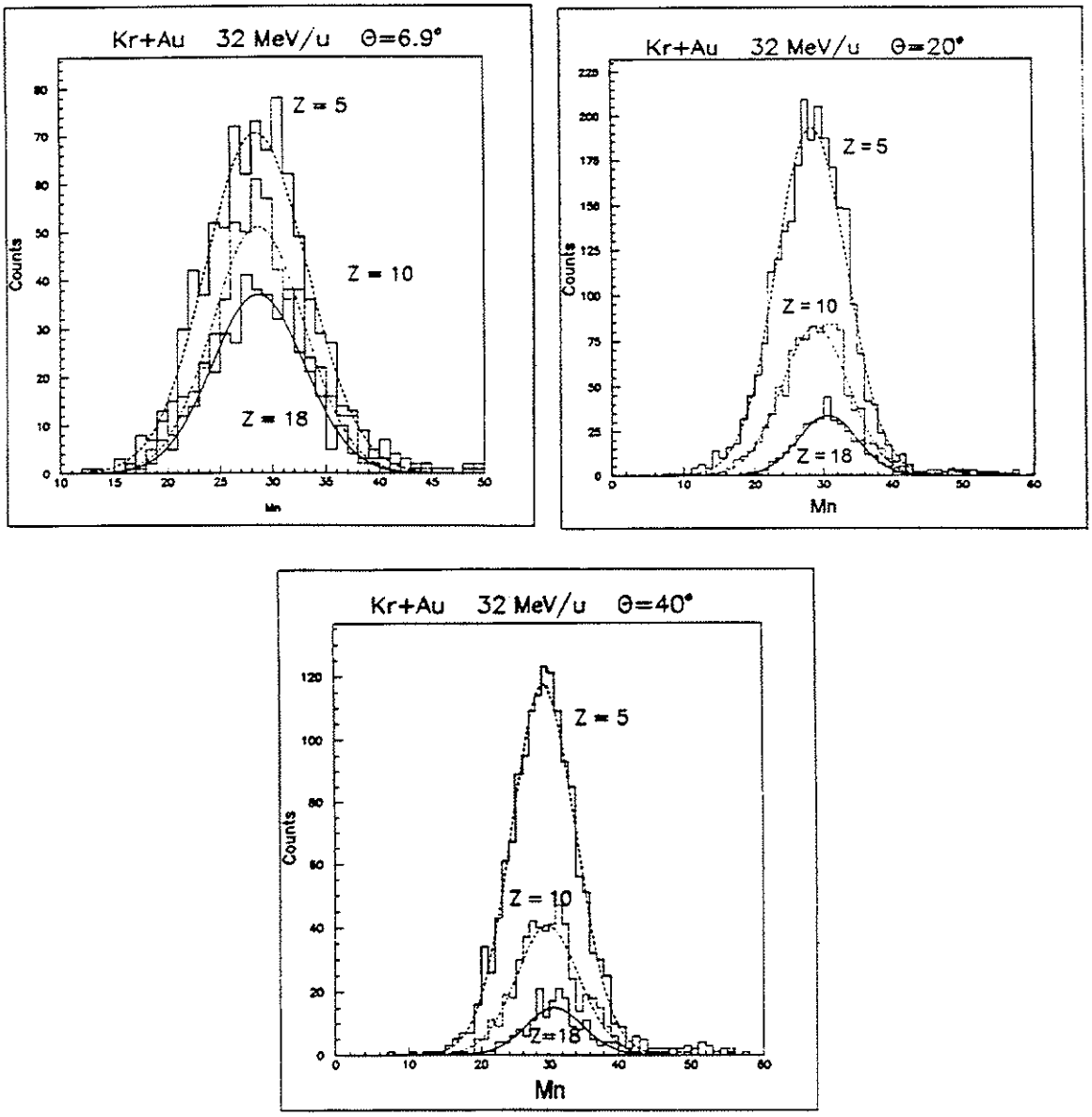

Fig. 5.5: Distribuições de multiplicidade de nêutrons, medidas na reação Kr+Au, a 32 MeV/u, associadas ao Z=5, Z=10 e Z=18 detectados em 6.9°, 20° e 40° (histogramas). As linhas representam ajustes com um gaussiana simples.

serem formados parecem exigir uma superposição acentuada dos núcleos interagentes, a qual é suficiente para atingir o limite de aquecimento do quase-alvo. Então, num caso e no outro, estaria explicada a constância da multiplicidade de nêutrons que acompanha a formação de produtos carregados.

Em 6.9°, à semelhança do que já ocorrera nos espectros de energia análisados anteriormente, as distribuições de multiplicidades de nêutrons, condicionadas por $30 \leq Z \leq 36$, também apresentam dois grupos separados de eventos: (i) o mais provável, com Mnp que evolui de 25 para 5 nêutrons (chamado "menos dissipativo" na Fig. 5.4); e (ii) um grupo de eventos altamente dissipativos, e muito pouco prováveis, para os quais Mnp é aproximadamente constante e em torno de 29 nêutrons (chamado de "dissipativo" na Figura). Abaixo de Z=30, a resolução não é suficiente para distinguir os dois grupos e Mnp é constante em torno de 28 nêutrons. Deve-se lembrar que todos os valores de multiplicidades de nêutrons citados até aqui são valores sem a correção de eficiência do detector. Note-se, portanto, que enquanto a resolução dos espectros de energia permite acompanhar a separação desses dois processos até Z=22, o mesmo não ocorre com a multiplicidade de nêutrons, que só distingue os dois grupos até Z=30.

Outra informação importante de uma distribuição é a sua largura. Por meio daqueles ajustes gaussianos citados acima, obtivemos também a largura de todas as distribuições de multiplicidades de nêutrons condicionadas pelos fragmentos carregados (σ_{Mn}), com uma precisão razoável para a análise que se pretende fazer aqui. Os valores obtidos estão sumarizados na Fig. 5.7, onde as barras de erro representam a sensibilidade do ajuste com essa variável. Em linhas gerais, o comportamento de σ_{Mn} em função de Z é o mesmo nos três ângulos medidos. Enquanto o tamanho do fragmento carregado aumenta, a distribuição de nêutrons a ele associada torna-se mais estreita até um certo valor de Z, quando volta a alargar-se. Em particular, no caso do ângulo rasante (6.9°), curiosamente, há um rápido

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
INSTITUTO DE FÍSICA

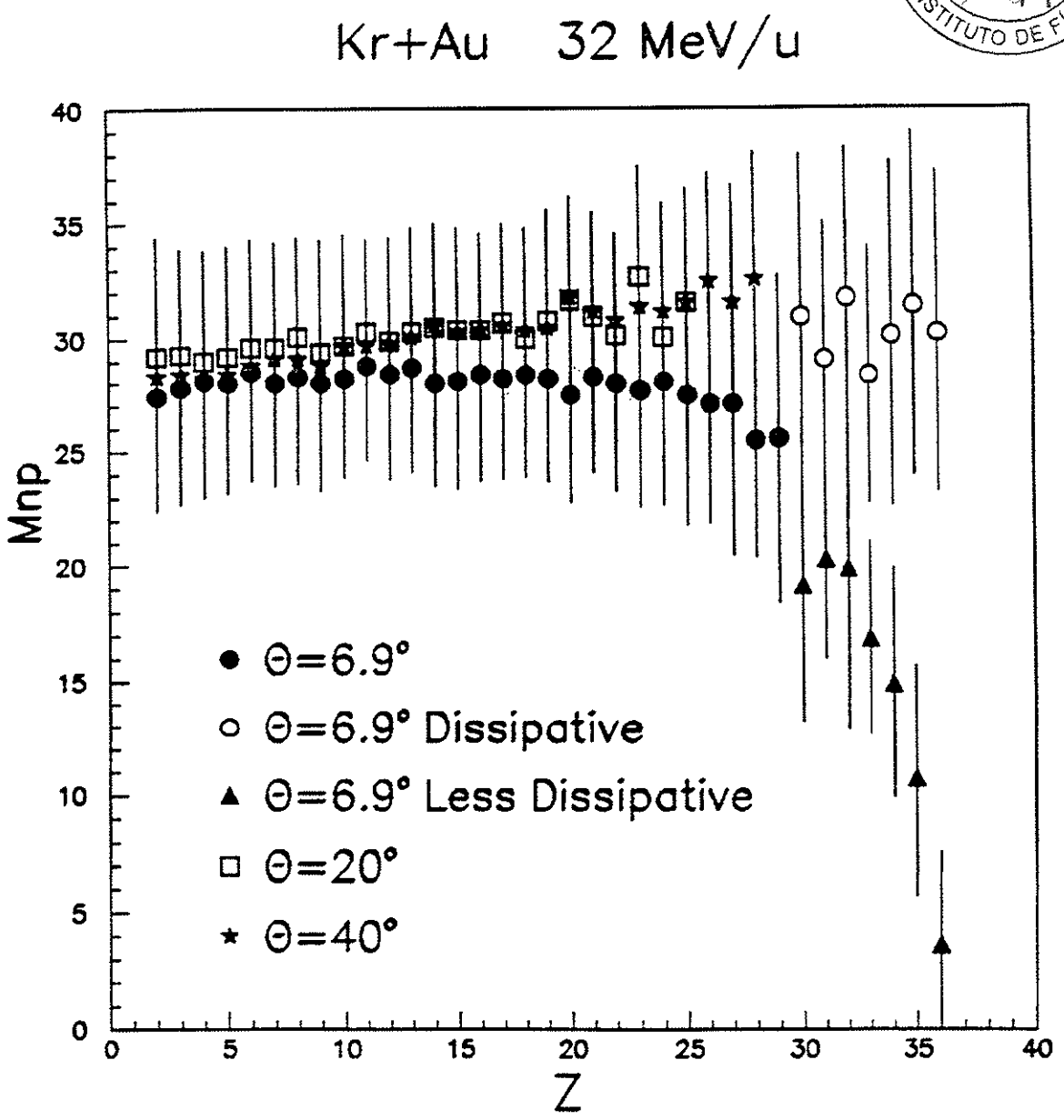

Fig. 5.6: Valores mais prováveis de multiplicidades de nêutrons (Mnp), obtidos por ajustes gaussianos das distribuições da Fig. 5.2, em função do Z do fragmento que condiciona aquelas distribuições. (Ver texto).

