UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Instituto de Física

INVESTIGAÇÃO DOS LIMIARES DOS PROCESSOS DE FRAGMENTAÇÃO E FUSÃO INCOMPLETA

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
INSTITUTO DE F
1752
RB

Nemitala Added

Tese de Doutoramento apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências

Orientador
Prof. Dr. Alejandro Szanto de Toledo

SBI-IFUSP
305M810T1752

SÃO PAULO

1991

Data: 01.03.91

539.752
A223i
D
e.2

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Added, Nemitala
Investigação dos limiares dos processos de fragmentação e fusão incompleta. São Paulo, 1991.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Alejandro Szanto de Toledo

Unitermos: 1. Fragmentação; 2. Fusão incompleta; 3. Straggling angular; 4. Correlação angular.

USP/IF/SBI - 57/91

A Martha e Ivan

Agradecimentos

A todos que de alguma maneira ajudaram neste trabalho

Resumo

Foram medidas correlações angulares entre C - α nos sistemas $^{16,18}O + {}^{27}Al$ e $^{16}O + {}^{28}Si$ nas energias de 64, 56 e 50 MeV. As partículas pesadas (C) foram detetadas em ângulos próximos ao "ângulo rasante" do espalhamento. Os comportamentos das seções de choque dos processos de fusão incompleta e fragmentação em função do ângulo e energia são explicados com base em modelos simples de transferência-evaporação (fusão incompleta) e decaimento sequencial (excitação-fragmentação) do projétil.

Abstract

Charged particles angular correlations (C - α) were measured for the $^{16,18}O + ^{27}Al$ and $^{16}O + ^{28}Si$ reactions at 64, 56 and 50 MeV bombarding energies. Heavy fragments (C) were detected near grazing angle. The observed energy dependence of incomplete fusion and projectile fragmentation has been fitted to simple models based on a transfer reemission and projectile sequential decay (excitation-fragmentation) pictures.

Sumário

I Introdução **1**

II A experiência **7**

II.1 Arranjo experimental 8

II.1.1 Feixes 8

II.1.2 Alvos 8

II.1.3 A câmara de espalhamento 8

II.1.4 Eletrônica analógica para aquisição de dados 11

II.2 Aquisição de dados 13

II.2.1 Método de aquisição 13

II.2.2 Medidas realizadas 15

II.3 Redução dos dados 17

II.3.1 Dados referentes à correlação angular 17

II.3.2 Calibração e correções em energia 27

II.3.3 A correção devida ao "straggling" angular 27

II.3.4 Cálculo da seção de choque absoluta 36

III Identificação dos processos **41**

III.1 Caracterização de um estado intermediário 44

III.2 Interpretação das correlações angulares 54

III.2.1 Modelo para o processo de fusão incompleta 64

III.2.2 Modelo para o processo de fragmentação 81

III.3 Limiar dos processos 103

IV Conclusões **119**

Capítulo I

Introdução

O estudo da dinâmica dos processos envolvidos numa reação nuclear é geralmente baseado na observação e caracterização da radiação gerada na colisão, através da sistemática estabelecida pelas distribuições angulares, distribuições de energia e configurações de massa dos aglomerados emitidos. A análise do espectro de emissão de partículas leves é utilizada no estudo dos processos envolvidos numa ampla gama de reações, que vai de colisões muito inelásticas (DIC) até a fusão nuclear[1-22]. Essas partículas leves tanto podem ser emitidas em colisões periféricas, nas quais núcleos semelhantes ao alvo e projétil são produzidos, como no decaimento sequencial do núcleo formado em pré-equilíbrio ou equilíbrio termodinâmico. Entretanto, de uma maneira geral, essas informações são inclusivas e, portanto, limitadas em sua capacidade de fornecer uma descrição completa do processo ocorrido.

Em particular, no caso de reações induzidas por íons de peso médio (A < 30), a emissão de partículas alfa, prótons e neutrons torna-se um canal de saída relevante. Caracteristicamente, em colisões muito inelásticas uma grande parte do momento angular pode ser transferida do movimento relativo entre o alvo e o projétil para graus de liberdade intrínsecos dos produtos de reação. Mais especificamente, em experimentos realizados com energias de bombardeio não muito maiores que a da barreira coulombiana, o mecanismo de formação de núcleo composto torna-se o maior responsável pela produção de partículas leves, dificultando desta forma a identificação de qualquer outro mecanismo com o mesmo canal de saída, pelo fato da seção de choque relativa desse último ser muito menor. Apesar dessa dificuldade, Britt e Quinton[1] estudando as reações de $^{14}N, ^{16}O + ^{197}Au$ em energias de laboratório equivalentes a aproximadamente duas vezes a barreira coulombiana, mostraram que nem todos os prótons e partículas alfa observados eram decorrentes da evaporação de um núcleo composto. Os espectros de energia das partículas alfa observadas em ângulos dianteiros apresentavam uma estrutura numa energia próxima à energia de uma partícula

alfa movendo-se com a velocidade do projétil, enquanto que, em ângulos traseiros essas estruturas se localizavam em energias próximas à energia da barreira coulombiana do canal de saída. Estas características foram relacionadas à contribuição de um mecanismo de "break-up" do projétil, logo após a interação com o alvo, em que era produzida uma partícula alfa livre com velocidade praticamente igual à do projétil.

A identificação de mecanismos de reação como esse que sofrem forte competição de um ou mais mecanismos dominantes é facilitada se forem realizadas medidas exclusivas[2,5–11,13–18]. Uma das técnicas possíveis é a medida de coincidência entre dois ou mais produtos de reação e as partículas leves provenientes da reação nuclear. Este tipo de medida, pelo fato de introduzir mais vínculos cinemáticos, aumenta a quantidade de informações que pode ser obtida a respeito dos mecanismos envolvidos. Por outro lado, devido ao tamanho reduzido dos detetores geralmente utilizados, aparecem dificuldades decorrentes da baixa estatística dos eventos em coincidência, o que aumenta sobremaneira o tempo de irradiação.

No caso de reações induzidas por íons pesados-leves, um determinado canal final pode ser populado por diferentes processos. Por exemplo, alguns trabalhos encontrados na literatura[2,10,15] evidenciaram a existência do processo de decaimento sequencial do projétil, em que ele, num primeiro estágio, seria excitado inelasticamente e depois decairia sequencialmente. No canal final, então, teríamos um sistema de três corpos, composto pelo alvo e dois fragmentos do projétil. Entretanto, este mesmo canal pode ser populado pela transferência e posterior reemissão de um dos fragmentos ou por um processo de fusão incompleta seguida de emissão do fragmento.

Convem ressaltar que, em geral, a população de um determinado canal final não ocorre através de um único processo, mas sim, através da contribuição de vários mecanismos com intensidades relativas diferentes. Além disso, a contribuição que se observa de cada um desses vários mecanismos depende sensivelmente da geo-

metria do sistema de deteção, quando não se dispõe de detetores de 4π.

Um sistema interessante para o estudo da competição entre os vários processos, em energias próximas à da barreira coulombiana, é o $^{16}O + ^{27}Al$. Para este sistema verifica-se que, segundo o modelo de Glas e Mosel[3], os valores de raio crítico e potencial crítico para fusão estão em desacordo com os valores da sistemática para esta região de massa. Este fato sugere que a competição de outros processos com a fusão seja mais intensa neste caso.

O sistema $^{16}O + ^{27}Al$ foi objeto de estudo em alguns trabalhos encontrados na literatura[5,10,15,17,18]. Nestes experimentos realizaram-se medidas de correlação angular C - α para diferentes energias e diversas geometrias do sistema de deteção. Estas correlações angulares foram obtidas para um único ângulo de deteção do carbono. As distribuições angulares obtidas nestes trabalhos apresentam um máximo para um ângulo próximo à direção do feixe incidente, que foi relacionado ao mecanismo de decaimento sequencial do projétil. Em algumas destas distribuições também foi possível verificar a existência de eventos que estariam associados a um mecanismo de transferência seguida de emissão. Estes eventos foram observados em outra região angular, ou seja, numa região angular mais afastada da direção do feixe incidente.

Apesar destas distribuições angulares apresentarem basicamente a mesma forma nos trabalhos citados, os valores das seções de choque duplamente diferenciais evidenciam a existência de uma diferença na competição entre esses dois processos. Ao se comparar, por exemplo, os trabalhos de Sasagase et al[15] e Padalino et al[17], que mediram a correlação angular com o detetor de carbono em 20° e 15° (lab) nas energias, respectivamente, de 87.4 e 77 MeV, pode-se notar que os valores das seções de choque duplamente diferenciais referentes as duas regiões angulares associadas aos dois processos citados, variam de forma diferente. Enquanto que os valores dos pontos de máximo aumentaram uma ordem de grandeza na correlação obtida por Sasagase em

relação a de Padalino, os valores referentes à região angular mais traseira aumentou de cerca de vinte vezes. Convem ressaltar porém que o ângulo de 20° está mais próximo do ângulo rasante para a energia de 87.4 MeV, que no caso da experiência de Padalino, uma vez que a geometria de deteção é relevante para a competição observada entre os dois processos.

Com o intuito de melhor compreender esta competição propomos o estudo da sua dependência tanto em função do ângulo de deteção dos núcleos de carbono quanto da energia de bombardeio. Os detetores de carbono foram colocados na região angular próxima aos ângulos rasantes para as energias de bombardeio utilizadas, que variamos desde a máxima disponível no laboratório Pelletron até aquela na qual o processo de fusão é dominante. Nosso objetivo, com isso, consiste em estudar o limiar destes processos através da elaboração de modelos que auxiliem o entendimento da competição entre eles.

Além do sistema $^{16}O + ^{27}Al$, propomos também medidas de correlação angular C - α para os sistemas $^{16}O + ^{28}Si$ e $^{18}O + ^{27}Al$ no mesmo intervalo de energia. Pode-se notar que estes dois sistemas são muito semelhantes ao primeiro, só diferindo de um dos componentes. Além disso, esses três sistemas diferem quanto ao número de componentes que podem ser considerados como sendo múltiplos de alfa, com o sistema $^{16}O + ^{28}Si$ apresentando os dois componentes nesta categoria.

Este trabalho, então, pretende também investigar o efeito das energias de ligação da partícula alfa, bem como o efeito da estrutura de partícula alfa no projétil e no alvo, sobre os resultados obtidos. E, finalmente, este trabalho vem dar continuidade ao programa de pesquisa que se desenvolve atualmente em nosso grupo, que tem por objetivo o entendimento da dinâmica dos processos envolvidos na interação entre núcleos leve-pesados.

No capítulo II são descritos todo o procedimento experimental e os cuidados pertinentes para obtenção das correlações angulares, bem como as facilidades existentes para a redução dos dados. Em particular, descrevemos também alguns programas que implementamos para auxiliar esta redução.

No capítulo III apresentamos a análise das correlações angulares. Nesta análise procurou-se identificar os mecanismos envolvidos nas reações através da análise de espectros de energia relativa (cinemática de três corpos), bem como pela comparação com previsões de modelos teóricos destas correlações angulares experimentais. Além disso, discutimos o comportamento dos valores das seções de choque experimentais dos processos identificados tanto em função da energia quanto do ângulo de deteção da partícula pesada.

Finalmente, no capítulo IV, apresentamos nossas considerações finais, além de propostas para dar continuidade ao trabalho.

Capítulo II

A experiência

II.1 Arranjo experimental

II.1.1 Feixes

As medidas foram realizadas utilizando-se o acelerador Pelletron 8UD da Universidade de São Paulo[23]. Foi utilizada uma fonte de extração direta do tipo duoplasmatron[24] para obtenção dos feixes de ^{16}O e ^{18}O. Em particular, para a extração do feixe de ^{18}O foi utilizado um gás enriquecido isotopicamente.

II.1.2 Alvos

Foram utilizados alvos de ^{27}Al e Si natural (92% de ^{28}Si, 5% de ^{29}Si e 3% de ^{30}Si). O alvo de Si natural, obtido por evaporação através do método de bombardeamento eletrônico, era auto-suportável com espessura estimada de 400 $\mu g/cm^2$. O alvo de ^{27}Al foi obtido por laminação. Para tanto, utilizou-se um fio de 99,99% de pureza, obtendo-se espessuras de 1,5 mg/cm^2.

As espessuras dos alvos foram estimadas a partir da pesagem dos mesmos e comparando-se os valores da seção de choque de espalhamento elástico, estudada durante as medidas experimentais, com os valores previstos pelo modelo óptico.

II.1.3 A câmara de espalhamento

Nosso arranjo experimental consistiu de dois conjuntos de telescópios: uma câmara proporcional sensível à posição para deteção dos ejéteis pesados (CPP) e uma outra câmara proporcional para as partículas leves (CPL). Cada uma das câmaras está acoplada a um manostato, o que nos permite controlar o fluxo de gás de maneira

independente nos dois sistemas. O gás utilizado foi o P10 (90% Ar e 10% CH_4). Estes detetores foram montados na câmara de espalhamento 30° B do Laboratório Pelletron.

A CPP continha três detetores de barreira de superfície que fornecem a informação de energia residual das partículas que atravessaram o gás. Estes detetores possuem 300 mm^2 de área, espessuras que variam de 100 a 200 μm, e estão dispostos com uma distância angular de 4.5° entre si (figura II-1). Um fio resistivo colocado paralelamente ao plano dos detetores fornece, pelo método de divisão de carga, tanto a posição de incidência das partículas quanto a informação de perda de energia. Esta câmara permaneceu fixa durante a experiência. Os ângulos escolhidos foram próximos ao ângulo associado à colisão rasante para as três reações medidas, ou seja, $\theta = 25.5°, 30.0° e 34.5°$. A resolução em perda de energia desta câmara foi estimada em 15%.

A CPL continha quatro detetores de barreira de superfície e o fio (não resistivo) também estava colocado paralelamente ao plano dos detetores (vide figura II-1). Estes detetores possuem uma área útil de 50 mm^2 e suas espessuras variam entre 1000 e 2000 μm, suficiente para frear as partículas alfa produzidas na reação investigada. Para a distância detetor-alvo usada na experiência, os detetores subtendiam um intervalo angular de 10° entre eles. A CPL foi colocada sobre um prato giratório. A resolução em perda de energia foi de aproximadamente 25%, suficiente para separar as partículas alfa dos elementos mais próximos. As janelas utilizadas nas duas câmaras eram de Mylar e possuiam uma espessura de 350 $\mu g/cm^2$. As pressões do gás P10 utilizadas na experiência foram de aproximadamente 30 Torr para a CPL e 20 Torr para a CPP.

Para uma melhor definição dos ângulos de incidência foram montados colimadores de tântalo nas duas câmaras. No caso da CPP foram definidos ângulos sólidos de 2.5 msr com abertura angular de 2.5°. No caso da CPL os ângulos sólidos

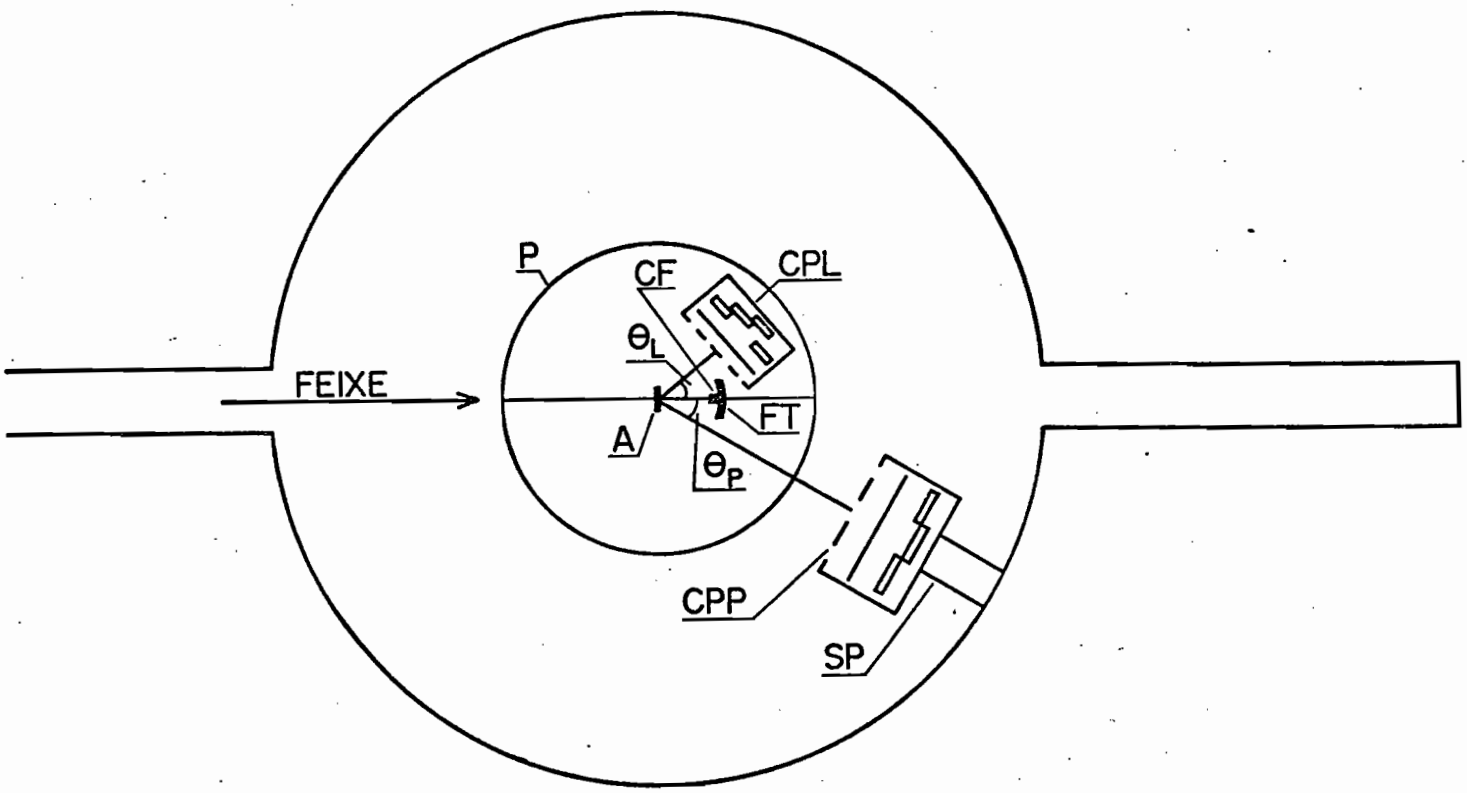

Figura II.1 - Vista superior do arranjo experimental na câmara de espalhamento, onde A - alvo, CF - copo de Faraday, CPL - câmara proporcional para deteção das partículas leves, CPP - câmara proporcional para deteção dos ejéteis pesados, FT - folha absorvedora de tântalo (fixa na tampa da câmara de espalhamento), P - prato giratório, SP - suporte da CPP (fixa na parede da câmara de espalhamento).

utilizados foram de 5 msr com abertura angular de aproximadamente 4°. Vale a pena ressaltar que utilizamos ângulos sólidos grandes com o intuito de diminuir o tempo de irradiação. Testes iniciais nos mostraram que não havia flutuações rápidas nos valores das seções de choque em função do ângulo de incidência. Isto justifica o aumento do intervalo angular de cada detetor.

A fim de eliminar a elevada taxa de incidência de partículas associadas ao espalhamento elástico em ângulos dianteiros, evitando desta forma uma elevada taxa de contagem e consequentemente um elevado tempo morto no sistema de aquisição, foi utilizada uma folha absorvedora de Ta (aproximadamente 42 mg/cm^2 de espessura). Esta folha foi montada sobre um suporte fixo na tampa da câmara de espalhamento, cobrindo um intervalo angular de -20° a +20°. Aproveitando o mesmo suporte, foi montado em 0° um anteparo de Tântalo a fim de integrar o feixe e monitorar a carga incidente. O anteparo cobriu um intervalo angular de -3° a +3°. Esta montagem foi necessária, porque nas medidas feitas em ângulos dianteiros o feixe atingiria a CPL. Um esquema completo deste arranjo experimental pode ser visto na figura II-1. Também foi usado um imã, sobre a CPL, para evitar que elétrons produzidos no alvo, na folha absorvedora e possivelmente no copo de Faraday atingissem a câmara, piorando assim as resoluções em energia.

II.1.4 Eletrônica analógica para aquisição de dados

A eletrônica de aquisição, esquematizada na figura II-2, constitui-se de um arranjo convencional para dois telescópios em coincidência. No caso da CPP, pelo fato de obtermos a posição de incidência pelo método de divisão de carga, foi necessária uma coincidência entre três parâmetros (Q_1,Q_2,E_R) na identificação da partícula incidente. Neste arranjo foi possível determinar a coincidência dos quatro telescópios leves

com qualquer um dos telescópios pesados, através de um endereçamento dinâmico dos eventos ("routing").

Para determinar as coincidências temporais usamos um conversor tempo-amplitude (TAC), que gera um sinal proporcional ao tempo entre os pulsos dos detetores de barreira de superfície dos telescópios leve e pesado. Este espectro é importante para determinar e minimizar a taxa de coincidências casuais.

Em resumo, geramos um sinal mestre de coincidência lenta através da coincidência entre os sinais do TAC e as coincidências geradas para cada telescópio. Este sinal desinibe os ADC's (conversores analógicos digitais). Além disso, enviamos juntamente o pulso de "routing" para posterior identificação do detetor leve que acusou o evento.

II.2 Aquisição de dados

II.2.1 Método de aquisição

Como descrito anteriormente, para cada evento é necessário, além dos sinais de coincidência e "routing", as informações de D_{EL} (fio não resistivo da CPL), E_L (detetores de barreira da CPL), Q_1, Q_2 (fio resistivo da CPP), E_P (detetores de barreira da CPP) e o sinal de TAC. Estes sinais são digitalizados nos ADC's e depois enviados, evento por evento, a determinadas posições de uma memória através de uma matriz lógica de fiação. Este método de aquisição, que consiste no empilhamento dos eventos, é denominado modo fila. A memória que utilizamos durante a experiência foi desenvolvida no laboratório e é chamada de SPM - memória. Desta memória os dados são enviados a um disco de um computador VAX 780 e daí armazenados em fitas magnéticas.

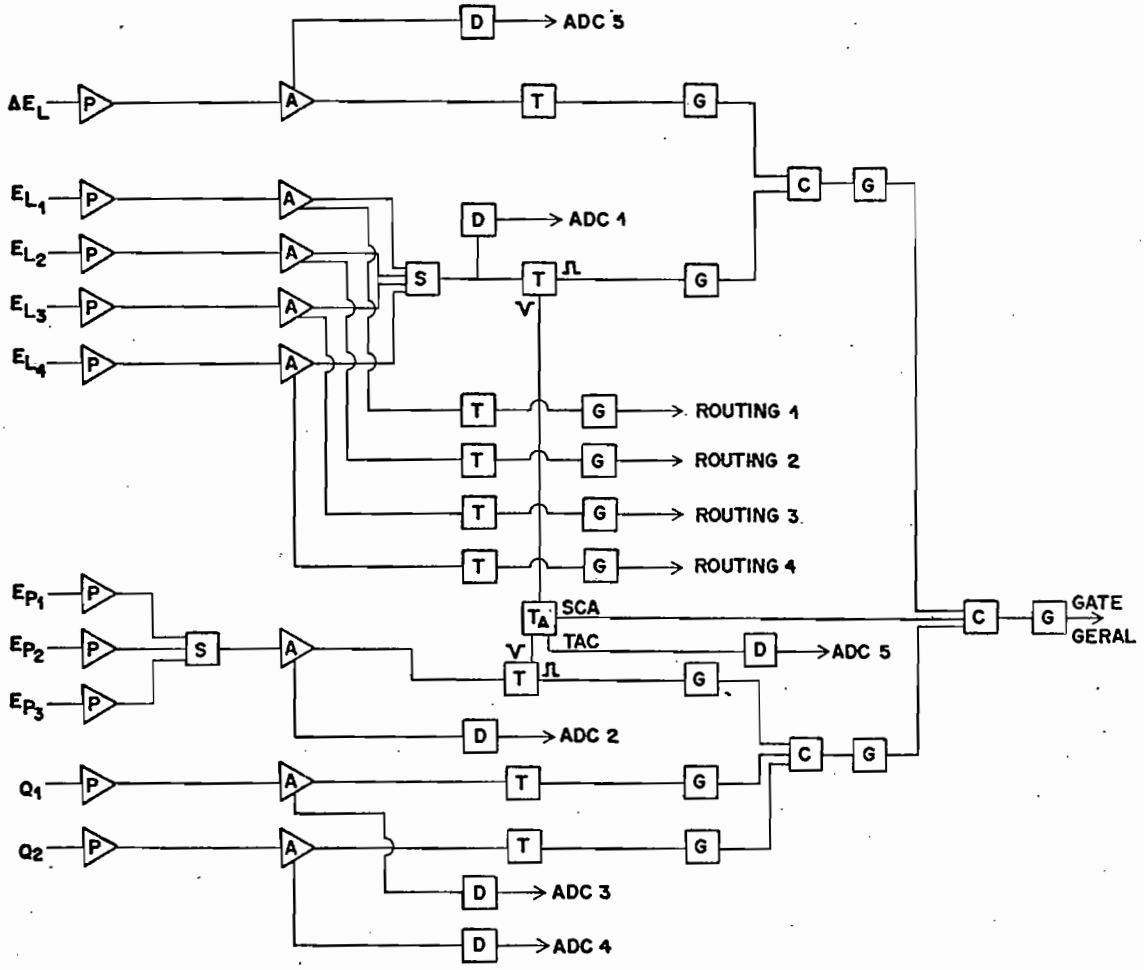

Figura II.2 - Dispositivo eletrônico utilizado, onde P - pré-amplificador, A - amplificador, T - timing single channel analizer, G - gate and delay generator, C - módulo de coincidência, Ta - time to amplitude converter (tac), S - amplificador de soma, D - delay amplifier.

Vale a pena ressaltar que, na época em que foram realizadas as medidas, a configuração disponível da matriz lógica de fiação só nos permitia guardar 5 parâmetros para cada evento e 8 níveis de "routing". Ou seja, não era possível guardar os seis parâmetros de maneira independente, nem gerar 12 combinações de coincidências de cada par (D_{EL}-E_L) com (D_EP-E_P). Por isso, optou-se pelo método de divisão de carga. No entanto, esta opção introduziu uma nova dificuldade pois apesar de diminuirmos o número de combinações de eventos possíveis para quatro (detetores de barreira da CPL) aumentamos o número de parâmetros para seis. Este problema foi solucionado pela equipe de "hardware" do laboratório, e a melhor opção encontrada foi armazenar duas informações no espaço de um único parâmetro. Para cada parâmetro existe um espaço de 15 bits para se passar tanto as informações digitalizadas, quanto as informações de "routing". Em geral, há um compromisso entre o máximo número de canais de conversão pelos ADC's e o número de níveis de "routing". Assim sendo dividiu-se o espaço de um dos parâmetros em dois conjuntos: um de 7 bits (ganho de conversão no ADC de 128 canais) e outro de 8 bits (ganho de conversão de 256 canais). Além disso, reduzimos a informação de "routing" somente ao espaço referente ao parâmetro de energia residual da partícula leve (usualmente esta informação é passada junto com todos os parâmetros). Os sinais escolhidos para fazerem parte deste armazenamento especial foram os de D_{EL} e TAC, pois em experiências que serviram para optar pela melhor configuração experimental, estas foram as informações que não necessitaram de uma elevada resolução, não havendo portanto, necessidade de um grande número de canais nas informações digitalizadas.

O programa de aquisição (SPM[25]) nos permite, além do armazenamento dos dados, gerar espectros multicanais ou biparamétricos, de qualquer um dos parâmetros ou de combinações destes parâmetros. É possível isolar uma determinada região nos espectros biparamétricos através de um contorno poligonal e gerar novos espectros

biparamétricos e multicanais desta região. Esta facilidade é bem útil, por auxiliar na monitoração do número de eventos de interesse, como por exemplo em nosso caso o número de coincidências $^{12}C - \alpha$. Além disso, o programa permite visualizar, através de comandos específicos, qualquer um dos espectros definidos de uma maneira atualizada, ou seja, pode-se monitorar as calibrações em energia e as taxas de contagem ao longo da experiência.

Para auxiliar no controle do número de partículas incidentes no alvo também foi transferido para um disquete de um microcomputador o espectro multicanal referente ao sinal de energia residual do detetor central da CPP. Neste caso utilizamos como ADC um multicanal Northern, e como programa de aquisição o PLEX[26].

II.2.2 Medidas realizadas

Com o objetivo de estudarmos os processos de fusão incompleta e fragmentação do projétil, realizamos medidas de correlações angulares no plano de reação para os sistemas ($^{16}O + ^{27}Al, ^{28}Si$) e ($^{18}O + ^{27}Al$) nas energias e intervalos angulares indicados na tabela II.1. Nesta tabela convencionamos que ângulos negativos são aqueles do lado oposto, em relação ao feixe, do ângulo onde foi colocada a CPP. Aliás, como já citado anteriormente, esta câmara foi montada num ângulo tal que os ângulos rasantes para as reações estudadas, nas energias de bombardeio desta experiência, se encontrassem dentro do intervalo angular coberto pelos três detetores pesados (25.5° a 34.5°). Assim sendo, esperamos favorecer a observação do processo de fragmentação já que o mesmo corresponde a um processo direto.

Deve-se dizer também que não era possível medir ângulos maiores do que +5°, pois a CPL começaria a se superpor à CPP impedindo as medidas no detetor de barreira mais dianteiro da CPP.

Tabela II.1:

Sistema	E_{LAB} (MeV)	θ_{CPL} (°)	θ_{L1} (°)	θ_{L2} (°)	θ_{L3} (°)	θ_{L4} (°)
		10	-5	5	15	25
	61	40	25	35	45	55
		85	70	80	90	100
		10	-5	5	15	25
$^{16}O + ^{27}Al$	53	40	25	35	45	55
		85	70	80	90	100
		10	-5	5	15	25
	45	50	35	45	55	65
		10	-5	5	15	25
	61	40	25	35	45	55
		85	70	80	90	100
		10	-5	5	15	25
$^{18}O + ^{27}Al$	53	40	25	35	45	55
		85	70	80	90	100
	47	20	5	15	25	35
		10	-5	5	15	25
	63	40	25	35	45	55
		85	70	80	90	100
		10	-5	5	15	25
$^{16}O + ^{28}Si$	55	40	25	35	45	55
		85	70	80	90	100
	49	20	5	15	25	35

Também foram efetuadas medidas de normalização para obtenção dos ângulos sólidos tanto da CPL como da CPP. Nestas medidas não foi usada a mesma configuração do sistema de aquisição, ou seja, não se exigiu a coincidência entre as duas câmaras proporcionais. Em cada medida os eventos guardados só continham a informação de uma das câmaras. Além disso, realizamos algumas medidas para a obtenção de informações sobre a influência da folha absorvedora nos espectros de energia e seção de choque das partículas alfa. Os sistemas investigados, o intervalo angular medido e as energias utilizadas nas medidas de normalização estão relacionados na tabela II.2.

II.3 Redução dos dados

II.3.1 Dados referentes à correlação angular

Para reduzir nossos dados experimentais utilizamos basicamante o programa TEK[25]. Este programa nos permite criar espectros biparamétricos de qualquer par de parâmetros, ou par de funções de parâmetros a partir dos arquivos de dados brutos. É possível, também, selecionar determinadas regiões de interesse dentro dos espectros biparamétricos através de contornos poligonais. Estes contornos podem ser armazenados em arquivos em disco, e posteriormente serem utilizados como dados de entrada para o próprio programa TEK na criação de um novo espectro biparamétrico ou projeção multicanal. Ou seja, na criação deste novo espectro biparamétrico são usados somente os eventos que estiverem condicionados aos parâmetros e à região de interesse definida por aquela poligonal (figs II-3-4-5). Na realidade, o programa, que está otimizado para trabalhar com eventos de até 5 parâmetros, nos permite condicionar a criação do novo espectro a três diferentes poligonais (em três espectros biparamétricos diferentes). Este fato, no nosso caso, foi prejudicial, pois como nossos

Tabela II.2:

Sistema	E_{LAB} (Mev)	θ_{CPL} (°)	θ_{L1} (°)	θ_{L2} (°)	θ_{L3} (°)	θ_{L4} (°)
		15	0	10	20	30
		14	-1	9	19	29
		13	-2	8	18	28
		12	-3	7	17	27
		11	-4	6	16	26
$^{18}O + ^{27}Al$	50	10	-5	5	15	25
		9	-6	4	14	24
		8	-7	3	13	23
		7	-8	2	12	22
		6	-9	1	11	21
		5	-10	0	10	20
		50	35	45	55	65
$^{18}O + ^{197}Au$	50	60	45	55	65	75
		70	55	65	75	85
		15	0	10	20	30
		14	-1	9	19	29
		13	-2	8	18	28
		12	-3	7	17	27
		11	-4	6	16	26
$^{16}O + ^{28}Si$	50	10	-5	5	15	25
		9	-6	4	14	24
		8	-7	3	13	23
		7	-8	2	12	22
		6	-9	1	11	21
		5	-10	0	10	20
		50	35	45	55	65
$^{16}O + ^{197}Au$	50	60	45	55	65	75
		70	55	65	75	85

Sistema	E_{LAB} (Mev)	θ_{P1} (°)	θ_{P2} (°)	θ_{P3} (°)
$^{18}O + ^{197}Au$	50	25.5	30.0	34.5
$^{18}O + ^{27}Al$	50	25.5	30.0	34.5
$^{16}O + ^{197}Au$	50	25.5	30.0	34.5
$^{16}O + ^{28}Si$	50	25.5	30.0	34.5

dados eram hexaparamétricos seríamos obrigados a filtrar mais de uma vez os dados para se obter todas as informações condicionadas. No entanto, a fim de otimizar o tempo de análise de cada medida, desenvolvemos o programa SEPARA cuja única função é a de desmembrar os arquivos de dados brutos em três arquivos diferentes de modo que em cada arquivo só se encontrem os eventos associados a um determinado detetor de barreira da CPP.

Para a obtenção dos eventos associados aos processos de fragmentação do projétil e fusão incompleta para cada uma das reações determinamos inicialmente um espectro de tempo que identificasse as coincidências reais associadas a partículas α na CPL e núcleos de C na CPP. Para tanto, selecionamos no espectro biparamétrico Q_1 x Q_2 (figura II-6) as poligonais correspondentes a eventos de um dos detetores da CPP. Depois, gerou-se para cada região dentro das poligonais um espectro biparamétrico D_{EP} x E_P (fig II-7). Em seguida, para cada um desses espectros selecionou-se a região correspondente ao elemento carbono, que era de nosso interesse. Paralelamente, também foram gerados, a partir dos arquivos de dados brutos, os espectros biparamétricos D_{EL} x E_L. Nesses espectros selecionamos as regiões correspondentes às partículas alfas. Vale a pena ressaltar que para cada um destes espectros eram criadas 4 regiões poligonais ligadas respectivamente às partículas alfa incidentes em cada um dos diferentes detetores de barreira da CPL. Isto vem do fato de que juntamente com a informação de E_L é que é adicionada a informação de "routing".

Selecionadas todas as regiões de interesse, passamos à determinação do espectro de tempo. Para tanto, utilizamos novamente o programa TEK e, fornecendo como dados de entrada as poligonais descritas acima, geramos o espectro de tempo condicionado somente a eventos correspondentes a um elemento carbono num dos detetores pesados com uma partícula alfa num detetor leve (fig. II-8). Obtido o espectro de tempo, avaliamos o número de coincidências casuais a serem subtraídas para

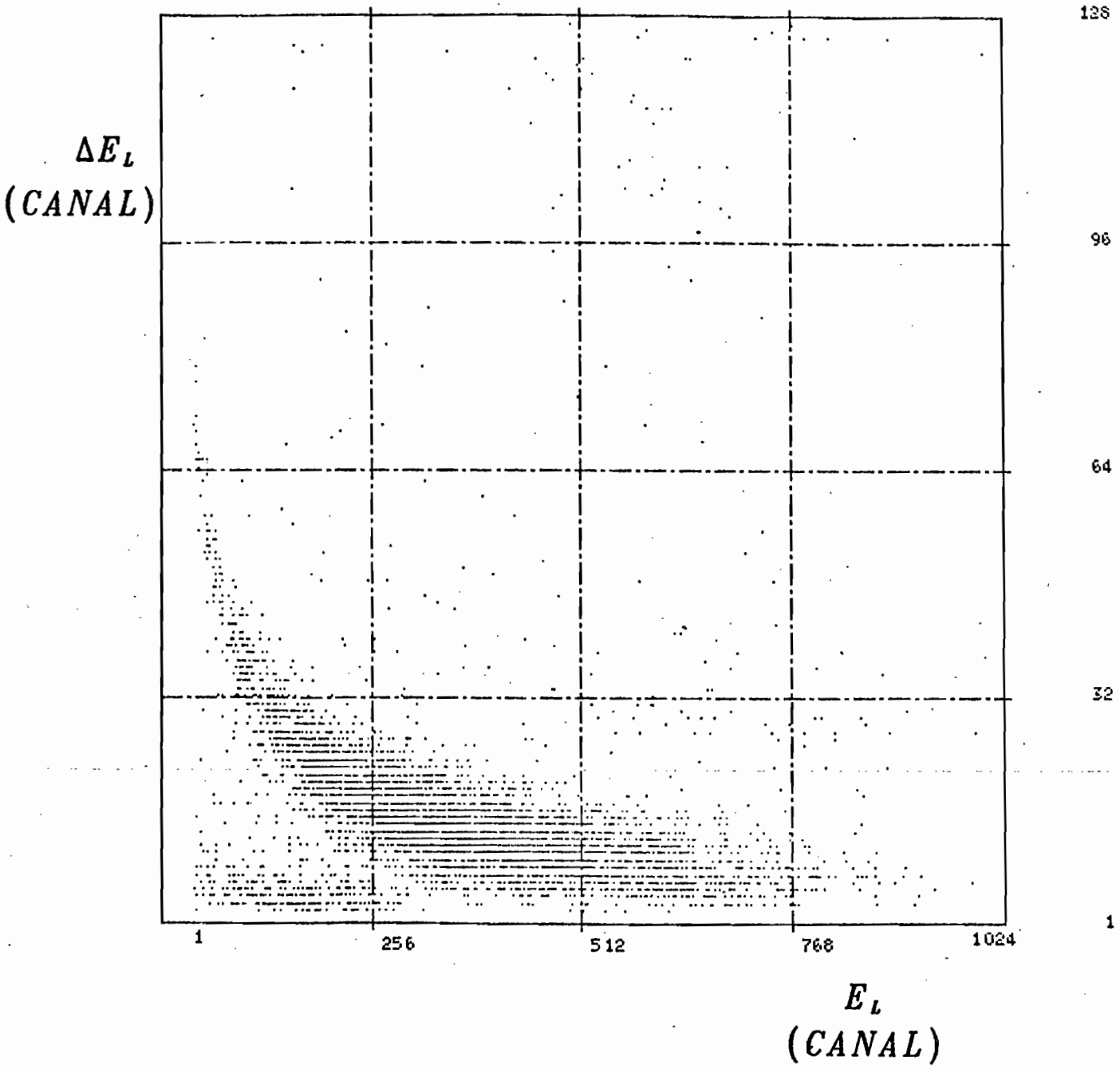

Figura II.3 - Espectro biparamétrico DEL x EL para o sistema $^{16}O+^{28}Si$ na energia de 64 MeV. Este espectro foi obtido, sem nenhuma restrição sobre os outros parâmetros, para o segundo detetor da CPL, $\theta_\alpha = 35°$.

