

EMANOEL HENRIQUE CASTRO GOMES

INFLUÊNCIA DE EFEITOS NÃO BINÁRIOS
NO MÉTODO DE CASCATAS INTRANUCLEARES

T E S E
D E
M E S T R A D O

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS
RIO DE JANEIRO
1 9 8 5

SUMÁRIO

RESUMO	i
LISTA DE FIGURAS	ii
INTRODUÇÃO	I
CAPÍTULO 1 A Física Nuclear de Altas Energias ...	1
1. Motivação	1
2. Fontes Experimentais	3
3. Fases da Matéria Nuclear em Altas Densidades e Temperaturas	4
4. Aspectos Experimentais	6
CAPÍTULO 2 Diferentes Aspectos Envolvidos no Mecanismo de Reação	13
1. Geometria da Colisão	13
2. Evidência Experimental para Colisões Múltiplas	16
3. Espectro Inclusivo de Protons	19
4. Produção de Pions	20
CAPÍTULO 3 Modelos Empregados no Tratamento das Reações Nucleares	23
1. Introdução	23
2. Descrição dos Modelos	24

2.1. Modelos hidrodinâmicos.....	24
2.1.1. Região de Aplicabilidade.....	24
2.1.2. Equações de Hidrodinâmica.....	26
2.1.3. Comparação com Dados Experimentais.....	31
2.2. Modelos Térmicos.....	31
2.2.1. Modelo de Bola de Fogo.....	32
2.2.2. Modelo de Tiras de Fogo.....	32
2.3. Equação Clássica de Movimento.....	35
2.4. Cascata Intranuclear.....	36
2.5. Algumas Observações Finais Sobre os Modelos.	39
CAPÍTULO 4	A Importância de Efeitos não Binários nos
	Resultados Calculados com CIN.....
	41
0. Introdução.....	41
1. Tratamentos Utilizados.....	42
2. Colisões no Caso EQCLAS e no Caso CASCATA.....	43
2.1. EQCLAS.....	44
2.2. CASCATA.....	48
3. Critério de Determinação do Potencial.....	50
CAPÍTULO 5	Resultados e Análises.....
	52
1. Introdução de um Sistema-Modelo para	
Análise dos Resultados.....	52
1.1. O Processamento das Colisões Núcleon-	
Núcleon.....	55
1.2. Procedimentos para Obtenção dos Resultados..	56
1.3. Observações e Análise de Dados.....	58

2. Formação de Onda de Choque na Matéria	
Nuclear.....	64
2.1. Sistema-Modelo para Análise da	
Formação de Onda de Choque.....	64
2.2. Observações e Análise de Dados.....	68
CONCLUSÃO.....	76
APÊNDICE --- A.....	78
APÊNDICE --- B.....	80
APÊNDICE --- C.....	84
APÊNDICE --- D.....	91
BIBLIOGRAFIA	96

RESUMO

É feita uma análise da importância dos efeitos de processos não binários no método de Cascata Intranuclear. Vê-se que, nos estágios onde a densidade é maior, as colisões não binárias levam a distribuições de densidade bariônica e de rapidez diferentes das obtidas utilizando o método de Cascata Intranuclear usual (restrito às colisões puramente binárias). Discute-se a validade da aplicação do método de Cascata Intranuclear binária na simulação do equilíbrio térmico, transparência nuclear e produção de partículas.

F I G U R A S

- 1 - Massas de projétil e energias representativas de aceleradores de ions pesados.....4
- 2 - Possíveis fases da matéria nuclear em altas densidades e temperaturas. As linhas tracejadas indicam os possíveis domínios de densidade e temperatura que se espera atingir em colisões nucleares em diferentes energias incidentes. Os caminhos a e b ilustram diferentes maneiras em que a energia disponível pode ser usada, ou para compressão ou para excitação interna de hadrons.....5
- 3 - Fotografia em câmara de bolhas da colisão Ca + Pb em 2.1 AGeV, onde se vê:
 (a) colisão periférica
 (b) colisão um pouco mais violenta, mas não frontal
 (c) colisão frontal
7
- 4 - (a) espectros 0° e 180° de produção de protons na colisão C+C a 2.1 GeV/A
 (b) espectro de neutrons na colisão Ne+Pb em 390 MeV/A
 (c) espectros de protons a grandes ângulos da colisão Ar+KCl em 800 MeV/A
7
- 5 - Representação diagramática do modelo participante-espectador, e a região cinemática em que as partículas são possíveis de ser emitidas.....8