estreitamento das distribuições até Z=5; a largura fica constante entre Z=5 e Z=24, aproximadamente; e passam a alargar-se até Z=30. Recorde-se que Mnp é constante.

Se, como já foi mostrado anteriormente, o valor médio das distribuições de multiplicidade de nêutrons está relacionado de alguma maneira com o parâmetro de impacto médio que leva a um dado canal de reação, a largura dessas distribuições deve estar relacionada com a largura da distribuição de parâmetros de impacto que alimentam esse canal. No entanto, essa relação é, no momento, apenas qualitativa. Como explicar esse comportamento das distribuições de nêutrons?

Caso o mecanismo de produção desses fragmentos carregados fosse do tipo evaporação partir de uma fonte quente, dependente da temperatura, os valores de Mnp deveriam revelar essa dependência, como no caso de partículas He detectadas em 159°. Ou seja, a variável multiplicidade de nêutrons de uma colisão (nesse sistema pesado) permitiria diferenciar fontes com temperaturas ligeiramente diferentes. Uma vez que não observamos variação de temperatura da fonte de fragmentos, através de variação em Mnp, concluímos que pode haver mais de uma fonte contribuindo para a produção de nêutrons (o quase-projétil e o quase-alvo). Ou, então, não é esse o mecanismo responsável pelos fragmentos observados.

Resta, ainda, compreender o curioso comportamento das larguras das distribuições de multiplicidades de nêutrons em função do Z dos fragmentos. De um ponto de vista puramente qualitativo, essa largura parece estar associada aos parâmetros de impacto envolvidos na produção dos fragmentos e das partículas. Como observamos diretamente nos espectros de energia da Fig. 5.1, a redução do parâmetro de impacto das colisões vai, progressivamente, propciando a produção de fragmentos cada vez mais pesados. Por outro lado, as fontes de partículas e de IMF com Z<5 são também produzidas nas colisões centrais. Portanto, as distribuições de multiplicidades de nêutrons desses produtos são fruto de uma larga faixa de parâmetros de impacto, a qual se estreita à medida que Z aumenta. Pois é exatamente

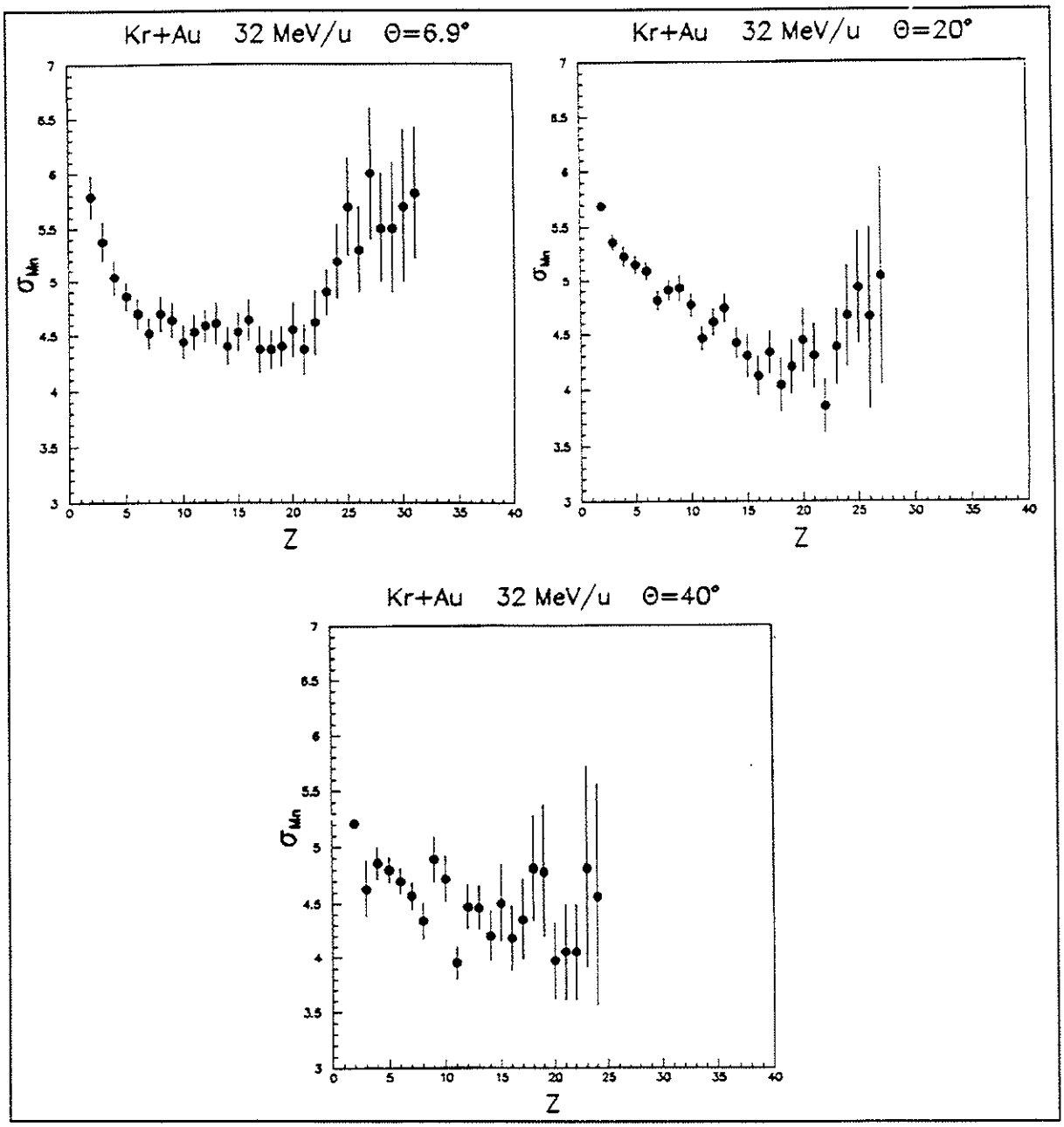

Fig. 5.7: Larguras das distribuições de Mn, obtidas por ajustes gaussianos das distribuições da Fig. 5.2, em função do Z do fragmento que condiciona aquelas distribuições. (Ver texto).

esse o comportamento das larguras das distribuições de nêutrons. Já os fragmentos com Z entre 5 e 24 são produzidos apenas nas colisões mais centrais, numa faixa mais estreita de parâmetros de impacto, o que se reflete diretamente nas distribuições de nêutrons mais estreitas. Finalmente, o alargamento das distribuições de nêutrons associadas aos eventos que produziram fragmentos com Z>25 pode ser explicado pelo fato desses elementos serem produzidos nas colisões periféricas e semi-periféricas, alargando de novo a faixa de parâmetros de impacto envolvidos.

Essa discussão puramente qualitativa, calcada apenas em resultados experimentais brutos, revela o poder dessa variável que obtivemos para o estudo das reações nucleares. Uma enorme quantidade de conclusões e hipóteses puderam ser levantadas sobre o mecanismo de reação, sem lançar mão de modelos teóricos. Mas, como vimos na capítulo anterior, e veremos a seguir, informações quantitativas importantes também podem ser obtidas. Nas discussões precedentes, percebemos que um grande entrave para se concluir mais taxativamente sobre os processos envolvidos é a possível existência de mais de uma fonte de nêutrons, partículas e fragmentos. No capítulo anterior, utilizamos um telescópio colocado em 159° para isolar o núcleo composto das outras fontes de partículas. Na sessão seguinte, lançaremos mão da estrutura do contador ORION para fazer a mesma coisa.