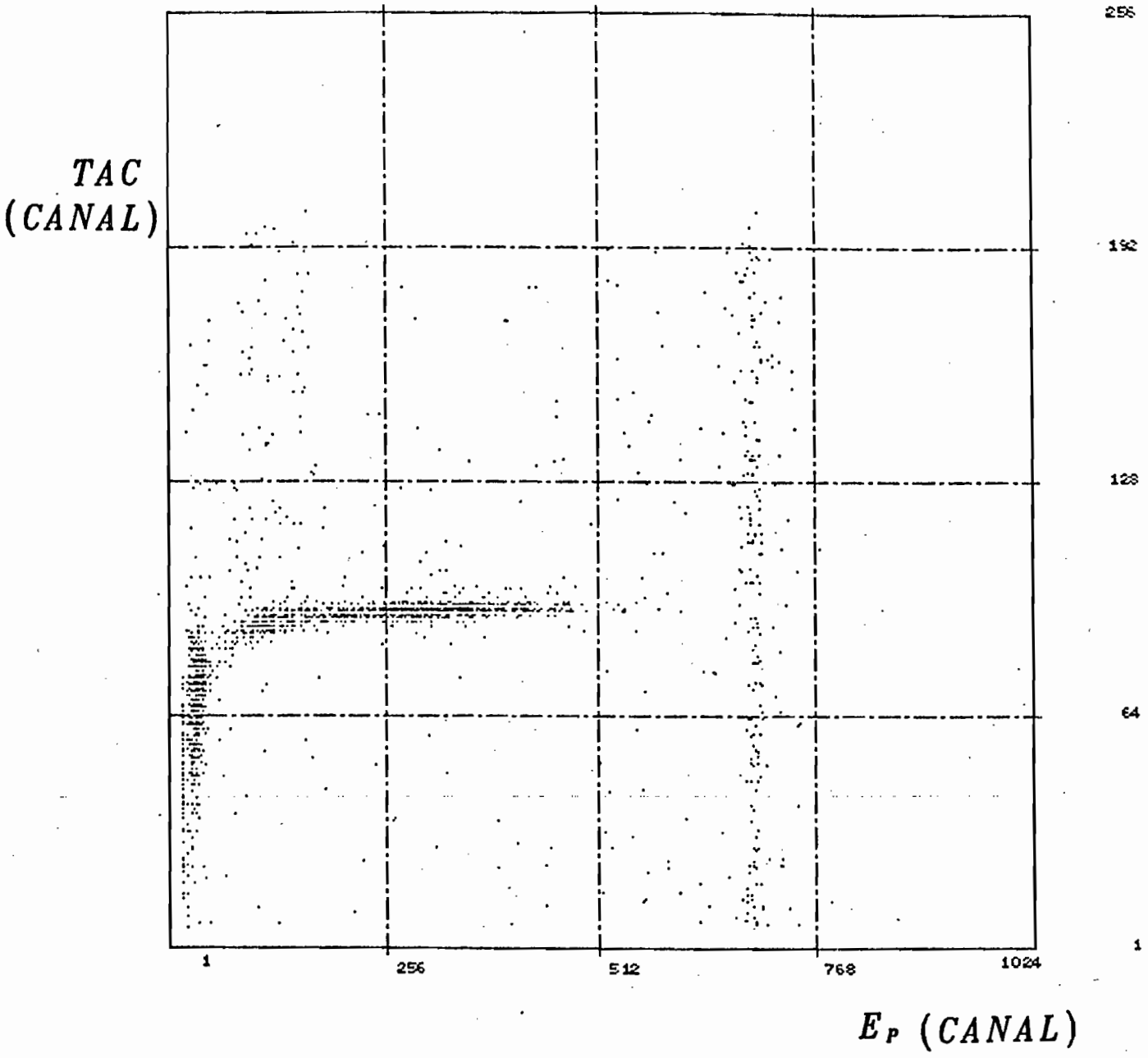

Figura II.4 - Espectro biparamétrico TAC x EP para o sistema $^{16}O + ^{28}Si$ na energia de 64 MeV. Este espectro foi obtido para $\theta_\alpha = 35°$ e $\theta_C = 25.5°$.

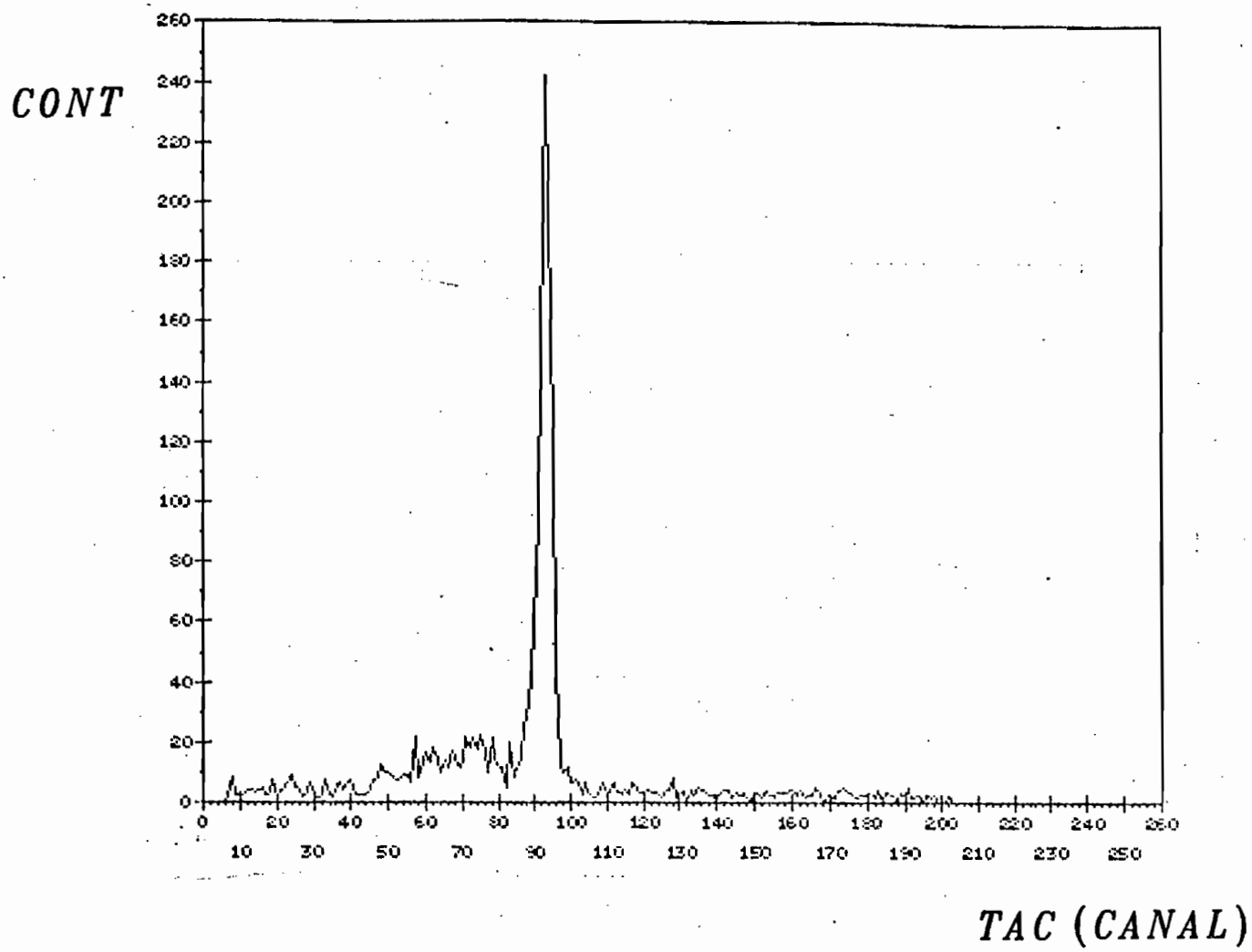

Figura II.5 - Espectro multicanal de TAC obtido a partir dos dados mostrados na figura anterior.

conseguir o número de eventos reais correspondentes aos processos de interesse. Para descontar esta contribuição casual assumimos que o número de coincidências casuais deveria ser uniforme no espectro todo. Assim sendo, estimamos o número de contagens numa região do espectro à direita e à esquerda do pico correspondente aos eventos reais e subtraímos deste pico esta contribuição, levando-se em conta adequadamente o intervalo temporal da "janela" em tempo.

Para podermos estudar a cinemática dos processos é importante determinar as energias das partículas alfa e de carbono correspondentes a um determinado evento. Portanto, foi necessário gerar um espectro biparametrico E_P X E_L que, além de condicionado às poligonais acima, também deveria ser condicionado no espectro de tempo, à região correspondente ao pico de eventos reais. Nesta fase do trabalho utilizamos o programa SEPARA para dividir o arquivo de dados brutos em três arquivos, cada um contendo somente eventos correspondentes à um ângulo de deteção da CPP.

Com a finalidade de avaliar o número de contagens casuais nas projeções multicanais deste espectro E_P x E_L, foram gerados outros espectros biparamétricos destas grandezas, só que ao invés de utilizarmos a região poligonal que continha o pico de contagens reais (no espectro de tempo), usamos uma outra, de mesma área e contígua à região anterior, que não continha este pico.

Para calcular a cinemática dos eventos desenvolvemos o programa ERELQ, que a partir dos arquivos citados acima, constroi os espectros multicanais referentes às informações sobre o Q da reação, energia relativa dos ejéteis em determinados sistemas de referência e energia de excitação de possíveis estados intermediários. É impossível a partir da cinemática distinguir o mecanismo de reação associado a um determinado evento. No entanto, analisando os espectros de energia relativa dos eventos em relação aos processos de fusão incompleta e fragmentação em função do ângulo de laboratório podemos dizer se existe uma região angular no qual um determinado

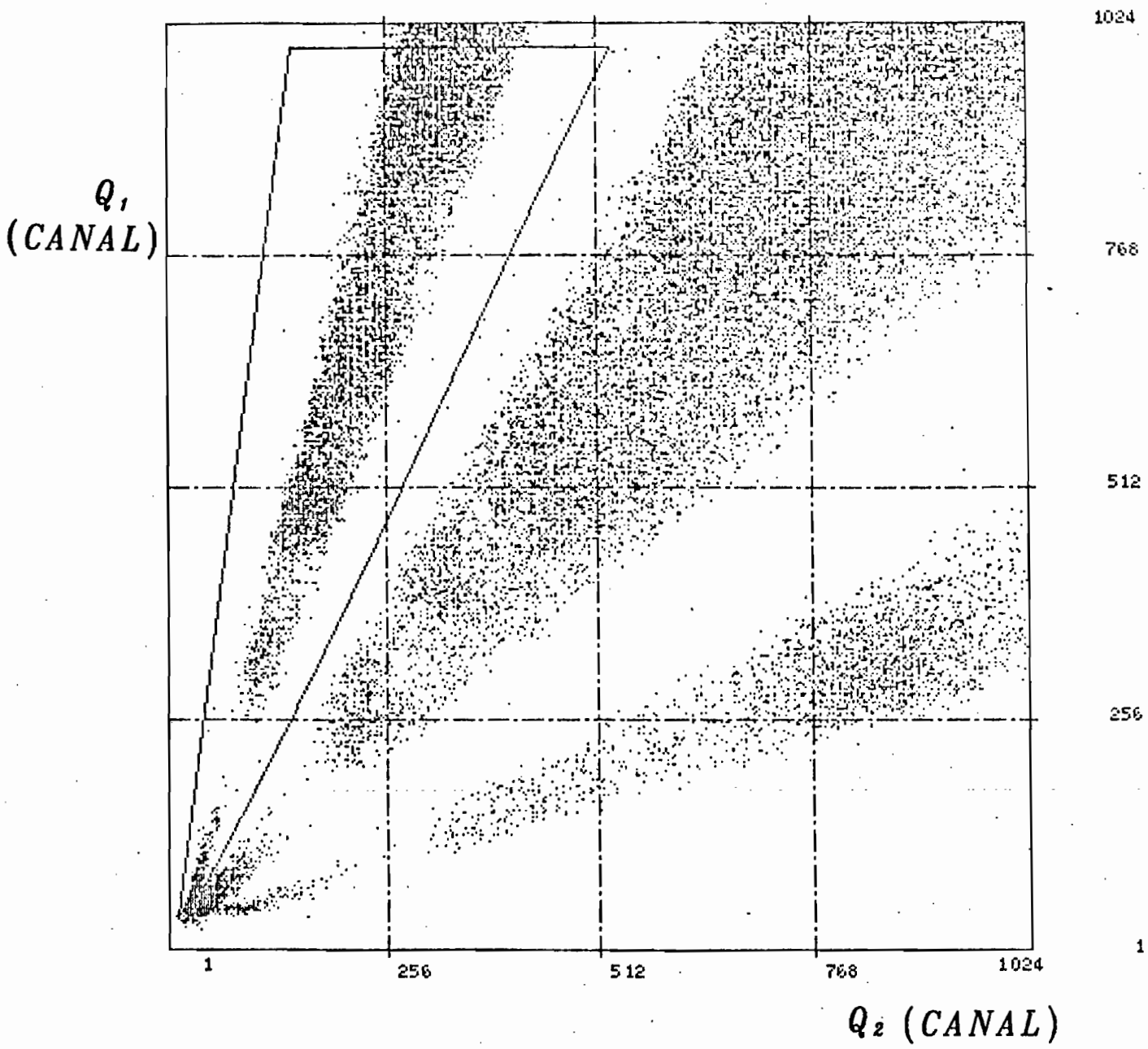

Figura II.6 - Espectro biparamétrico Q1 × Q2 para o sistema $^{16}O + ^{28}Si$ na energia de 64 MeV para a CPL num ângulo $\theta_\alpha = 35°$. Este espectro foi obtido sem nenhuma restrição nos parâmetros. O contorno poligonal que define a região correspondente ao detetor mais dianteiro da CPP é indicado na figura ($\theta_C = 25.5°$).

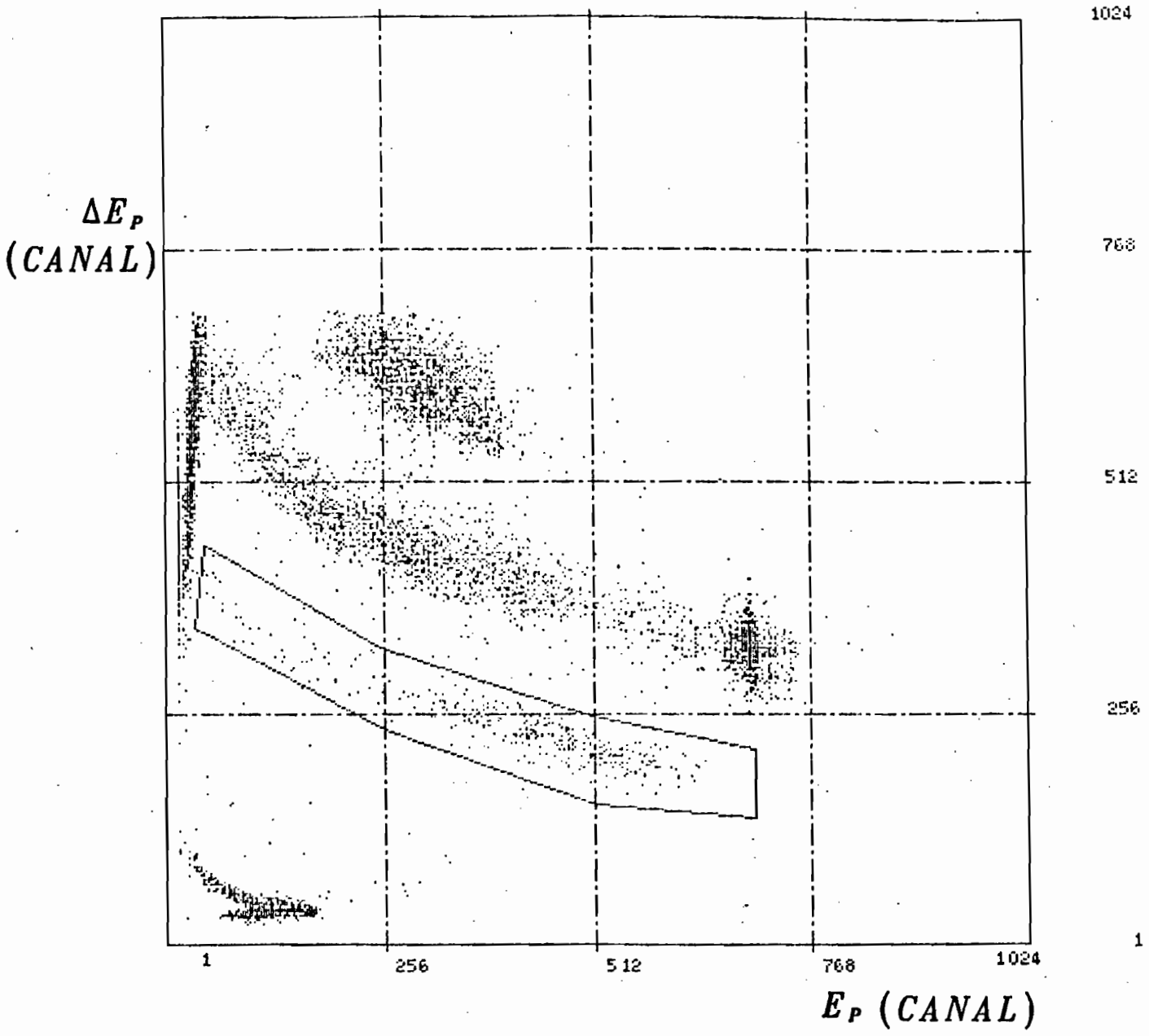

Figura II.7 - Espectro biparamétrico DEP × EP condicionado ao contorno poligonal mostrado na figura anterior. Este espectro foi obtido para as configuração experimental da figura 6. Na figura pode-se notar o contorno poligonal que define a região correspondente aos eventos de carbono.

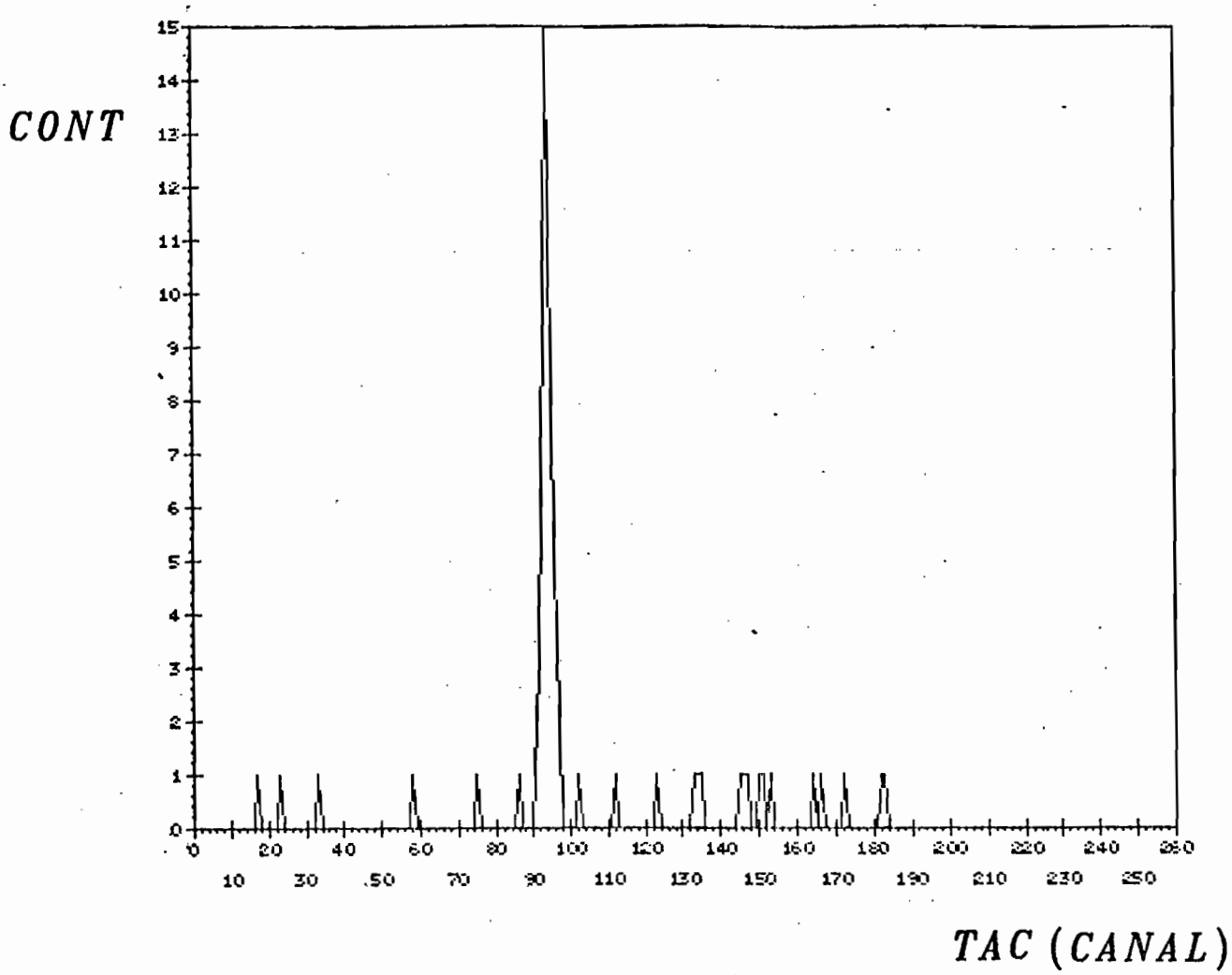

Figura II.8 - Espectro multicanal obtido a partir da projeção no eixo de TAC de espectros biparamétricos TAC × EP gerados selecionando-se os eventos contidos nas regiões de carbono (DEP × EP) e alfa (DEL × EL) para uma determinada combinação de detetores leve-pesado para o sistema $^{16}O + ^{28}Si$ na mesma configuração experimental das figuras anteriores: $\theta_\alpha = 35°$ e $\theta_C = 25.5°$.

processo é dominante. Ou melhor, se espectros de energia relativa em relação a um determinado referencial se mantiverem constantes durante um determinado intervalo angular, podemos inferir que este referencial está associado a um estágio intermediário que é formado de fato.

II.3.2 Calibração e correções em energia

Para uma determinação correta da cinemática dos processos é de fundamental importância uma calibração em energia dos espectros para se obter os valores absolutos das energias cinéticas das partículas envolvidas. O procedimento de calibração implica também na avaliação das perdas de energia na janela e no gás das câmaras proporcionais. Para tanto, utilizamos medidas de espalhamento elástico do projétil (^{16}O,^{18}O) em alvos de ^{197}Au para as duas câmaras proporcionais. As medidas para a CPL foram feitas em ângulos traseiros, ou seja, fora da região da folha absorvedora de Tântalo. As perdas de energia das partículas incidentes nas câmaras proporcionais foram calculadas por meio de interpolações de tabelas geradas pelo programa STOPX[27], que fornece os valores de perdas de energia em função da energia incidente. Em seguida, é feita a avaliação das correções introduzidas pela perda de energia das partículas no alvo (espesso) e folha absorvedora, que seguiu o mesmo procedimento anterior.

Na avaliação da seção de choque de espalhamento elástico também foi considerada a perda de energia do projétil no alvo. A perda de energia foi avaliada em aproximadamente 3 Mev para o caso do alvo de ^{27}Al (1,500 mg/cm^2) para uma energia incidente de 64 MeV (^{16}O, ^{18}O) e cerca de 1 Mev no caso do alvo de ^{28}Si (400 $\mu g/cm^2$), também para 64 MeV (^{16}O).

II.3.3 A correção devida ao "straggling" angular

A utilização da folha absorvedora de Tântalo em ângulos dianteiros foi necessária, como citado anteriormente, para eliminar os eventos correspondentes ao espalhamento elástico evitando, assim, uma elevada e desnecessária taxa de contagem. A fim de verificarmos a influência do poder de freiamento do Ta e, consequentemente, o corte em energia introduzido pela folha absorvedora nos espectros de energia das partículas alfa, realizamos, como mostrado na tabela II.2, medidas inclusivas das partículas alfa em intervalo de 1° para a CPL. Essas medidas foram feitas de tal maneira que o detetor 4 (o mais traseiro) variava de uma posição descoberta pela folha de Ta para outra completamente coberta pela folha de Ta. Além disso nessas mesmas medidas, foi possível avaliar o efeito da sombra (em ângulo sólido) provocado pela existência do "stopper" de feixe nos detetores 1 e 2. A seção de choque de produção de partículas alfa em função do ângulo de incidência pode ser vista nas figuras II-9, II-10.

No início, tentamos explicar a forma dessas distribuições angulares somente levando em conta o corte em energia nos espectros. No entanto, esta consideração isolada não permitiu reproduzir os valores experimentais das seções de choque. Uma análise mais detalhada destas figuras mostra que a taxa de contagem medida pelo detetor 2 (tomamos como detetor 1 aquele colocado no ângulo mais dianteiro, i.e., mais próximo da CPP) é menor do que a do detetor 1, apesar deste ter sido colocado numa posição simétrica em relação ao feixe. Além disso, observa-se uma descontinuidade entre as seções de choque medidas pelo mesmo detetor 2 e o detetor 3. Estes dois fatos só puderam ser explicados como sendo decorrentes do efeito de "straggling" angular na trajetória das partículas emergentes, já que estes detetores não estão situados a uma mesma distância da placa de colimadores que definem os ângulos sólidos. Os ângulos

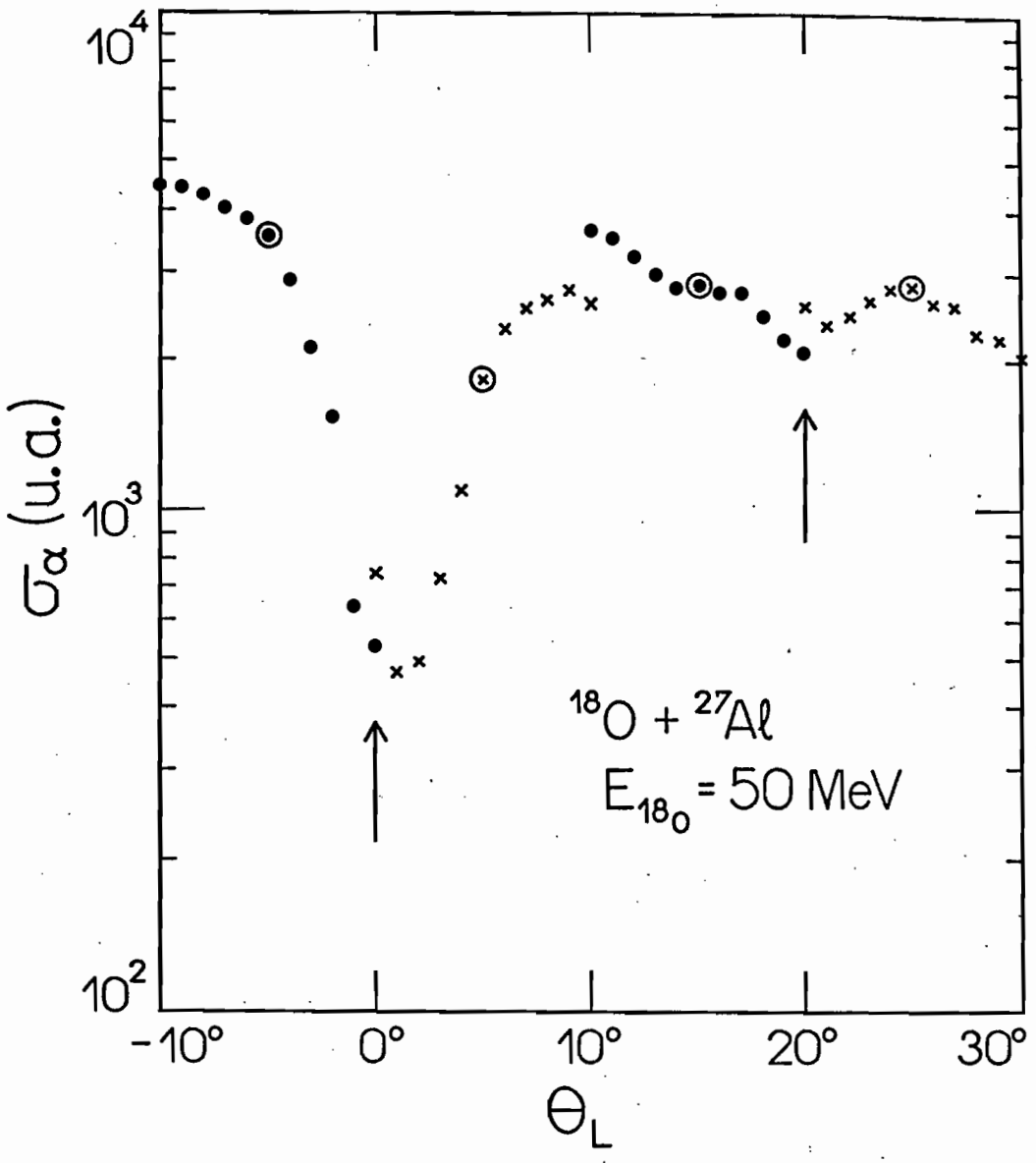

Figura II.9 - Número total de partículas alfa obtido para a reação $^{18}O + ^{27}Al$ na energia de 50 MeV de laboratório. Os círculos indicam os ângulos nos quais foi medida a correlação angular. As setas indicam o posicionamento do "stopper" de feixe (S) (0°) e do final da folha absorvedora de Ta (20°). Os diferentes detetores são graficados com símbolos diferentes (círculos fechados e X)

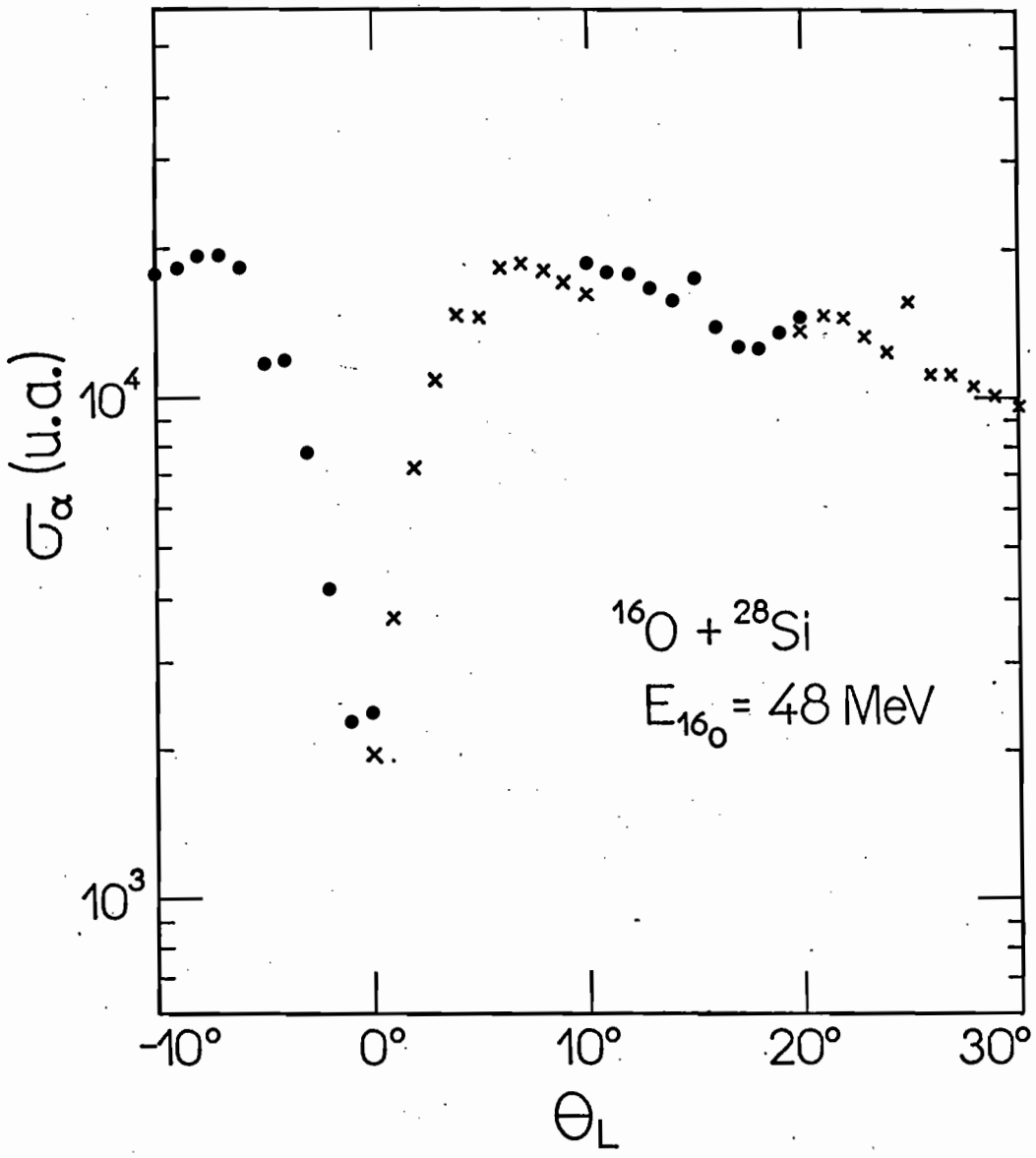

Figura II.10 - Número total de partículas alfa obtido para a reação $^{16}O + ^{28}Si$ na energia de 48 MeV de laboratório.

sólidos destes colimadores foram definidos a partir da área útil do detetor 2, que, por construção, é o mais distante do alvo. O suporte destes detetores foi construído desta forma a fim de minimizar a região morta entre os detetores.

Para ilustrar este fato, analisemos a figura II-11. Nesta figura são mostradas duas configurações para o conjunto folha-colimador-detetor, que diferem unicamente na distância do detetor até o colimador . As linhas cheias delimitam a região angular da folha que o detetor pode enxergar, ou seja, partículas emergentes dessa região podem atingir o detetor desde que possuam a direção correta. Pode-se notar claramente nesta figura que a "aceitância" angular para a configuração de menor distância à folha é maior do que no outro caso.

A fim de reproduzirmos corretamente a forma das seções de choque das figuras II-9 e II-10, desenvolvemos um código computacional que descreve o "straggling" angular para uma dada seção de choque de produção de alfas. Este código, que chamamos STRV, utiliza o método de Monte Carlo para simular a trajetória de uma partícula alfa depois de passar pela folha absorvedora, sorteando um desvio angular entre a trajetória nova e a antiga. Este sorteio do desvio angular não é puramente aleatório, mas condicionado a uma distribuição gaussiana, i.e., a probabilidade de existir um desvio angular entre a direção de incidência e a emergente segue a forma de uma superfície gaussiana centrada na direção de incidência. A largura desta superfície gaussiana corresponde a um dado de entrada do programa. O programa verifica se esta partícula passa por qualquer conjunto colimador-detetor e soma os eventos incidentes em cada um dos detetores, pesando-os pela seção de choque de produção de partículas alfa. A fim de reproduzir esta seção de choque de produção de partículas alfa inicial assumimos que elas eram provenientes, na sua grande maioria, do processo de fusão completa do projétil com o alvo e, assim sendo, usamos a relação $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1 + bcos^2(\theta_{CM})$ para simular a distribuição angular. Os resultados obtidos foram satisfatórios e são

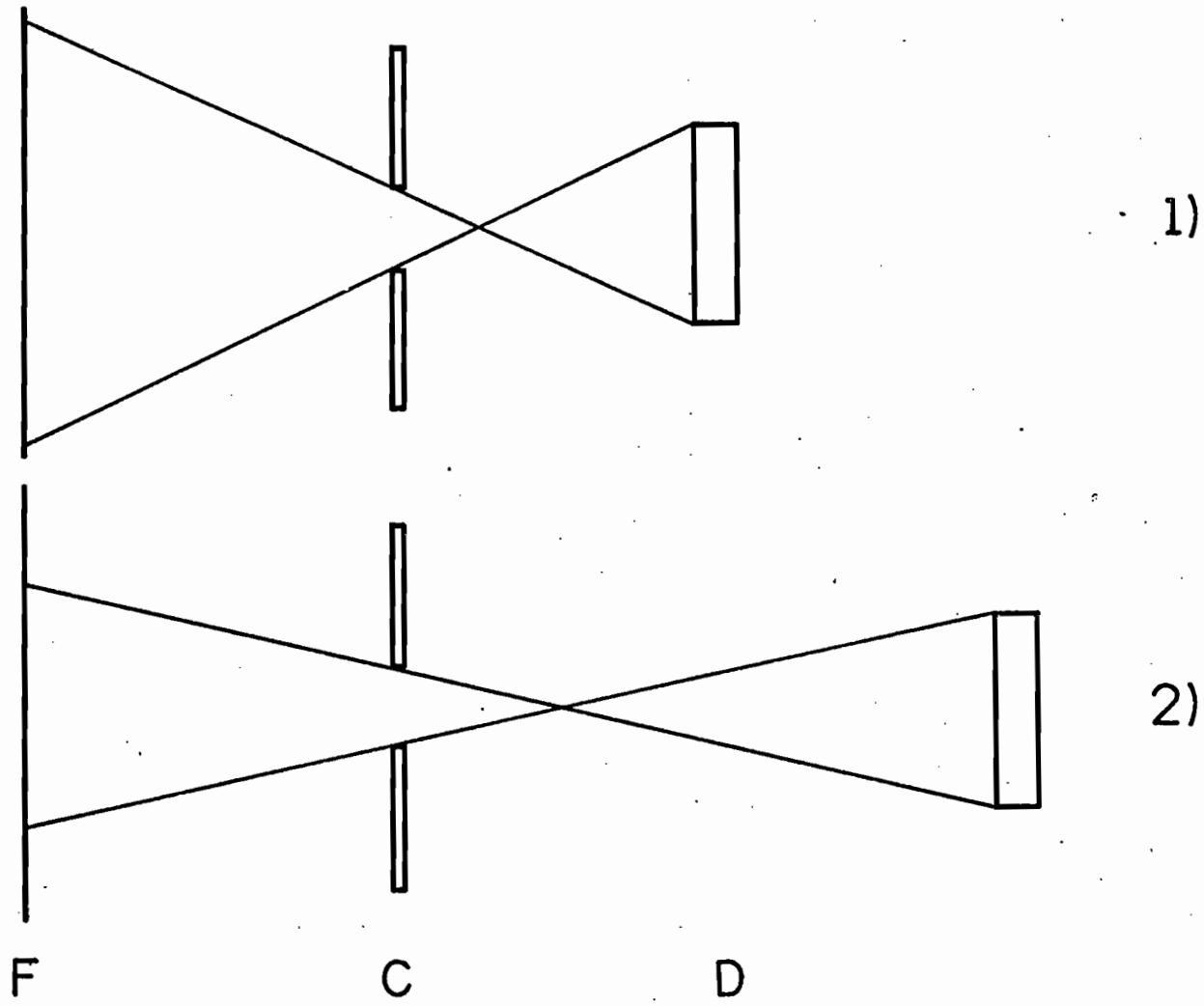

Figura II.11 - Esquema mostrando duas configurações experimentais folha-colimador-detetor que diferem somente na distância do detetor até o colimador. Pode-se notar que o intervalo angular visto pelo detetor mais próximo do colimador é maior do que na outra configuração

mostrados nas figuras II-12 e II-13.

Neste ponto ainda não é possível comparar a seção de choque corrigida com a seção de choque de produção inicial de partículas alfa (dada de entrada no referido código) para se determinar o fator de correção devido ao "straggling" angular, pois esta simulação é feita com base em espectros de alfa-"singles" obtidos durante as medidas de normalização e não possuem necessariamente a mesma distribuição daquelas obtidas nas medidas da correlação angular com a condição de coincidência de um C na CPP. O "straggling" angular depende sensivelmente da energia da partícula, e assim, quando essa energia é próxima da energia de corte da folha absorvedora, como no nosso caso, podemos estar subestimando o valor do fator de correção. Assim sendo, resolvemos avaliar este valor de correção para cada uma das medidas.

O procedimento utilizado para se calcular este fator de correção consistiu basicamente em fazer uma média sobre os fatores de correção obtidos para cada partícula alfa com energia bem determinada levando em conta a probabilidade de incidência que corresponde à seção de choque. Este cálculo é efetuado por outro programa chamado STRENER. O programa fornece para cada ângulo de incidência e para cada configuração colimador-detetor, uma tabela da probabilidade de uma partícula atingir o detetor em função de sua energia de incidência. Foi através de interpolações dos dados desta tabela que obtivemos os fatores de correção para cada canal do espectro de energia.

Para a relação entre a largura a meia altura da superfície gaussiana (σ) e a energia da partícula (E) utilizamos a seguinte expressão[28]):

$$\sigma = \frac{k}{E} \qquad \text{(II.1)}$$

onde k é uma constante que depende basicamente do projétil e da espes-

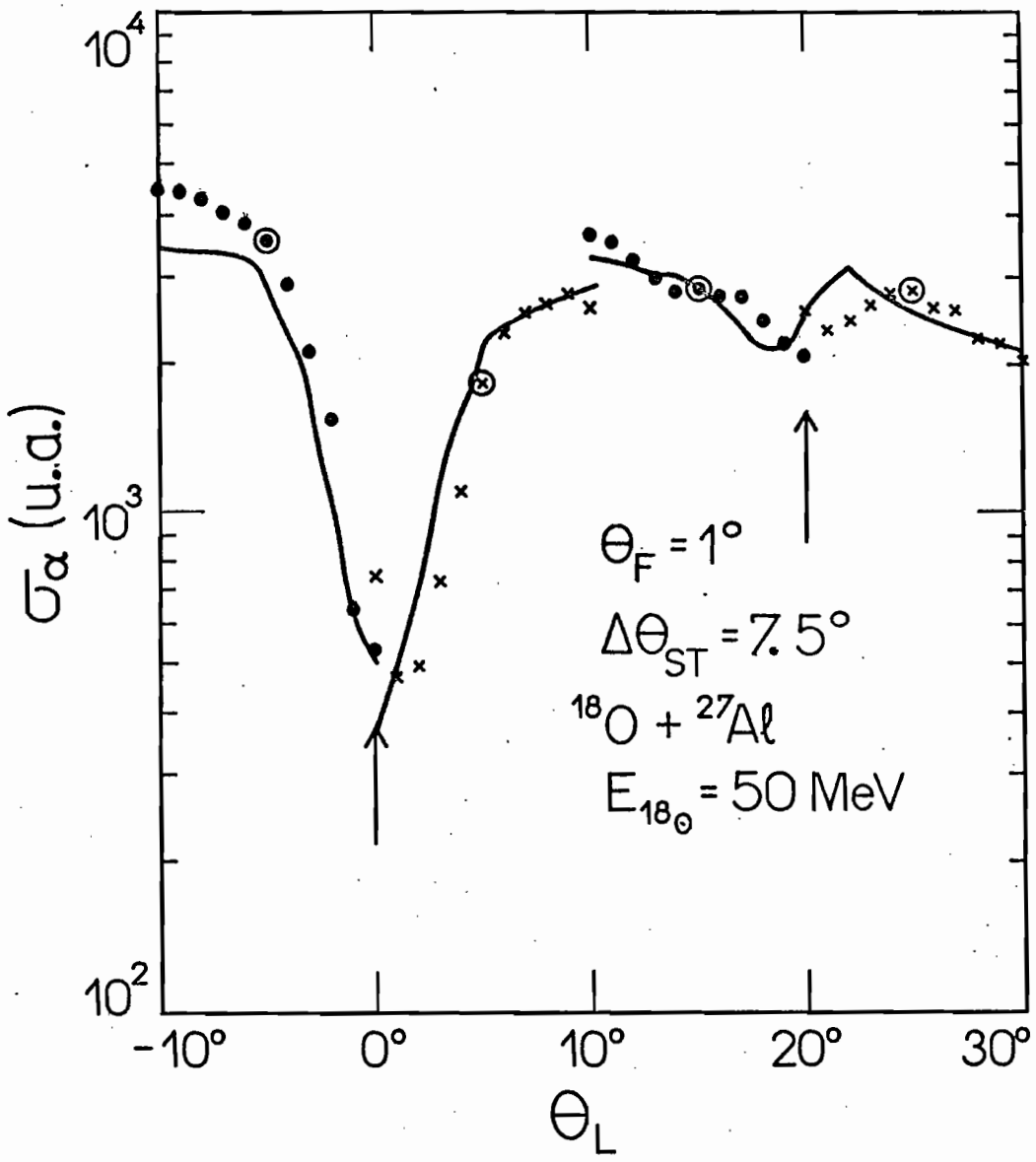

Figura II.12 - Gráfico obtido a partir dos cálculos com o código STRV, onde simula-se a seção de choque de produção de partículas alfa para a reação $^{18}O + ^{27}Al$ na energia de 50 MeV de laboratório na região de ângulos dianteiros (atrás da folha absorvedora). Os parâmetros usados foram: $\sigma = 7.5°$ para a largura da gaussiana que estima o "straggling" angular e $\theta_F = 1°$ para o desvio angular entre a direção do feixe e o eixo de referência da canalização.