6 - (a) seção de choque total de espalhamento de carga nuclear para fragmentos do projétil, quando comparada com a eq. 3.8 com Z_{eff} dado pela eq. 3.7	
(b) seção transversal total de espalhamento de carga nuclear para partículas emitidas a grandes ângulos, quando comparadas com a eq. 3.8 com Z_{eff} dado pela eq: 3.7	
.....	18
7 - Configuração experimental e dados a grandes ângulos da correlação de dois protons na colisão C+C a 800 Mev/A. Os valores observados do grau de coplanaridade C, definido pela eq. 3.8 são exibidos como função do momento do proton.....	19
8 - Espectro de energia de proton em $\theta_{CM}=90^\circ$ em colisões a 800 AMev de C+C, Ne+NaF, e Ar+KCl. A seção de choque para altas energias pode ser parametrizada como $\exp(-E_p^{CM}/E_0)$	21
9 - Multiplicidade média de pions.....	22
10 - Multiplicidade média de protons.....	2
11 - Espectro de energia de pions para ângulo $\theta_{CM}=90^\circ$, nas reações de Ne+NaF às energias incidentes $E_{in}/A=0.4, 0.8$ e 1 Gev.....	23
12 - Modelos teóricos de reações nucleares com ions pesados na faixa $E_{in}/A < 2$ Gev. λ =livre caminho médio, R=dimensão do sistema, τ =tempo de relaxação, t=escala de tempo do processo, d=distância média entre nucleons e σ =seção de choque total de nucleon-nucleon.....	24
13 - Evolução temporal da distribuição de matéria calculada com um modelo hidrodinâmico para a colisão em três di-	

ferentes parâmetros de impacto. Os parâmetros de impacto são medidos em unidades do parâmetro de impacto máximo que corresponde à soma dos raios do projétil e do alvo. A energia, por nucleon, do feixe incidente é 250 Mev.....29

14 - Comparação de resultados calculados com resultados experimentais de espectro de energia de partículas carregadas, da colisão de $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ em uma energia de laboratório de 250 Mev/A. Os histogramas na coluna da esquerda dão os resultados calculados com o modelo de um único fluido, e aqueles da direita dão os resultados calculados com o modelo de dois fluidos.....29

15 - Comparação de resultados calculados via os modelos de fireball e firestreak com resultados experimentais de espectros de energia em pequenos ângulos da colisão $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ a 250 AMev.....32

16 - Comparação dos resultados calculados com o modelo de cascata de bolas de bilhar com dados experimentais.....35

17 - Histograma dos resultados de cascata (com cálculo de Monte Carlo), levando em conta o movimento de Fermi, comparados com dados experimentais.....38

18 - Representação do potencial que é utilizado no modelo EQCLAS. R_n =raio de interação, V_c =potencial constante na região entre as duas esferas compreendidas pelos raios r_c e r_n , onde r_c é o raio que define a esfera de potencial infinito.....42

19 - Representação das três regiões

- (1) potencial nulo
- (2) potencial constante, maior que zero
- (3) potencial infinito