5.4 Cálculos de Energia de Excitação em Colisões Periféricas

A setorização do detector ORION fornece informações que permitem identificar a origem dos nêutrons detectados em colisões periféricas. O setor mais traseiro (chamado de A) quase nunca é atingido pelos nêutrons emitidos pelos fragmentos muito rápidos (PLF), com velocidades da ordem de 7 cm/ns. Então, a multiplicidade de nêutrons observada em A é proveniente das fontes lentas (TLF) e esta seletividade pode ser usada para inferir a multiplicidade total de nêutrons emitida pelo TLF. Como um exemplo, foi selecionado o canal de saída com um Z=28 detectado em 6.9°, com energia cinética média de 1600 MeV, ou seja, com velocidade aproximada de 93% da velocidade inicial do projétil. A Fig. 5.8 mostra as multiplicidades de nêutrons medidas por cada setor (A, B, C e D), bem como os cálculos Monte Carlo, com o programa DENIS[1], assumindo uma cinemática de dois corpos. A eficiência de deteção está implícita nos cálculos. Tomando o ponto A como referência, a multiplicidade total de nêutrons emitida pelo TLF pode ser isolada da contibuição do PLF.

O procedimento utilizado é o seguinte. A entrada do programa DENIS é uma fonte excitada em recuo e que emite um certo número de nêutrons. Utilizando a cinemática correta e a exata geometria de ORION, ele acompanha a vida de cada um desses nêutrons emitidos e determina se ele escapa do detector ou se ele é capturado pelo Gd. Nesse caso, ele nos indica em que setor ele foi capturado. Como temos o resultado experimental do setor A que nos interessa, variamos artificialmente o número inicial de nêutrons na entrada do programa até obtermos na saída o valor experimental no setor A. O melhor ajuste aos dados experimentais foi obtido com a evaporação de 30 nêutrons pelo TLF. Para nos certificarmos de que o setor A não contém contribuição do PLF, um cálculo foi realizado com a condição (irrealística)

de 30 nêutrons evaporados pelo Z=28 considerado acima, o que resultou em 0.3 nêutrons detectados pelo setor A.

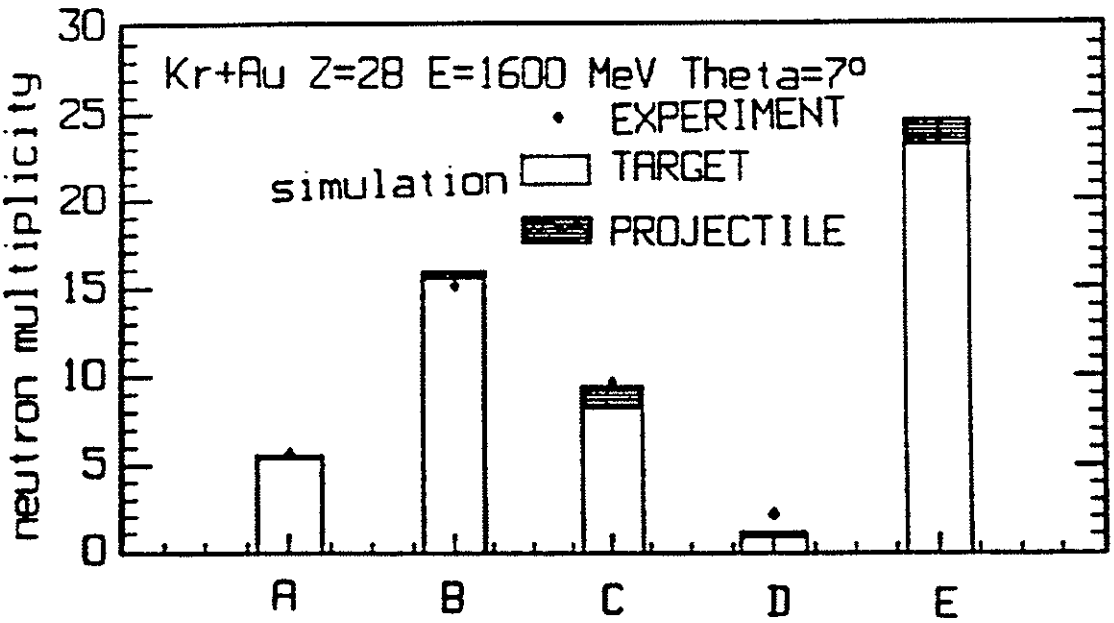

Fig. 5.8: Número de nêutrons detectados em cada um dos quatro setores (A-D) e o número total (E). Emissões do PLF e TLF foram simulados por Monte Carlo (histogramas).

A fim de se obter a energia de excitação do TLF, através da multiplicidade de nêutrons deduzida acima, os programas de evaporação discutidos no Cap. 2 foram utilizados e forneceram $E^{*} \geq 700$ MeV (ou, $T \geq 6$ MeV, considerando-se um núcleo de Au e assumindo o parâmetro de densidade de níveis a=A/10). Este exemplo prova que núcleos muito aquecidos podem ser formados em colisões relativamente

periféricas (um núcleo Z=28 sobrevive à colisão com velocidade 93% de sua velocidade inicial). Isso implica que o projétil e o alvo se superpuseram muito pouco, como foi ilustrado nos cálculo de Landau-Vlasov realizados por Rivet et al[31]. Além dessa grande dissipação de energia observada, e devido aos grandes parâmetros de impacto envolvidos, espera-se que grande fração do momento angular orbital inicial seja transferida aos spins intrínsecos dos núcleos no canal de saída. Obtivemos a confirmação de tal suposição em outras experiências que realizamos posteriormente, nas quais foram estudadas as reações ^{208}Pb+Au e ^{238}U+Au, em velocidades de bombardeio comparáveis[32]. A descrição desses experimentos será o tema do Capítulo seguinte.

5.7 Conclusões

Assim como na análise das colisões mais dissipativas, discutida no capítulo anterior, mostramos, ao longo deste último, que a multiplicidade de nêutrons, provenientes das reações entre íons muito pesados em energias intermediárias, é um instrumento muito útil também no estudo de colisões menos dissipativas, ou seja, mais periféricas. A contagem dos nêutrons, em coincidência com detectores de partículas carregadas colocados em torno do ângulo de colisão rasante, permitiu uma melhor compreensão de quais são os processos mais importantes na competição entre os diferentes mecanismos de reação em jogo nessas energias. Os próprios espectros brutos E-ΔE, de identificação dos núcleos detectados no telescópio, quando sujeitos à condições sobre o número de nêutrons detectados em coincidência, evidenciam claramente a existência de uma correlação direta entre a multiplicidade de nêutrons e

[31] M.F. Rivet et al, Phys. Lett. B215(1988)55
[32] E. Piasecki et al, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 1291
S. Bresson et al, Phys. Lett. B294 (1992) 33

o grau de violência das colisões. As maiores multiplicidades estão relacionadas com uma grande produção de pequenos fragmentos, enquanto as menores multiplicidades acompanham os produtos reminiscentes do projétil, e que dele guardam grandes lembranças. Uma investigação um pouco mais detalhada das distribuições de nêutrons, condicionadas por esses fragmentos oriundos diretamente do projétil, já revelou características interessantes do processo que originou tais fragmentos. Mas, foi na análise dos espectros de energia dos produtos carregados que a essa nova variável, a multiplicidade de nêutrons, revelou sua potencialidade como selecionadora de processos que se dão em diferentes intervalos de parâmetros de impacto. Com o objetivo de investigar a origem dos fragmentos detectados no ângulo rasante, foi feita uma análise de nossos dados com as hipóteses do Modelo de Fragmentação Estatística, a qual não nos permitiu chegar a uma conclusão sobre a sobrevivência da fragmentação do projétil em energias intermediárias.

Finalmente, lançando mão da setorização do ORION, a qual foi concebida também para esta finalidade, foi possível avaliar a energia depositada no quasi-alvo durante essas colisões periféricas. Os resultados evidenciaram que núcleos altamente aquecidos podem aí ser formados, contrariamente ao que se poderia supor, uma vez que não há uma grande superposição entre projétil e alvo nessas reações. Além disso, esse cálculo mostrou que o mecanismo de reação responsável pela produção dos fragmentos carregados nas colisões periféricas desse sistema estudado, apesar de o quase-projétil ser detectado com 90% da velocidade inicial do projétil, pode ser um processo binário, durante o qual o quase-alvo e o quase-projétil são deixados com suficiente energia de excitação para emitirem uma grande quantidade de nêutrons e pequenos IMF.

Capítulo 6

Estudo das reações $^{208}Pb + ^{197}Au$ a 29MeV/u com um contador de nêutrons.