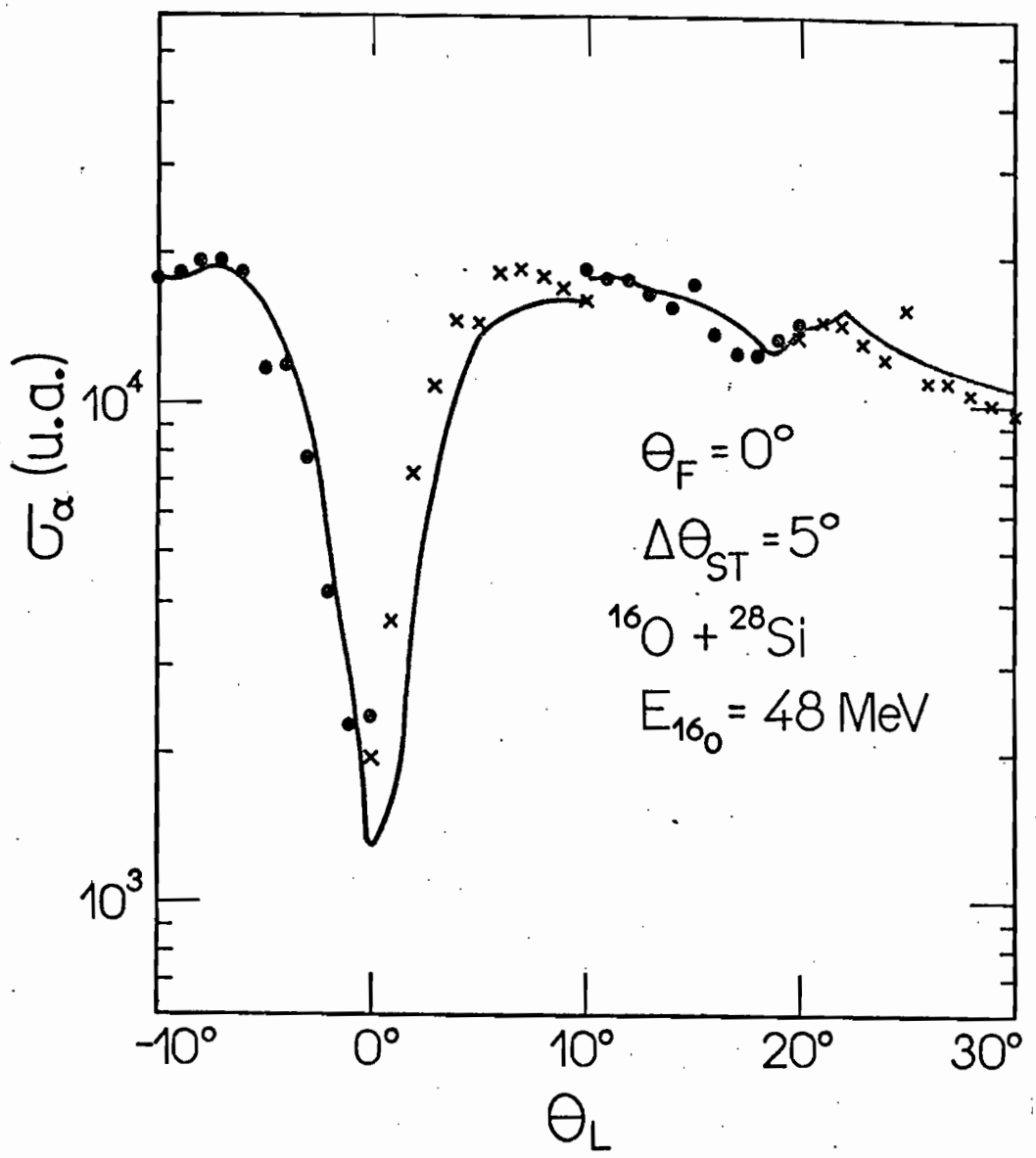

Figura II.13 - Gráfico obtido a partir dos cálculos com o código STRV, onde simula-se a seção de choque de produção de partículas alfa para a reação $^{16}O + ^{28}Si$ na energia de 48 MeV de laboratório na região de ângulos dianteiros (atrás da folha absorvedora). Os parâmetros usados foram: $\sigma = 5°$ para a largura da gaussiana pela qual se estima o "straggling" angular e $\theta_F = 0°$ para o desvio angular entre a direção do feixe e o eixo de referência da canalização.

sura e do material da folha. O valor de k usado em nossos cálculos foi determinado a partir dos ajustes das seções de choque mostrados nas figuras II-12 e II-13, onde se assumiu como energia da partícula aquela correspondente ao máximo na distribuição de energia. Este resultado difere um pouco dos valores obtidos a partir de relações empíricas.

II.3.4 Cálculo da seção de choque absoluta

A seção de choque diferencial experimental, num sistema de referência fixo no laboratório, é dada na sua forma mais simples por :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{LAB} = \frac{Y}{N_F N_A \Delta\Omega} \tag{II.2}$$

onde

Y = número de eventos observados do processo de interesse

N_F = número de partículas incidentes durante a exposição.

Este número pode ser obtido a partir do valor da corrente de feixe total integrada durante a exposição e do valor de carga médio do feixe.

N_A = número de partículas presentes no alvo por unidade de área

$\Delta\Omega$ = ângulo sólido subtendido pelo detetor

Para as medidas de coincidência utilizamos a seguinte relação para expressar a seção de choque duplamente diferencial no referencial de laboratório:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_L^j d\Omega_P^i}\right)_{LAB} = \frac{Y_{LP}}{N_F N_A \Delta\Omega_L^j \Delta\Omega_P^i} \tag{II.3}$$

onde

Y_{LP}= número de coincidências entre partículas leves e pesadas

$\Delta\Omega_P^i$ = ângulo sólido subtendido pelo detetor de partículas pesadas i

$\Delta\Omega_L^j$ = ângulo sólido subtendido pelo detetor de partículas leves j

Para determinar o valor da seção de choque no referencial fixo no centro de massa, devemos introduzir dois fatores de conversão (jacobiano) que levem em conta o fato de que o fluxo de partículas num determinado ângulo sólido deve ser o mesmo para os dois sistemas de referência. A expressão para estes fatores de conversão e o procedimento para determiná-los é descrito na ref. 29.

Usualmente se utiliza, na determinação da seção de choque absoluta, o valor da carga integrada do feixe (Q) na avaliação do número de partículas incidentes no alvo. Porém, para nosso arranjo experimental, isto não foi possível. Como descrito no item II.1.3, o "stopper" de feixe foi colocado de maneira a ficar a uma distância menor do alvo do que a CPL, permitindo que esse detetor cruze a direção de incidência do feixe sem bater no coletor. No entanto, não foi possível colocar um supressor geométrico de elétrons secundários neste sistema de coleção de feixe, pois a região angular perdida devido à sombra desse copo ficaria muito grande, limitando desta forma, a região angular dianteira acessível aos detetores. Isto impediu a leitura correta da corrente de feixe. Assim sendo, utilizamos a área do pico referente ao espalhamento elástico no espectro de energia do detetor de barreira de superfície central da CPP para determinar o valor de Q. Este espectro foi armazenado num analisador multicanal.

Para o cálculo da seção de choque de espalhamento elástico utilizamos a expressão II-2. O número de partículas incidentes e o número de partículas no alvo desta expressão são os mesmos utilizados no cálculo da seção de choque da correlação angular. Assim, substituímos em II.3 o valor do produto $N_F N_A$ já obtido e chegamos

a:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_L^j d\Omega_P^i}\right)_{LAB} = \frac{Y_{LP}}{Y_2^{ELAS}} \frac{1}{\Delta\Omega_L^j} \frac{1}{\frac{\Delta\Omega_P^i}{\Delta\Omega_P^2}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{LAB}^{ELAS} \qquad \text{(II.4)}$$

Na expressão acima verifica-se que o resultado é independente do valor absoluto do ângulo sólido dos detetores de partículas pesadas e que para esse cálculo de seção de choque falta apenas determinar a relação entre os ângulos sólidos dos detetores partículas pesadas e o valor absoluto dos ângulos sólidos dos detetores de partículas leves.

Na literatura existem muitos trabalhos que prevêm o comportamento da seção de choque do processo de espalhamento elástico para os sistemas utilizados nesta experiência. Estes trabalhos mostram que o potencial óptico E18, cujos parâmetros constam na ref 30, permite uma descrição adequada da seção de choque para o sistema $^{16}O+^{28}Si$. Além disso, este potencial descreve com boa aproximação a seção de choque de espalhamento elástico para sistemas próximos como no caso dos nossos outros dois sistemas.

Para a determinação dos ângulos sólidos dos detetores de partículas leves e pesadas utilizamos basicamente o mesmo método, que consiste em comparar a seção de choque de espalhamento elástico do projétil em um alvo de Au prevista teóricamente pela expressão de Rutherford. Isto é possivel porque nestas energias este espalhamento é puramente coulombiano. Obtivemos, então a relação entre os vários ângulos sólidos normalizados a um dos detetores. Para o caso da CPP, o detetor usado como referência foi o detetor central, pois este é que foi usado como monitor na experiência. No caso da CPL a normalização foi feita com relação ao detetor mais afastado das fendas de colimação, pois este é que foi usado para definir a abertura máxima destas fendas. Os resultados são apresentados nas tabelas II-3. Deve-se ressaltar que foi utilizada a

Tabela II.3: Montagem com alvo de Al

CPL		CPP	
Fenda	$\Delta\Omega_{Li}/\Delta\Omega_{L2}$	Fenda	$\Delta\Omega_{Pi}/\Delta\Omega_{P2}$
1	.857		
		1	.692
2	1.000		
		2	1.000
3	.955		
		3	.342
4	.898		

Tabela II.4: Montagem com alvo Si

CPL		CPP	
Fenda	$\Delta\Omega_{Li}/\Delta\Omega_{L3}$	Fenda	$\Delta\Omega_{Pi}/\Delta\Omega_{P2}$
1	.898		
		1	.535
2	.929		
		2	1.000
3	1.000		
		3	.555
4	.996		

mesma montagem experimental para as medidas dos sistemas de $^{16,18}O$ com ^{27}Al. O ângulo sólido utilizado para os detetores da CPL foi da ordem de $5.10^{-3}sr$.

Os valores do número de eventos dos picos referentes ao espalhamento elástico (Y_{el}) foram obtidos a partir de ajustes dos espectros de energia do monitor realizados com o programa SPASM[27].

Os fatores que mais contribuiram para a incerteza em nossas medidas foram as medidas de espessura dos alvos e a incerteza associada ao número de eventos. Quanto à espessura dos alvos, avaliada por pesagem e por comparação com a seção de choque elástica, a incerteza foi estimada em torno de 10%. A incerteza associada a estatística variou de 10% a 40%.

Capítulo III

Identificação dos processos

O estudo dos espectros inclusivos de nucleons ou aglomerados emitidos numa reação nuclear pode fornecer informações importantes a respeito da dinâmica da colisão. No entanto, em experimentos realizados com energias de bombardeio não muito maiores do que a da barreira coulombiana, o processo de formação de núcleo composto torna-se o mecanismo dominante e o maior responsável pela produção de partículas leves, mascarando, desta forma, outros possíveis processos que apresentem contribuições relativamente menores.

É nossa intenção, como já dissemos, investigar o limiar dos processos de fusão incompleta e de fragmentação do projétil que se encontra num intervalo de energia onde a evaporação de partículas a partir de um núcleo composto equlibrado é dominante. Neste caso, medidas exclusivas que determinam as correlações entre os vários produtos de reação se tornam necessárias. Esta técnica consiste na observação e deteção dos vários ejéteis, pesados e leves, oriundos da colisão em coincidência temporal. Este tipo de medida, que introduz um maior número de vínculos cinemáticos, aumenta a quantidade de informações que pode ser obtida com respeito aos mecanismos envolvidos. Por outro lado, esta técnica requer um tempo de irradiação muito maior do que para o caso de medidas inclusivas, devido à drástica diminuição do ângulo sólido total de observação. Essa é a razão pela qual o número de eventos correspondentes a alguns produtos de reação que seriam de interesse é estatisticamente muito baixo para permitir uma análise satisfatória. Neste trabalho analisaremos somente as correlações angulares C - α , que podem ter origem, por exemplo, pelos processos descritos a seguir.

$$^{16}O + {}^{27}Al$$

$$\begin{array}{rcccl} & \rightarrow & {}^{16}O^* + {}^{27}Al^{(*)} & \rightarrow & \\ {}^{16}O + {}^{27}Al & \rightarrow & {}^{12}C^{(*)} + {}^{31}P^* & \rightarrow & {}^{12}C^{(*)} + \alpha + {}^{27}Al^{(*)} \\ & \rightarrow & \alpha + {}^{39}K^* & \rightarrow & \end{array}$$

$$^{18}O + {}^{27}Al$$

$$\begin{array}{rcccl} & \rightarrow & {}^{18}O^* + {}^{27}Al^{(*)} & \rightarrow & \\ {}^{18}O + {}^{27}Al & \rightarrow & {}^{14}C^{(*)} + {}^{31}P^* & \rightarrow & {}^{14}C^{(*)} + \alpha + {}^{27}Al^{(*)} \\ & \rightarrow & \alpha + {}^{41}K^* & \rightarrow & \end{array}$$

$$^{16}O + {}^{28}Si$$

$$\begin{array}{rcccl} & \rightarrow & {}^{16}O^* + {}^{27}Al^{(*)} & \rightarrow & \\ {}^{16}O + {}^{28}Si & \rightarrow & {}^{12}C^{(*)} + {}^{32}S^* & \rightarrow & {}^{12}C^{(*)} + \alpha + {}^{28}Si^{(*)} \\ & \rightarrow & \alpha + {}^{44}Ca^* & \rightarrow & \end{array}$$

onde o símbolo (*) indica uma possibilidade de excitação do núcleo.

Deve-se notar, nesta esquematização, que sempre se pressupõe a existência de uma etapa inicial envolvendo dois corpos, um dos quais absorve parte da energia cinética inicial transformado-a em energia de excitação. Este núcleo posteriormente decai acarretando um estado final de três corpos.

No processo de fragmentação ocorre a excitação e decaimento do projétil sendo que nenhum dos componentes desta quebra é capturado pelo alvo que recua no estado fundamental.

Os outros dois mecanismos que foram apresentados representam o processo de fusão incompleta. Este processo pode ser interpretado como uma quebra do projétil, em que um dos produtos interage fortemente com o alvo formando um sistema composto excitado, que posteriormente decai. Entretanto, é de se esperar que a probabilidade da ocorrência do processo no qual a partícula pesada é reemitida é muito menor devido ao baixo valor do coeficiente de penetrabilidade da barreira

coulombiana para esse canal de saída. Portanto, quando citarmos o processo de fusão incompleta estaremos nos referindo ao segundo mecanismo, no qual há a transferência e emissão de uma partícula alfa.

Como ilustração mostramos na figura III-1 dois diagramas de velocidade, para o sistema $^{16}O + ^{28}Si$, representando os dois processos (fragmentação e fusão incompleta) para um mesmo estado final de três corpos. Como podemos notar na figura, existem duas soluções possíveis, uma correspondente a um estágio intermediário do processo de fusão incompleta e outra ao processo de fragmentação. Para caracterizar esses processos é necessário analisar os espectros de energia relativa nos referenciais de centro de massa dos dois possíveis estados intermediários.

Para se obter a energia relativa deve-se calcular a velocidade e o ângulo de espalhamento no laboratório da partícula não detetada, no nosso caso o alvo. Este estudo também nos fornece os valores de "Q" da reação. Um espectro típico de "Q" pode ser visto na figura III-2. Como se pode notar, a maior parte dos eventos está concentrada na região correspondente a um estado final com todos as partículas no seu estado fundamental. Portanto, somente esta configuração final foi considerada nos modelos utilizados para reproduzir a forma das correlações angulares. Estes espectros apresentam uma resolução em energia relativamente baixa, característica deste trabalho. Este problema tem basicamente duas origens: as correções significativas em energia (perda de energia em janela, gás) e o elevado número de contagens de fundo nos espectros de TAC correspondente a coincidências casuais.

III.1 Caracterização de um estado intermediário

A cada evento identificado como um par de partículas C - α, sempre é possível associar duas configurações intermediárias correspondentes aos dois processos

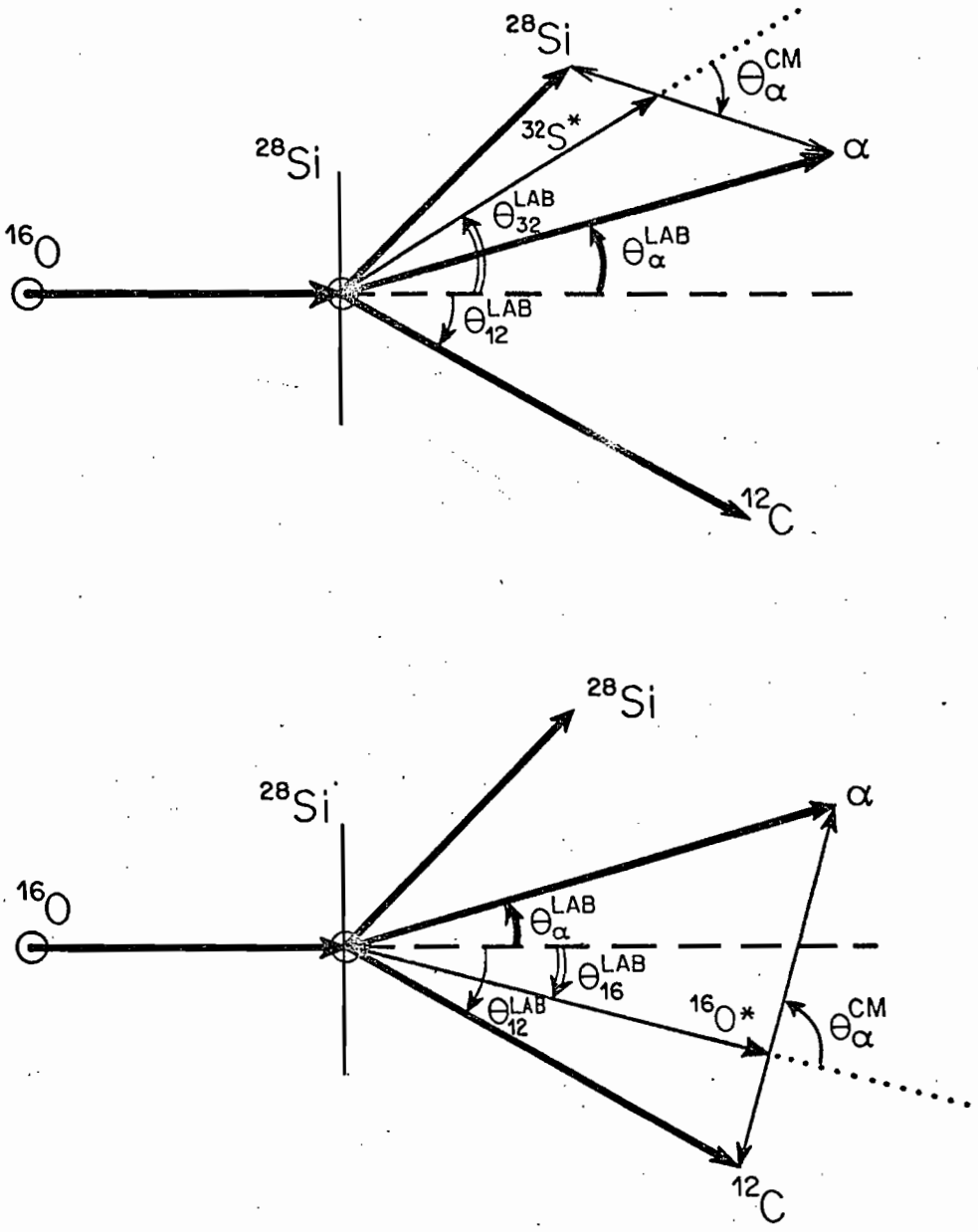

Figura III.1 - Diagrama de velocidade para a reação $^{16}O + ^{28}Si \longrightarrow ^{12}C + \alpha + ^{28}Si$ mostrando as configurações para o processo de fusão incompleta (acima) e para o processo de fragmentação (abaixo)

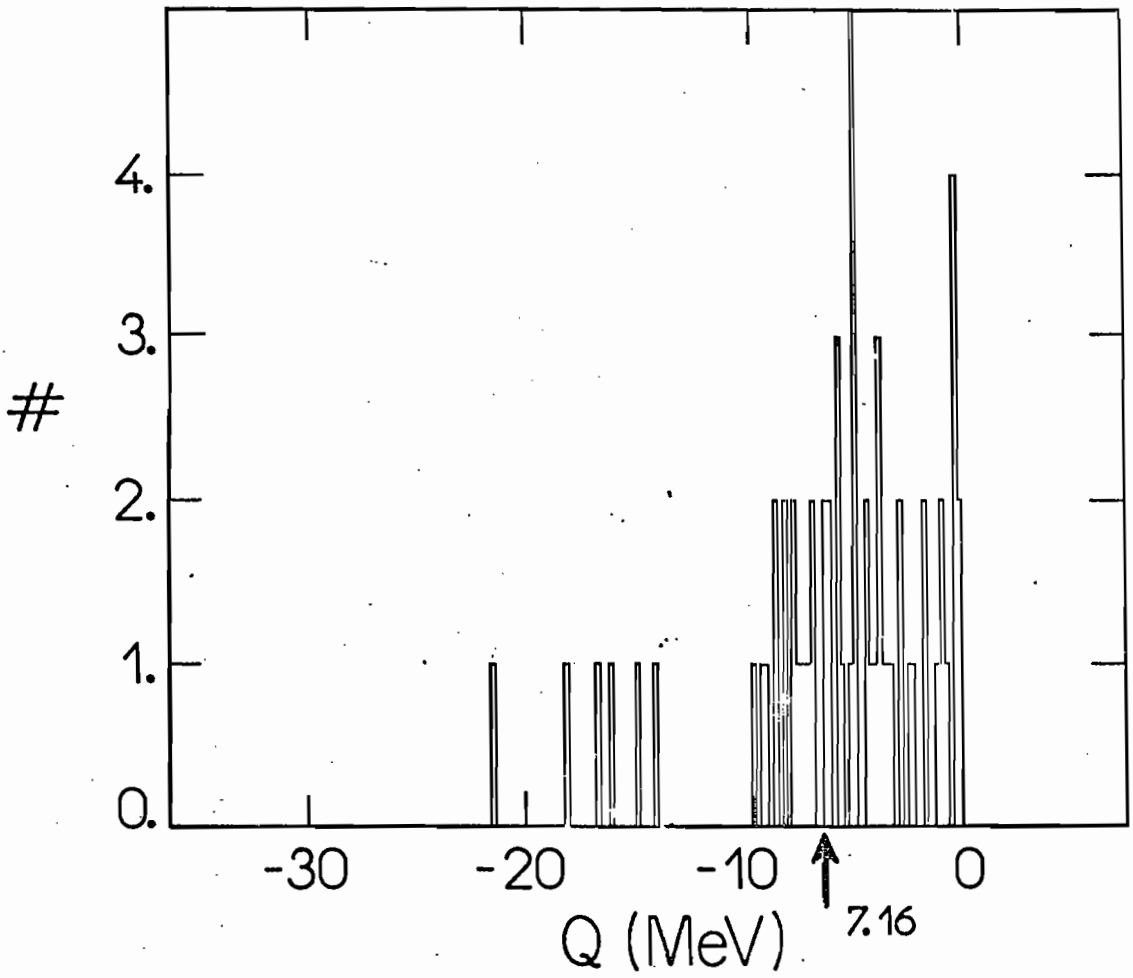

Figura III.2 - Espectro de valores de "Q" obtidos com uso da cinemática de três corpos para o sistema $^{16}O + ^{28}Si$. Nota-se o predomínio de eventos com os componentes do canal de saída no estado fundamental (Q=-7.16 MeV).

em estudo. Esta ambiguidade pode ser minimizada estudando os espectros de energia relativa entre pares de partículas (C-α,Alvo-α) nos referenciais adequados para cada processo. Esta condição basea-se na hipótese da existência de um núcleo intermediário que decai sequencialmente. Para uma determinada energia de excitação deste estado intermediário está associada uma energia relativa constante, independentemente do ângulo de emissão.

Para visualizar este conceito de energia relativa, bem como mostrarmos o balanço energético dos sistemas envolvidos neste trabalho, apresentamos as figuras III-3, nas quais são apresentadas estas grandezas para os três sistemas estudados.

Os valores de energia relativa foram obtidos usando o programa ERELQ, que utiliza a cinemática de dois e três corpos da seguinte maneira: a partir das informações de energia, massa e ângulo de deteção das partículas α e núcleos de C em coincidência, obtivemos os valores de energia e ângulo de deteção da partícula não detetada (alvo), bem como o valor do Q (Q_{3C}) da reação. Posteriormente, no caso do cálculo da energia relativa para o processo de fusão incompleta, partimos dos dados referentes ao núcleo de C (12 ou 14) e obtivemos os valores de Q (Q_{fi}) e energia e ângulo no laboratório para o P^* (ou S^*) para estes eventos. Finalmente, a informação da energia relativa para este processo é obtida subtraindo-se o valor de Q_{3C} de Q_{fi}. Deve-se notar que também é possível conseguir-se os valores da energia de excitação para o P (ou S) bastando subtrair-se de Q_{fi} a diferença de massa entre o sistema inicial e este estado intermediário. Analogamente, a energia relativa para o processo de fragmentação pode ser obtida a partir dos dados referentes à partícula não detetada. Estes cálculos de energia relativa, para os dois processos, foram feitos evento por evento.

A energia relativa dos eventos provenientes de um processo numa determinada energia de excitação do núcleo intermediário deve ser constante em função do

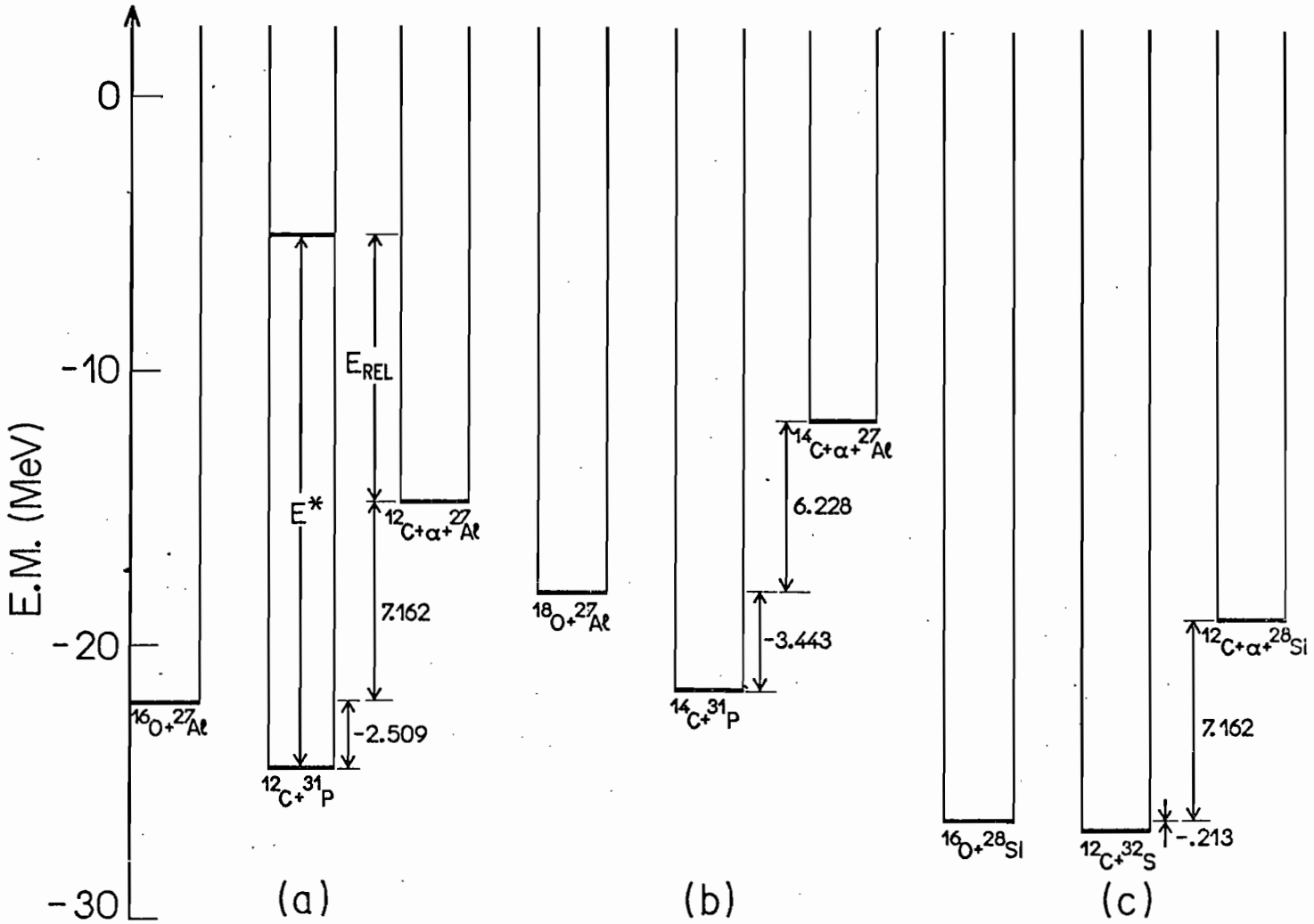

Figura III.3 - Diagramas mostrando as diferenças de massa envolvidas nos processos sequenciais para os três sistemas estudados neste trabalho.

Tabela III.1: Energia de excitação mais provável do sistema intermediário $[^{31}P(^{32}S^*)]$ para processo de fusão incompleta

Sistema	E_{lab} (MeV)	Det 1 (MeV)	Det 2 (MeV)	Det 3 (MeV)
$^{16}O + ^{27}Al$	61	16.7	16.5	16.6
	53	15.8	16.0	15.8
	45	–	–	–
$^{18}O + ^{27}Al$	61	15.5	15.7	15.8
	53	15.3	14.7	15.8
	47	–	–	–
$^{16}O + ^{28}Si$	63	17.6	17.0	16.3
	55	16.7	16.7	16.3
	49	–	–	–

ângulo de deteção. Para verificar este fato em nossos dados foram calculados os valores de energia relativa C-α e Alvo-α em função do ângulo de laboratório da partícula alfa. Alguns destes gráficos são apresentados nas figuras III-4 a III-6. Como a estatística era baixa determinamos o valor médio dessas energias relativas. A análise das figuras III-4 a III-6 mostra que, na hipótese do processo ser o de fusão incompleta, existe uma região angular na qual os respectivos valores de energia relativa permanecem constantes. Este fato sugere que neste intervalo angular ($-100°a - 40°$) o processo de fusão incompleta é provavelmente o predominante. Para ângulos dianteiros este fato não é observado, sugerindo, portanto, a predominância de outro processo.

Na tabela III-1, apresentamos os valores obtidos para as energias de excitação mais prováveis E^* do núcleo intermediário para o processo de fusão incompleta, com base na análise dos gráficos de energia relativa.

Ao assumirmos a hipótese dos eventos se referirem ao processo de frag-

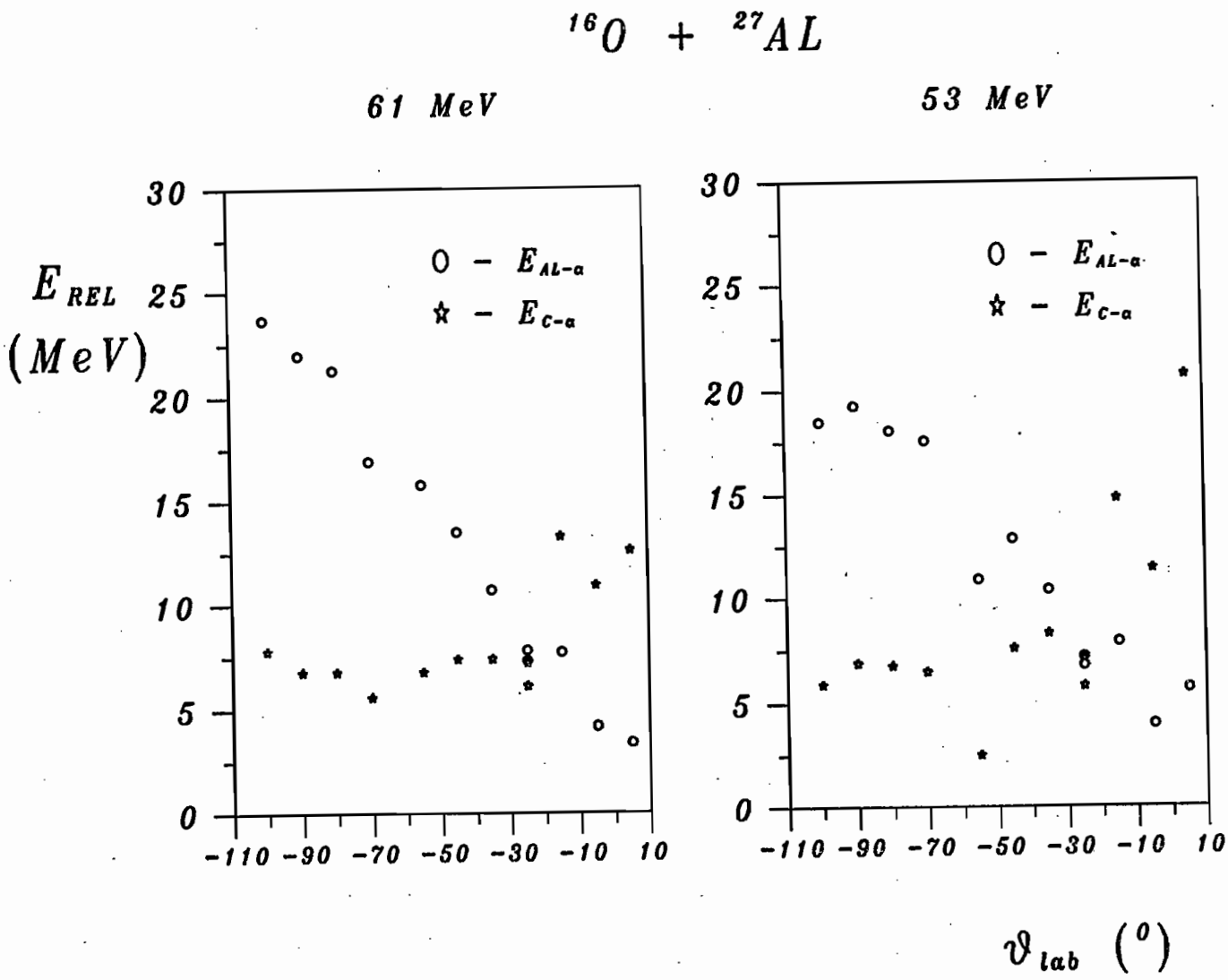

Figura III.4 - Energias cinéticas do movimento relativo entre α-^{27}Al (círculo) e α-^{12}C (estrela) em função do ângulo de deteção das partículas α (θ_α^{LAB}) para o sistema $^{16}O + {}^{27}Al$. Na figura são mostradas somente as E_{rel} calculadas para o detetor central da CPP nas energias de bombardeio de 61 e 53 MeV.

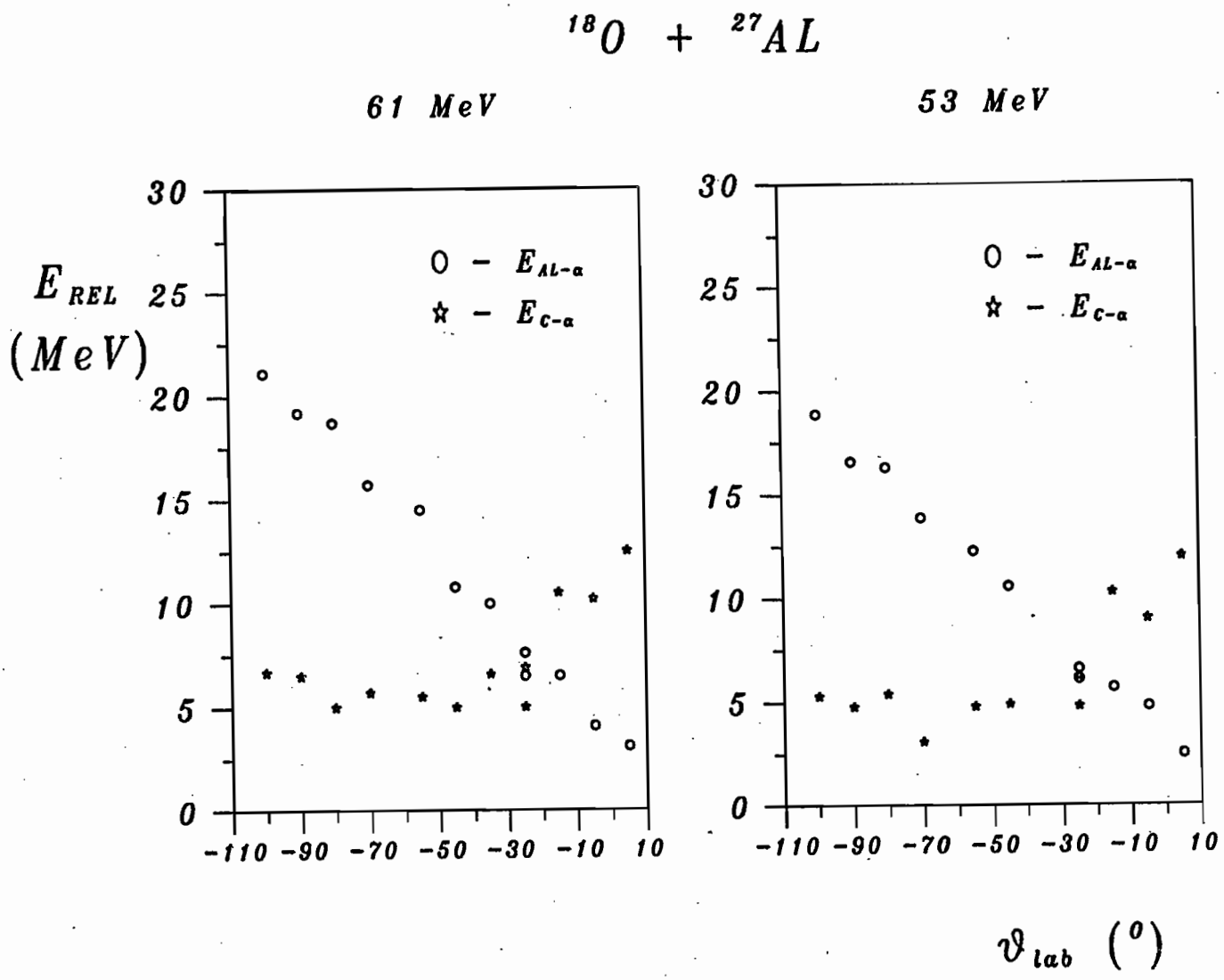

Figura III.5 - Energias cinéticas do movimento relativo entre α-^{27}Al (círculo) e α-^{14}C (estrela) em função do ângulo de deteção das partículas α (θ_{α}^{LAB}) para o sistema $^{18}O + {}^{27}Al$. Na figura são mostradas somente as E_{rel} calculadas para o detetor central da CPP nas energias de bombardeio de 61 e 53 MeV.