.....42

- 20 - Representação da reflexão na primeira interface. As setas representam a reflexão da 'partícula de massa μ . No que segue, fica entendido que as setas nas figuras representam o movimento desta 'partícula'.....43
- 21 - Diagrama representando duas reflexões, uma da região (1) para a região (2), em seguida desta para a (1).....43
- 22 - Representação das duas refrações e uma reflexão na região de potencial infinito.....43
- 23 - Representação do tipo de potencial que utilizamos. A linha tracejada representa potenciais degrau que se ajustam ao potencial representado pela linha contínua.....47
- 24 - Diagrama representando as amostras do projétil e do alvo e suas posições iniciais. a =aresta do quadrado no plano xy , Z_p e Z_t são as espessuras das chapas projétil e alvo respectivamente.....53
- 25 - Diagrama indicando como é feita a homogeneidade.....53
- 26 - Desenvolvimento temporal da distribuição de densidade bariônica no caso CASCATA e no caso EQCLAS, os instantes foram escolhidos de modo a evidenciar as etapas principais do processo.....58
- 27 - Desenvolvimento temporal da distribuição de rapidez no caso CASCATA e EQCLAS, que estão superpostos em cada gráfico. Os instantes foram escolhidos como descrito na fig. 26.....58
- 28 - Representação do cristal cúbico de faces centradas.....64
- 29 - (a) desenvolvimento temporal da densidade bariônica no caso CASCATA. $A_p=1$ representa a parede
 (b) desenvolvimento temporal da densidade bariônica no caso EQCLAS. Os instantes são os mesmos mostrados na fig. 29 (a)

.....	66
30 - (a) desenvolvimento temporal da distribuição de densidade de rapidez no caso CASCATA. Os instantes coincidem com aqueles da fig. 29 (a)	
(b) desenvolvimento temporal da distribuição de densidade de rapidez no caso EQCLAS. Os instantes coincidem com aqueles da fig. 29(a)	
.....	66
31 - Representação da geometria da reflexão em R_n . Estão representadas todas as grandezas utilizadas no cálculo.....	80
32 - Geometria da refração da região (1) para a (2). Estão representadas todas as grandezas utilizadas no cálculo.....	81
33 - Geometria da refração da região (2) para a (1), e também da reflexão no ponto P, a qual substitui o processo das duas refrações, da região (1) para a (2) e desta para a (1).....	82
34 - Geometria da reflexão em R_c e também da reflexão no ponto P a qual substitui todo o processo de refração, da região (1) para a (2), em seguida a reflexão em R_c , e por último a refração da região (2) para a (1). Todas as grandezas utilizadas nos cálculos são mostradas.....	83
35 - Representação da compressão homogênea. V_o =volume inicial, V =volume final, R'_N =raio de interação aumentado.....	86

INTRODUÇÃO

As reações nucleares com íons pesados a altas energias (RIP) vem sendo estudadas relativamente há pouco tempo (a partir dos anos 70). Existe uma grande expectativa dos acontecimentos nesta área da física, especialmente pela possibilidade prevista pela cromodinâmica quântica da existência de um estado de plasma de quarks e gluons para a matéria nuclear em altíssimas energia e pressão.

Tradicionalmente, podemos dizer que o estudo das colisões nucleares tem sido levado a efeito através de várias experiências com colisões nucleares com feixes de partículas elementares as quais, passo a passo, estabeleceriam características do núcleo como, tamanho, forma, massa, densidade, composição etc. Estas experiências, apesar de muito importantes para o conhecimento dos estados fundamentais dos núcleos, pouco nos informam sobre as propriedades da matéria nuclear.

Com o desenvolvimento dos aceleradores modernos tornou-se possível acelerar partículas de massas maiores, como íons pesados, a energias cada vez mais altas e com isso investigar mais profundamente o comportamento dinâmico das partículas no interior do núcleo, e a possibilidade de existência de novos estados da matéria nuclear.

Por não haver um método geral de investigação das

RIP, a sua análise baseia-se em modelos que enfatizam diversos aspectos do processo de reação. Entre esses modelos existem aqueles que são baseados no método de Cascada Intranuclear (CIN). Neste método, a hipótese de trabalho é que todas as colisões entre núcleons são do tipo binário, isto é, os núcleons colidem entre si somente dois a dois. No entanto, com respeito a isso, uma questão fundamental se coloca quanto à utilização do método de CIN. Seriam os efeitos de colisões não binárias realmente irrelevantes? Eles afetam que tipos de resultados oferecidos por CIN?