6.1 Introdução

Nossos estudos[33] de reações entre núcleos pesados em energias intermediárias, tendo como base de detecção um contador 4 π de nêutrons, iniciou-se com o projétil ^{40}Ar. Observamos que, acima da energia de 30MeV/u, independente do alvo (Au ou Th), havia uma saturação da energia de excitação (por nucleon) depositada no sistema. Na época, foi sugerido que esse fato poderia ser interpretado como um limite de energia que um núcleo poderia suportar. Para comprovar essa hipótese, realizamos uma outra experiência utilizando um projétil um pouco mais pesado, ^{84}Kr, na energia de 32 MeV/u, exatamente a suposta energia de saturação das medidas anteriores. No entanto, os resultados[34] mostraram que um projétil mais pesado que o ^{40}Ar, com velocidade similar, pode transferir ao sistema quantidades ainda maiores de energia

[33] D.X. Jiang et al., Nucl.Phys. A503 (1989) 560.
[34] E. Crema et al, Phys. Lett. B 258 (1991) 266.

de excitação (por nucleon) independente do alvo pesado utilizado (Au, Th, U). Portanto, aquela saturação observada não se devia à uma característica geral dos sistemas nucleares, mas, antes, à uma influência da dinâmica de colisão na eficiência do mecanismo de geração de calor. Imediatamente após os primeiros resultados de meu trabalho[34], bem antes de sua publicação, a pergunta que nos fizemos foi: até quando poderíamos aumentar o aquecimento do sistema nuclear formado nessas colisões? Era evidente que não se tratava de aumentar a energia do feixe, mas, ao contrário, aumentar a massa do projétil. Solicitamos à equipe técnica do GANIL o aprimoramento da fonte de íons para que ela nos fornecesse feixes de ^{208}Pb e de ^{238}U com 30 MeV/u de energia. Após alguns meses, realizamos a primeira experiência com um feixe tão pesado em energias intermediária: ^{208}Pb a 29 MeV/u sobre ^{12}C, ^{58}Ni, ^{197}Au e ^{238}U.

6.2 Arranjo experimental

A base do sistema de detecção foi o detector ORION, largamente discutido nos capítulos anteriores, o qual fornecia o número de nêutrons produzidos em cada colisão. Os produtos carregados foram detectados por um conjunto de diferentes telescópios. Em particular, cobrindo a região angular de 6.1° a 20°, havia um telescópio de silício constituído de dois elementos de 24x24 mm^2, de 200μm e 500μm de espessura, com seis estrias cada, montados de forma a fornecer as posições X-Y dos núcleos detectados. O ângulo rasante nesse sistema é 6.2°.

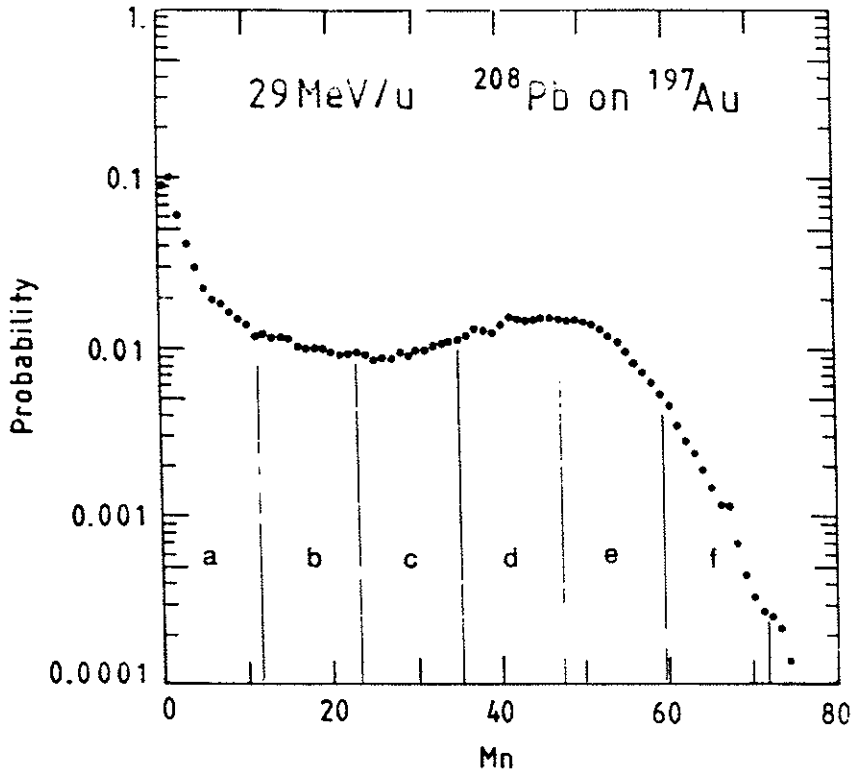

Figura 6.1 Distribuição de multiplicidade de nêutrons (sem correção de eficiência)

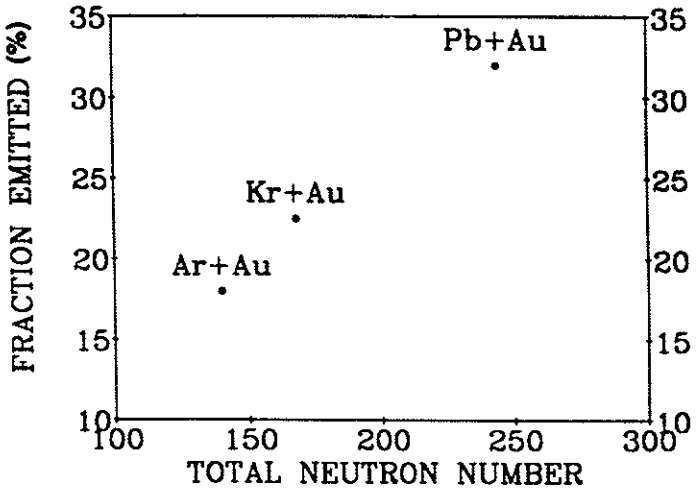

Figura 6.2 Proporção de nêutrons emitidos nas colisões (Ar,Kr,Pb)+Au em 30MeV/u.

6.3 Análise qualitativa da distribuição dos produtos de reação em função da violência da colisão.

Como já foi discutido no capítulo 4, durante uma experiência, dois tipos de tomadas de dados são efetuados com esse equipamento. Numa, o sinal eletrônico que serve para iniciar o sistema de aquisição dos dados, ou seja, a validação do evento, é a presença de pelo menos duas fotomultiplicadoras excitadas (com um limiar de 2MeV). Nesse modo de operação, chamado de inclusivo, é ORION quem comanda a aquisição e, devido à sua enorme sensibilidade e ângulo sólido de 4π, praticamente qualquer reação induzida pelo projétil no alvo será detectada. Portanto, e por isso mesmo, a distribuição inclusiva de nêutrons é uma excelente medida da secção de choque total de reação. A Fig. 6.1 mostra a distribuição inclusiva de nêutrons obtida para o sistema em estudo[35], onde percebemos uma perfeita analogia com a distribuição inclusiva para o sistema $^{84}Kr+^{197}Au$ (Fig. 4.1). A diferença mais importante é, justamente, a posição do largo pico de altas multiplicidades, em Mn=50, que, após a correção da eficiência do detector, corresponde a 78 nêutrons realmente emitidos, em média, numa colisão. Nesse sistema, isso equivale a 1/3 de todos os nêutrons disponíveis no canal de entrada. Na Fig. 2, comparamos a porcentagem de nêutrons que foram emitidos (em relação ao número total) pelos três sistemas que estudamos. Essa é uma boa indicação da evolução da temperatura do sistema nuclear formado nas colisões. Há uma evolução quase linear dessa porcentagem, indicando que temperaturas mais elevadas estão sendo atingidas quando aumentamos a massa do projétil e mantivemos constante as suas velocidades. Isso reflete o fato de haver um progressivo aumento da energia por nucleon disponível no centro de massa à medida que o sistema se torna mais simétrico.

[35] E. Piasecki et al., Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 1291.