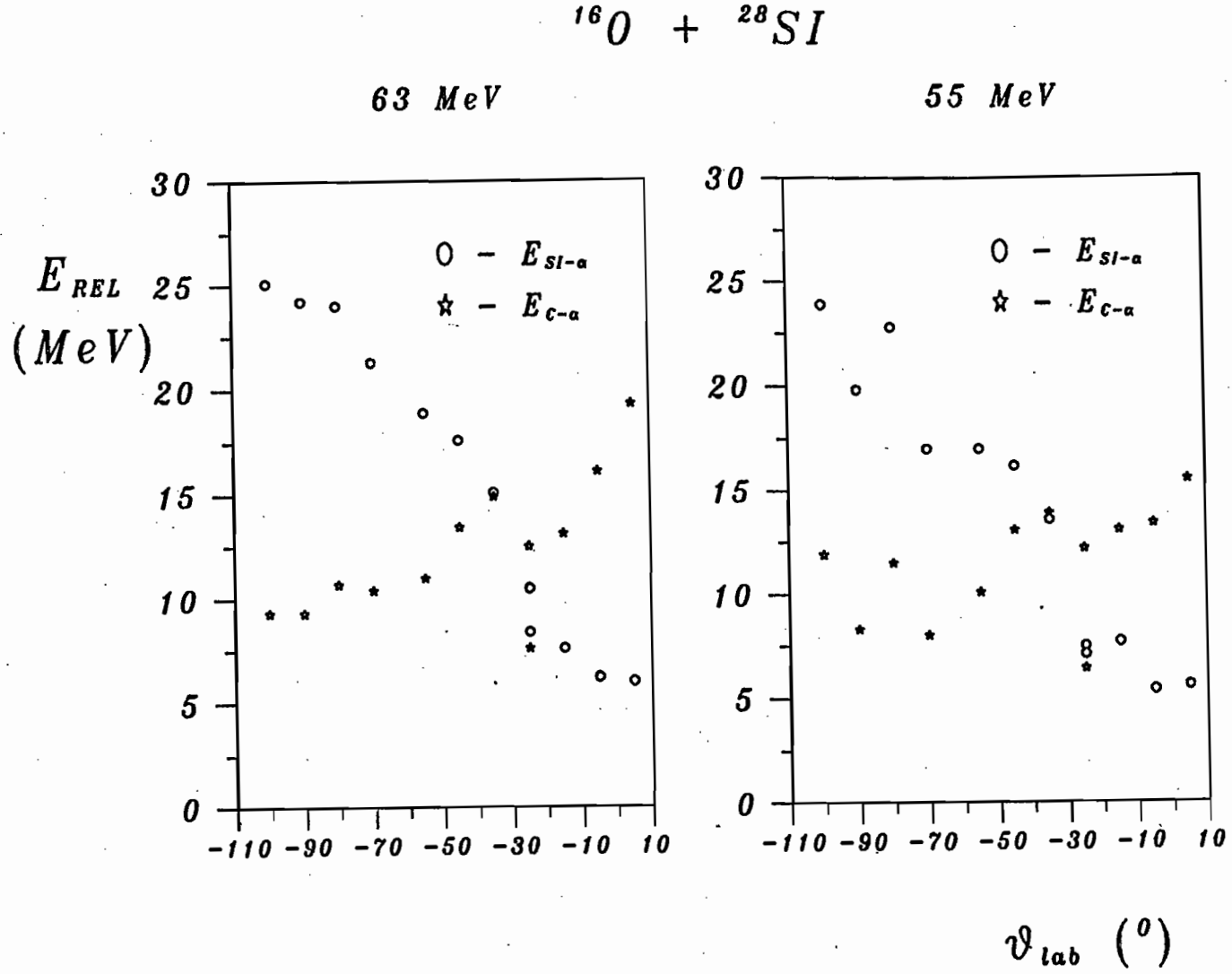

Figura III.6 - Energias cinéticas do movimento relativo entre α-^{28}Si (círculo) e α-^{12}C (estrela) em função do ângulo de deteção das partículas α (θ_{α}^{LAB}) para o sistema $^{16}O + {}^{28}Si$. Na figura são mostradas somente as E_{rel} calculadas para o detetor central da CPP nas energias de bombardeio de 63 e 55 MeV.

Tabela III.2: Energia de excitação máxima do projétil para processo de fragmentação

Sistema	E_{LAB} (MeV)	Det 1 (MeV)	Det 2 (MeV)	Det 3 (MeV)
	61	14.6	14.6	15.5
$^{16}O + ^{27}Al$	53	14.6	15.4	15.6
	45	15.9	15.9	16.9
	61	12.5	13.8	14.9
$^{18}O + ^{27}Al$	53	12.5	13.1	14.9
	47	15.9	15.9	15.9
	63	16.3	16.5	17.2
$^{16}O + ^{28}Si$	55	17.4	16.7	17.6
	49	16.9	16.9	16.9

mentação não conseguimos verificar uma região angular onde esta energia relativa seja constante, como no caso da fusão incompleta. No entanto, observa-se que na região angular dianteira ($-30°a + 5°$) existe uma tendência dos valores de energia relativa chegarem a um valor constante. Uma possível explicação para este fato é de que não se espera que um único estado do núcleo intermediário, i.e. $^{16}O^*$ ou $^{18}O^*$, esteja contribuindo neste intervalo angular. Mostramos na tabela III-2 um limite superior dos possíveis valores de energias de excitação dos projéteis, levando em conta os valores da energia relativa observados nesta região angular.

Este tipo de análise, baseada na análise cinemática (três corpos) sugere que existem duas regiões distintas para contribuição dos dois processos. A região angular mais traseira ($\theta < -35°$) onde predomina o processo de fusão incompleta e a complementar, em ângulos dianteiros ($\theta > -25°$), onde existe uma sugestão da predominância do processo de fragmentação do projétil. Baseados neste fato propomos

Tabela III.3: Ângulo rasante

Sistema	E_{LAB} (MeV)	θ_{LAB} (°)
$^{16}O + ^{27}Al$	61	26.6
	53	32.1
	45	40.7
$^{18}O + ^{27}Al$	61	26.3
	53	31.9
	47	38.0
$^{16}O + ^{28}Si$	63	27.7
	55	33.4
	49	39.5

modelos fenomenológicos que consigam descrever de forma independente a dinâmica dos dois processos sugeridos e verificar sua consistência com todos os dados obtidos.

III.2 Interpretação das correlações angulares

As correlações angulares C - α obtidas para os sistemas $^{16,18}O + ^{27}Al$, $^{16}O + ^{28}Si$ para os três ângulos de deteção do ejétil pesado, nas três energias medidas são apresentadas nas figuras III-7 a III-9. Os ângulos de observação das partículas pesadas foram escolhidos de maneira a estarem próximos aos ângulos rasantes nas duas energias mais elevadas para os três sistemas investigados neste trabalho. Os valores desses ângulos rasantes são apresentados na tabela III-3.

As correlações apresentam um máximo bem pronunciado localizado na região de ângulos dianteiros negativos. O lado negativo foi convencionado como sendo

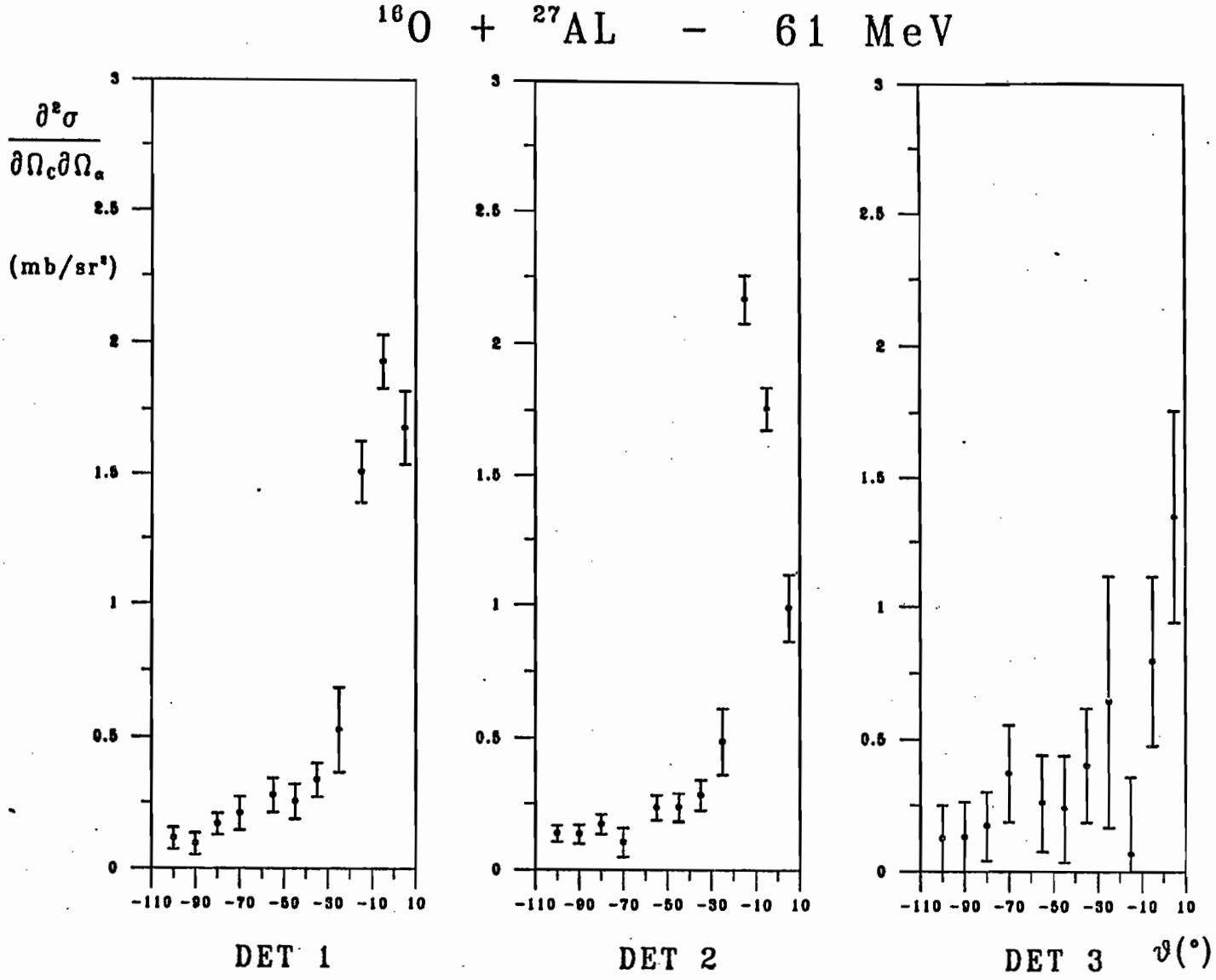

Figura III.7a - Correlações angulares C-α no referencial de laboratório para o sistema $^{16}O + {}^{27}Al$ na energia de 61 MeV, para três ângulos de deteção do carbono (25.5°, 30.0°, 34.5°). DET 1 se refere ao ângulo mais dianteiro.

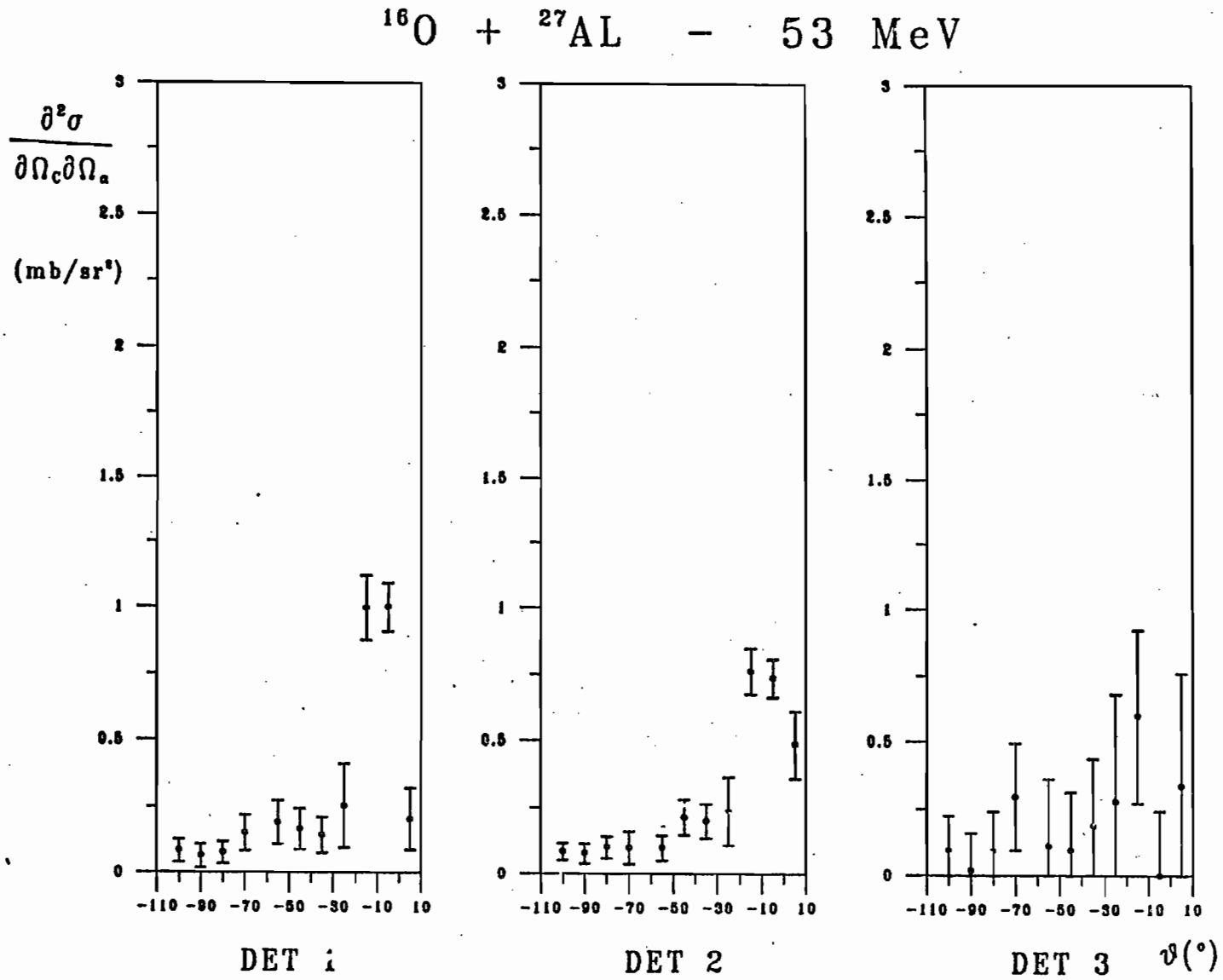

Figura III.7b - Idem à figura 7a para energia de 53 MeV.

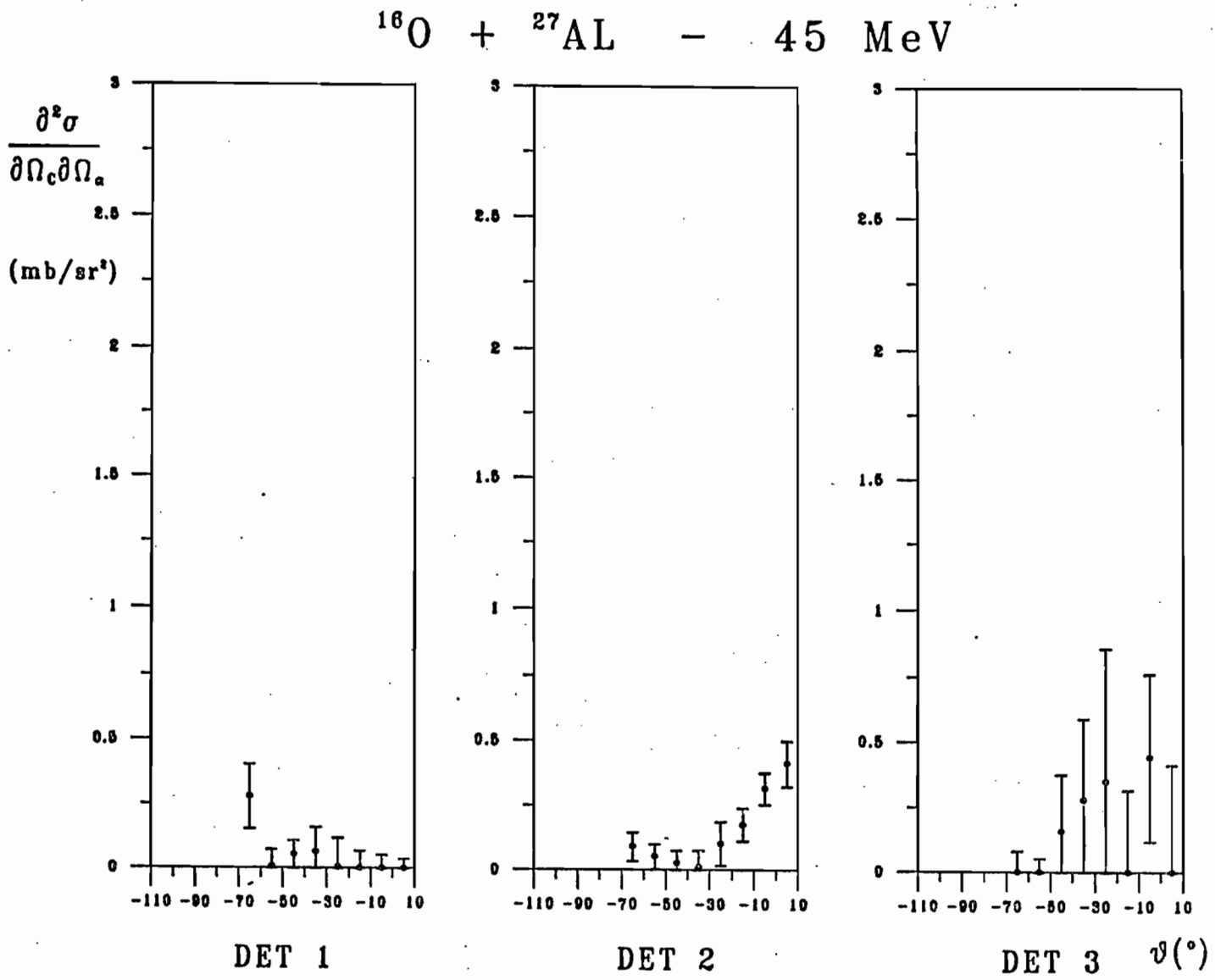

Figura III.7c - Idem à figura 7a para energia de 45 MeV.

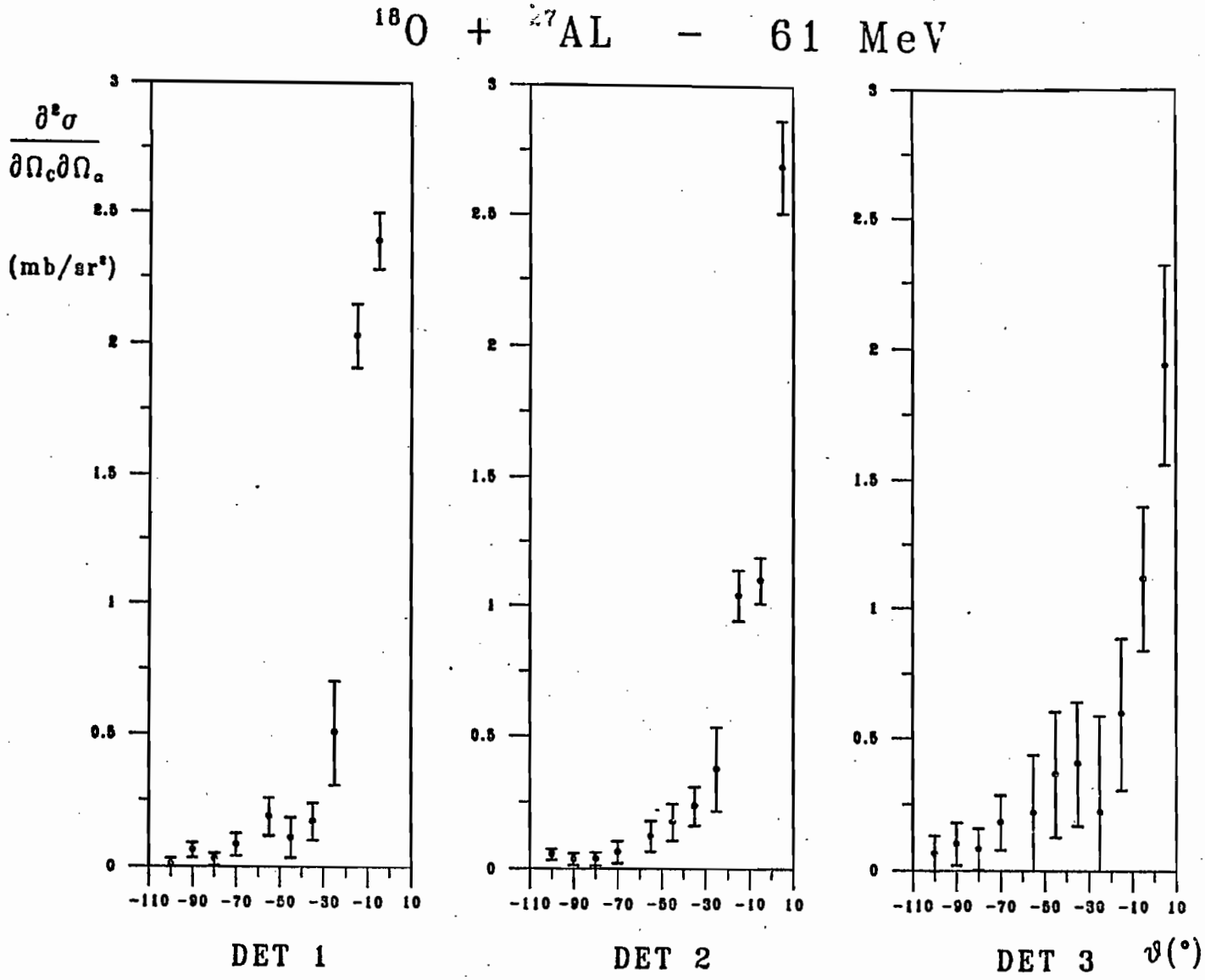

Figura III.8a - Correlações angulares C-α no referencial de laboratório para o sistema $^{18}O + {}^{27}Al$ na energia de 61 MeV, para três ângulos de deteção do carbono $(25.5°, 30.0°, 34.5°)$. DET 1 se refere ao ângulo mais dianteiro.

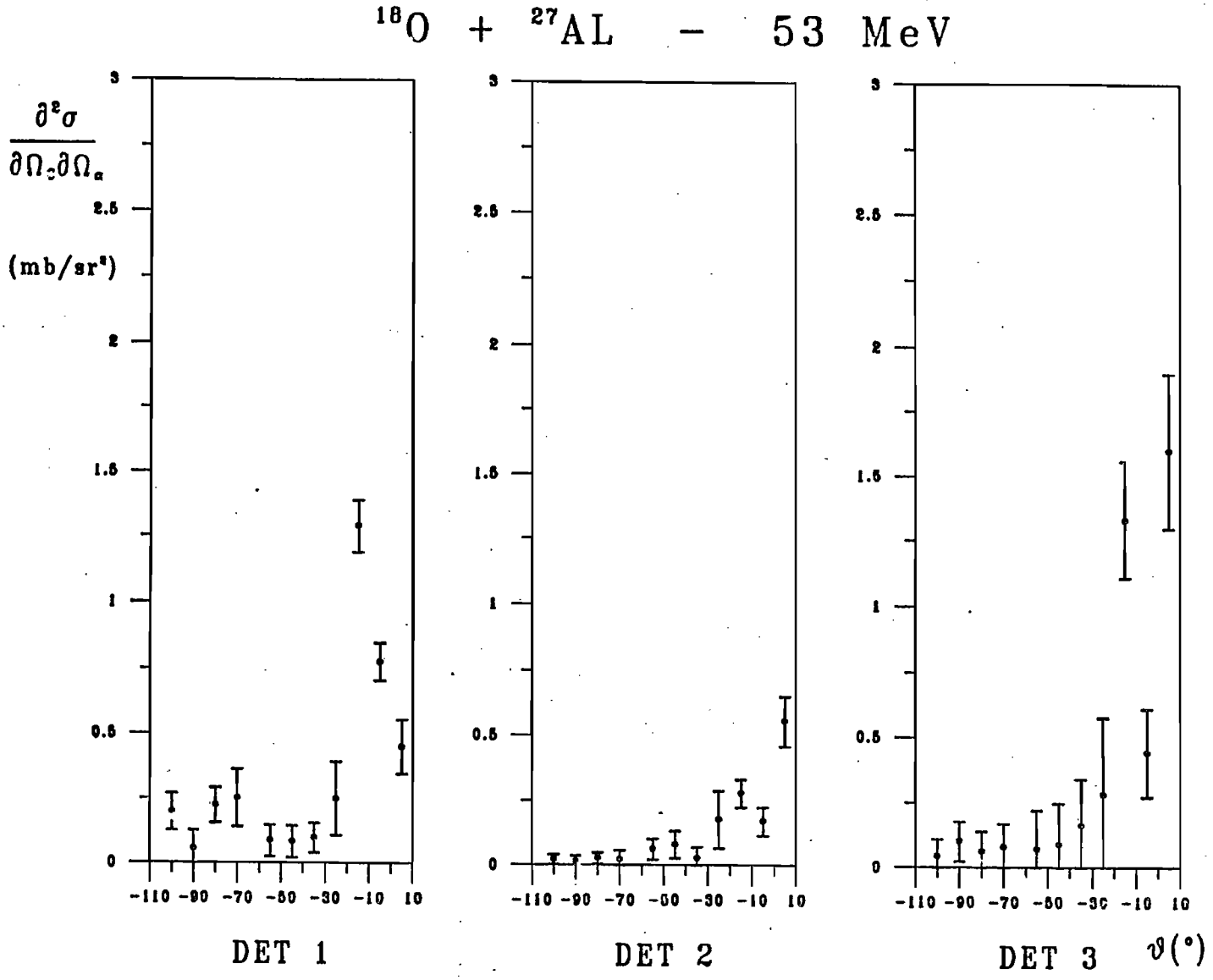

Figura III.8b - Idem à figura 8a para energia de 53 MeV.

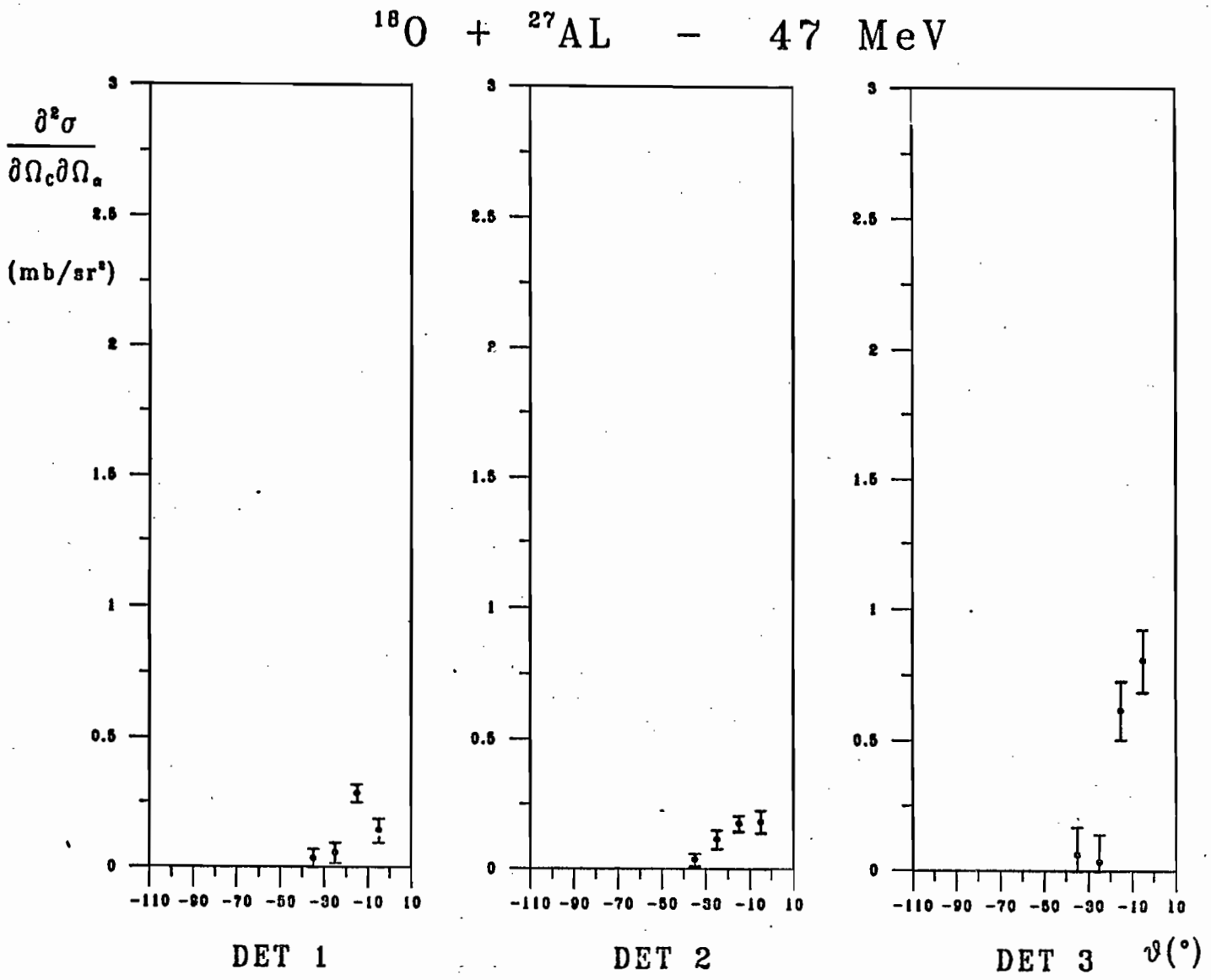

Figura III.8c - Idem à figura 8a para energia de 47 MeV.

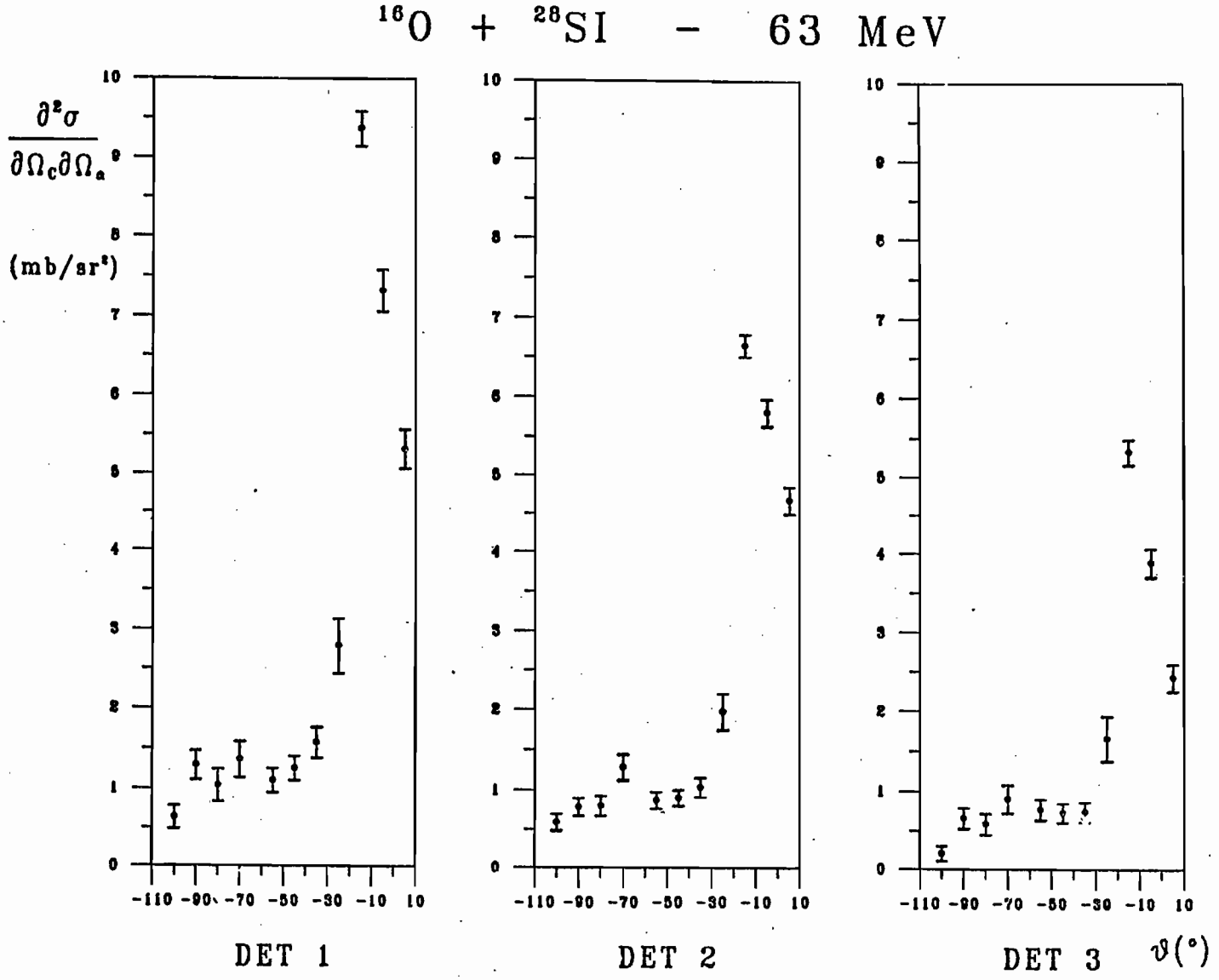

Figura III.9a - Correlações angulares C-α no referencial de laboratório para o sistema $^{16}O + ^{28}Si$ na energia de 63 MeV, para três ângulos de deteção do carbono (25.5°, 30.0°, 34.5°). DET 1 se refere ao ângulo mais dianteiro.

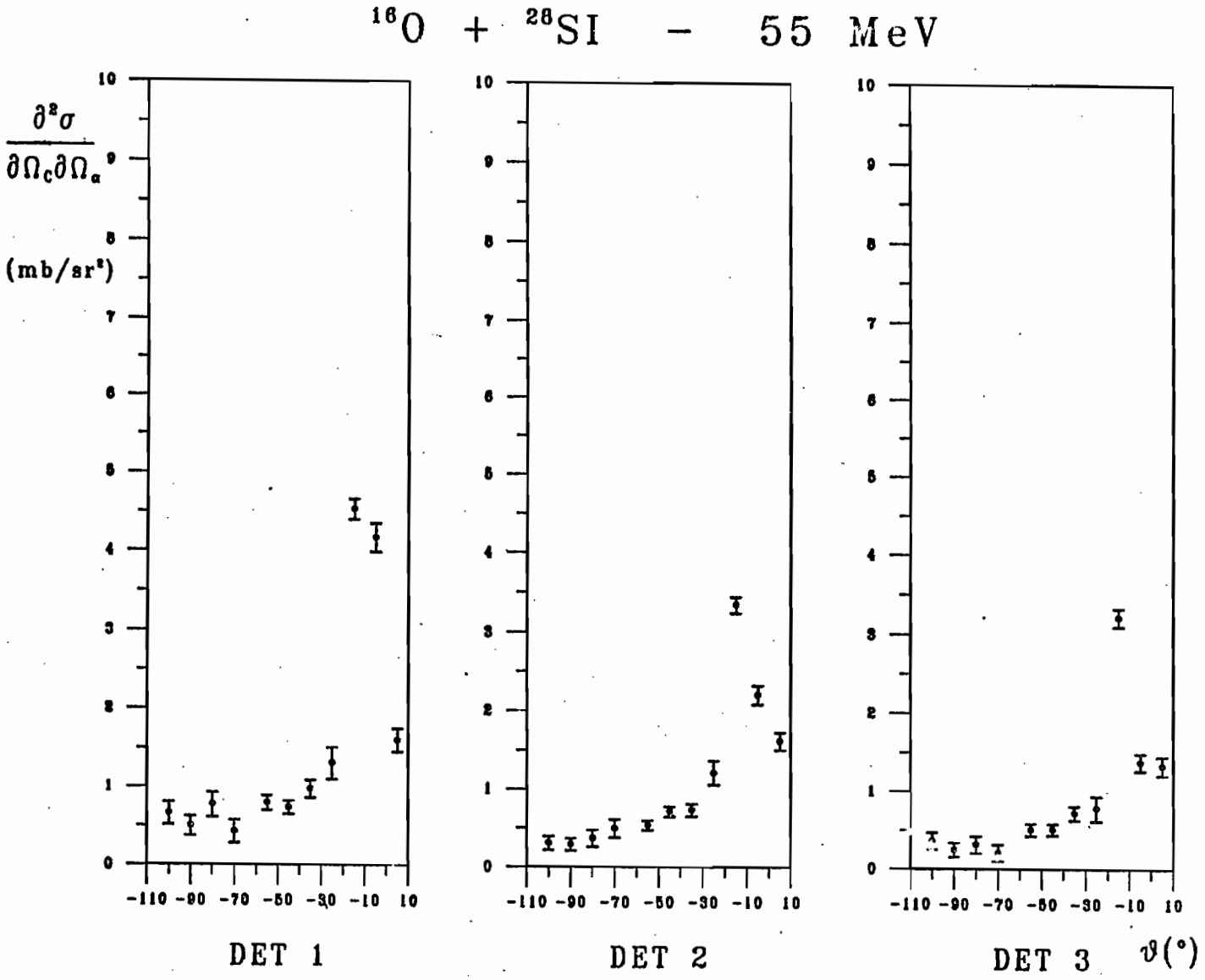

Figura III.9b - Idem à figura 9a para energia de 55 MeV.

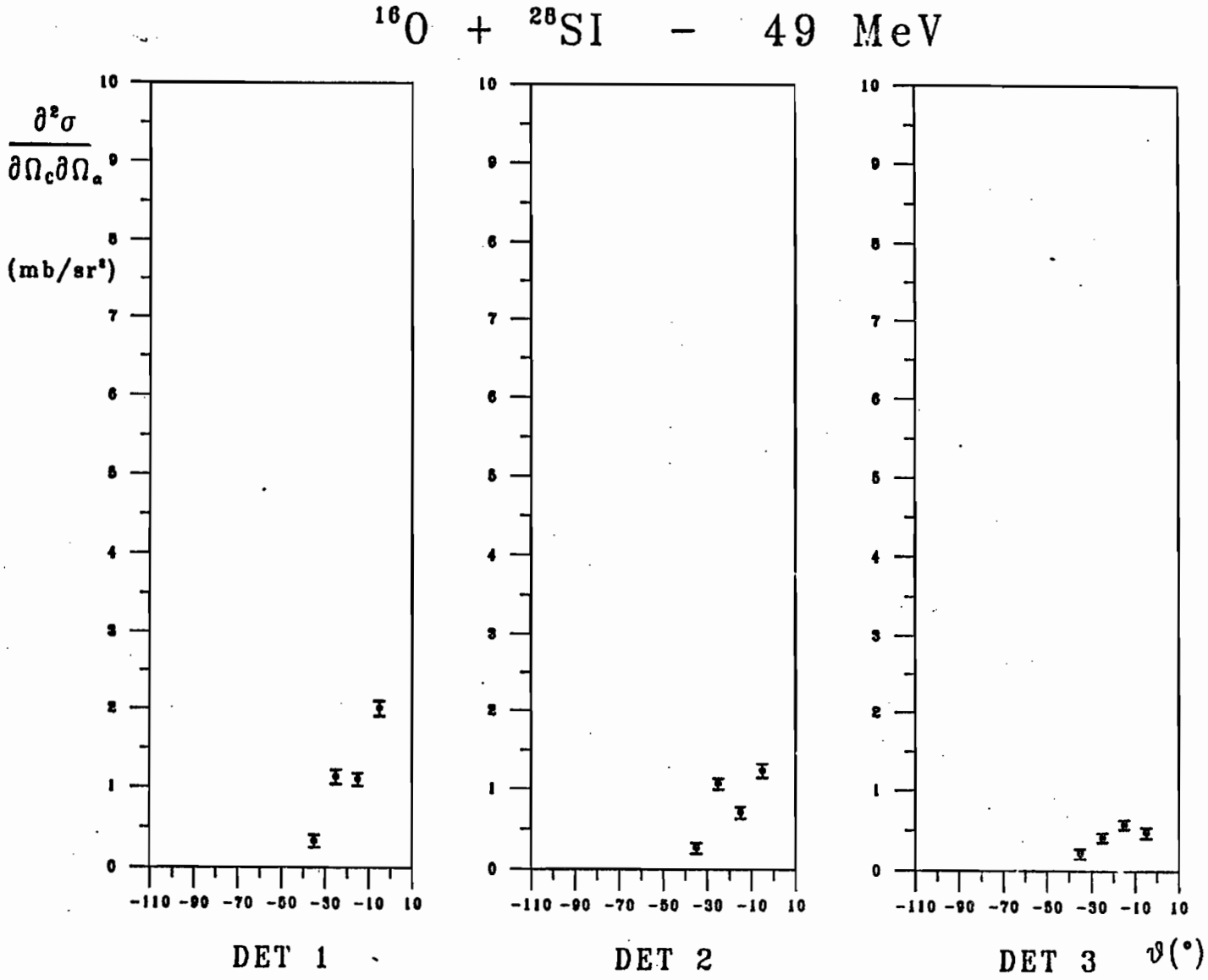

Figura III.9c - Idem à figura 9a para energia de 49 MeV.

o oposto à localização do detetor de íons pesados, em relação à direção do feixe incidente. Este máximo perde definição nas energias mais baixas.