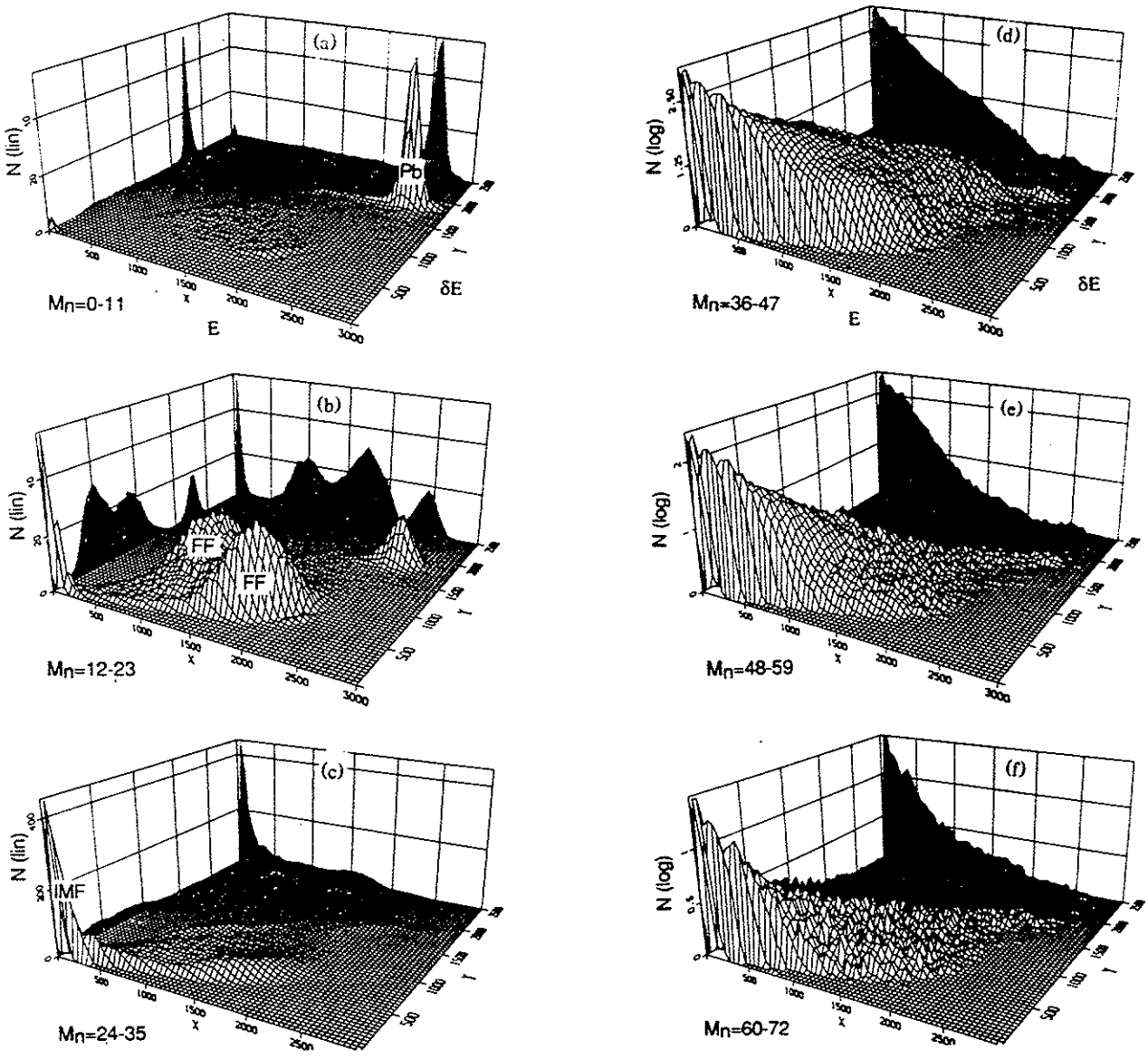

Figura 6.3 *Distribuição dos produtos de reação no plano E-δE condicionados pelos seis intervalos de Mn mostrados na Fig. 6.1. A escala do número de eventos é linear para os três primeiros e logarítimica para os últimos.*

Inversamente, no outro tipo de aquisição de dados que realizamos, nas medidas exclusivas, ORION é agora comandado pelos telescópios. A ordem para o início da aquisição de dados provém de qualquer um dos telescópios, ou seja, é a presença de uma partícula ou fragmento carregado em um detector de Si que valida o evento. Na Fig 6.3, a matriz identificação (E-δE) dos elementos produzidos nas reações e detectados pelo telescópio considerado foi condicionada por seis intervalos consecutivos de multiplicidade de nêutrons. A escolha desses intervalos pode ser vista na Fig. 6.1, onde eles estão marcados de (a) a (f). Deve-se notar que é linear a escala do eixo vertical (número de eventos) dos três primeiros espectros e logarítmica para os três últimos.

As menores multiplicidades, Mn=0-11, são dominadas pelos eventos elásticos, mas um início dos eventos de fissão do projétil já pode ser notado. No entanto, a grande mudança ocorre quando vamos ao intervalo de multiplicidades seguinte (Mn=12-23). O pico elástico dá lugar a um largo (em Z e E) grupo de eventos quase-elásticos, os PLF (projectile-like fragments). No outro extremo, torna-se importante o pico de partículas leves. Além disso, surge uma componente formada por dois grupos separados e associada à fissão sequencial do PLF. Os dois grupos se referem à duas soluções cinemáticas observadas em ângulos dianteiros quando o núcleo fissionante possui velocidade muito maior do que os fragmentos emitidos para frente e para trás. Embora o quase-alvo sofra um similar processo de fissão, seus produtos têm energia de laboratório abaixo dos limiares de detecção.

Aumentando a multiplicidade de nêutrons (Mn=24-35), há uma outra importante mudança na distribuição dos produtos carregados. As três componentes discutidas acima tornam-se ainda mais largas e fundem-se umas com as outras, sendo que o pico de partículas leves recobre, agora, também os IMF (intermediate mass fragments). Nos últimos três espectros apresentados na Fig. 6.3, para multiplicidades de nêutrons progressivamente mais elevadas, os IMF tornam-se, também

progressivamente, a componente mais importante dos produtos carregados, enquanto as outras duas, PLF e fragmentos de fissão, caminham em sentido inverso.

Dois resultados importantes devem ser aqui ressaltados. O primeiro, evidente nos espectros (e) e (f), é que os IMF estão essencialmente relacionados com as colisões mais centrais. O segundo, tendo-se em vista a escala logarítimica dos últimos espectros, a distribuição de cargas dos IMF exibem uma dependência aproximadamente exponencial com o aumento do número atômico. Esse resultado tem sido relacionado com a ocorrência de multifragmentação nuclear em sistemas altamente excitados e/ou comprimidos. Finalmente, a forte correlação dos IMF com as altas multiplicidades de nêutrons, e com a baixa probabilidade de produtos mais pesados, sugere que, nas colisões mais centrais, o sistema Pb+Au preferencialmente desintegra-se em um grande quantidade de nucleons e pequenos fragmentos.

6.4 Estudo das colisões centrais: Medida da temperatura dos núcleos quentes.

A desintegração de um sistema nuclear em muitos pedaços, geralmente chamada de multifragmentação, pode ter origens diferentes. Se depositarmos num núcleo uma quantidade de energia de excitação superior ao máximo que ele pode suportar, esse sistema quebrar-se-á em muitas partes. Por outro lado, se provocarmos uma compressão abrupta de um núcleo, em seguida ele sofrerá uma expansão de fase que pode, eventualmente, atingir uma baixa densidade nuclear e multifragmentar, caso ocorra flutuações importantes em sua densidade. Embora numa colisão nuclear seja impossível aquecer o núcleo sem comprimi-lo um pouco, nossos estudos

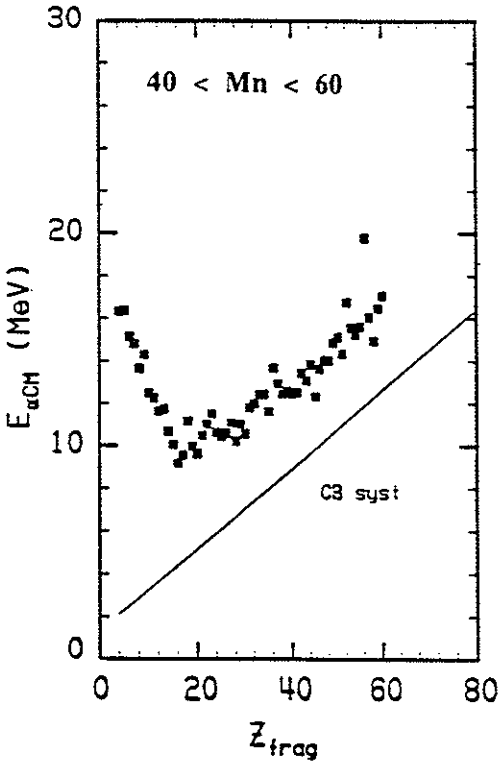

Figura 6.4 *Energia média das partículas α, no referencial do emissor, em função do Z do fragmento. A linha sólida é a sistemática de barreiras coulombianas.*