A diminuição nos intervalos angulares nas energias mais baixas, em que as correlações angulares foram medidas, justifica-se pela baixa seção de choque que esperávamos nestas energias.

Outro ponto relevante é que assumiu-se que todos os eventos referentes ao número atômico Z = 6 correspondem somente a núcleos de ^{12}C, no caso do projétil ser o ^{16}O, e a núcleos de ^{14}C no caso do projétil ser ^{18}O. No estudo sistema $^{16}O + ^{28}Si$ consideramos o alvo de ^{28}Si isotopicamente puro, apesar de se tratar de um alvo confeccionado com Si natural.

Quanto a magnitude das correlações na região do máximo podemos afirmar que ela diminue em função da energia, e que existe um favorecimento aparente para os ângulos mais dianteiros do ejétil pesado. Para a região de ângulos mais traseiros negativos, pode-se notar que há uma diminuição clara na seção de choque em função da energia.

III.2.1 Modelo para o processo de fusão incompleta

No processo de fusão incompleta pressupomos a transferência de um cluster (alfa) do projétil para o alvo formando um sistema intermediário. A correlação angular para este processo pode ser determinada a partir dos valores das energias de excitação e cinética do $^{31}P^*(^{32}S^*)$, e de seu respectivo ângulo de espalhamento no laboratório. É importante, também, determinar no sistema de referência de centro de massa o ângulo de emissão da partícula alfa. Neste caso, o referencial de centro de massa não é aquele definido pelo sistema de entrada, mas sim aquele no centro de massa do núcleo excitado. A direção de recuo deste núcleo excitado ($^{31}Pou^{32}S$)

define, no sistema de referência de centro de massa para a emissão de partículas alfa, a direção $\theta_{CM} = 0°$. Para uma melhor visualização da importância destas variáveis, apresentamos o diagrama de velocidade da figura III-10, usando como exemplo o sistema $^{16}O + ^{27}Al$.

Nesta figura pode-se notar a existência de duas circunferências centradas no vetor que representa o vetor velocidade do fragmento (^{31}P). Estas circunferências representam o lugar geométrico dos vetores velocidade possíveis, no sistema de referência do laboratório, para a partícula alfa e o resíduo (^{27}Al). Como o ângulo para deteção dos ejéteis pesados (^{12}C) é fixo, e lembrando que neste processo o núcleo de C é produzido no estágio intermediário, podemos dizer que a correlação angular C - α proveniente do processo de fusão incompleta deve possuir um máximo na direção de recuo do núcleo intermediário. Outro fator importante é que uma dada energia de excitação do núcleo intermediário define uma região angular limitada para a emissão das partículas alfa. Isto quer dizer que se existir uma energia de excitação máxima para os núcleos de $^{31}P^*$, existe um limite cinemático que define a região angular para este processo.

No entanto, para o cálculo da seção de choque para este processo devemos lembrar que não existe uma única solução cinemática (E^*, θ). Assim sendo, é necessário utilizar todas as configurações possíveis. Convem ressaltar que, como estamos pressupondo que as partículas C e α são provenientes de processos de duas etapas (estágio intermediário), podemos tratar a excitação do $^{31}P(^{32}S)$ e a posterior evaporação de uma partícula alfa como processos independentes. Desta forma podemos escrever a seção de choque para o processo de fusão incompleta como sendo:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_C d\Omega_\alpha}\left(\theta_\alpha^{LAB}\right) = K \sum_Q \frac{d^2\sigma}{d\Omega_C dQ}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\alpha (Q, \theta_{CM}, \theta_{lab}) \qquad \text{(III.1)}$$

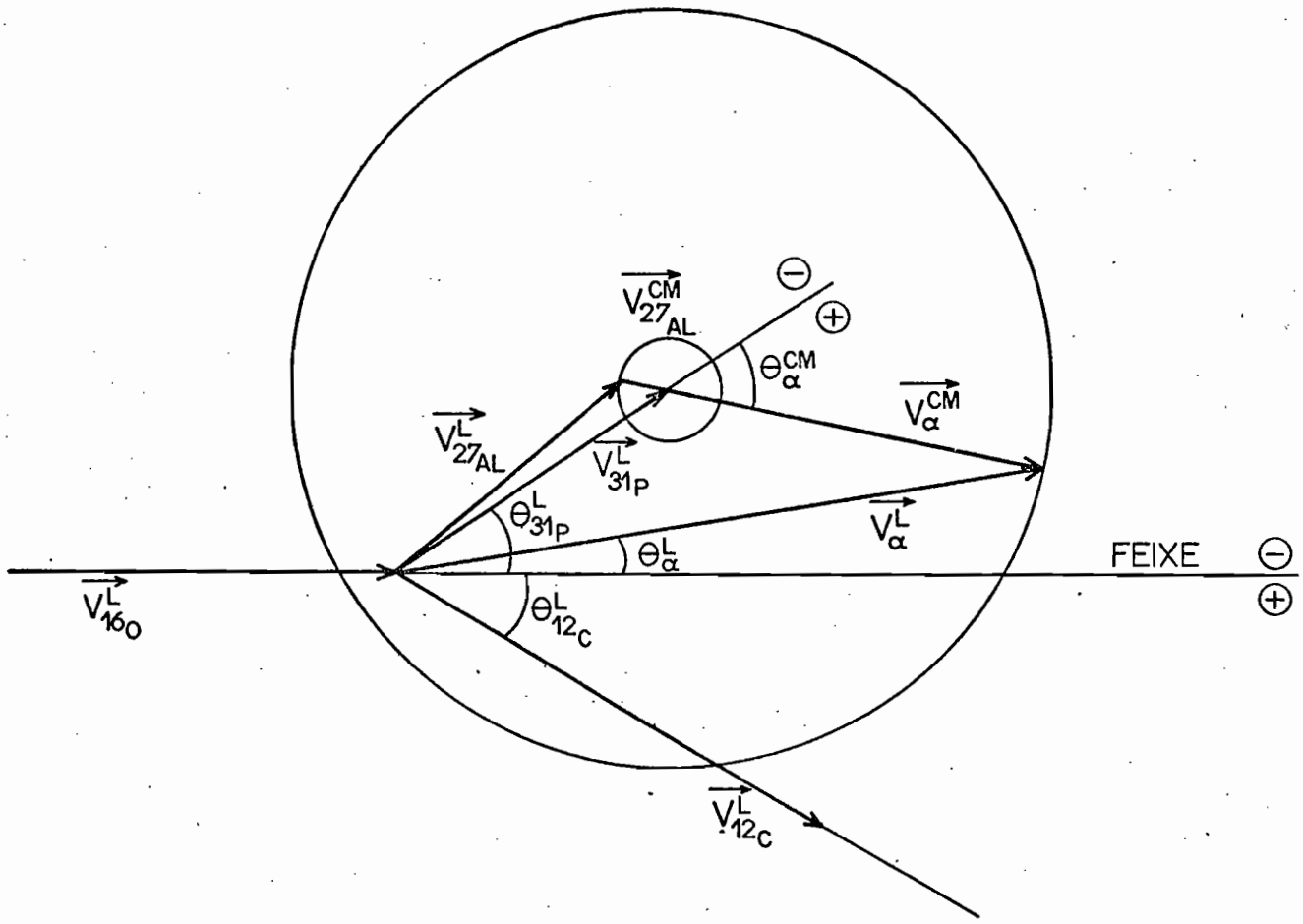

Figura III.10 - Diagrama de velocidade para o sistema $^{16}O + ^{27}Al$ mostrando as grandezas cinemáticas relevantes para o cálculo da correlação angular do processo de fusão incompleta. Os círculos representam todas as soluções possíveis para as velocidades (laboratório) da partícula α e do Al, dada a energia de excitação do núcleo formado no estágio intermediário.

onde Q e $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_C dQ}$ referem-se ao valores de Q para um dado estado excitado do sistema intermediário e ao correspondente valor da seção de choque diferencial, enquanto $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\alpha$ refere-se ao valor da seção de choque diferencial para emissão de partículas alfa calculadas na mesma energia de excitação anterior e K é uma constante arbritária de normalização.

A seção de choque diferencial para formação de um determinado estado excitado do sistema intermediário foi estimada a partir da forma dos espectros de energia dos núcleos de carbono nas medidas em coincidência. Cabe aqui dizer que a cada valor de energia do C corresponde uma única energia de excitação do ^{31}P (ou ^{32}S). Na realidade, devido a baixa estatística destes espectros, usamos a soma dos espectros correspondentes aos ângulos traseiros negativos, pois segundo a análise anterior dos valores de energia relativa o processo de fusão incompleta se mostrou predominante nesta região angular.

A seção de choque diferencial para emissão de partículas alfa, a partir de um núcleo de ^{31}P (^{32}S) numa determinada energia de excitação, foi determinada com base na teoria estatística de Hauser-Feshbach[36]. Esta teoria é utilizada em função da hipótese inicial da existência de um estágio intermediário no qual existe um núcleo excitado num determinado estado.

Esta teoria já é de conhecimento geral e portanto não vamos descrevê-la neste trabalho. O que cabe aqui dizer é que, neste caso, as probabilidades de decaimento são determinadas pelo peso estatístico dos estados finais (representados por estados discretos e densidade de níveis para o contínuo) e pelas penetrabilidades das barreiras nos diversos canais de saída. Esta probabilidade pode ser escrita como:

$$P_\alpha(\theta_{CM}) = \frac{G(E,i,j)}{g(j)} \qquad \text{(III.2)}$$

onde $G(e,\iota,j)$ é a largura de decaimento para um determinado canal de saída, enquanto $g(j)$ representa a somatória sobre todos os canais finais possíveis.

Na avaliação destas probabilidades utilizamos o programa STATIS[31]. De fato, este programa calcula inicialmente a seção de choque de fusão para um dado canal de entrada (i.e. formação de um núcleo composto), para depois calcular seu decaimento. Assim, com a finalidade de formar o núcleo composto ^{31}P (^{32}S) numa dada energia de excitação, usamos uma reação hipotética $\alpha + {}^{27}Al(^{28}Si)$, na energia de laboratório necessária para formar o núcleo composto na energia de excitação de interesse. Aqui devemos salientar que não esperamos ter informações precisas sobre as magnitudes previstas para as correlações angulares, pois a seção de choque de formação do núcleo composto via o canal citado acima não deve ser igual à seção de choque de formação do núcleo excitado no nosso estágio intermediário.

Definidas, portanto, as avaliações de interesse desenvolvemos o programa SIGMAFINAL para o cálculo da seção de choque duplamente diferencial (i.e. correlação angular). Este programa utiliza como dado de entrada os espectros experimentais de carbono e através de um cálculo de cinemática de dois corpos determina-se as energias cinéticas e de excitação do ^{31}P (^{32}S), bem como o respectivo ângulo de espalhamento, para cada valor de energia do^{12}C. Posteriormente, usando o programa STATIS como subrotina, calculam-se as seções de choque de decaimento alfa para o estado fundamental do ^{27}Al (^{28}Si). Convem ressaltar que, como o programa STATIS prevê a distribuição angular das partículas alfa para sistema de referência de centro de massa do núcleo composto, foi necessária uma transformação de sistema de referência para obtermos a correlação num referencial fixo no laboratório. Essa transformação foi feita através de considerações geométricas a partir dos diagramas de velocidade. Finalmente, o programa soma as várias contribuições provenientes de todos os valores experimentais de energia dos espectros de carbono (em intervalos de 1 MeV).

As correlações angulares foram calculadas para as duas energias mais altas para os três sistemas nos três ângulos de observação do núcleo de C. As funções obtidas podem ser vistas nas figuras III-11 a III-13. No caso da energia mais baixa dos três sistemas, o intervalo angular medido não atingia a região na qual o processo de fusão incompleta predomina, o que inviabilizou o cálculo para estes casos devido a ausência de um espectro experimental. A fim de se avaliar a seção de choque deste processo, para esta energia mais baixa, utilizamos a forma da correlação calculada na energia intermediária, normalizada para o valor experimental obtido no ângulo mais traseiro. Este procedimento justifica-se pelo semelhança existente entre as formas das correlações angulares calculadas para um certo ângulo.

Apesar de ter-se utilizado a soma dos espectros de energia de carbono para a região angular $\theta < -35°$, não foi possível definir, de uma maneira precisa a forma desses espectros. Assim sendo, foram definidas valores superiores e inferiores para a magnitude dos espectros.

A análise das correlações angulares, calculadas segundo o procedimento descrito acima, revela fatos interessantes. A forma das correlações não varia significativamente com a energia de bombardeio. Este fato pode ser explicado com o auxílio do diagrama de velocidades. Os vetores velocidade do $P^*(S^*)$ não variam significativamente (em módulo) com a mudança na energia de bombardeio, nem as energias de excitação do P(S) variam significativamente nas várias energias. Assim sendo, a partir de fig III-10, verificamos que as circunferências descritas pelos vetores velocidade serão semelhantes (energia de excitação) e estão centradas em vetores de módulo e direção parecidos.

Outro ponto relevante é que a variação da magnitude destas seções de choque diferenciais duplas em função do ângulo do C não segue o mesmo comportamento para os três sistemas. Para o caso do sistema $^{18}O + {}^{27}Al$ não parece haver

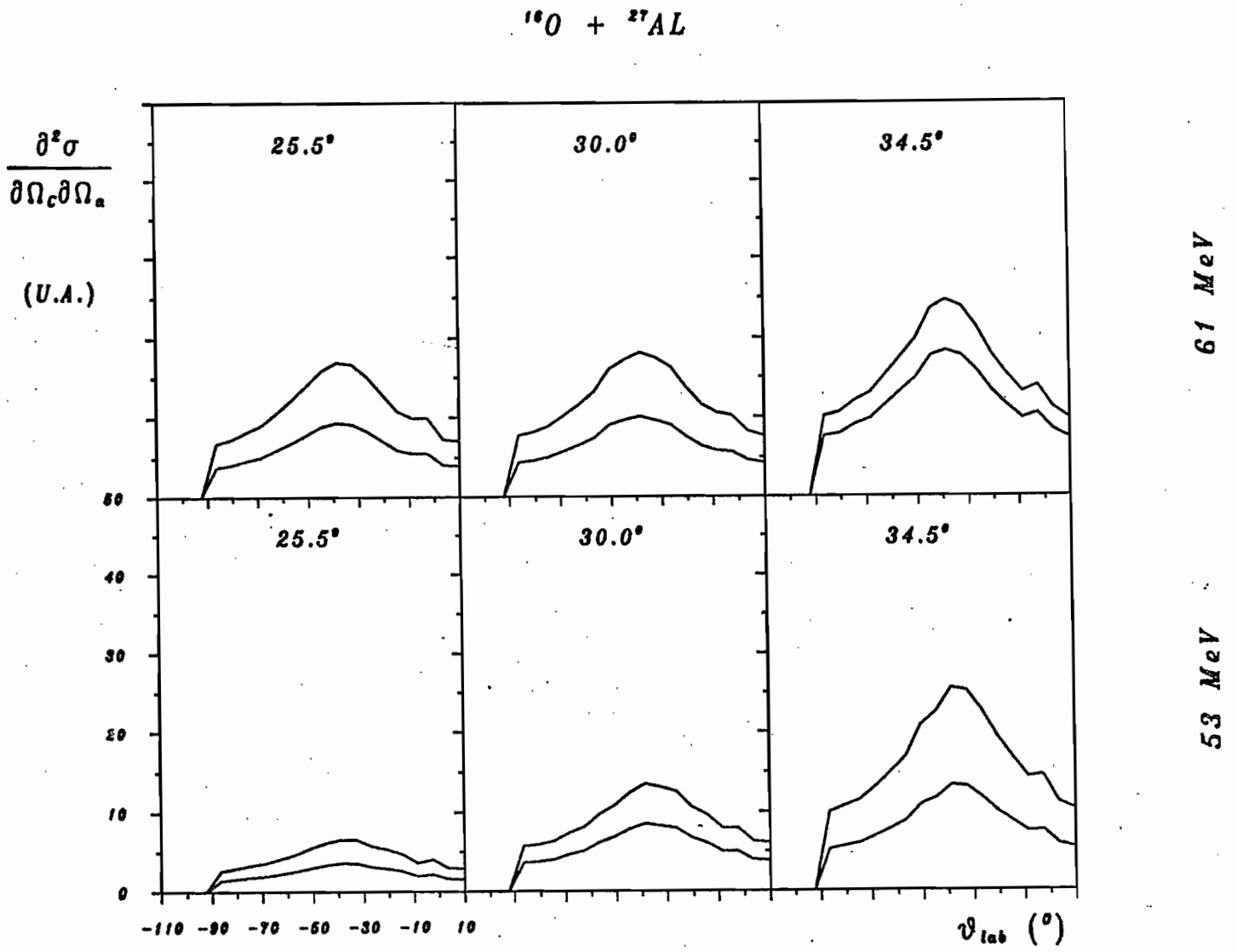

Figura III.11 - Correlações angulares C-α para o sistema $^{16}O + {}^{27}Al$ previstas pelo modelo considerando o processo de fusão incompleta descrito no texto nas duas energias mais altas e para os três ângulos de deteção da partícula pesada.

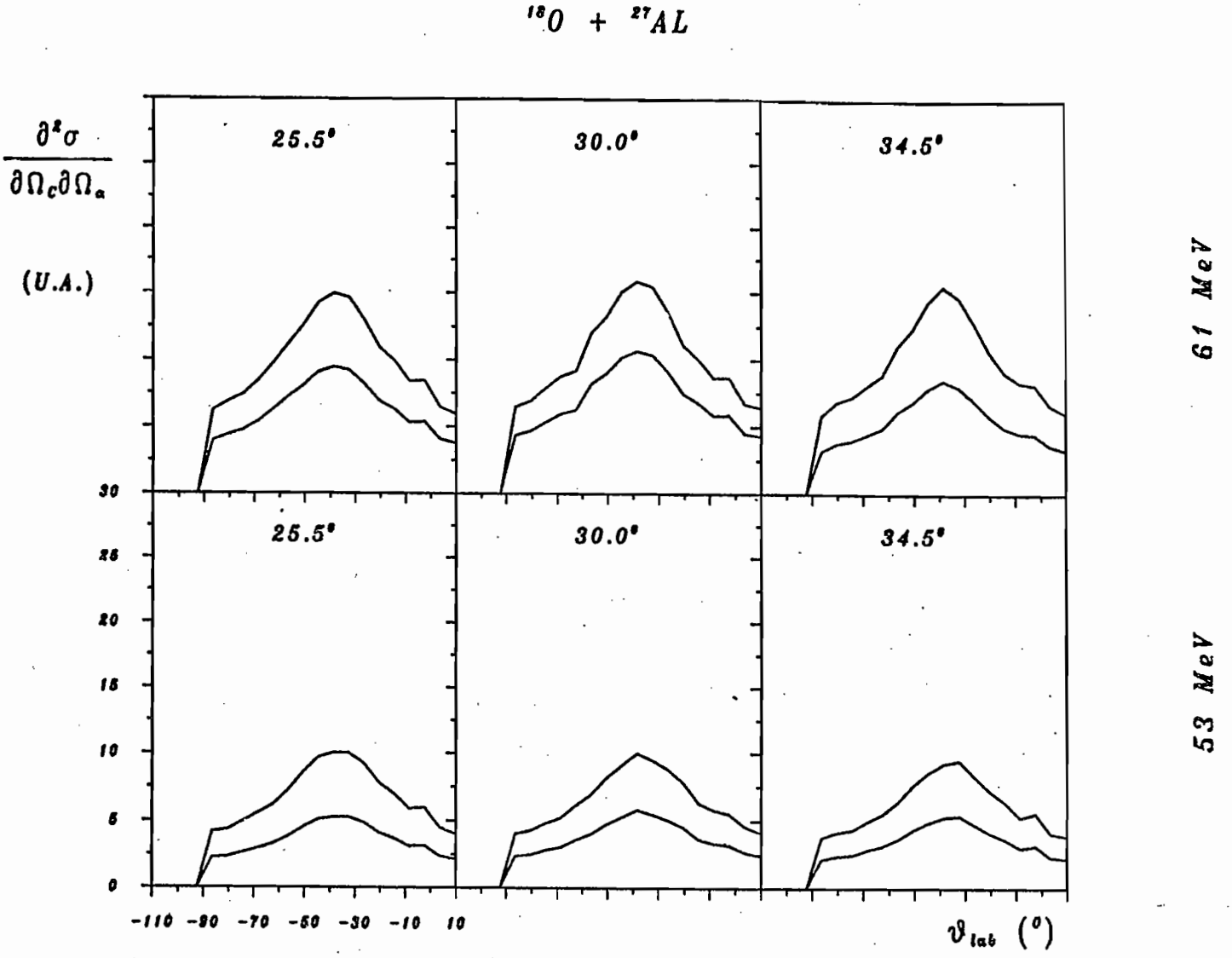

Figura III.12 - Idem para o sistema $^{18}O + {}^{27}Al$.

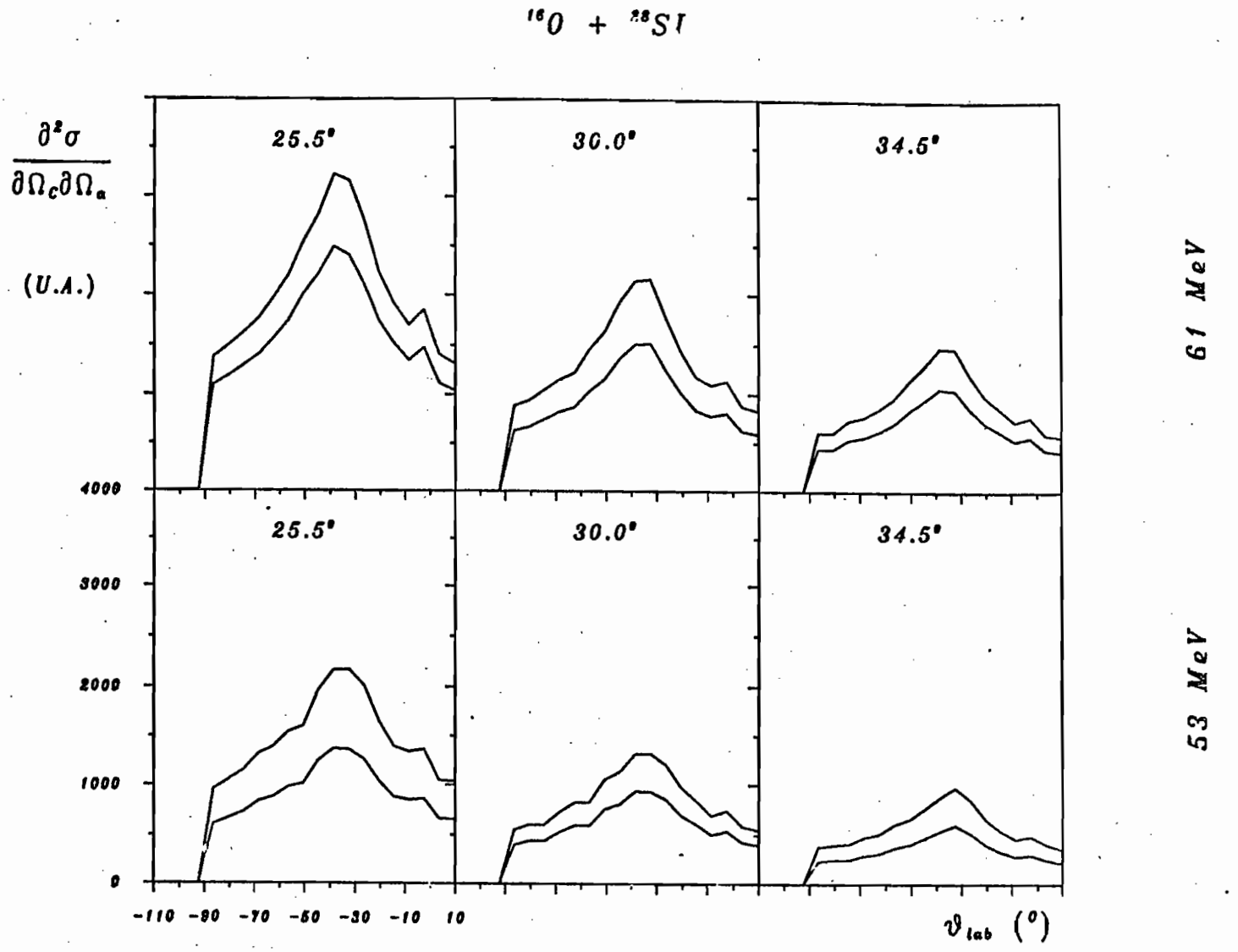

Figura III.13 - Idem para o sistema $^{16}O + ^{28}Si$.

mudanças significativas em relação aos diferentes ângulos de deteção em nenhuma das duas energias. Para o sistema $^{16}O + ^{27}Al$ há uma tendência da magnitude ser maior para ângulos mais traseiros, notadamentemente no caso da energia de 56 Mev. Finalmente, para o caso $^{16}O + ^{28}Si$ existe uma clara evidência de que as magnitudes são maiores para ângulos mais dianteiros.

Por último, podemos verificar que a magnitude destas curvas decresce com a energia.

Antes de avaliarmos as seções de choque experimentais para este processo a partir de renormalizações das correlações calculadas com os dados experimentais, discutiremos a conveniência no uso do programa STATIS em nosso cálculo. Este programa calcula somente a probabilidade para o primeiro decaimento do núcleo composto e não um decaimento sequencial. Se as contribuições dos demais decaimentos não for significativa, a forma das correlações angulares finais não será alterada. Este ponto foi analisado em trabalho recente feito pelo grupo no qual concluiu-se que estas contribuições não eram significativas[29]. Nesta avaliação utilizou-se o programa LILITA[32], que prevê o decaimento sequencial de um núcleo composto através de um método de Monte-Carlo.

A partir das seções de choque previstas pelo programa STATIS obtivemos a seção de choque relativa para o decaimento alfa para o estado fundamental do $^{27}Al(^{28}Si)$ em relação a todos os canais abertos. Neste ponto cabe dizer que no programa STATIS existe a possibilidade de se introduzir estados discretos para os quais o núcleo composto pode decair. Em outras palavras, o programa além de considerar os possíveis decaimentos no contínuo por uma densidade de níveis do canal final, também considera os estados discretos introduzidos. Na figura III-14 apresentamos os canais abertos para o decaimento, ressaltando os níveis discretos introduzidos no cálculo para os dois núcleos compostos considerados nestes três sistemas. Na figura

Tabela III.4: ^{32}S

$\alpha + {}^{28}Si$		$n + {}^{31}S$		$p + {}^{31}P$		$d + {}^{30}P$	
(MeV)	J^π	(MeV)	J^π	(MeV)	J^π	(MeV)	J^π
0.00	0+	0.00	0.5+	0.00	0.5+	0.00	1+
1.78	2+	1.25	1.5+	1.27	1.5+	0.68	0-
4.62	4+	2.24	2.5+	2.23	2.5+	0.71	1+
6.28	3+	3.08	0.5+	3.13	0.5+	1.45	2+
6.69	0+	3.29	2.5+	3.30	2.5+	1.97	3+
		3.35	1.5+	3.41	3.5+	2.54	3+
		3.44	1.5+	3.51	1.5+		
		4.08	1.5+	4.19	2.5+		
				4.26	1.5+		
				4.43	3.5-		
				4.59	1.5+		
				4.63	3.5+		
				4.78	2.5+		

III-15 apresentamos os valores das seção de choque relativa para estes mesmos núcleos. Como se pode verificar esta seção de choque reflete exatamente o número de níveis abertos para um primeiro decaimento do núcleo composto. Outro detalhe interessante que se percebe é que para as energias de excitação mais prováveis do núcleo composto, previstas pelos cálculos da energia relativa, os cálculos do programa STATIS mostram que se o núcleo composto decair via canal alfa ele irá para o estado fundamental.

Faremos agora algumas considerações a fim de definir o mecanismo responsável pela formação do estágio intermediário. Primeiramente faremos a hipótese que este processo de fusão incompleta seria formado por uma fragmentação do projétil seguida de fusão de um dos fragmentos (no nosso caso a partícula alfa) com o alvo. Neste caso, podemos supor que a partícula alfa proveniente desta fragmentação teria basicamente a velocidade do projétil. O cálculo da energia de excitação do núcleo composto supondo a fusão desta partícula alfa com o alvo (E_{BR}) é apresentada na

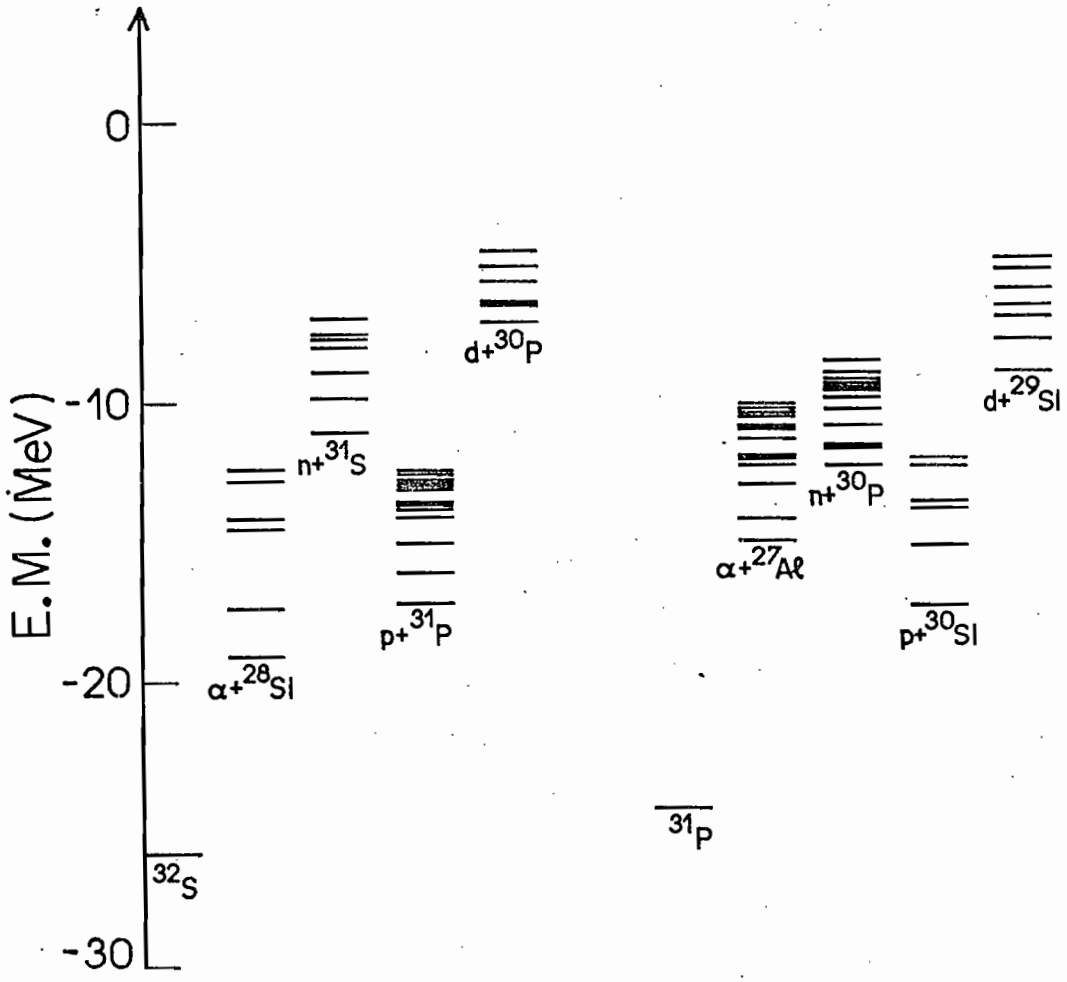

Figura III.14 - Diagramas mostrando as diferenças de massa entre os núcleos de ^{31}P e ^{32}S e seus respectivos canais de decaimento. Mostramos também os níveis discretos utilizados no programa STATIS para cada canal aberto.

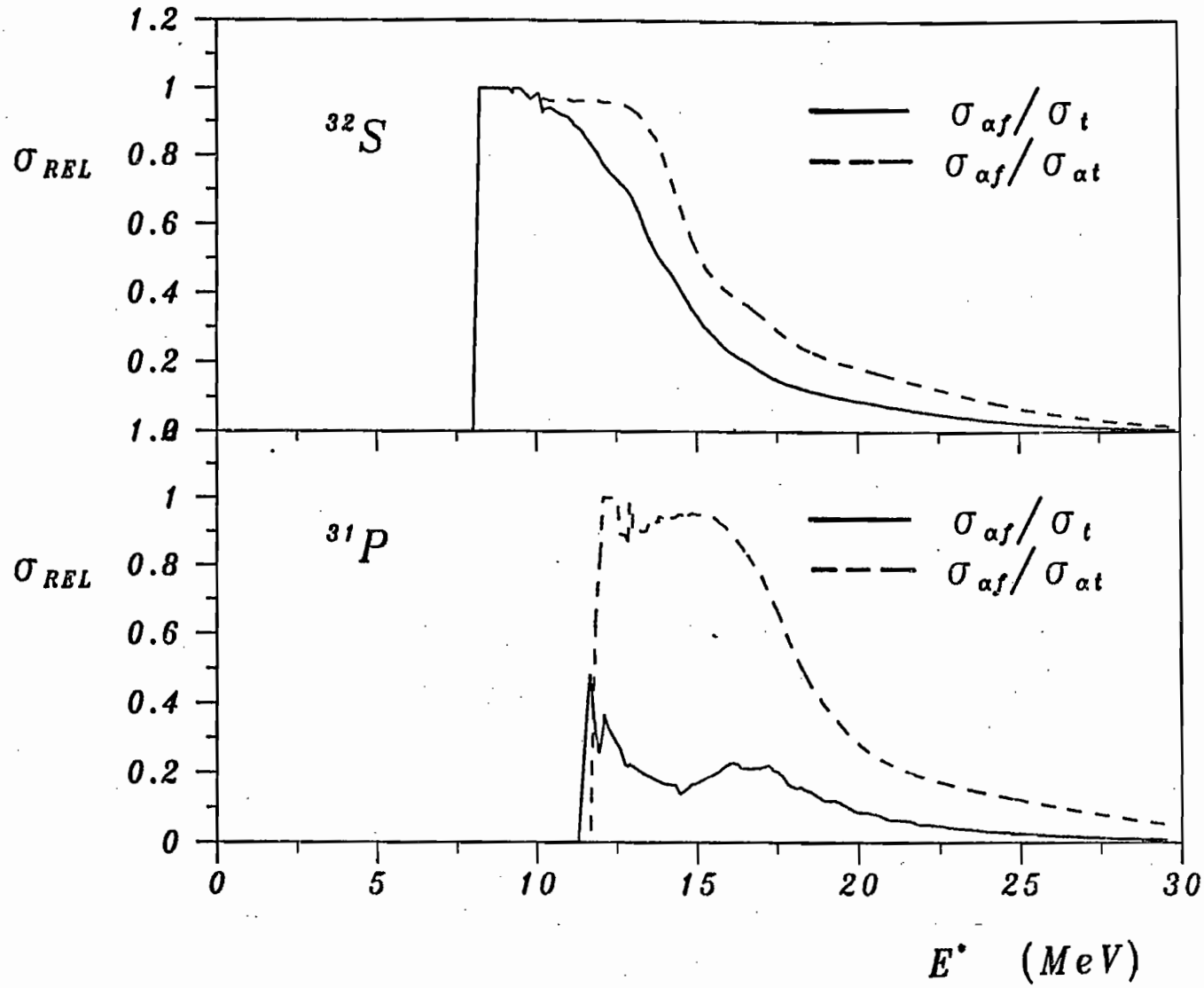

Figura III.15 - Gráficos das relações entre a seção de choque de fusão para o canal C-α no estado fundamental e as seções de choque para decaimento no canal α e decaimento em qualquer canal aberto em função da energia de excitação do P (acima) e S (abaixo). Estas seções de choque foram previstas pelo programa STATIS.

Tabela III.5: ^{31}P

$\alpha + {}^{27}Al$		$n + {}^{30}P$		$p + {}^{30}Si$		$d + {}^{29}Si$	
(MeV)	J^π	(MeV)	J^π	(MeV)	J^π	(MeV)	J^π
0.00	2.5+	0.00	1+	0.00	0+	0.00	0.5+
0.84	0.5+	0.68	0+	2.24	2+	1.27	1.5+
1.01	1.5+	0.71	1+	3.50	2+	2.03	2.5+
2.21	3.5+	1.45	2+	3.77	1+	2.43	1.5+
2.73	2.5+	1.97	3+	3.79	0+	3.07	2.5+
2.98	1.5+	2.54	3+	4.81	2+	3.62	3.5-
3.00	4.5+	2.72	2+	4.83	3+	4.08	3.5+
3.68	0.5+	2.84	1+	5.23	3+	4.74	4.5+
3.96	1.5+	2.94	2+				
4.05	0.5-	3.02	1+				
4.41	2.5+	3.30	1+				
4.51	5.5+	3.73	1+				
4.58	3.5+						
4.81	2.5+						

tabela III-6 juntamente com os valores de energia de excitação mais prováveis obtidas a partir dos gráficos de energia relativa. Pode-se observar que estas duas avaliações diferem sensivelmente entre si, sugerindo que este processo não possa ser descrito desta forma.

Uma outra maneira de descrever este processo seria através da transferência de uma partícula alfa do projétil para o alvo. Neste caso, os valores de energia de excitação mais prováveis encontrados na análise de energia relativa para este processo devem ser condizentes com os valores de "Q" ótimo para estes sistemas nestas energias. Os valores de "Q" ótimo podem ser estimados segundo a relação:

$$Q_{OT} = (Z_F z_f - Z_I z_i)\frac{e^2}{R} - \frac{1}{2}mv^2 \qquad \text{(III.3)}$$

Tabela III.6:

Sistema	E_{LAB} (MeV)	E_{BR} (MeV)	Det 1 (MeV)	Det 2 (MeV)	Det 3 (MeV)
	61	23.0	16.7	16.5	16.6
$^{16}O + ^{27}Al$	53	21.2	15.8	16.0	15.8
	45	19.5	–	–	–
	61	21.5	15.5	15.7	15.8
$^{18}O + ^{27}Al$	53	19.9	15.3	14.7	15.8
	47	18.8	–	–	–
	63	20.7	17.6	17.0	16.3
$^{16}O + ^{28}Si$	55	19.0	16.7	16.7	16.3
	49	17.7	–	–	–

onde Z_F e z_f se referem aos números atômicos no canal de saída, Z_I e z_i se referem aos números atômicos no canal de entrada, R refere-se ao raio de contato dos dois núcleos no canal de entrada e m é a massa transferida. O valor de v corresponde à velocidade relativa na transferência, e é dada por:

$$\frac{1}{2}\mu v^2 = (E_{CM} - V_B) \qquad \text{(III.4)}$$

sendo μ a massa reduzida e V_B o valor de energia da barreira coulombiana.

Na tabela III-7 mostramos os resultados dos cálculos efetuados para a energia de excitação obtidos a partir de Q ótimo (E_{TR}) juntamente com as energias mais prováveis obtidas dos gráficos de energia relativa. Como pode-se notar, neste caso, o acordo é razoável.

Assim sendo, tentamos reproduzir os espectros de energia do carbono fazendo um cálculo de transferência alfa do projétil para o alvo. Para tanto, usamos o

Tabela III.7:

Sistema	E_{LAB} (MeV)	E_{TR} (MeV)	Det 1 (MeV)	Det 2 (MeV)	Det 3 (MeV)
	61	13.8	16.7	16.5	16.6
$^{16}O + ^{27}Al$	53	11.8	15.8	16.0	15.8
	45	9.8	–	–	–
	61	13.5	15.5	15.7	15.8
$^{18}O + ^{27}Al$	53	11.8	15.3	14.7	15.8
	47	10.4	–	–	–
	63	12.0	17.6	17.0	16.3
$^{16}O + ^{28}Si$	55	10.0	16.7	16.7	16.3
	49	8.5	–	–	–

programa PTOLEMY[33]. Este programa, basicamente, calcula a seção de choque de transferência utilizando o formalismo de DWBA[37]. Esta teoria não será descrita neste trabalho pois este formalismo é de conhecimento amplo. Para se obter o espectro de carbono calculamos as distribuições angulares para a transferência alfa para vários estados excitados do núcleo intermediário e depois selecionamos os valores correspondentes ao ângulo de observação do carbono. O potencial óptico usado para todos os sistemas foi o E18[30], o qual descreve muito bem as seções de choque de espalhamento elástico para o sistema $^{16}O + ^{28}Si$ no intervalo de energia de interesse. Este potencial também descreve razoavelmente o espalhamento elástico dos outros dois sistemas[35]. Algumas distribuições angulares de transferência alfa são mostradas na figura III-16.