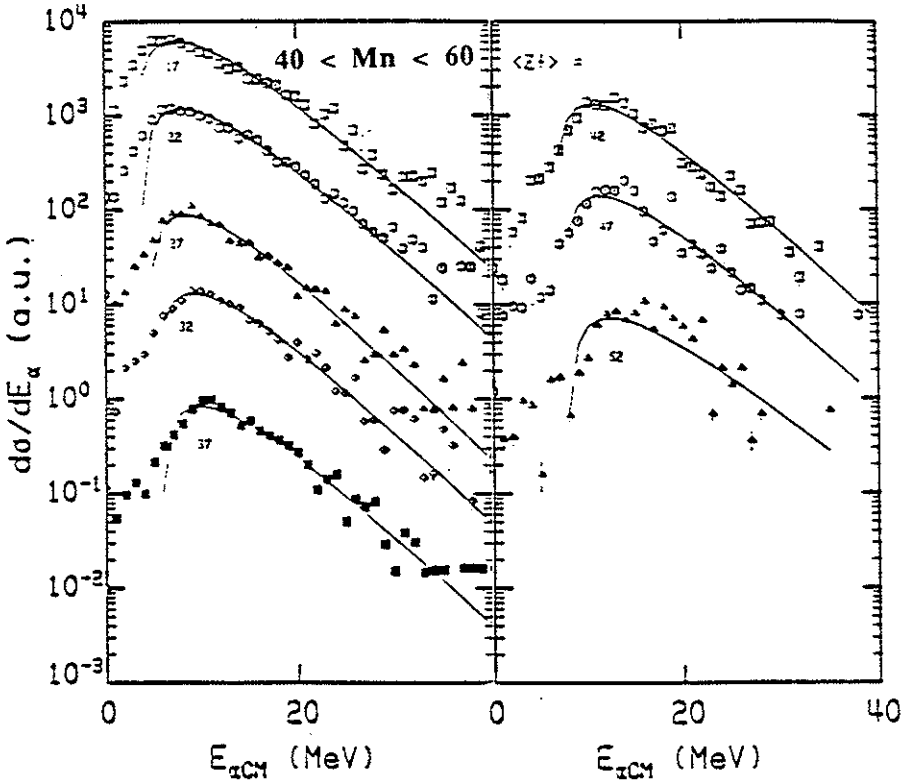

Figura 6.5 *Espectros de energia das partículas α, no referencial do emissor, para oito intervalos de Z do fragmento.*

anteriores e os cálculos que realizamos[36] mostraram que, em energias em torno de 30 MeV/u, é possível ceder grande quantidade de energia térmica ao núcleo sem, contudo, comprimi-lo de maneira apreciável. Portanto, nesse sistema em estudo, a multifragmentação que observamos deve ser predominantemente de origem térmica. Vamos agora, lançando mão da coincidência das partículas leves carregadas (LCP) com os fragmentos no telescópio de Si, avaliar a temperatura média das fontes que as produziram[37] nas colisões centrais.

Ao longo dessa análise, serão considerados apenas os eventos mais dissipativos, Mn=40-60, o que corresponde, aproximadamente, aos dois últimos espectros da Fig. 6.3. Numa análise evento por evento, construímos os espectros de energia das partículas α em coincidência com um fragmento pesado, os quais foram agrupados em oito intervalos iguais, cujos valores médios são: $<Z_f>$=17, 22, 27, 32, 37, 42, 47 e 52. Deve-se recordar aqui que o telescópio era sensível às posições X-Y e cobria o intervalo angular entre 6° e 20°. A hipótese básica dessa análise é que, sendo muito rara a produção de fragmentos pesados nessas colisões (ver Fig. 6.3), se um evento produzir uma partícula α e um fragmento pesado no telescópio é porque esse fragmento é a fonte emissora da α. Para comprovar essa hipótese, construímos a Fig. 6.4, onde está representada a energia média das partículas em função do Z do fragmento. Para Z>17, há um forte crescimento da energia da α com o tamanho do fragmento, sugerindo um efeito coulombiano (representado pela linha cheia na figura). Isso pode significar que um processo sequencial governa a emissão das LCP. A Fig. 6.5 mostra os espectros de energia das partículas α nos sistemas de referência dos fragmentos emissores correspondentes. Os valores médios do número atômico das fontes estão indicados na Figura. Esses espectros foram ajustados razoavelmente bem com distribuições maxwellianas de energia e as temperaturas obtidas desses

[36] D.X. Jiang et al., Nucl. Phys. A503 (1989) 560
[37] A. Chibihi et al., Nucl. Phys. A545 (1992) 229

ajustes estão listadas na tabela 2, onde as barras de erro estão associadas às incertezas nas massas dos emissores, necessárias para se deduzir as velocidades.

Portanto, podemos concluir que as colisões mais dissipativas provocadas por um feixe de Pb a 29 MeV/u sobre um alvo de Au são caracterizadas por uma completa dissociação em nucleons e IMF (predominantemente com Z<20). As medidas das correlações entre os fragmentos e as LCP emitidas em pequenos ângulos relativos revelaram, através de suas barreiras de emissão, que há uma emissão sequencial das LCP a partir desses fragmentos. As temperaturas dos fragmentos deduzidas dos espectros de energia, T≈4 MeV, independente do valor de Z, representam uma média sobre a cadeia de decaimento do fragmento, o que significa que a sua temperatura inicial era ainda maior. Como os fragmentos são eles mesmos fruto de um primeiro estágio de decaimento (sequencial ou simultâneo) de um sistema inicial, concluímos que a temperatura inicial desse sistema nuclear deva ser muito maior que 4 MeV.

$\langle Z_F \rangle$	T (MeV)
17	4.30 (0.24)
22	4.15 (0.20)
27	3.90 (0.23)
32	4.00 (0.21)
37	4.04 (0.20)
42	4.00 (0.10)
47	4.06 (0.20)
52	4.05 (0.10)

Tabela 2. Temperaturas deduzidas a partir de ajustes dos espectros correspondentes aos diferentes intervalos de fragmentos

6.5 Estudo das colisões periféricas: A fissão binária do quase-projétil.

Desde o ínicio dos estudos de reações nucleares em energias intermediárias, uma grande ênfase foi dada às medidas de dissipação de energia cinética e sua transformação em energia térmica do sistema nuclear formado nas colisões. Pouca atenção tem sido devotada à transferência de momento angular relativo para o spin intrínsico dos núcleos formados. No entanto, como veremos a seguir, essa variável é tão importante quanto a energia dissipada e deve ser considerada para se ter uma correta compreensão dos mecanismos envolvidos.

Nosso trabalho[38] nessa área apresenta duas novidades essenciais com relação aos estudos anteriores sobre a fissão em baixas energias. Também nos baseamos num processo de fissão sequencial, mas não precisamos determinar explicitamente o plano de reação. Em segundo lugar, ao contrário de outros experimentos que usam as características cinemáticas dos fragmentos de fissão para inferir a violência da colisão, dispomos da multiplicidade de nêutrons como filtro da energia dissipada. Com esse filtro, as principais características de um núcleo fissionante podem ser inferidas simplesmente medindo-se as características (Z, E e θ) de apenas um dos fragmentos. Além disso, a energia dissipada pode ser determinada e um significante alinhamento de spin pode ser observado e determinado.

Na sessão precedente, analisamos em detalhes as colisões mais centrais (Mn=40-60) do sistema Pb+Au a 29 MeV/u. Vamos, agora, nos concentrar nas colisões com valores intermediários de multiplicidades de nêutrons (Mn<35). Como vimos nos espectros (a), (b) e (c) da Fig. 6.3, a característica predominante dessa região de parâmetros de impacto é o surgimento e o quase desaparecimento de um grupo de núcleos centrado em Z≈40, o qual provém, essencialmente, da fissão binária