Como o momento angular dos vários estados populados no núcleo em recuo excitado não é previamente conhecido, utilizamos como valores de referência 0+ (^{32}S) e 1/2+ (^{31}P). Os resultados para os espectros de energia de C são apresentados nas figuras III-17 a III-19, juntamente com os espectros experimentais. Como pode-se

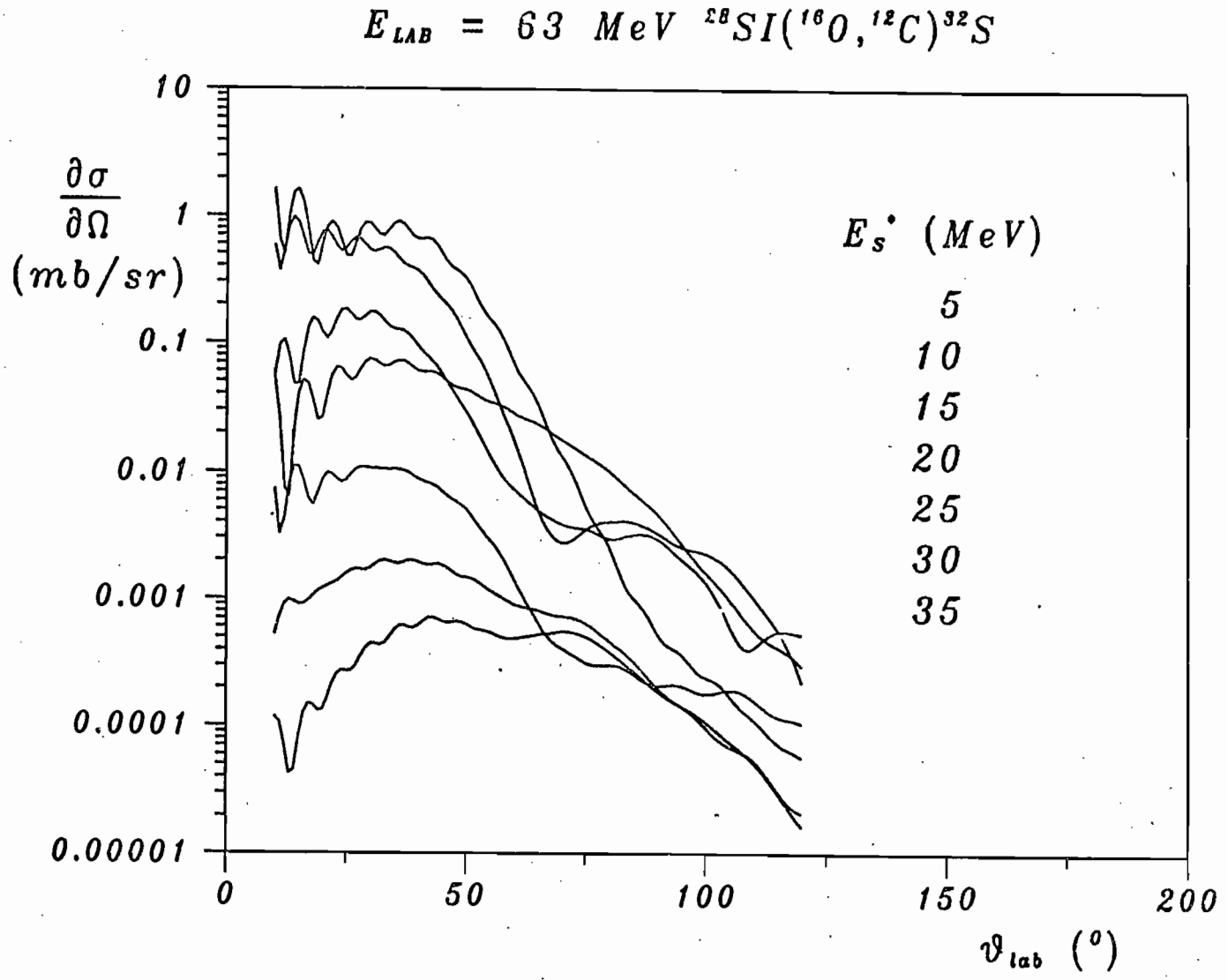

Figura III.16 - Distribuições angulares para o processo $^{28}Si(^{16}O,^{12}C)^{32}S$ para várias energias de excitação do ^{32}S, calculada pelo programa PTOLEMY.

perceber, apesar de existir uma certa superposição entre as duas curvas, o acordo não é satisfatório. No entanto, o fato de não utilizarmos o momento intrínseco correto (ou até mesmo uma distribuição de momentos) para este estado, é de se esperar uma certa discrepância entre os espectros calculados e medidos.

Dos mecanismos apresentados, a transferência alfa seguida de emissão parece descrever melhor o que definimos como o processo de fusão incompleta.

Os ajustes das correlações calculadas com as experimentais são mostrados nas figuras III-20 a III-22. Os valores da seção de choque totais para este processo obtidos a partir das renormalizações das curvas geradas com base a nosso modelo, bem como os fatores de normalização destas curvas em relação aos dados experimentais serão discutidas em um ítem mais adiante.

III.2.2 Modelo para o processo de fragmentação

A fragmentação é representada também por um processo de duas etapas no qual inicialmente o projétil é excitado e depois decai via canal alfa num estado final de três corpos. Neste caso, as quantidades cinemáticas de interesse na determinação da seção de choque de correlação angular são as energias cinética e de excitação do projétil ($^{16}O^*$ ou $^{18}O^*$), seu respectivo ângulo de espalhamento no sistema de referência fixo no laboratório, e por fim o ângulo de emissão da partícula alfa no sistema de referência de centro de massa do projétil excitado. Aqui, assim como fizemos para o caso do processo de fusão incompleta, deve-se tomar a direção do núcleo excitado como definição de $\theta_{CM} = 0°$. Estas quantidades cinemáticas são apresentadas no diagrama de velocidade da figura III-23.

Como pode-se notar neste diagrama, existem duas circunferências que definem o lugar geométrico para os vetores velocidade das partículas resultantes da

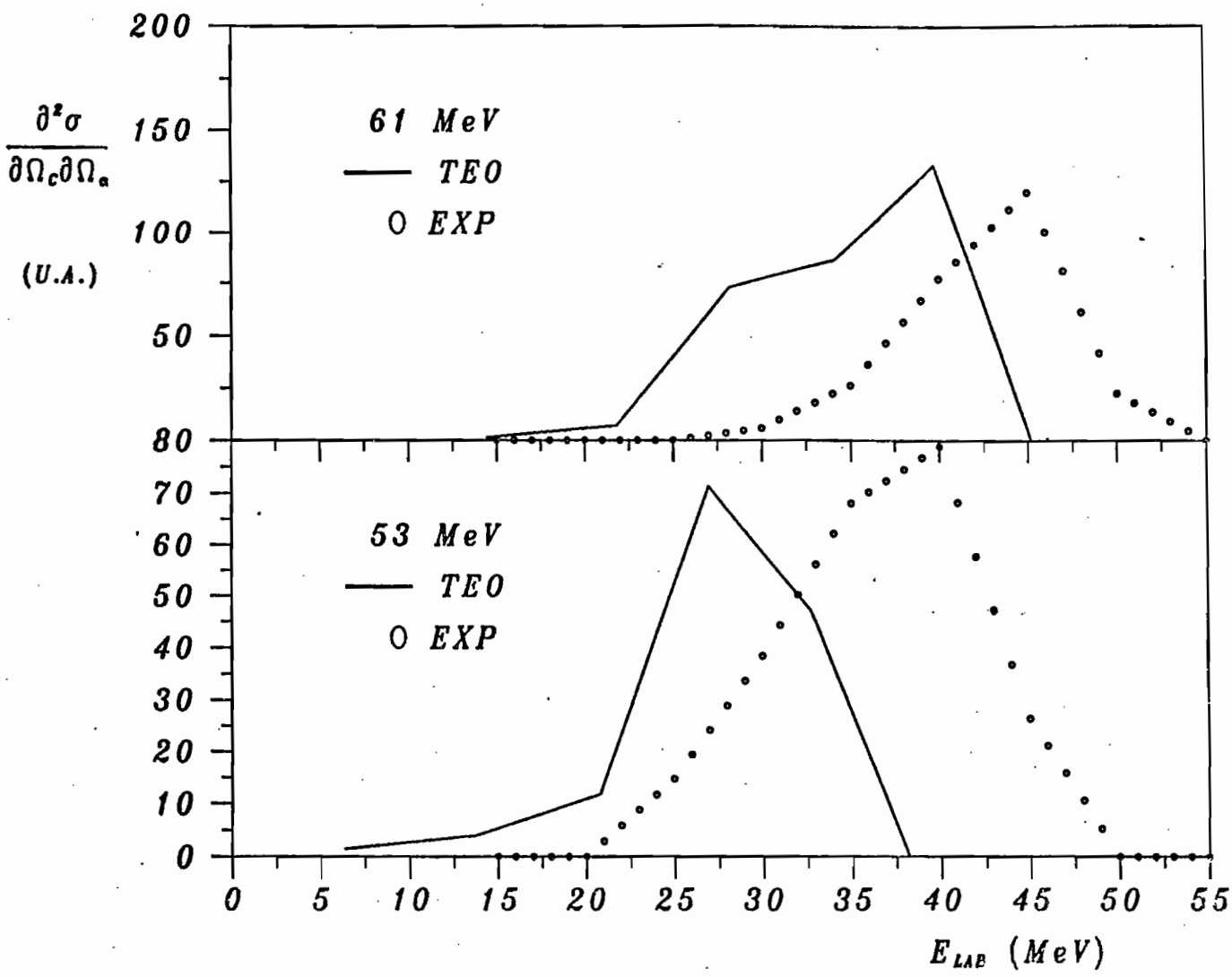

Figura III.17 - Espectros de energia experimentais e previsões teóricas dos ejéteis de C, calculados como descrito no texto, para o ^{12}C residual do processo de fusão incompleta no sistema $^{16}O + ^{27}Al$. Mostramos somente os espectros correspondentes ao detetor central da CPP.

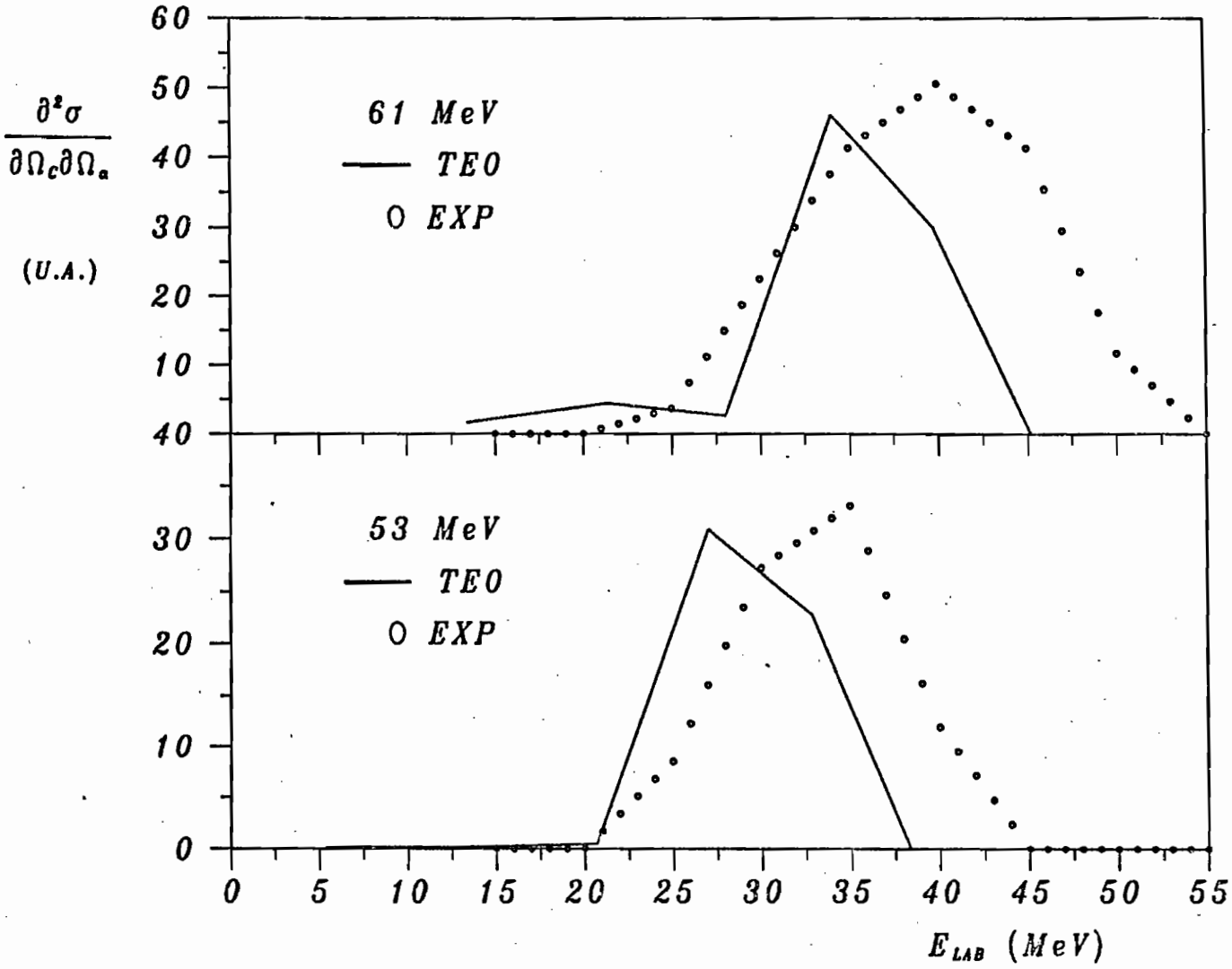

Figura III.18 - Idem à III.17 para o ^{14}C no sistema $^{16}O + ^{27}Al$.

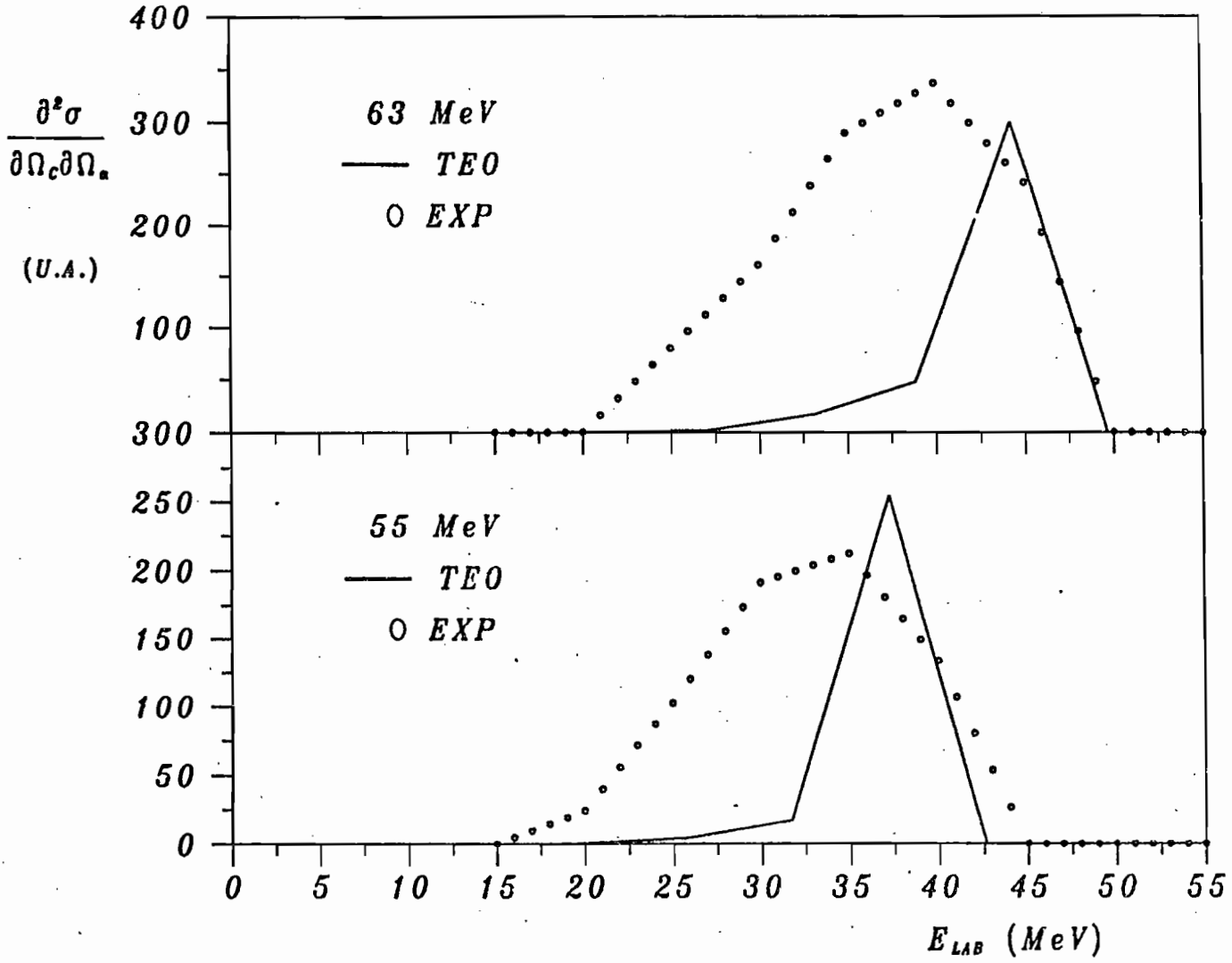

Figura III.19 - Idem à III.17 para o ^{12}C no sistema $^{16}O + ^{28}Si$.

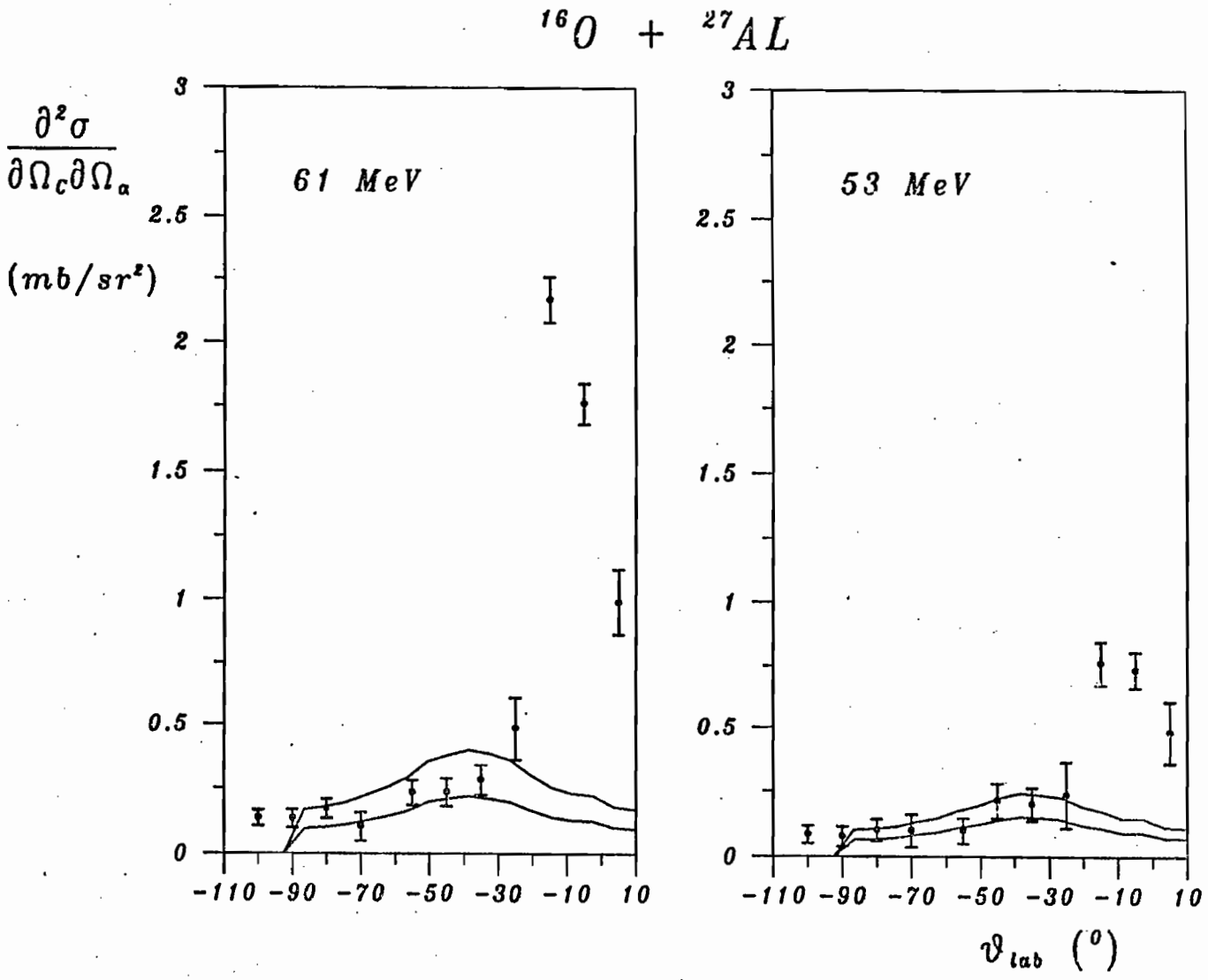

Figura III.20 - Ajustes da correlação angular experimental para o processo de fusão incompleta para o sistema $^{16}O + {}^{27}Al$ nas duas energias mais altas medidas para o detetor central da CPP, utilizando os resultados dos programas descritos no texto. Os fatores de normalização usados são apresentados na tabela III-11.

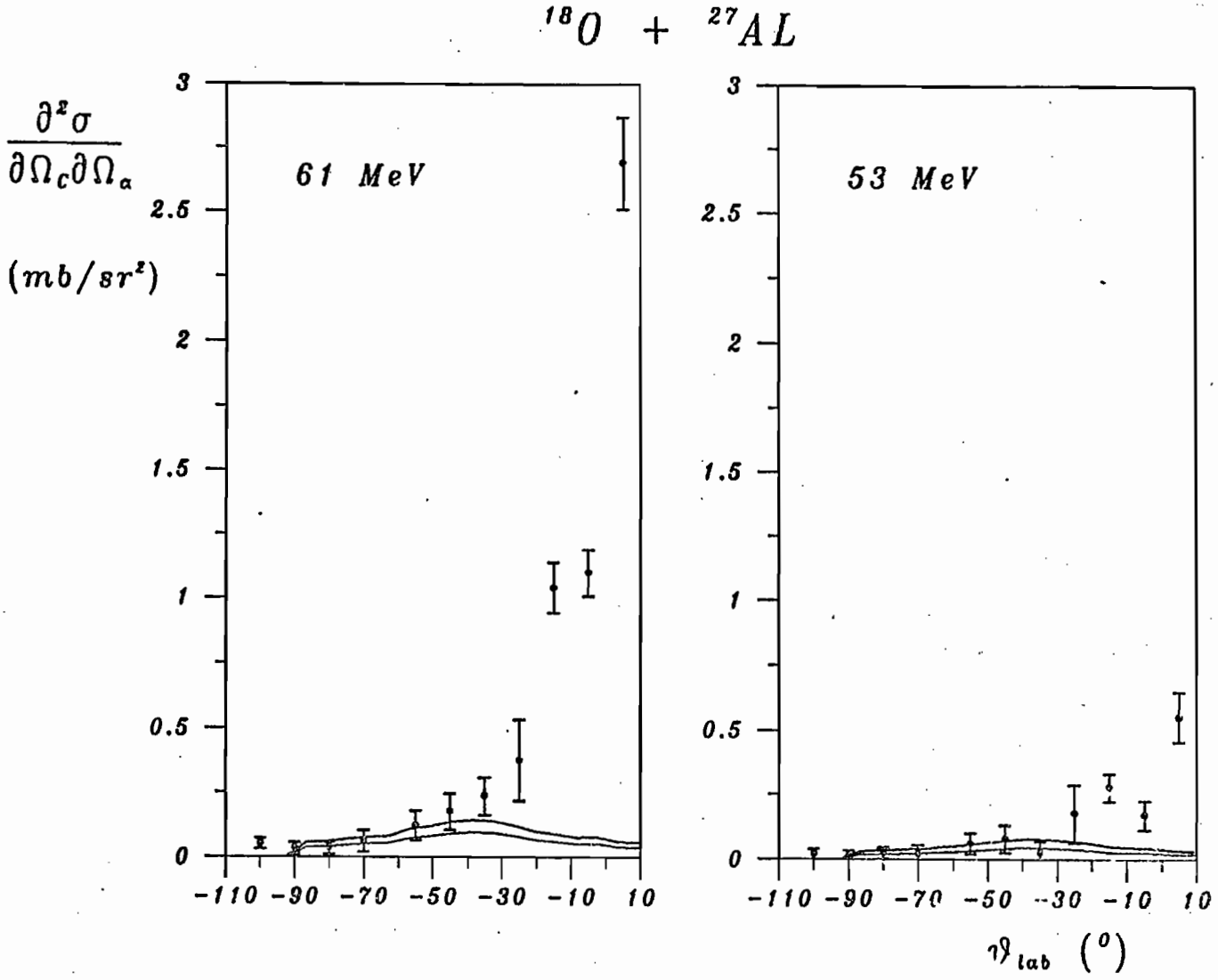

Figura III.21 - Idem à III.20 para o sistema $^{18}O + {}^{27}Al$.

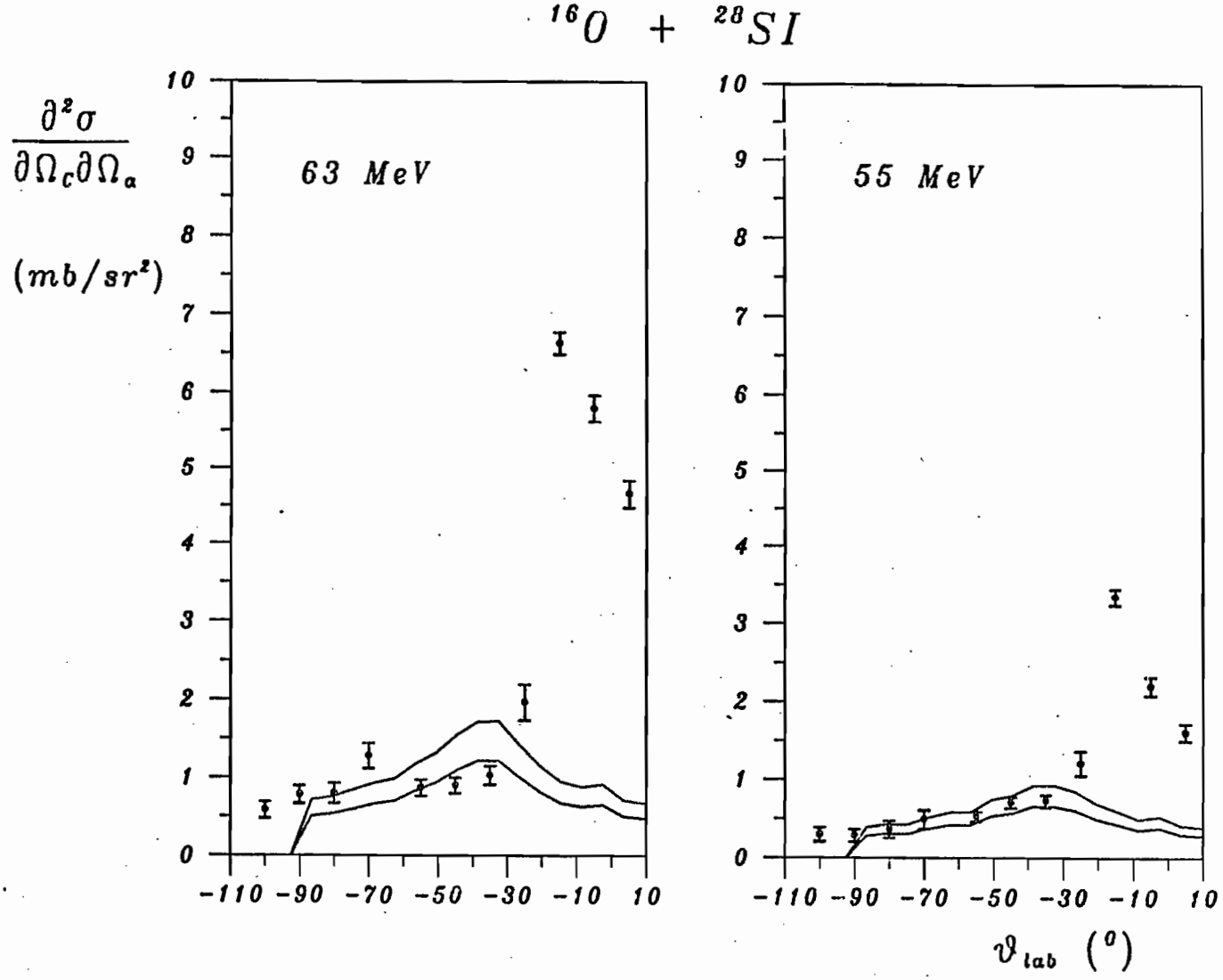

Figura III.22 - Idem à III.20 para o sistema $^{16}O + {}^{28}Si$.

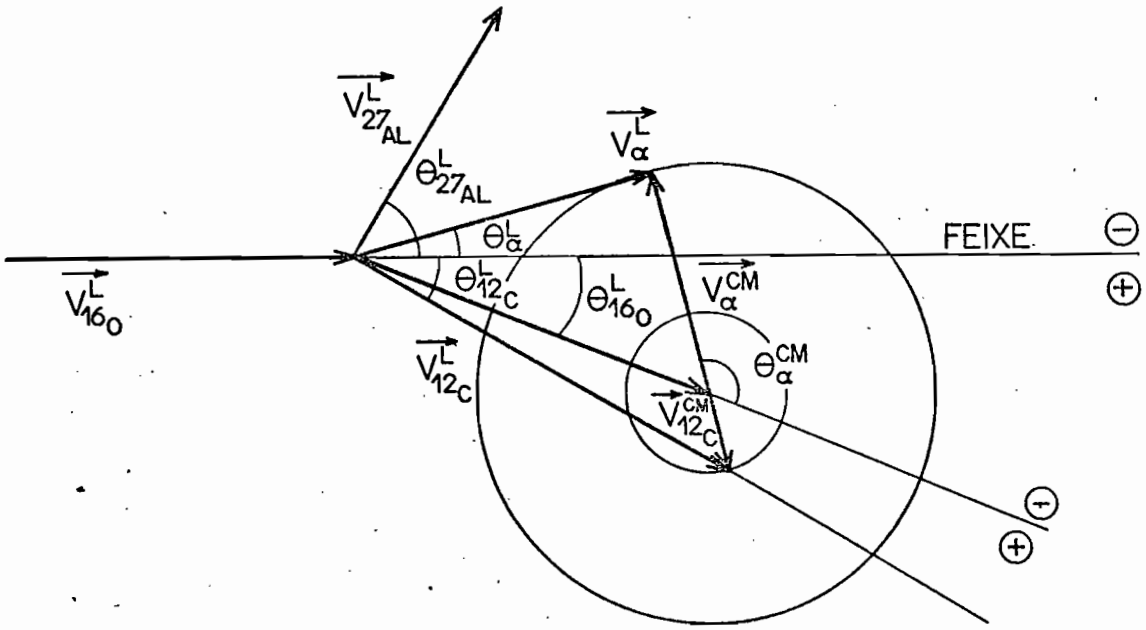

Figura III.23 - Diagrama de velocidade para o sistema $^{16}O + ^{27}Al$ mostrando as grandezas cinemáticas relevantes para o cálculo da correlação angular do processo de fragmentação. Os círculos representam todas as soluções possíveis para as velocidades de laboratório da partícula α e do C para uma dada energia de excitação do projétil.

quebra do projétil. Deve-se lembrar que o diâmetro destas circunferências estão ligadas com o valor da energia de excitação do projétil. Em particular, pode-se verificar que para uma dada direção associada à localização do detetor de carbono, existem essencialmente duas soluções possíveis para a velocidade do núcleo de C que correspondem a dois diferentes ângulos no referencial fixo no laboratório para a partícula alfa. Se utilizarmos a mesma argumentação do processo descrito no item anterior, chegaremos a mesma conclusão de que para uma dada energia de excitação do alvo existe um limite cinemático que define uma região angular permitida para este processo.

Neste processo também devemos levar em consideração a contribuição dos vários estados excitados possíveis para o projétil. Deve-se salientar que existe uma diferença quanto ao processo anterior, pois naquele caso, como o carbono era produzido no estágio intermediário, a cada energia de laboratório deste carbono correspondia a uma única energia de excitação do núcleo intermediário. Neste processo existe mais de uma energia de excitação do projétil que pode contribuir para a mesma energia cinética do carbono num determinado ângulo de deteção. Outro ponto a ressaltar é que como partimos da hipótese da existência de um estágio intermediário podemos tratar as duas etapas deste processo de maneira independente. Em outras palavras, podemos avaliar as seções de choque para a formação de um núcleo de ^{16}O (^{18}O) excitado e a probabilidade de emissão de uma partícula alfa separadamente. Assim sendo, escrevemos a seção de choque duplamente diferencial para este processo da seguinte maneira:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_C d\Omega_\alpha}\left(\theta_\alpha^{LAB}\right) = K \sum_{\theta_{LAB}} \sum_{Q} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{OX}^{LAB}(\theta) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha}^{CM}(Q,\theta) \qquad \text{(III.5)}$$

onde Q refere-se aos diversos valores de energia de excitação possíveis, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{OX}^{LAB}$ refere-se a respectiva probabilidade de que este núcleo de ^{16}O (^{18}O) naquela

energia de excitação contribua para a existência de um núcleo de C num dado ângulo de laboratório, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha}^{CM}$ refere-se a probabilidade deste núcleo excitado decair pelo canal alfa, e finalmente K é uma constante de arbitrária de normalização.

Nestes cálculos não foi possível utilizar os espectros de energia de carbono, como no caso anterior, pois teríamos que usar os espectros de energia medidos em cada ângulo de laboratório para as partículas alfa, e no nosso caso, esses espectros apresentavam uma estatística muito pobre nestes ângulos.

Devido a esta impossibilidade de utilizarmos os espectros de energia de carbono, optamos por calcular as correlações angulares introduzindo informações sobre o mecanismo pelo qual o sistema intermediário pudesse ser formado. O mecanismo pressuposto foi o da excitação inelástica do projétil seguida de uma evaporação sequencial. Portanto, a seção de choque para formação do projétil num determinado ângulo de laboratório foi obtida através de cálculos de espalhamento inelástico. Como no caso da transferência alfa do processo anterior, utilizou-se o programa PTOLEMY na avaliação das seções de choque de espalhamento inelástico. Nestes casos também foram usados os parâmetros do potencial E18 no cálculo de DWBA, pelos mesmos motivos citados anteriormente. Os níveis de energia de excitação do projétil utilizados nestas avaliações foram aqueles disponíveis na literatura para a região energeticamente permitida. Esses níveis foram obtidos do Lederer[34] e são apresentados para os dois núcleos possíveis na tabela III-8.

Como não encontramos na literatura dados a respeito dos parâmetros de deformação coulombiana e nuclear e nem a respeito da probabilidade de transição eletromagnética para estes níveis altamente excitados, estes valores foram igualados a unidade em todos os cálculos com o programa PTOLEMY. Assim, estas avaliações necessitam de uma normalização para se obter o valor da seção de choque absoluta, que deve ser proporcional a β_C^2 e β_N^2, onde β corresponde aos parâmetros de deformação

Tabela III.8:

^{16}O (MeV) J^π	^{18}O (MeV) J^π
9.63 1-	7.12 4+
9.85 1-	7.62 1-
10.36 4+	8.04 1-
11.10 4+	8.12 5-
11.26 0+	8.21 2+
11.63 3-	8.28 3-
12.05 0+	10.12 3-
12.44 1-	10.29 4+
13.02* 2+	10.38 3-
13.13* 3-	10.39 2+
14.67 5-	11.41 4+
16.29 6+	11.62 5-
20.88 7-	11.69 6+
22.72 0+	11.82 3-
	12.04 2+
	12.25 1-
	12.33 5-
	12.50 4+
	12.53 6+

* Valores obtidos na referência 15

coulombiana e nuclear.

A probabilidade de emissão de uma partícula alfa foi obtida, como no caso anterior, a partir das seções de choque previstas pelo programa STATIS. Convem ressaltar que neste caso não foram utilizados os valores absolutos das seções de choque mas a relação entre estes valores e a seção de choque de formação do núcleo composto. Outro detalhe a respeito das seções de choque previstas pelo STATIS é que estes cálculos foram realizados supondo um único valor do momento angular do núcleo composto formado, igual ao momento utilizado nos cálculos de espalhamento inelástico pelo programa PTOLEMY. Este procedimento justifica-se pelo fato de conhecermos exatamente os estados que estão contribuindo nesta faixa de energia.

Nestes cálculos também consideramos explicitamente os estados discretos dos canais prováveis de saída. Estes estados são indicados na figura III-24. As seções de choque relativa para o decaimento no canal C - α no estado fundamental são apresentadas na figura III-25. Novamente pode-se notar que este estado é o mais importante (quando não o único) no intervalo de energia que estamos estudando.

A seção de choque duplamente diferencial para este processo foi avaliada, com base na equação III-5, pelo programa FRAGM. Este programa calcula a seção de choque de correlação angular através de considerações geométricas dos diagramas de velocidade e utiliza como dados de entrada as distribuições angulares para o espalhamento inelástico do projétil (PTOLEMY), bem como as distribuições angulares para emissão de uma partícula alfa (STATIS) calculadas no sistema de referência do centro de massa do ^{16}O (^{18}O) excitado. O programa integra a região angular de superposição entre a circunferência centrada na velocidade (vetor) do projétil excitado, com raio associado à energia de excitação, e a região definida pelo ângulo sólido do detetor fixo dos ejéteis pesados. O programa soma as contribuições dos vários ângulos possíveis para o projétil excitado, pesando essas contribuições pela seção de choque de

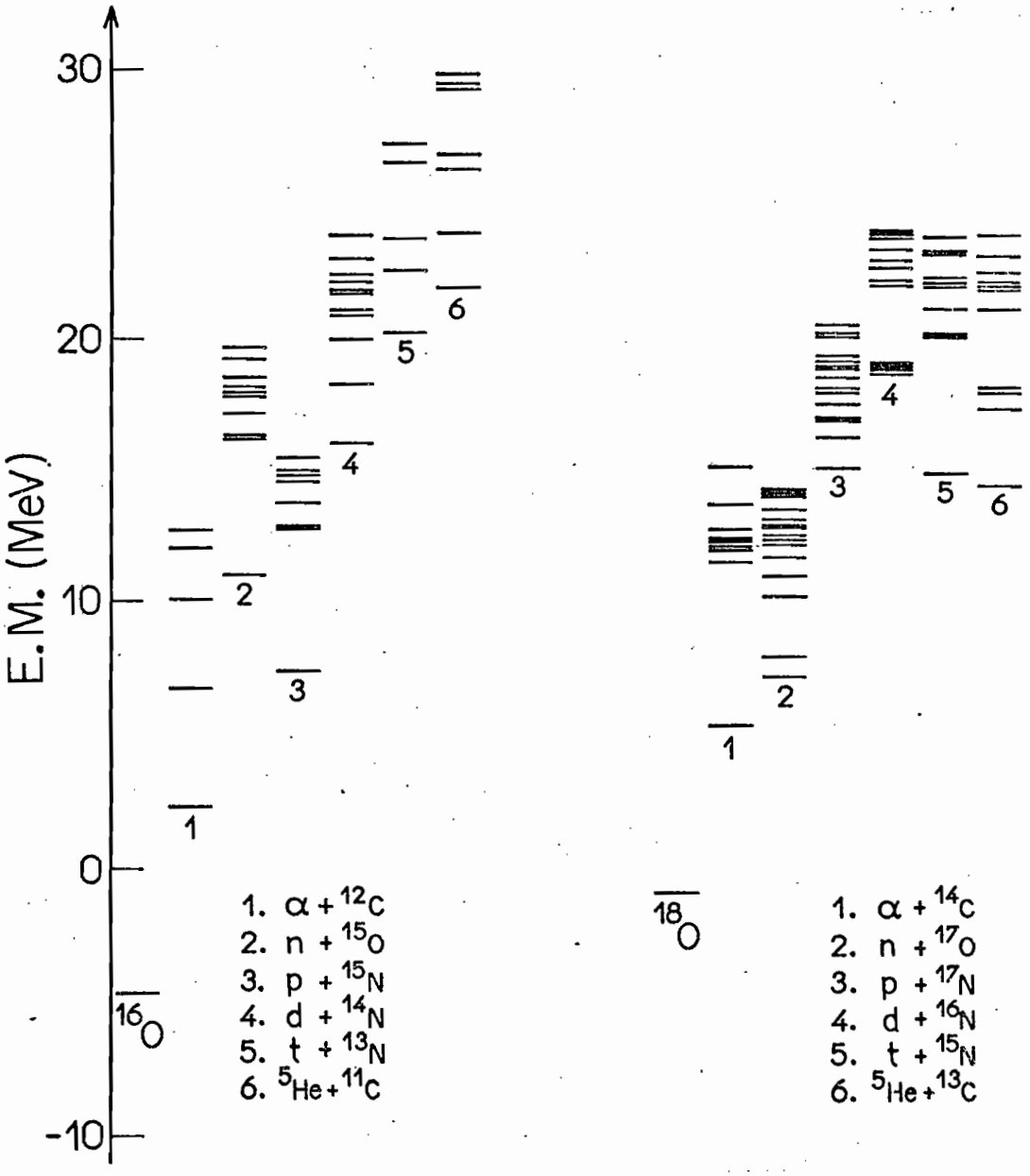

Figura III.24 - Diagramas mostrando as diferenças de massa entre os núcleos de ^{16}O e ^{18}O e seus respectivos canais de decaimento. Também são mostrados os níveis discretos utilizados no programa STATIS para cada canal aberto.

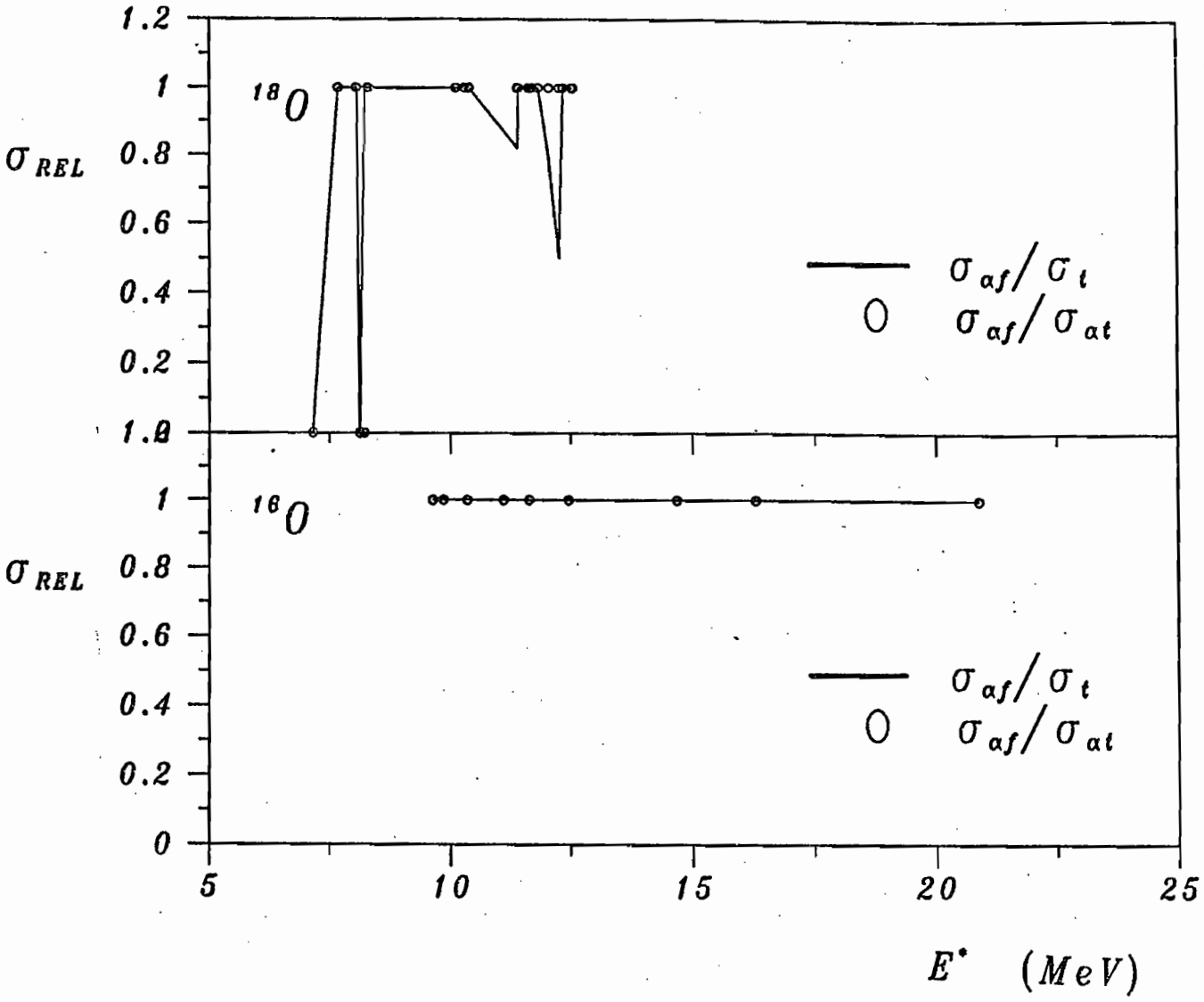

Figura III.25 - Gráficos das relações entre a seção de choque de fusão para o canal C-α no estado fundamental e as seções de choque para decaimento no canal α e decaimento em qualquer canal aberto em função da energia de excitação do ^{16}O (acima) e ^{18}O (abaixo). Estas seções de choque foram previstas pelo programa STATIS.

Tabela III.9: ^{16}O

$\alpha + {}^{12}C$	$n + {}^{15}O$	$p + {}^{15}N$	$d + {}^{14}N$	$t + {}^{13}N$	$^{5}He + {}^{11}C$
(MeV) J^π	(MeV) J^π	(MeV) J^π	(MeV) J^π	(MeV) J^π	(MeV) J^π
0.00 0+	0.00 0.5-	0.00 0.5-	0.00 1+	0.00 0.5-	0.00 1.5-
4.43 2+	5.18 0.5+	5.27 2.5+	2.31 0+	2.37 1.5-	2.00 0.5-
7.65 0+	5.24 2.5+	5.39 0.5+	3.95 1+	3.51 1.5-	4.32 2.5-
9.64 3-	6.18 1.5-	6.32 1.5-	4.92 0-	3.55 2.5+	4.81 1.5-
10.3 0+	6.86 2.5+	7.16 2.5+	5.11 2-	6.36 2.5+	6.34 0.5+
	7.28 3.5+	7.30 1.5+	5.69 1-	6.89 1.5+	6.48 3.5-
	7.56 0.5-	7.57 3.5+	5.83 3-		6.91 2.5+
	8.28 1.5+	8.31 0.5+	6.20 1+		
	8.74 0.5+	8.57 1.5+	6.44 3+		
		9.05 0.5+	7.03 2+		
			7.97 2-		

espalhamento inelástico para o ângulo de laboratório correspondente. Para facilitar a visualização deste procedimento mostramos o diagrama de velocidade da figura III-26. Deve-se ressaltar que no programa a variação da posição do vetor velocidade para o projétil, leva em consideração a cinemática para uma dada energia de excitação, de maneira a abranger todas as contribuições possíveis desta energia para a correlação angular deste processo. Em termos geométricos, essa correlações são calculadas desde a posição tangente de um lado da circunferência até a tangência pelo outro lado em passos de .1°.

As seções de choque para as correlações angulares para cada energia de excitação possível para o $^{16}O^*$ ($^{18}O^*$) foram calculadas, para todos os sistemas nas três energias de incidência do projétil. Com a finalidade de se ajustar a correlação experimental, na qual estão incluídos todos os estados excitados possíveis, somamos todas as seções de choque de correlação calculadas pelo FRAGM. Normalizamos as funções finais com nossos dados experimentais. Alguns ajustes podem ser vistos nas

Tabela III.10: ^{18}O

$\alpha + {}^{14}C$		$n + {}^{17}O$		$p + {}^{17}N$		$d + {}^{16}N$		$t + {}^{15}N$		$^{5}He + {}^{13}C$	
(MeV)	J^π	(MeV)	J^π	(MeV)	J^π	(MeV)	J^π	(MeV)	J^π	(MeV)	J^π
0.00	1+	0.00	2.5+	0.00	0.5-	0.00	2-	0.00	0.5-	0.00	0.5-
6.09	1-	0.87	0.5+	1.37	1.5-	0.12	0-	5.27	2.5+	3.09	0.5+
6.73	3-	3.06	0.5-	1.85	0.5+	0.30	3-	5.30	0.5+	3.68	1.5-
6.90	0-	3.84	2.5-	1.91	2.5-	0.40	1-	6.32	1.5-	3.85	2.5+
7.01	2+	4.55	1.5-	2.53	2.5+	3.36	1+	7.16	2.5+	6.86	2.5+
7.34	2-	5.09	1.5+	3.13	3.5-	3.52	2+	7.30	1.5+	7.49	3.5+
8.32	2+	5.22	4.5-	3.20	1.5-	3.96	3+	7.57	3.5+	7.55	2.5-
9.80	1+	5.38	1.5-	3.63	3.5-	4.32	1+	8.13	0.5+	7.68	1.5+
		5.70	3.5-	3.66	0.5-	4.39	1-	8.57	1.5+	8.20	1.5+
		5.94	0.5-	3.91	0.5-	4.76	1-	9.05	0.5+	8.86	0.5-
		6.36	0.5+	4.01	1.5-	4.78	2+			9.50	1.5-
		6.86	0.5-	4.21	0.5-	5.05	2-				
		6.97	0.5-	4.42	0.5-	5.13	0-				
		7.17	2.5-	5.17	3.5+	5.15	2-				
				5.20	0.5+	5.23	2+				
				5.51	1.5-	5.24	1+				
						5.25	2-				
						5.52	1+				
						5.73	5+				
						6.01	1-				

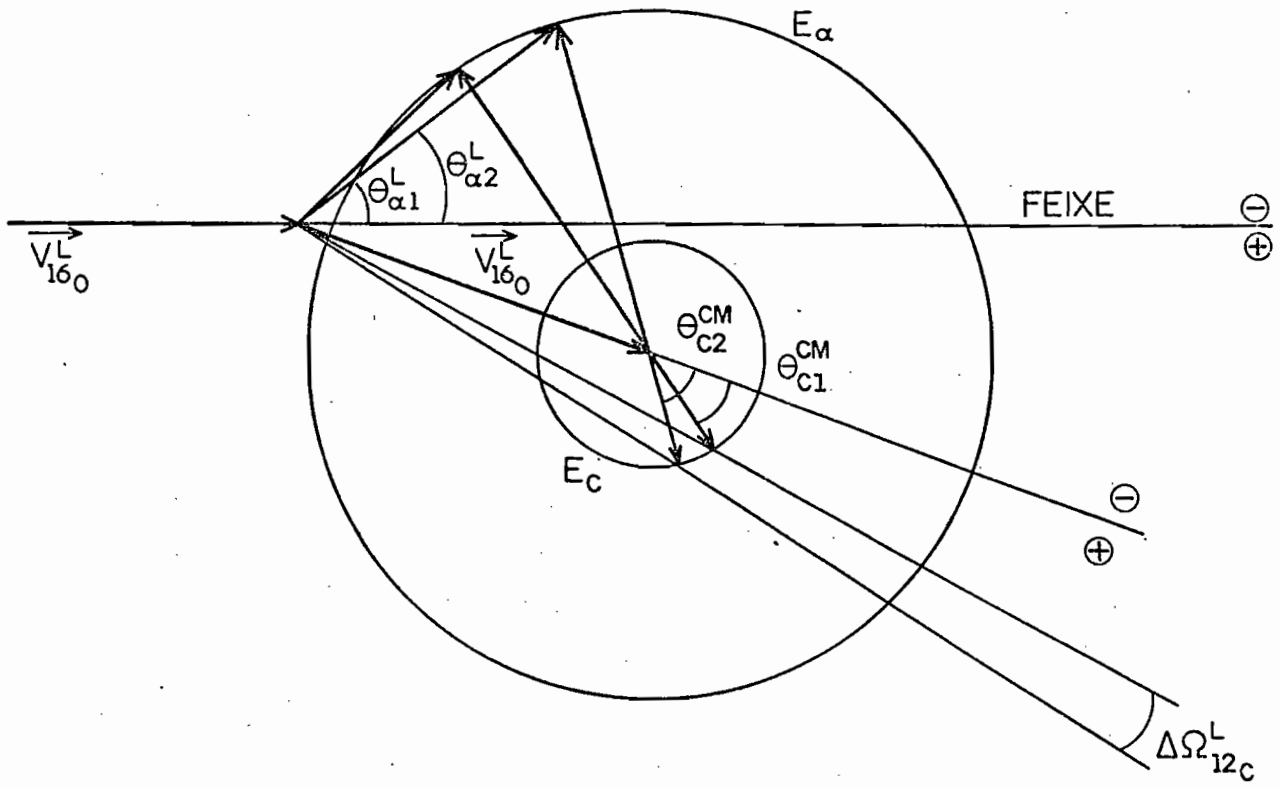

Figura III.26 - Diagrama de velocidade para o sistema $^{16}O + ^{27}Al$ mostrando o procedimento utilizado pelo programa FRAGM para o cálculo da seção de choque do processo de fragmentação.

figuras III-27 a III-29. Como pode-se notar nestas figuras o ajuste é razoável, o que reforça a validade do modelo.

Outra informação que pode-se obter deste ajuste é relacionada a caracterização dos estados que contribuem para a correlação angular. Apesar do programa PTOLEMY fornecer distribuições angulares relativas, os estados que contribuem de maneira significativa parecem ser aqueles que geram fluxo na região do pico. Para ilustrar este fato apresentamos algumas das correlações calculadas para energias de excitação distintas na figura III-30. Ressaltamos que o programa FRAGM calcula a correlação angular para todos os ângulos possíveis no plano da reação. Nesta figura, na qual as correlações foram apresentadas em todo intervalo angular, pode-se observar a existência de um região angular limitada para cada uma das energias de excitação, bem como dois picos bem mais pronunciados justamente nos limites desta região. Como pode-se notar esta região é tanto maior quanto maior for a energia de excitação do núcleo intermediário. Em outras palavras, picos correspondentes a diferentes energias de excitação estão localizados em ângulos distintos. Este fato sugere que a inexistência de uma saturação dos valores de energia relativa (para o processo de fragmentação) no intervalo angular medido em nosso trabalho (ver figuras III-4 a III-6) seria devido às diferentes contribuições dos picos gerados pelos vários estados excitados.

Outro detalhe interessante que se pode verificar na análise da figura III-30 é relacionada à magnitude relativa destes picos em função da energia de bombardeio. Como se pode observar o pico em ângulos dianteiros fica maior quanto maior for a energia de laboratório. Este fato pode ser explicado através da forma das distribuições angulares correspondentes ao espalhamento inelástico. Nas distribuições angulares existe um máximo próximo à região do ângulo rasante definida para uma dada configuração. Ao diminuir-se a energia de bombardeio este ângulo rasante fica cada vez

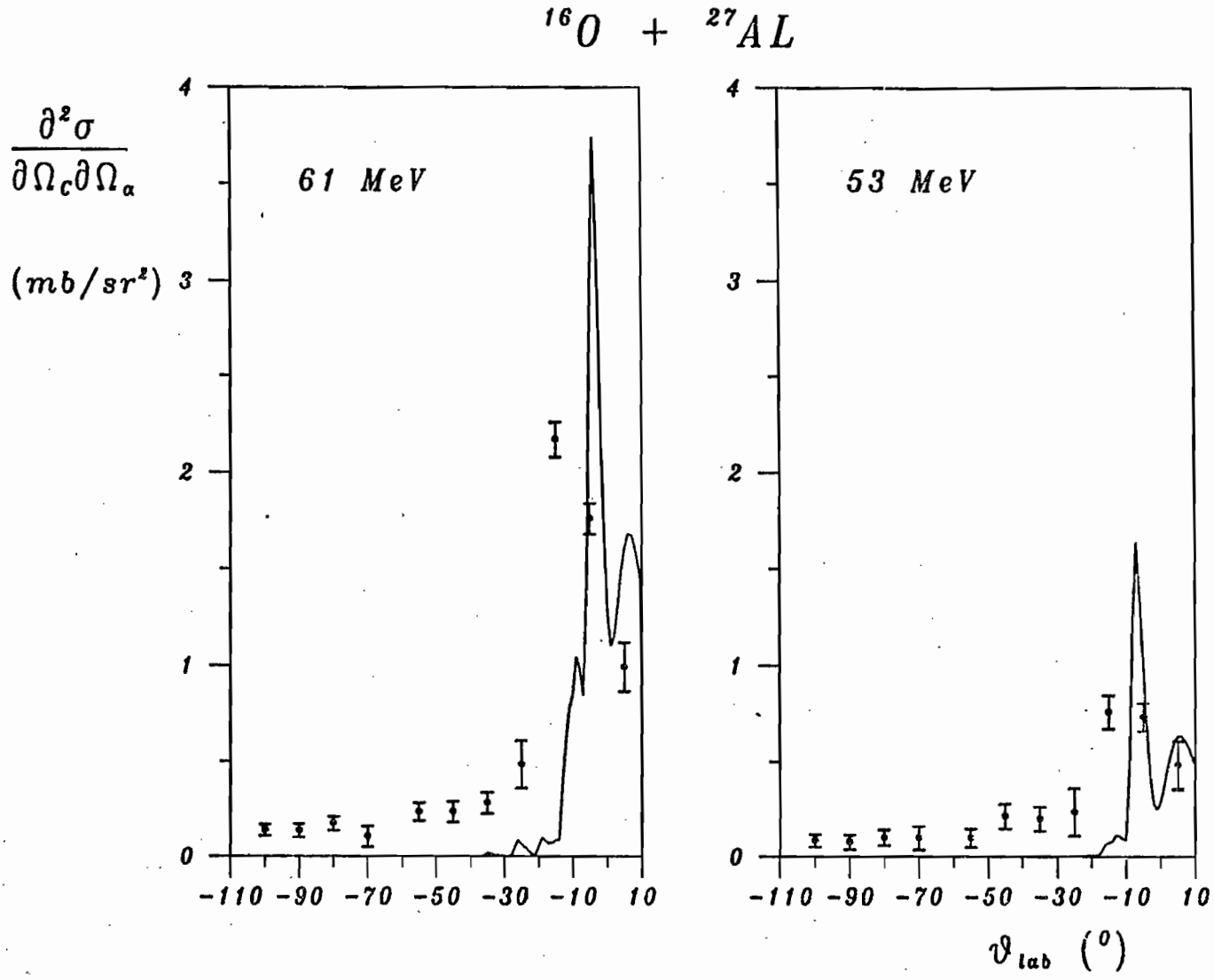

Figura III.27 - Ajustes da correlação angular experimental para o processo de fragmentação para o sistema $^{16}O + {}^{27}Al$ nas três energias medidas neste trabalho para o detetor central da CPP, utilizando os resultados dos programas descritos no texto. Os fatores de normalização usados são apresentados na tabela III-12.

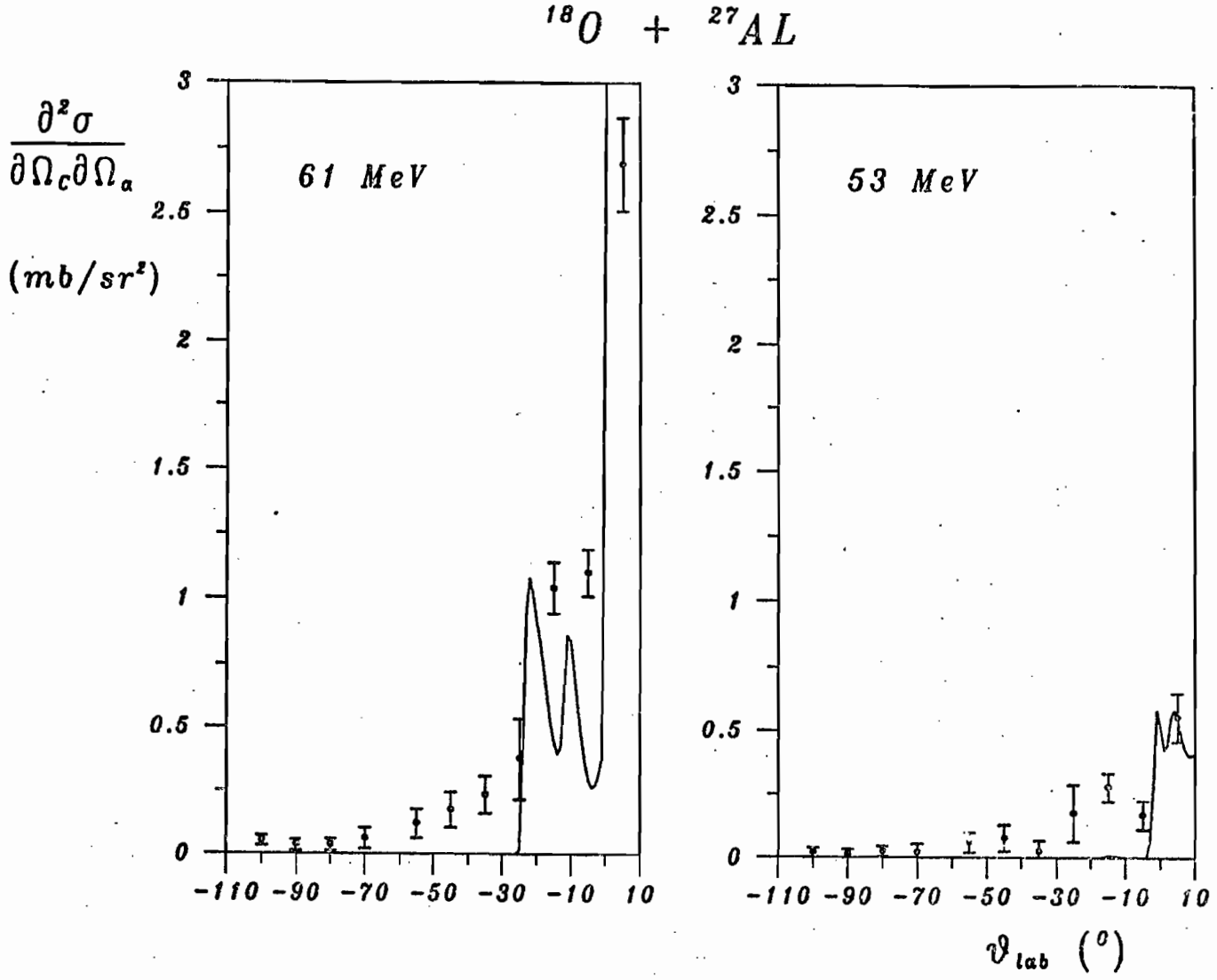

Figura III.28 - Idem à III-27 para o sistema $^{18}O + ^{27}Al$.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
1752
ex. 2
INSTITUTO DE FÍSICA

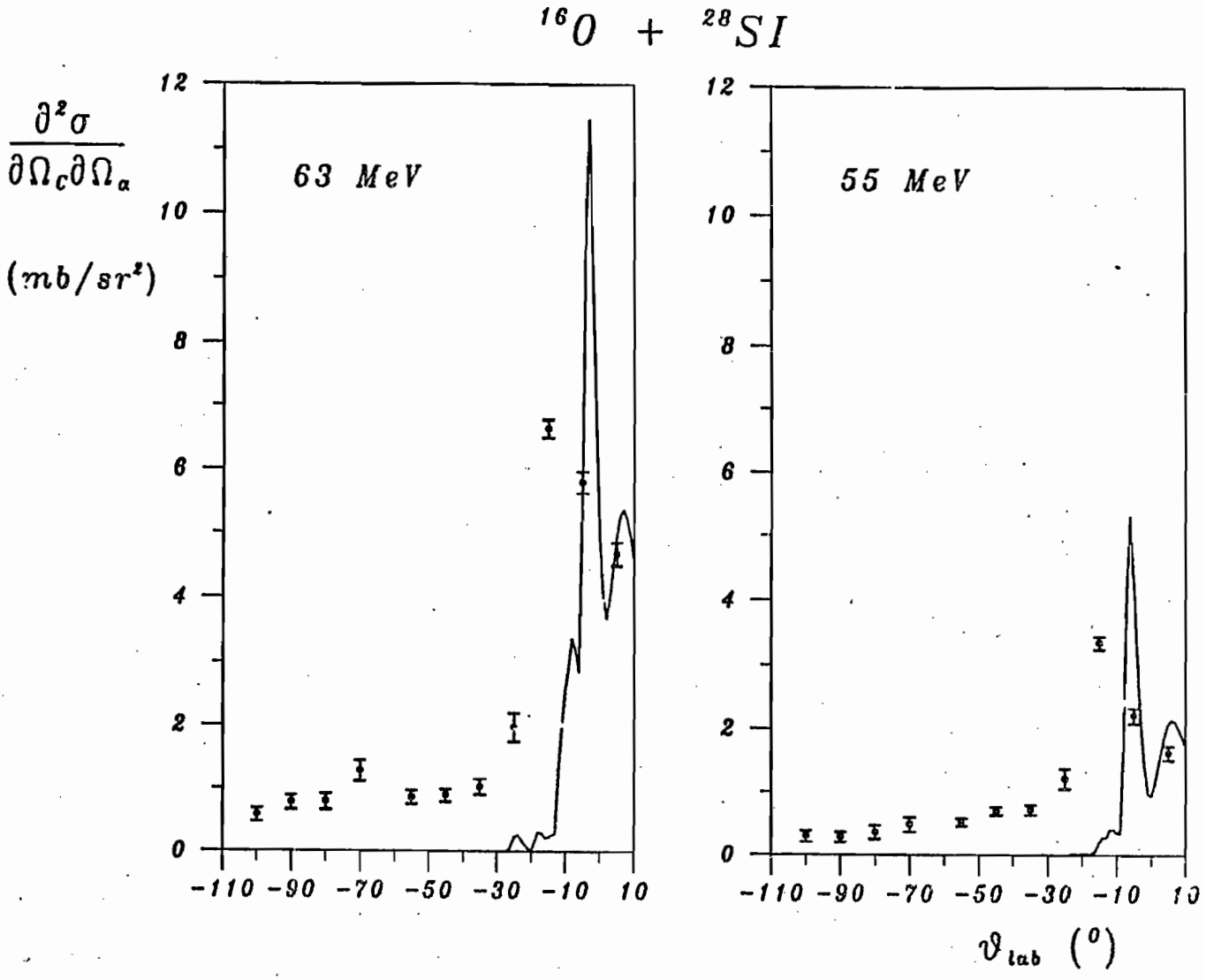

Figura III.29 - Idem à III-27 para o sistema $^{16}O + {}^{28}Si$.

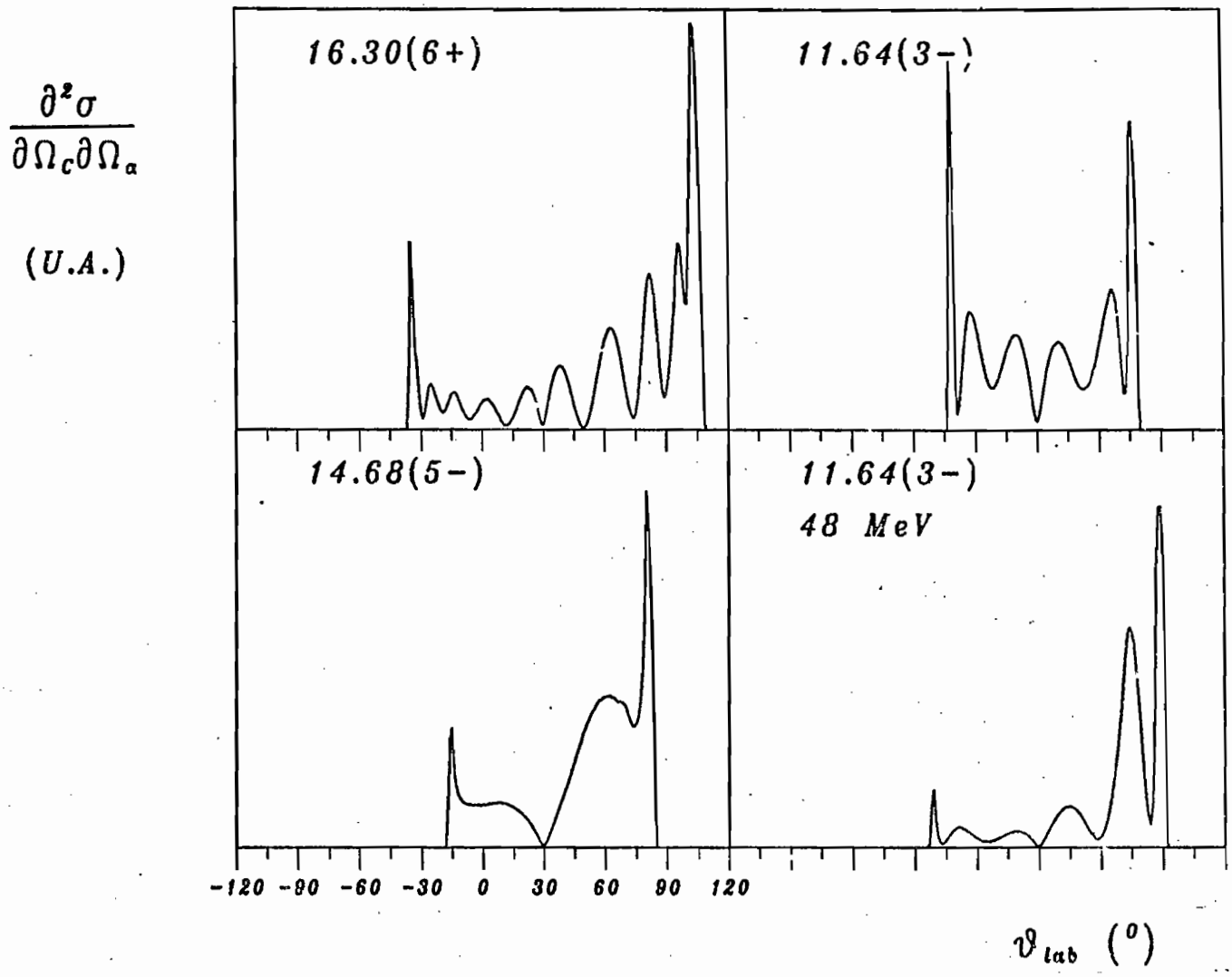

Figura III.30 - Correlações angulares previstas pelo programa FRAGM para o sistema $^{16}O + ^{27}Al$ para determinadas energias de excitação do projétil.

mais traseiro, o que explica o comportamento destes picos em função da energia.

Com a finalidade de testar nosso modelo, ajustamos os dados de Sasagase et al.[15], no qual foi medida a correlação C - α para o sistema $^{16}O + ^{27}Al$ numa energia de 87.4 MeV para um intervalo angular maior. Nesta experiência o detetor para o núcleo de carbono estava localizado em 20°. Usando-se o mesmo procedimento anterior, modificando-se somente a energia e a posição do detetor, obtivemos o ajuste (normalizado) apresentado na figura III-31. Como se pode verificar o ajuste é aceitável.

Neste trabalho os autores obtiveram uma boa estatística nos espectros de carbono em ângulos dianteiros. Assim, foi possível distinguir os estados do ^{16}O que mais contribuíram para a forma final da correlação angular. Repetindo os cálculos somente para estes estados (ainda sem considerar uma fator de normalização para as distribuições angulares do inelástico) obtivemos a outra curva também apresentada na figura anterior. Como se pode verificar o ajuste é melhor, sugerindo que o processo pode ser descrito como uma excitação inelástica do projétil seguida de evaporação de uma partícula alfa.

III.3 Limiar dos processos

O objetivo deste trabalho é o de caracterizar a competição entre os processos citados anteriormente, e conseqüentemente avaliar os respectivos limiares. Assim, propomos modelos que descrevem os vários processos a partir de excitação de um núcleo, num estágio intermediário, seguido da emissão de uma partícula alfa deste mesmo núcleo termodinamicamente equilibrado. No caso do processo de fusão incompleta, esta excitação foi descrita como uma transferência α do projétil para o alvo. Para o caso da fragmentação o modelo utilizado supôs uma excitação inelástica do projétil neste primeiro estágio.

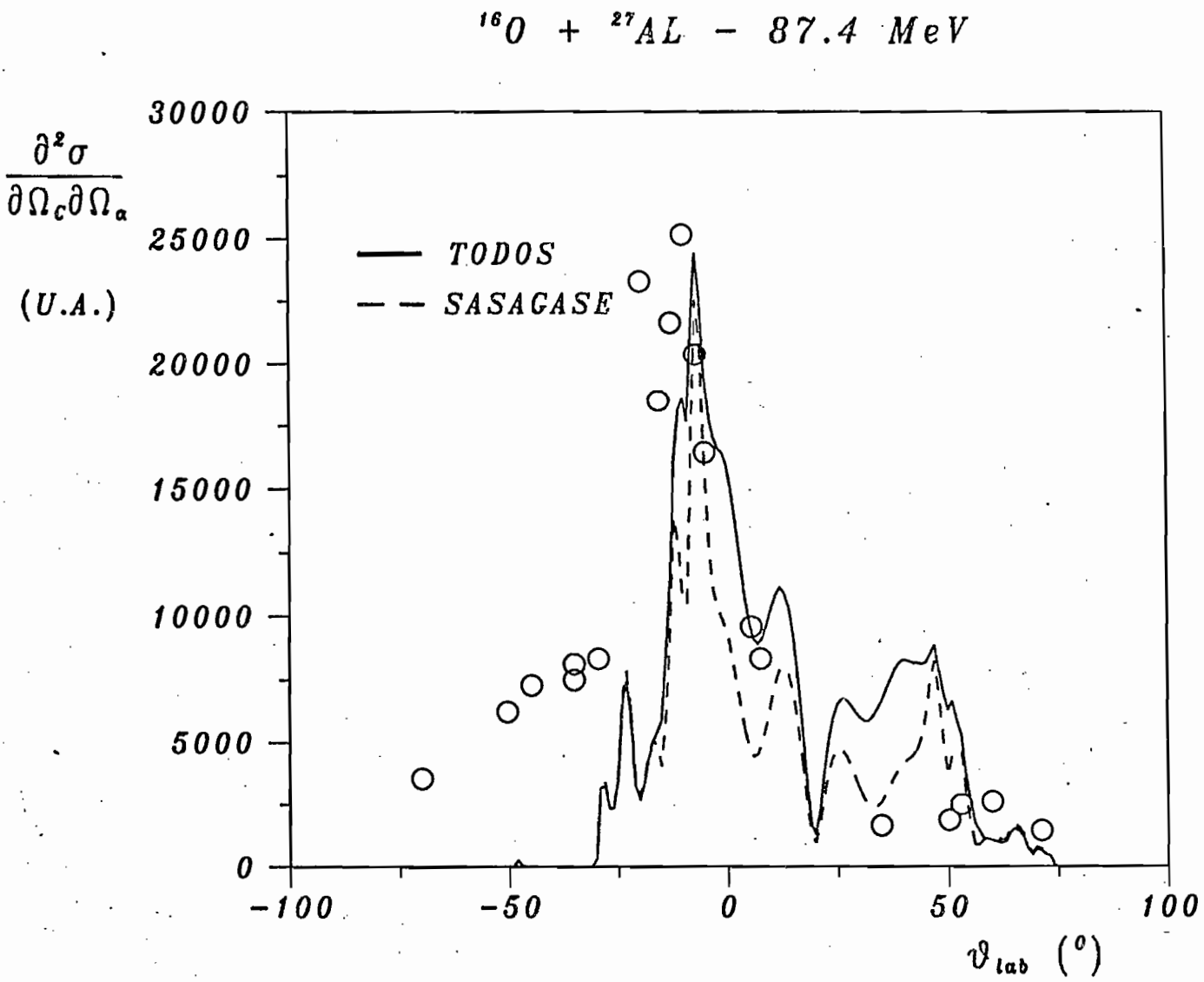

Figura III.31 - Ajuste da correlação angular experimental C-α pra o sistema $^{16}O+^{27}Al$ na energia de 87.4 MeV, referente ao trabalho de Sasagase et al para o processo de fragmentação através da normalização da curva obtida com a utilização do programa FRAGM. As duas curvas representam dois conjuntos de estados usados nos cálculos. A linha sólida corresponde ao conjunto total de estados, enquanto que a linha tracejada corresponde somente aos estados observados no trabalho de Sasagase et al[15].

Tabela III.11: Fatores de normalização para fusão incompleta

Sistema	E_{LAB} (MeV)	Det 1	Det 2	Det 3
$^{16}O + ^{27}Al$	61	0.027	0.022	0.018
	53	0.036	0.018	0.012
	45	0.0045	0.0045	0.0045
$^{18}O + ^{27}Al$	61	0.012	0.009	0.028
	53	0.028	0.008	0.020
	47	0.007	0.007	0.007
$^{16}O + ^{28}Si$*	63	0.075	0.080	0.090
	55	0.060	0.070	0.087
	49	0.025	0.025	0.025

*Valores multiplicados por 100

Os resultados obtidos, através destes modelos, para as correlações angulares foram apresentados em ítens anteriores. Da análise destes gráficos pudemos verificar que o processo de fusão incompleta foi reproduzido de uma maneira aceitável, enquanto que o ajuste para a fragmentação só foi parcial.

Os fatores de normalização utilizados nestes ajustes são apresentados nas tabelas III-11 e 12. Para a fusão incompleta, nas energias mais baixas, devido ao menor número de pontos medidos, utilizamos a forma das correlações obtidas para a energia de incidência intermediária. O critério utilizado, neste caso, foi ajustar a curva para o ponto experimental medido no ângulo mais traseiro ($-35°$) nos sistemas $^{16}O + ^{28}Si$ e $^{18}O + ^{27}Al$, e para o intervalo angular de $-35°$ a $-65°$ para o sistema $^{16}O + ^{27}Al$. Já para o caso da fragmentação ajustamos as curvas para todo o intervalo angular medido neste trabalho.

Da análise dos fatores de normalização para o processo de fusão incom-

Tabela III.12: Fatores de normalização para fragmentação

Sistema	E_{LAB} (MeV)	Det 1	Det 2	Det 3
	61	0.0020	0.0020	0.0020
$^{16}O + ^{27}Al$	53	0.012	0.010	0.008
	45	0.4	0.4	0.35
	61	0.0022	0.0015	0.0006
$^{18}O + ^{27}Al$	53	0.0017	0.0009	0.0020
	47	0.012	0.010	0.020
	63	0.010	0.006	0.004
$^{16}O + ^{28}Si$	55	0.060	0.030	0.020
	49	0.8	0.70	0.15

pleta verificamos que para um determinado sistema os fatores de normalização variam pouco, tendo em vista as incertezas experimentais, o ângulo de deteção da partícula e a energia de bombardeio. Este fato indica que o modelo utilizado na descrição deste processo reproduz satisfatoriamente a dependência angular (θ_C) e de energia das correlações angulares.

No entanto, quando comparamos os diferentes sistemas, observamos que para o caso do alvo de ^{28}Si estes valores são notadamente diferentes do que para os outros dois sistemas. A explicação para esta divergência pode vir do fato de termos utilizado os mesmos parâmetros do potencial E18 na previsão das distribuições angulares de transferência para os diferentes sistemas. Como dissemos anteriormente, este potencial descreve bem os dados experimentais referentes ao processo de espalhamento elástico para estes sistema, entretanto não sabemos sua adequação para o processo de transferência alfa nos estados altamente excitados como os observados neste trabalho (e com valores de momento angular desconhecidos). Cabe aqui dizer

que não existem na literatura dados para este processo de transferência para estados de energia de excitação tão elevadas. Assim sendo, mesmo supondo que este potencial seja adequado para a transferência alfa para estes estados, ainda restaria o fato de não sabermos da existência de acoplamentos entre estes diferentes estados para cada sistema. No entanto, essas considerações não invalidam o fato de que dentro de um dado sistema o acordo entre as diferentes configurações é razoável, sugerindo portanto que este processo pode ser descrito pelo mecanismo sugerido.

No caso dos fatores de normalização referentes ao processo de fragmentação podemos notar uma certa constância somente quando consideramos uma dada energia para um determinado sistema, ou seja, para os três ângulos de deteção do C. Quando comparamos os sistemas que incluem o ^{16}O em diferentes energias percebemos que os valores de normalização crescem rapidamente com a diminuição da energia, sugerindo que a seção de choque prevista com o modelo superestima a seção de choque experimental. Estes comportamentos podem ser justificados pela falta de informações a respeito dos parâmetros de deformação para os estados excitados do projétil considerados neste trabalho, juntamente com a falta de informação de quais são os estados que contribuem significativamente, que não são necessariamente os mesmos para todos os casos, como pressuposto. A utilização desses parâmetros pode mudar drasticamente a contribuição relativa dos vários estados no cálculo da correlação angular para este processo. Assim, existindo um outro estado predominante nesses cálculos, esses fatores de normalização, provavelmente, possuirão comportamentos diferentes, já que as distribuições angulares para o espalhamento inelástico em diferentes energias de excitação diferem nitidamente quanto à forma. Usando este tipo de argumentação, podemos sugerir que a contribuição relativa dos estados que contribuem no intervalo angular medido neste trabalho para o sistema $^{18}O + {}^{27}Al$ nas duas energias mais altas, está bem descrita pelo nosso modelo. Lembramos que os ajustes deste processo

para todos os sistemas não descreveram totalmente os dados experimentais. Este fato vem reforçar a argumentação de que existem outros estados excitados contribuindo de maneira significativa neste processo, notadamente nos casos em que o projétil é o ^{16}O.

Como é possível notar, os fatores de normalização apresentam comportamentos distintos para os dois processos. Na avaliação da seção de choque diferencial dos vários processos (para um determinado valor de θ_C) analisamos independentemente os dois processos. Para a fusão incompleta esta avaliação consistiu em normalizar a integral (nos ângulos de deteção das partículas alfa) da curva obtida através dos cálculos pelos dados experimentais. Como, na realidade, tinhamos duas curvas para cada configuração (uma inferior e outra superior), avaliou-se a seção de choque através da média das integrais provenientes de cada uma das curvas. Estas integrais individuais também serviram para o cálculo da incerteza, que foi estimada como sendo a metade da diferença entre os dois valores.