[38] S. Bresson et al., Phys. Lett. B294 (1992)33

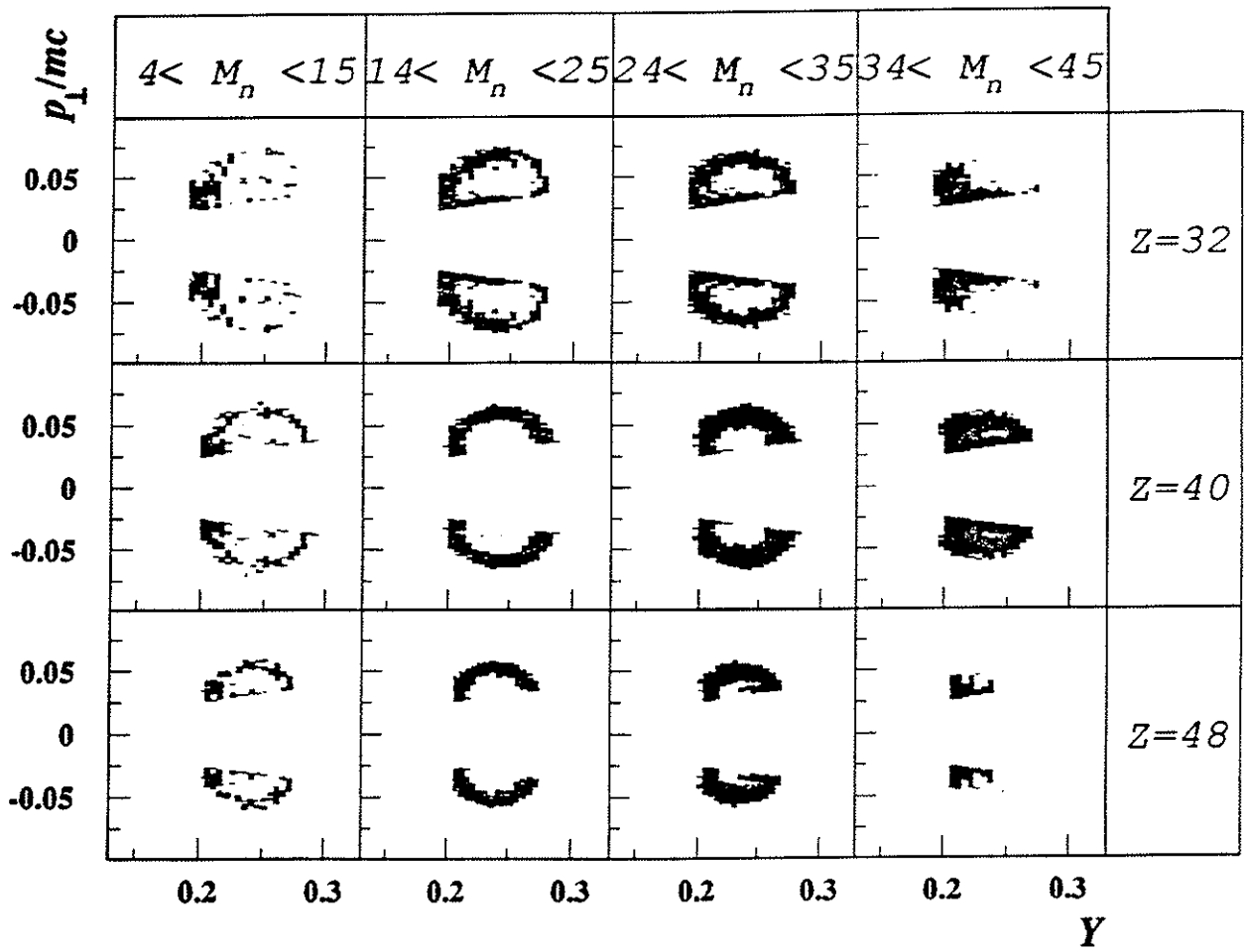

Figura 6.6 Secção de choque invariante de Lorentz, $Ed^3\sigma/d^3p$, no plano Y-P_{perp}, para Z=32,40,48 em quatro intervalos de Mn.

do quase-Pb. Nessas colisões, energias de até várias centenas de MeV são dissipadas e momentos angulares de até 1700 $\hbar$ estão envolvidos.

A Fig. 6.6 mostra a secção de choque invariante de Lorentz, no plano da rapidez versus momento perpendicular, para os três núcleos Z= 32,40,48, e para quatro diferentes intervalos de Mn, sendo que o núcleo Z=40 corresponde à fissão simétrica do Pb. O resultado mais marcante dessa figura é a estrutura em 'anel' (chamado de 'anel' de Coulomb), cujo raio esta muito próximo da previsão da sistemática de Viola[39] para a fissão do quase-Pb. Para Mn>35, o caráter circular persiste, mas torna-se borrado. As características cinemáticas do núcleo fissionante podem ser obtidas[40] diretamente dos parâmetros do anel de Coulomb: posição do centro e o raio. A velocidade do núcleo fissionante e seu ângulo de espalhamento resultantes dessa análise estão mostrados na Fig 6.7 (a) e (b), em função do Z do fragmento e para três intervalos de Mn. As velocidades, cujas incertezas foram estimadas em 5%, permanecem constantes com Z, mas se afastam progressivamente da velocidade do projétil (7.5 cm/ns), à medida que diminui o parâmetro de impacto. Dessas velocidades, e assumindo uma cinemática de dois corpos, podemos deduzir a quantidade de energia dissipada para cada um dos três intervalos de Mn considerados. Em média, para Z=32,40,48, foram dissipados 150, 360 e 550 MeV, respectivamente.

O outro parâmetro que define o núcleo fissionante, o ângulo médio de espalhamento em relação ao feixe, parte (b) da Fig. 6.7, mostra que ele é muito desviado da direção do feixe, mas ligeiramente dentro do ângulo rasante (6.2°). É surpreendente que a estrutura do anel possa ser preservada com um núcleo fissionante recuando numa direção tão diferente da do feixe, pois esperava-se que isso manchasse o anel. Para investigar esse efeito, empregamos um modelo baseado no método de Monte Carlo para simular a distribuição do fragmento Z=32 para Mn=25-

[39] V.E. Viola Jr., Nucl. Data 1 (1966) 391

[40] L.G. Moretto et al., ed J. Natowitz, World Scientific, 1989, p. 157.

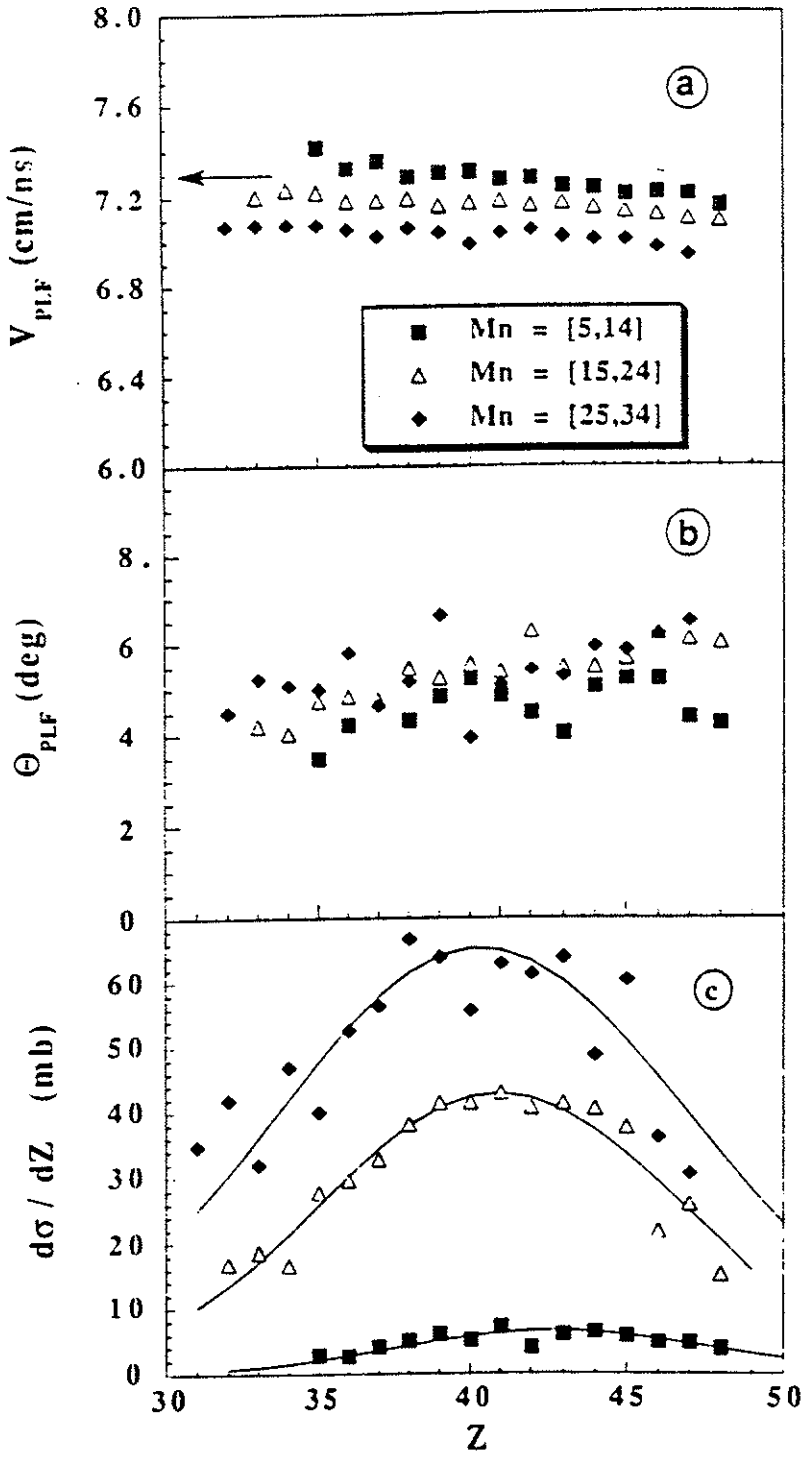

Figura 6.7 Parâmetros para $^{208}Pb+^{197}Au$ em 29MeV/u. (a) velocidade de recuo média do quase-Pb fissionante em função do Z do fragmento detectado e da multiplicidade de nêutrons associada; (b) ângulo de deflecção médio; (c) secções de choque diferenciais de fissão, com ajustes gaussianos.