Sendo que no caso do processo de fragmentação, o ajuste obtido não reproduziu adequadamente toda a correlação angular experimental, integramos os valores experimentais para a avaliação desta seção de choque diferencial. Devemos dizer que nestes cálculos foi subtraída a contribuição do processo de fusão incompleta nos ângulos nos quais os dois processos contribuem. A incerteza para este processo foi avaliada a partir dos dados experimentais juntamente com a incerteza devido à integral do outro processo. O cálculo destas integrais pode ser escrito da seguinte maneira:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_C}(\theta_C) = \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega_C d\Omega_\alpha} d\Omega_\alpha \qquad \text{(III.6)}$$

Para avaliar as seções de choque totais precisamos conhecer a dependência das correlações angulares para ângulos situados fora do plano de reação, medidas estas

que não foram efetuadas neste trabalho. Entretanto, segundo trabalhos encontrados na literatura[7,10,15], as correlações apresentam máximos no plano de reação, com uma forma que pode ser associada com uma dependência em $cos^2(\theta)$. Assumindo esta forma, temos então:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_C}(\theta_C) = \pi \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega_C d\Omega_\alpha} sen\theta_\alpha d\theta_\alpha \qquad \text{(III.7)}$$

Os valores das integrais associados a cada um dos processos em cada configuração energia-ângulo são mostrados nas tabelas III-13 e 14. Também apresentamos, para o caso do sistema $^{16}O + ^{27}Al$, as seções de choque integradas a partir de dados obtidos em outros trabalhos encontrados na literatura[29]. Devemos lembrar que estas integrais se referem a um único ângulo de deteção para a partícula pesada, portanto correspondem à seção de choque diferencial $d\sigma/d\Omega_C$.

Cabem aqui algumas considerações a respeito dos valores das seções de choque obtidas para os vários processos.

No caso da fusão incompleta, observamos que o sistema $^{16}O + ^{28}Si$ é o que apresenta a maior seção de choque em qualquer energia. Este fato pode estar ligado aos fatores espectroscópicos envolvidos nas transições, que podem ser maiores para este sistema onde participam somente núcleos $n - \alpha$, o que acarretaria numa maior seção de choque de transferência alfa.

No que se refere ao processo de fragmentação, notamos um comportamento análogo ao da fusão incompleta. Porém a diferença entre os valores do sistema $^{16}O + ^{28}Si$ para os outros dois é menor. No entanto, com base às previsões do nosso modelo de fragmentação, se espera uma contribuição apreciável em ângulos fora do intervalo angular medido neste trabalho. Assim sendo, para este processo, os valores destas seções de choque podem sofrer alterações significativas.

Tabela III.13: Seção de choque para o processo de fusão incompleta (mb/sr)

Sistema	E_{LAB} (MeV)	Det 1 (mb/sr)	Det 2 (mb/sr)	Det 3 (mb/sr)
	87.4^{15}		$108. \pm 22$	
	77^{17}		$1.60 \pm .32$	
$^{16}O + ^{27}Al$	61	$.83 \pm .47$	$.91 \pm .51$	$1.35 \pm .39$
	53	$.40 \pm .24$	$.86 \pm .39$	$1.47 \pm .93$
	45	$.07 \pm .04$	$.16 \pm .07$	$.27 \pm .17$
	61	$.58 \pm .26$	$.63 \pm .24$	$.56 \pm .32$
$^{18}O + ^{27}Al$	53	$.44 \pm .27$	$.44 \pm .23$	$.42 \pm .23$
	47	$.17 \pm .11$	$.17 \pm .09$	$.16 \pm .09$
	63	7.37 ± 1.72	4.57 ± 1.55	3.19 ± 1.00
$^{16}O + ^{28}Si$	55	4.28 ± 1.90	$2.62 \pm .85$	$1.66 \pm .79$
	49	$1.49 \pm .66$	$.91 \pm .29$	$.58 \pm .27$

Tabela III.14: Seção de choque para o processo de fragmentação (mb/sr)

Sistema	E_{LAB} (MeV)	Det 1 (mb/sr)	Det 2 (mb/sr)	Det 3 (mb/sr)
	87.4^{15}		$18.7 \pm .4$	
	77^{17}		$2.80 \pm .56$	
$^{16}O + ^{27}Al$	61	$.44 \pm .13$	$.45 \pm .13$	$.11 \pm .25$
	53	$.22 \pm .10$	$.10 \pm .11$	$-.10 \pm .31$
	45	$.00 \pm .05$	$.05 \pm .05$	$.13 \pm .24$
	61	$.63 \pm .11$	$.36 \pm .10$	$.29 \pm .24$
$^{18}O + ^{27}Al$	53	$.24 \pm .09$	$.03 \pm .07$	$.31 \pm .18$
	47	$.05 \pm .04$	$.05 \pm .03$	$.16 \pm .08$
	63	$1.60 \pm .43$	$1.28 \pm .35$	$1.02 \pm .26$
$^{16}O + ^{28}Si$	55	$.66 \pm .41$	$.62 \pm .20$	$.63 \pm .19$
	49	$.47 \pm .16$	$.42 \pm .09$	$.21 \pm .08$

Quanto a variação dos valores das seções de choque diferenciais ($d\sigma/d\Omega_C$) em função do ângulo de deteção da partícula pesada podemos dizer que, no intervalo angular medido neste trabalho, não houve mudanças significativas. No entanto, se assumirmos que em outros ângulos a dependência as seções de choque destes processos, em função da energia, não difere significativamente do observado neste trabalho, podemos, com base nas seções de choque obtidas neste trabalho, prever os limiares para os doiss processos. Assim sendo, as seções de choque em função da energia para cada processo, nos três sistemas, são apresentadas nas (fig. III-32 a 37).

Apesar das incertezas serem apreciáveis, pode-se notar nestas figuras um comportamento monotônico na diminuição dos valores destas seções de choque com o decréscimo de energia, principalmente no processo de fusão incompleta. Para este processo podemos sugerir, levando em conta as considerações apresentadas acima, que o limiar para este processo deve estar, para os três sistemas, por volta de 40 MeV.

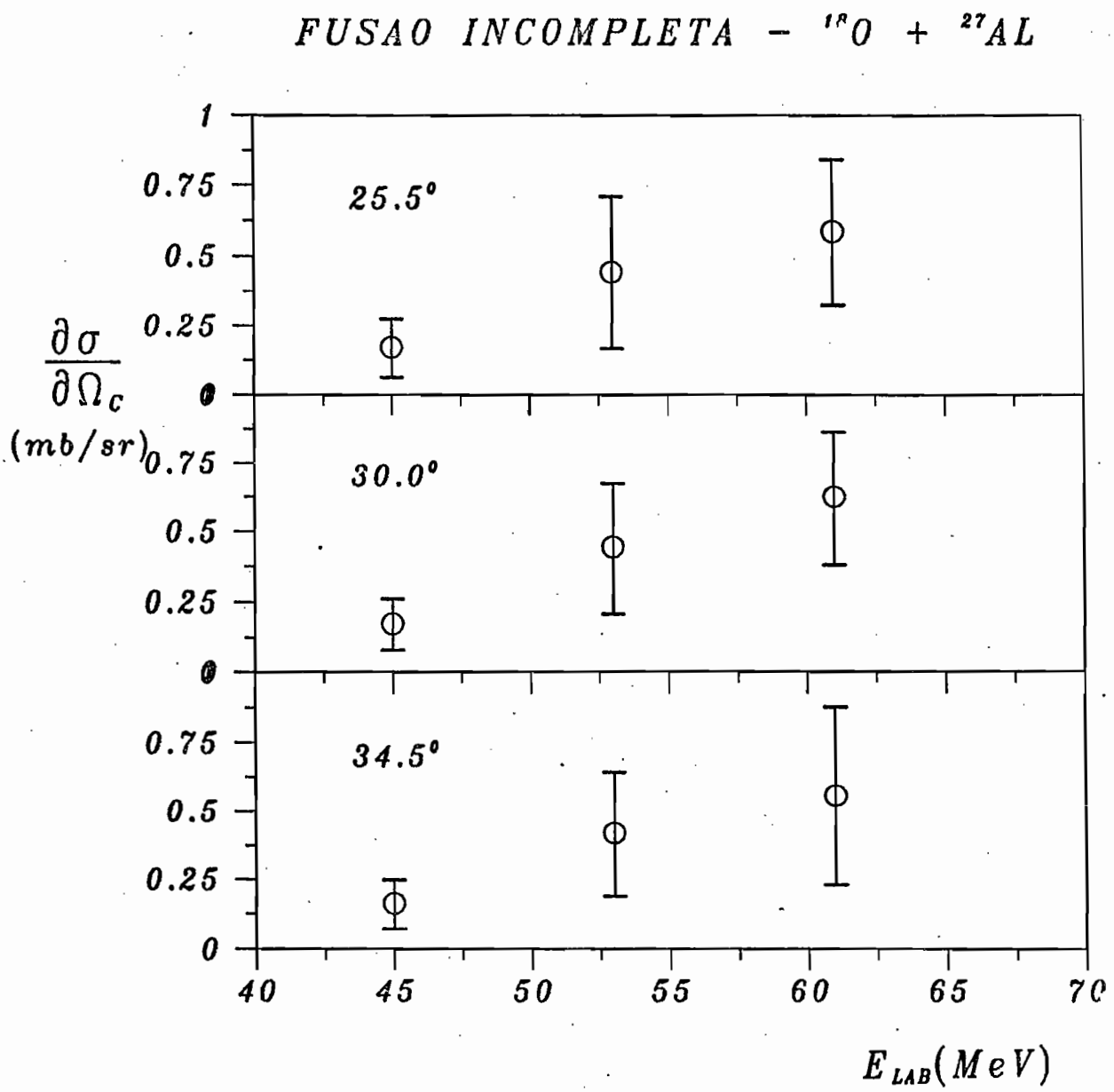

Figura III.32 - Gráfico da seção de choque integrada para o processo de fusão incompleta em função da energia de bombardeio para os três ângulos de deteção da partícula pesada para o sistema $^{16}O + ^{27}Al$.

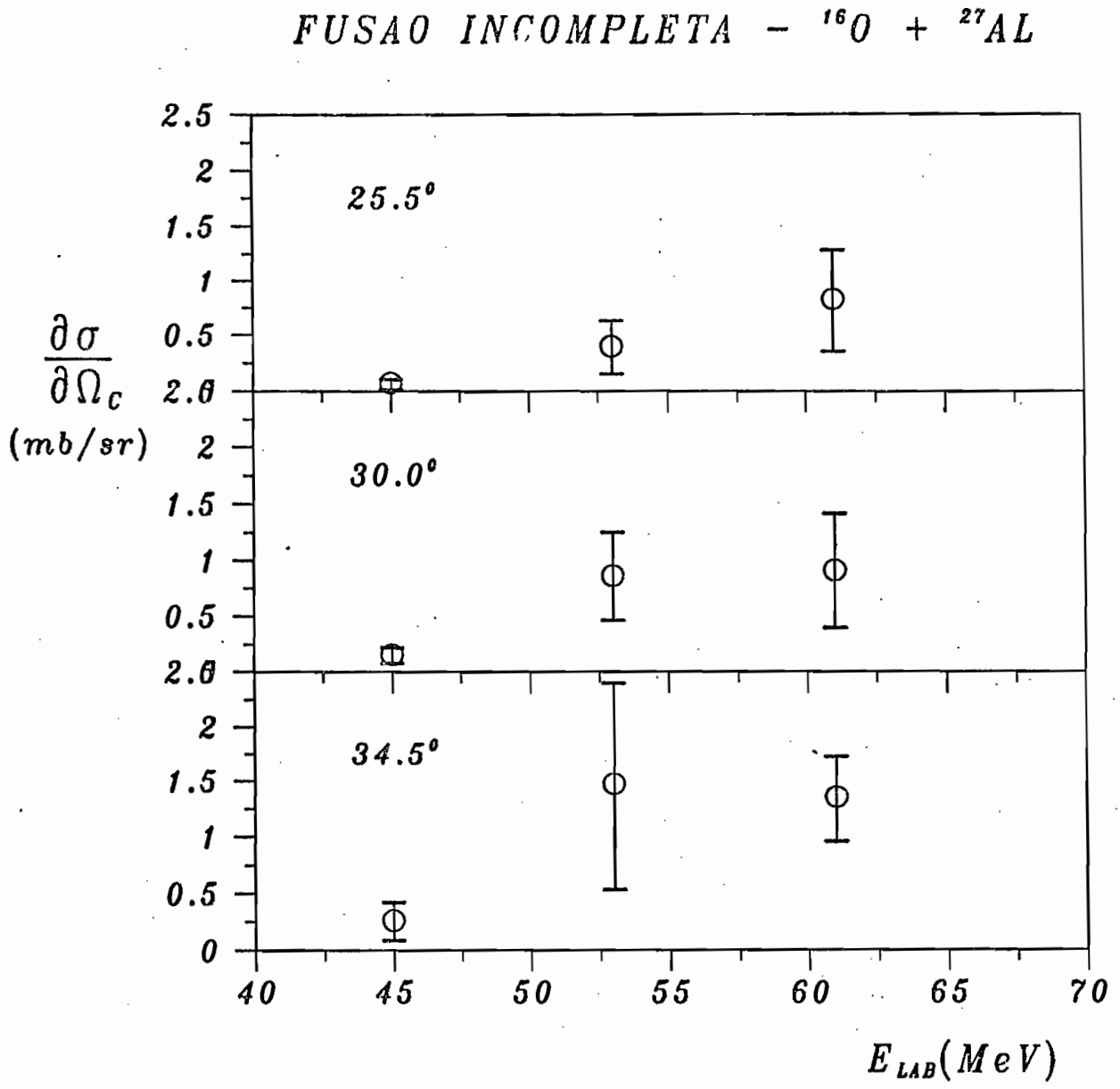

Figura III.33 - Idem à III.32 para o sistema $^{18}O + ^{27}Al$.

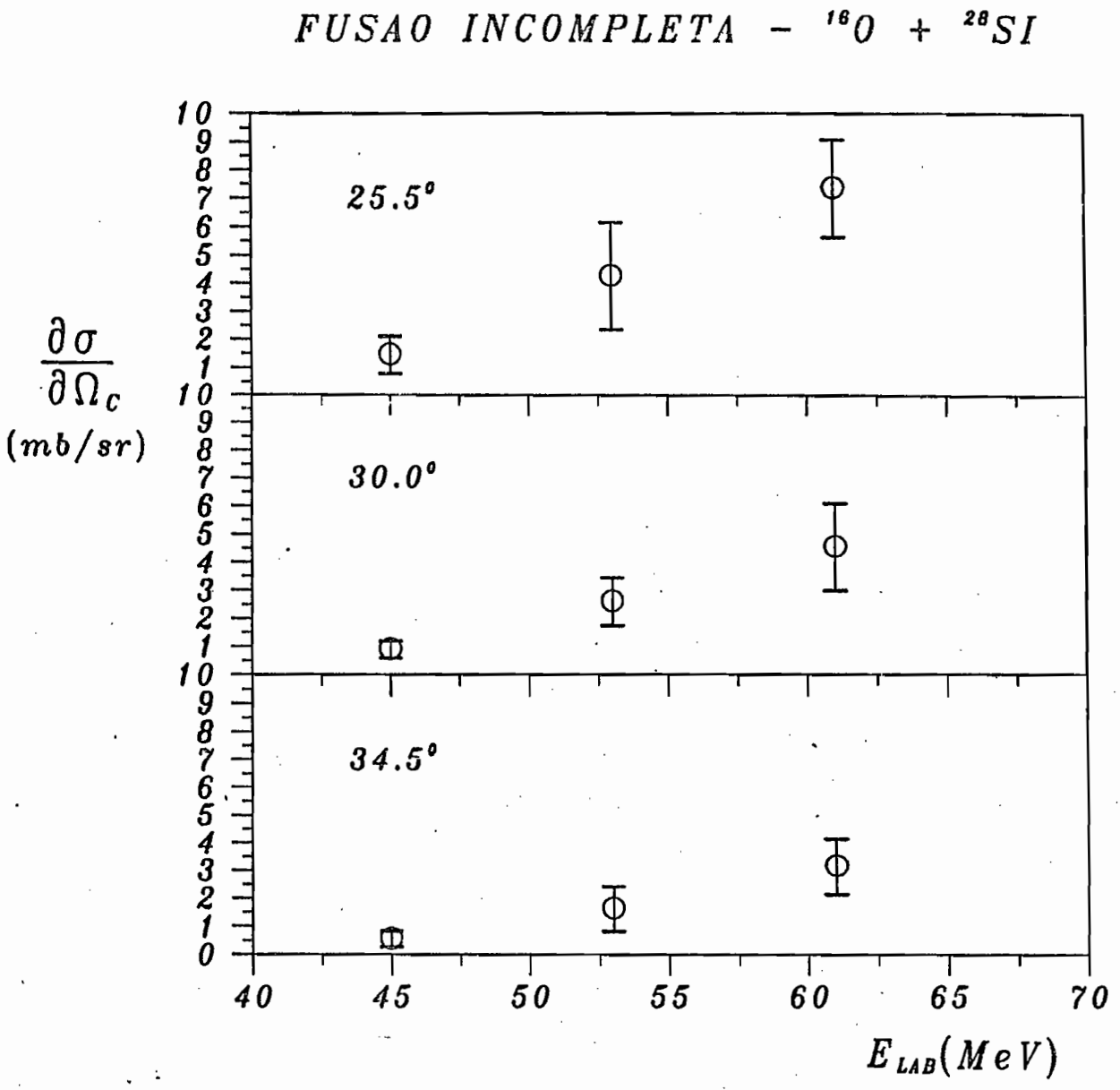

Figura III.34 - Idem à III.32 para o sistema $^{16}O + ^{28}Si$.

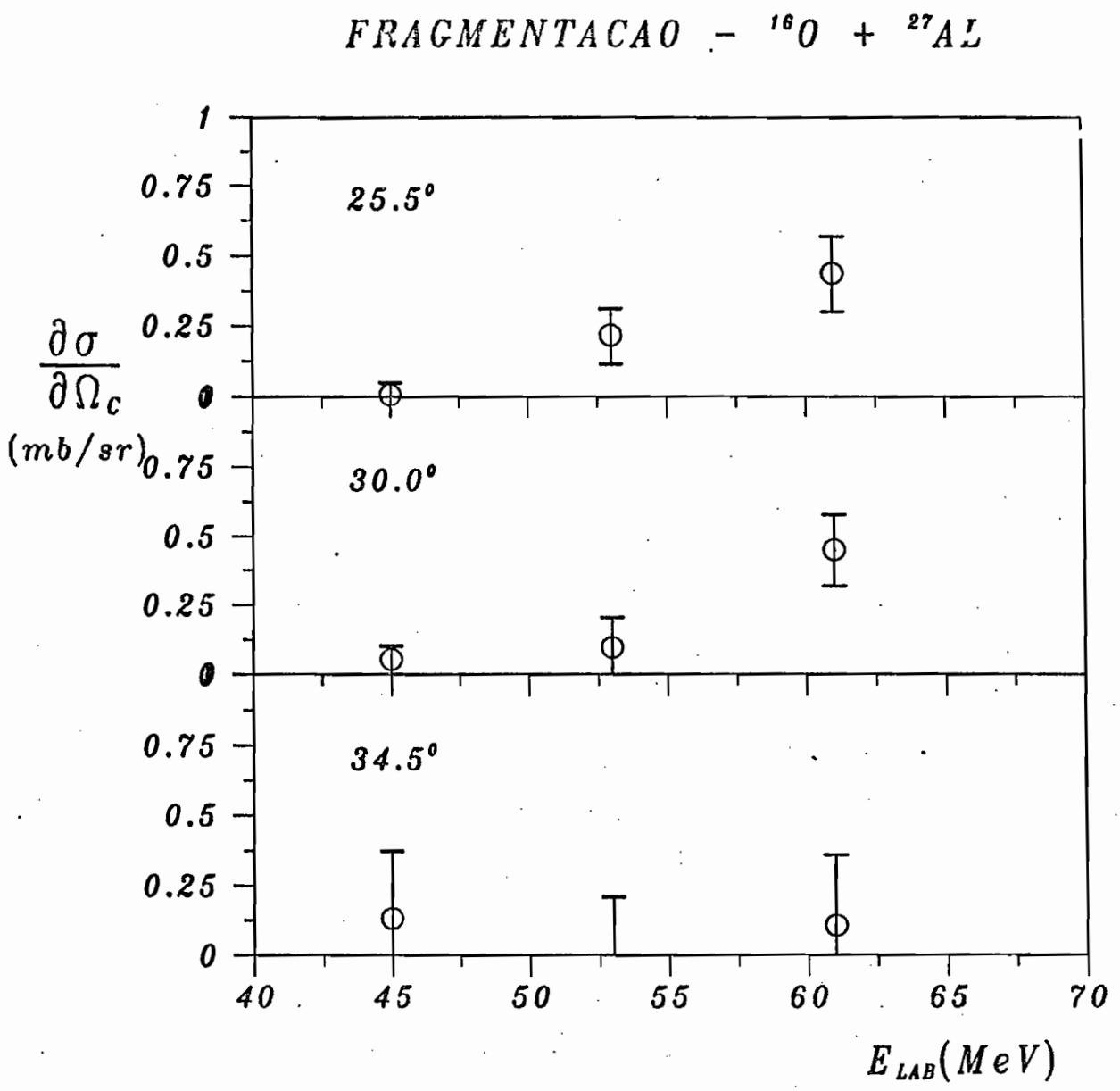

Figura III.35 - Gráfico da seção de choque integrada para o processo de fragmentação (com as ressalvas citadas no texto) em função da energia de bombardeio para os três ângulos de deteção da partícula pesada para o sistema $^{16}O + ^{27}Al$.

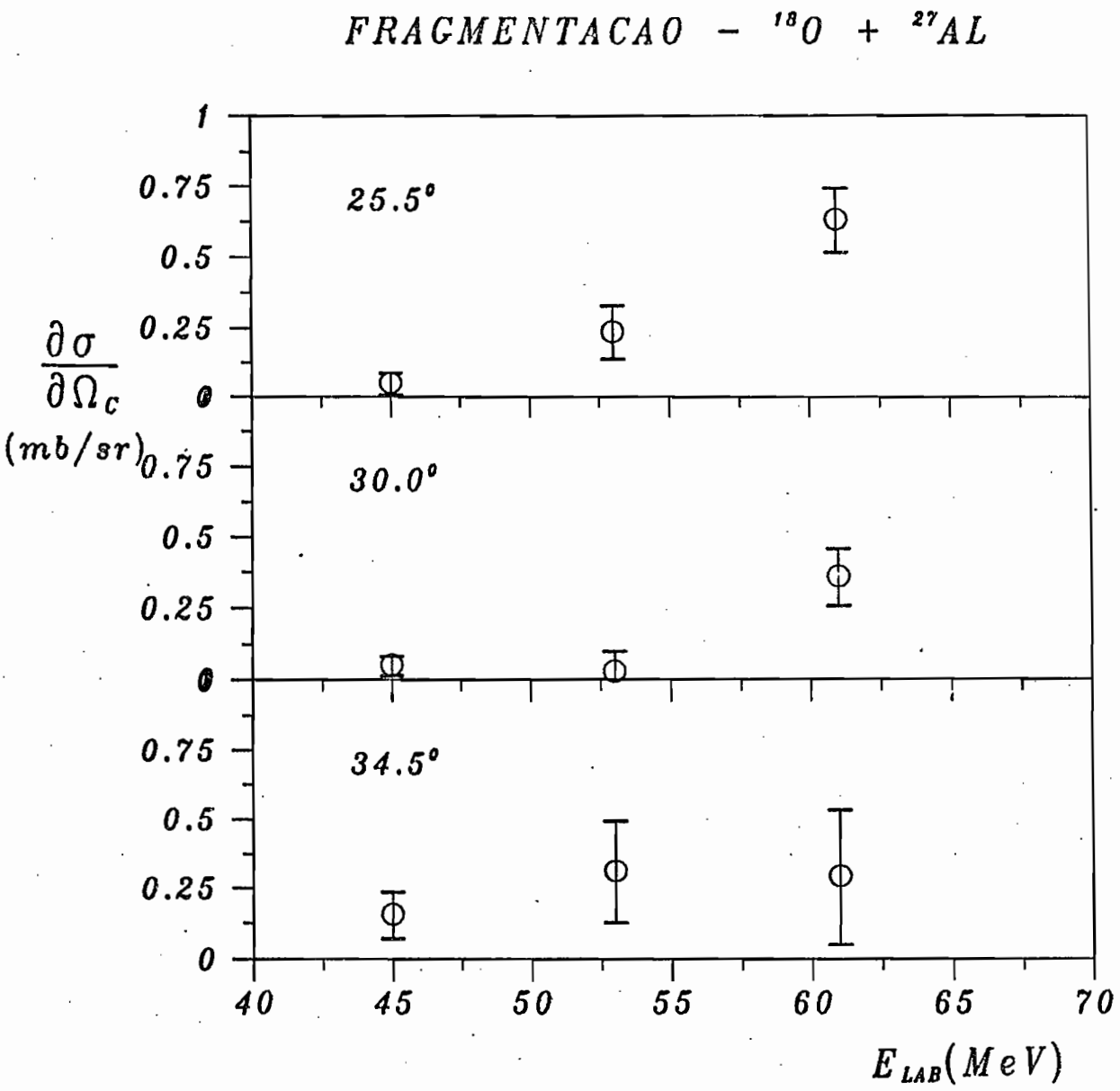

Figura III.36 - Idem à III.35 para o sistema $^{18}O + ^{27}Al$.

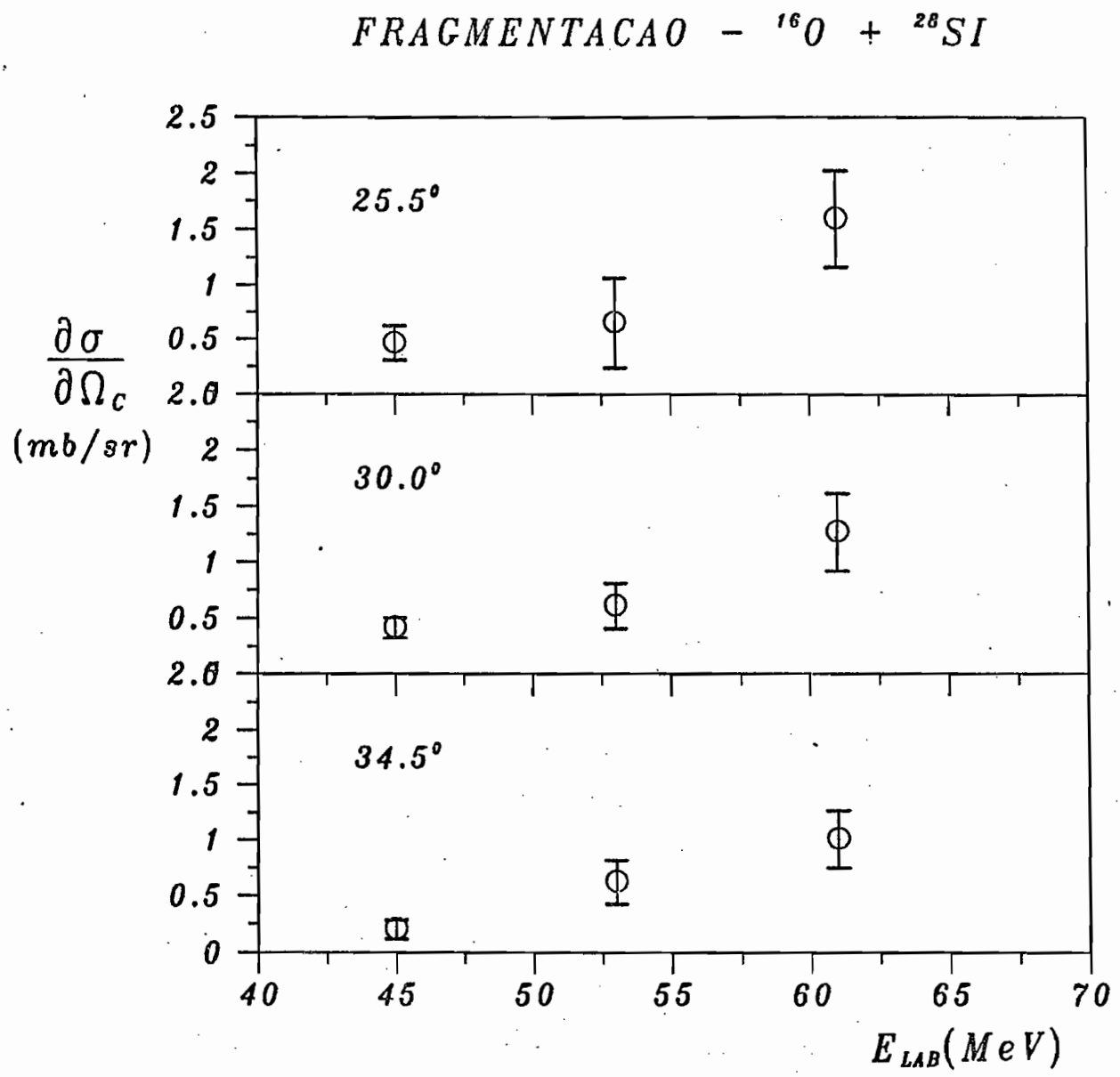

Figura III.37 - Idem à III.35 para o sistema $^{16}O + ^{28}Si$.

Para o caso da fragmentação, esta tendência é menos nítida. Porém, devemos lembrar que estes valores não são correspondentes a seção de choque diferencial total. Neste caso, se torna mais difícil determinar o limiar para este processo. No entanto, se usarmos o valor obtido na referência 29 para o valor da seção de choque de fragmentação para o sistema $^{16}O + ^{27}Al$ no trabalho de Sasagase et al na energia de 87.4 MeV, verificaremos que o valor de $d\sigma/d\Omega_C$ é pelo menos duas ordens de grandeza superior aos obtidos neste trabalho. Mesmo assumindo grandes incertezas devido a não observação do segundo máximo citada anteriormente para os nossos dados, podemos afirmar que o valor de 40 MeV está também muito próximo do limiar para este processo. Devemos lembrar que no trabalho citado na referência 15 a distribuição angular das partículas alfa foi medida até ângulos que incluiam o segundo máximo previsto pelo nosso modelo, e que o ajuste da contribuição relativa obtido por nosso modelo foi bem satisfatório.

Se compararmos o valor da seção de choque para fusão incompleta a partir dos dados de Sasagase et al com os obtidos em nosso trabalho, verificaremos que existe um crescimento mais acentuado da seção de choque de fragmentação (derivada maior) para estes ângulos de deteção da partícula pesada do que para o processo de fusão incompleta (no trabalho de Sasagase o ângulo do ejétil pesado estava próximo ao do ângulo rasante para aquela energia).

Padalino et al também estudou o sistema $^{16}O + ^{27}Al$ na energia de 77 MeV. Entretanto, neste caso, o detetor de carbono foi colocado numa posição mais dianteira que o ângulo rasante. A comparação destes dados com nossos valores das seções de choque em função da energia de bombardeio parece mostrar que os dados de Padalino estariam fora da sistemática definida. Isto mostra que se deve tomar muitos cuidados na comparação dos dados pois não estamos integrando as correlações em $d\Omega_C$

A comparação das seções de choque diferenciais obtidas a partir dos trabalhos da literatura com os valores deste trabalho sugere um comportamento diferente para os dois processos em função do ângulo de deteção do pesado. A seção de choque para o processo de fragmentação varia mais rapidamente do que a de fusão incompleta.

Capítulo IV

Conclusões

Neste trabalho investigamos a competição entre os mecanismos envolvidos em reações de íons leves-pesados, através da medida de correlações angulares C - α para os sistemas $^{16}O + ^{27}Al$, $^{18}O + ^{27}Al$ e $^{16}O + ^{28}Si$ nas energias de (61, 53, 45 MeV), (61, 53, 47 MeV) e (63, 55, 49 MeV) respectivamente. Estas medidas foram efetuadas em três ângulos de deteção da partícula pesada (C) que cobriam um intervalo angular que inclui o ângulo correspondente à trajetória rasante para esses sistemas nessas energias. As correlações angulares obtidas com essas configurações experimentais apresentam máximos em ângulos dianteiros, estando de acordo com a maior parte dos resultados existentes até então na literatura.

Através de uma análise baseada em cálculos da energia cinética do movimento relativo entre os pares C-α e alvo-α, determinamos os intervalos angulares para os quais os processos de fragmentação e fusão incompleta são dominantes. Essa análise mostrou que o processo de fragmentação é responsável pelo pico da correlação em ângulos dianteiros, enquanto que o processo de fusão incompleta domina a região de ângulos traseiros.

Previsões teóricas foram obtidas a partir de modelos propostos para as correlações angulares de cada mecanismo. Estes modelos admitem a existência de um processo de duas etapas em que num estágio primário forma-se um núcleo excitado, que decai depois de atingir o equilíbrio termodinâmico. Para a excitação do estágio primário, assumimos, no caso do processo de fusão incompleta, a ocorrência de um processo de transferência α do projétil para o alvo, enquanto que para a fragmentação, esta excitação é provocada pelo espalhamento inelástico.

A comparação dessas previsões teóricas com as correlações angulares experimentais evidenciam que ambos os mecanismos, fragmentação e fusão incompleta, contribuem simultaneamente. Além disso, através da análise dos diagramas de velocidade utilizados nestes dois modelos, é possível delimitar o intervalo angular de

emissão de partículas α correspondente a uma determinada energia de excitação do núcleo intermediário, em ambos os processos. Para as energias de excitação observadas neste trabalho, esse tipo de análise permite a identificação de dois intervalos angulares distintos de emissão de partículas α associados um, à fragmentação e outro, à fusão incompleta.

Os ajustes das correlações angulares, juntamente com os espectros de energia relativa (C-α, Alvo-α) calculados nos respectivos sistemas de centro de massa mostram que a hipótese de um decaimento sequencial dos núcleos excitados intermediários é adequada. No entanto, não foi possível determinar exatamente o mecanismo responsável pela formação do estágio primário. Entretanto, no caso do processo de fusão incompleta, a comparação das energias de excitação dos núcleos intermediários(P ou S) obtidos através de cálculos de cinemática de três corpos com esses mesmos os valores obtidos a partir de Q ótimo para todas as configurações experimentais sugere a existência de uma transferência α do projétil para o alvo. Já para o processo de fragmentação do projétil, a identificação do processo de formação do sistema intermediário foi inviabilizada pelo desconhecimento dos fatores espectroscópicos envolvidos nas transições para os estados excitados.

Apesar das ressalvas quanto ao valor absoluto das seções de choque totais para os dois processos, as seções de choque relativas obtidas neste trabalho permitem prever que os limiares para esses processos devem estar por volta de 40 MeV.

A comparação das seções de choque relativas deste trabalho com as de outros trabalhos encontrados na literatura[15,17] sugere que o processo de fragmentação deve contribuir de uma maneira tanto mais dominante, para regiões próximas à trajetória rasante, quanto maior for a energia de bombardeio. Esta comparação permite, também, sugerir que esse domínio vai diminuindo à medida que nos afastamos desta trajetória rasante. Este fato reforçaria a descrição da primeira etapa do processo de

fragmentação como um processo direto.

Nossa sugestão para trabalhos futuros, seria a realização de medidas de correlações angulares também em ângulos mais traseiros de maneira a verificar a existência dos dois máximos na seção de choque previstos pelo nosso modelo de fragmentação. As seções de choque para estas soluções poderia fornecer informações mais completas sobre os fatores espectroscópicos de transição para alguns estados de excitação do projétil.

O arranjo experimental utilizado neste trabalho, bem como o método de análise nos pareceram adequados para a obtenção de informações sobre a competição entre os dois processos propostos. Entretanto, medidas com detetores 4π poderiam fornecer as seções de choque totais para esses processos, de maneira consistente e em tempos de irradiação muito menores.

Referências

- 1. Britt and A.R. Quinton
  Phys. Rev. **124**, 877 (1961)
- 2. J.P. Bondorf and W. Noremberg
  Phys. Lett **44B**, 487 (1973)
- 3. D. Glas and U. Mosel
  Nucl. Phys. **A237**, 429 (1975)
- 4. B.B. Back, R.R. Betts, C. Gaarde, J.S. Larsen , E. Michelsen and T. Kuang-Hsi
  Nucl. Phys. **A285**, 317 (1977)
- 5. J.W. Harris, T.M. Cormier, D.F. Geeseman, L.L. Lee Jr., R.L. McGrath and J.P. Wurm
  Phys. Rev. Lett. **38**, 1460, (1977)
- 6. C.L. Gelbke, M. Bini, C. Olmer, D.L. Hendrie, J.L. Laville, J. Mahoney, M.L. Mermaz, D.L. Scott and H.H. Wieman
  Phys. Lett. **71B**, 83 (1977)
- 7. R.K. Browmik, E.C. Pollacco, N.E. Sanderson, J.B.A. England and G.C. Morrison
  Phys. Lett. **80B**, 41 (1978)
- 8. R.K. Browmik, E.C. Pollaco, N.E. Sanderson, J.B.A. England and G.C. Morrison
  Phys. Rev. Lett. **43**, 619 (1979)

- 9. K. Siwek-Wilczynska, E.H. du Marchie van Voorthuysen, J. van Popta, R. H. Siemssem and J. Wilczynski
  Phys. Rev. Lett. **42**, 1599 (1979)

- 10. M.B. Tsang, W.G. Lynch, R.J. Puigh, R. Vandenbosch and A.G. Seamster
  Phys. Rev. **C23**, 1560 (1981)

- 11. M.N. Namboodiri, P.L. Gonthier, H. Ho, J.B. Natowitz, R. Eggers, L. Adler, P. Kasiraj, C. Cerruti, A. Chevarier, N. Chevarier and A. Demeyer
  Nucl Phys **A367**, 313 (1981)

- 12. M.S. Hussein, K.W. McVoy and D. Saloner
  Phys. Lett. **98B**, 162 (1981)

- 13. T. Fukuda, M. Ishihara, M. Tanaka, H. Ogata, I. Miura, M. Inoue, T. Shimoda, K. Katori and S. Nakayama
  Phys. Rev. **C27**, 2029 (1983)

- 14. P.L. Gonthier, H. Ho, M.N. Namboodiri, J.B. Natowitz, L. Adler, S. Simon, K. Hagel, S. Kniffen and A. Khodai
  Nucl. Phys. **A411**, 289 (1983)

- 15. M. Sasagase, M. Sato, S. Hanashima, K. Furuno, Y. Nagashima, y. Tagishi, S.M. Lee and T. Mikuno
  Phys. Rev. **C27**, 2630 (1983)

- 16. W.D.M. Rae, A.J. Cole, B.G. Harvey and R.G. Stokstad
  Phys. Rev. **C30**, 158 (1984)

- 17. S.J. Padalino and L.C. Dennis
  Phys. Rev **C31**, 1794 (1985)

- 18. N. Carlin Filho, M.M. Coimbra, N. Added, R.M. dos Anjos, L. Fante Jr., V. Guimarães, E.M. Szanto and A. Szanto de Toledo
  Phys. Rev. **C40**, 91 (1989)

- 19. S.J. Padalino, M.A. Putnam, J.A. Constable, T.G. de Clerck, L.C. Dennis, R. Zingarelli, R. Kline and K. Sartor
  Phys. Rev. **C41**, 594 (1990)

- 20. M.S. Hussein and K.W. McVoy
  Nuclear Science Research Conference Series Continuum Spectra on Heavy Ion Reactions, vol. 2, edited by T. Tamura, J.B. Natowitz, P.H. Youngblood

- 21. R.G. Stokstad
  Lawrence Berkeley Laboratory - Preprint LBL - 21580 (1986)

- 22. K. Siwek-Wilczynska, J. Wilczynski, C.R. Albiston, Y. Chan, E. Chavez, S.B. Gazes, H.R. Schmidt, and R.G. Stokstad
  Lawrence Berkeley Laboratory - Preprint LBL - 21723 (1986)

- 23. O.Sala and G. Spalek
  Nucl. Inst. and Meth. **122**, 213 (1974)

- 24. G.P. Lawrence, R.K. Beauchamp and J.L. McKibben
  Nucl. Inst. and Meth. **32**, 357 (1965)

- 25. A.P. Teles, M.D. Ferraretto, P.C. Freitas
  Comunicação particular

- 26. R. Ribas
  Comunicação particular

- 27. W.M. Milner, Vaxpak notes, Oak Ridge National Laboratory - (1986) Comunicação particular

- 28. B.W. Hooton, J.M. Freeman and P.P. Kane
  Nucl. Inst.and Meth. **124**, 29 (1975)
- 29. N. Carlin Filho
  Tese de Doutoramento (1987)
- 30. J.G. Cramer, R.M. DeVries, D.A. Goldberg, M.S. Zisman and G.F. Maguire
  Phys. Rev. **C14**, 2158 (1976)
- 31. R.G. Stokstad
  Wright Nuclear Structure Laboratory Yale University, Internal Report 52 (1972)
- 32. J. Gomez del Campo and R.G. Stokstad
  Monte Carlo Code Lilita ORNL - TM 7295, unpublished
- 33. PTOLEMY - DWBA CODE
  S.C. Pieper and M.H. MacFarlaine
  Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois (1976)
- 34. E. Browne, J.M. Dairiki and R.E. Doebler
  Lawrence Berkeley Laboratory, University of California
  Edited by C.M. Lederer and V.S. Shirley
  Table of isotopes (1978)
- 35. Proceedings of the Symposium on Heavy-Ion Elastic Scattering, University of Rochester (1977)
- 36. E. Vogt
  Adv. in Nucl. Phys. 1 (1968)
- 37. R. Huby, M.Y. Refai and G.R. Satchler
  Nucl. Phys. **9** (1958) 94