34. As características do núcleo fissionante foram as obtidas anteriormente: V_{PLF}=7.07 cm/ns e θ_{PLF}= 4.5°. Segundo a sistemática de Viola, esse fragmento adquire uma velocidade de 1.4 cm/ns. Então, duas condições extremas foram assumidas para distribuir o fragmento no referencial de emissor. Na primeira, o efeito de spin foi totalmente eliminado e uma distribuição isotrópica foi atribuída aos fragmentos. Na outra, foi assumido um fortíssimo efeito de spin, com um completo alinhamento do vetor spin na direção perpendicular ao plano de reação e o fragmento distribuído isotropicamente apenas no plano de reação. O resultado está mostrado na Fig. 6.8, junto com os resultados experimentais. Para facilitar a comparação, todos os

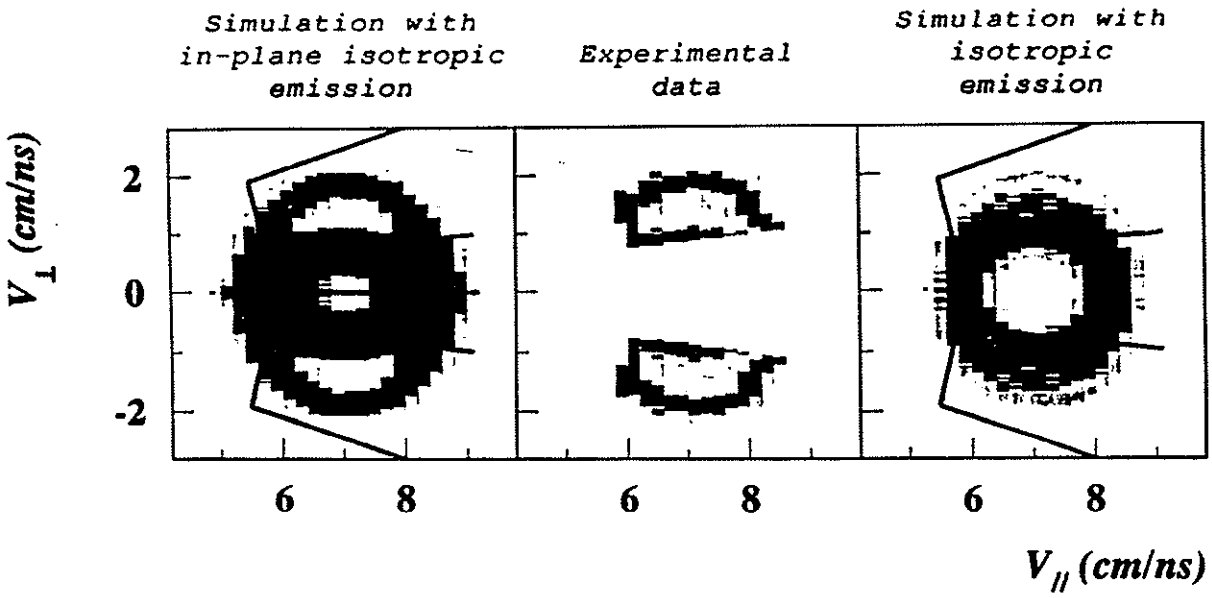

Figura 6.8 Simulação de Monte Carlo para a secção de choque invariante, $d^2\sigma/(v^2 dv d\Omega)$, versus v_{par} e v_{per} dos fragmentos de fissão Z=32 emitidos com 1.4cm/ns de um núcleo fissionante recuando a 4.5° com 7.07cm/ns. Duas hipóteses extremas: emissão isotrópica em todo espaço (direita); e isotrópica no plano de reação (forte alinhamento do spin na direção perpendicular ao plano de reação (esquerda).

limiares experimentais foram mostrados nas simulações. É evidente que a hipótese de forte alinhamento é muito mais apropriada para reproduzir qualitativamente os dados. Para obtermos o valor do spin carregado pelo núcleo fissionante após as colisões outras simulações foram realizadas e obtivemos que um valor superior a $40\hbar$ é capaz de reproduzir qualitativamente os dados. Esse é, portanto, um limite inferior do momento angular orbital transferido ao spin do quase-Pb.

Finalmente, as secções de choque diferenciais, $d\sigma/dZ$, foram também deduzidas desses dados e estão mostradas na Fig 6.7.c. Elas exibem formas gaussianas centradas, grosseiramente, em torno da metade do Z do projétil. A secção de choque integrada sobre as multiplicidades de nêutrons menores que 35 forneceu σ_{min}= 880±170 mb. Esse é um valor mínimo, pois a fissão binária ainda não desapareceu para multiplicidades mais elevadas. No entanto, para Mn>35 as distribuições de Z tornam-se muito largas e é difícil separar os eventos de fissão binária de outros mecanismos. Mesmo assim, realizamos uma avaliação incluindo a faixa 35<Mn<44 e obtivemos um valor limite superior, σ_{max}= 1230±240 mb, o que corresponde a 20% da secção de choque total de reação.

6.6 Conclusões

Ao longo deste Capítulo, percebemos que a utilização de um projétil mais pesado, sobre o mesmo alvo de Au do Capítulo precedente, provoca o surgimento de um fato novo: a fissão do quase projétil apresenta, agora, uma secção de choque importante em relação à secção de choque total de reação. A multiplicidade de nêutrons se mostrou, mais uma vez, uma variável de excepcional utilidade para a seleção de eventos de acordo com a violência da colisão. E não apenas isso, o que já é muito, mas ela nos permitiu avaliar as energias de excitação dos sistemas nucleares produzidos tanto nas colisões centrais, como nas periféricas. O isolamento dos

eventos semi-periféricos, permitiu, também, isolar o mecanismo da fissão binária do quase-projétil e obter inúmeras informações sobre ele: sua energia inicial, limite inferior do seu spin e indicações de forte alinhamento de seu spin na direção perpendicular ao plano da reação. Tudo isso foi conseguido, há que se ressaltar, utilizando-se apenas um telescópio de Si para a detecção de um único fragmento de fissão.

As principais limitações dos dados foram devidas à pequena cobertura angular do telescópio que não nos permitia observar a coincidência dos dois fragmentos de fissão, o ângulo mínimo de detecção (6^{o}) muito elevado e a baixa eficiência de detecção dos nêutrons provenientes do quase-projétil (50%). Aliás, visto que os resultados obtidos nessas colisões periféricas foram de tão grande importância, essas limitações experimentais foram superadas e mais duas séries de experiências[41] foram realizadas posteriormente para um refinamento desses resultados sobre a fissão. Para tanto, o tanque de ORION foi ampliado para 4000 litros e sua geometria alterada para se obter uma eficiência de 75% para os nêutrons emitidos para a frente. Além disso, telescópios anulares foram empregados para medir ângulos tão pequenos quanto 1.5^{o}. Os resultados obtidos com um feixe de ^{238}U de 24.3 MeV/u sobre alvos de ^{12}C, ^{28}Si, ^{58}Ni e ^{197}Au confirmaram a importância da fissão nos parâmetros de impacto intermediários e, além disso, conseguiu isolar a fissão coulombiana da fissão nuclear. Com relação à fusão, esses dados mostraram que, nessas energias de bombardeio, ela só ocorre com alvos leves (sistemas muito assimétricos). Todos esse resultados estão publicados nas ref. [41].

---

[41] E. Piasecki et al., Phys. Lett. B 351 (1995) 412
E. Piasecki et al., Phys. Lett. B 377 (1996) 235
B.M Quednau et al., Nucl. Phys. A 606 (1996) 538

Um contador de nêutrons para o sistema Pelletron-Linac da USP.

Finalmente, antes de encerrar essa sistematização de meus trabalhos baseados na detecção de todos os nêutrons produzidos em reações nucleares, gostaria de resumir os resultados das simulações que realizei para o dimensionamento de um tanque contador de nêutrons para o nosso laboratório. Como já mencionei anteriormente, a multiplicidade de nêutrons só é uma variável importante como filtro da violência das colisões se o sistema os emitir em grande quantidade e eles carregarem uma parte importante da energia de excitação do sistema. Então, para nos certificarmos de que tal equipamento pode ser útil nas energias que dispomos, devemos saber se as colisões que produziremos serão acompanhadas por um número suficiente de nêutrons. É evidente que hoje, com feixes de no máximo de 5 MeV/u, um contador de 4π é desnecessário. Mas, na segunda fase do projeto Linac, atingiremos energias de excitação elevadas e, conforme cálculos de decaimento que realizei, um número importante de nêutrons deverá ser produzido pelos sistemas que poderemos estudar, justificando tal projeto. Obtive uma confirmação da utilidade desse detector nas energias acima de 10 MeV/u com U. Jahnke, que construiu e utilizou um tanque contador de nêutron no HMI de Berlin.

Convencido da importância desse equipamento, cujo custo é relativamente baixo, adaptei o programa DENIS para o VMS da Digital e o implantei nos computadores do Laboratório Pelletron para realizar as simulações necessárias para o dimensionamento e a escolha de uma geometria conveniente para nossas necessidades. Quanto à geometria, verifiquei que, para as velocidades de fontes que atingiremos, um tanque na forma de uma casca esférica é a mais conveniente, pois o efeito de focalização na direção do feixe ainda será pequeno. E, seguindo a sugestão do grupo do HMI-Berlin, faremos essa casca esférica dividida em duas partes simétricas para facilitar o acesso à câmara de reação.

Com relação às dimensões, minhas simulações mostraram que essa casca esférica deverá ter uma espessura de 70cm, para que a eficiência de detecção para nêutrons de 12 MeV seja superior a 90%. Então, os raios interno e externo do tanque serão definidos pelo tamanho da câmara de reação que estará localizada no seu centro. Uma vez que a tecnologia de detectores avança rapidamente, estou aguardando a evolução da primeira fase do projeto Linac para iniciar o projeto de uma câmara moderna que não seja muito limitada em tamanho, para permitir uma boa detecção dos produtos carregados, mas que também não seja desnecessariamente grande, pois isso tornaria o tanque muito grande e mais custoso.