Observa-se, através da literatura, que o método de CIN é amplamente utilizado, mas ainda não foi feito um estudo sistemático da importância dos efeitos de colisões não binárias. Os dados experimentais das RIP mostram a existência não desprezível das colisões não binárias, na medida em que até mesmo aspectos hidrodinâmicos chegam a se manifestar.

Como podemos estimar os efeitos de processos não binários, os quais o método de CIN exclui a priori? A nossa idéia consiste em considerar um sistema de muitas partículas em colisão e comparar os resultados do cálculo de cascata com os resultados obtidos com outro método (onde as colisões binárias também são incluídas).

Neste trabalho, introduzimos um sistema modelo para estabelecer esta comparação e, para o método capaz de incluir colisões não binárias, tomamos o método de equação clássi

ca de movimento. Sendo assim, apenas os efeitos oriundos de movimento clássico de muitas partículas, sem levar em conta os efeitos quânticos ou relativísticos, são considerados. Para efeito de comparação, a solução das equações de movimento clássicas é tomada como solução exata do problema.

No capítulo 1, damos uma visão geral da física de altas energias, juntamente com diversas questões hoje em aberto na área. No capítulo 2, tratamos várias peculiaridades inerentes ao mecanismo das RIP. Diversos modelos utilizados na abordagem das RIP são discutidos no capítulo 3, enquanto que no capítulo 4, comentamos em detalhe os dois modelos que utilizamos. No capítulo 5, apresentamos os procedimentos adotados e os resultados obtidos. Finalmente, são apresentadas as conclusões e algumas sugestões. Vários cálculos relevantes para o entendimento dos modelos utilizados são apresentados em apêndices.

CAPÍTULO 1

(A Física Nuclear de Altas Energias)

1. Motivação

Até recentemente o estudo experimental das propriedades da matéria nuclear em altas densidades e/ou temperaturas tem sido inacessível¹. Isto por duas razões principais:

1) A matéria nuclear satura numa densidade $\rho_0 \approx 0.15 \text{ fm}^{-3}$ com energia volumétrica por núcleon $E/A \approx 8 \text{ MeV}$, não existindo, na forma com que se apresenta nos estados fundamentais dos núcleos, com densidades e energias maiores que as especificadas acima;

2) Os experimentos realizados até então (ou seja, utilizando - se feixes de elétrons, píons, prótons ou núcleos em baixas energias) não podem comprimir apreciavelmente a matéria nuclear nem excita-la a altas temperaturas. Na natureza, a força de gravitação comprime a matéria nuclear a altas densidades no interior de estrelas de nêutrons e o processo que leva à formação de supernovas também envolve altas densidades e temperaturas. No entanto, o conhecimento que temos sobre estes objetos são fortemente dependentes do próprio comportamento que atribuímos à matéria nuclear.

Com o advento dos aceleradores de íons pesados tem-se a oportunidade de um estudo sistemático das propriedades da matéria nuclear fora do estado fundamental. Enquanto com feixes de partículas elementares se produzia apenas uma perturbação localizada na matéria nuclear, feixes nucleares de íons

pesados podem alterá-la drasticamente em um volume do espaço-tempo muito maior. Todavia, como temos acesso experimental apenas aos estados finais da colisão, onde as partículas estão espalhadas, ou seja, longe da região de intensas densidades e temperaturas, a tarefa que se impõe é a partir da distribuição de partículas e momenta destes estados finais se tentar extrair as propriedades da matéria nuclear no auge da colisão. Para isto, é necessário em primeiro lugar entender os mecanismos básicos de compressão, equilíbrio, expansão, e de interações no estado final.

Mesmo na faixa de energia onde não se espera uma mudança drástica no comportamento da matéria nuclear existem ainda observações não explicadas, cuja elucidação se faz imprescindível para um melhor direcionamento dos objetivos que se deseja alcançar com as reações nucleares em altas energias. Por exemplo, na faixa de energia de $100 \text{ MeV} < E_{\text{IN}} < 1 \text{ GeV}$ algumas destas questões põem-se em destaque. (1) Por que a distribuição angular de uma e de duas partículas para fragmentos leves apresenta componentes não estatísticos em eventos de alta multiplicidade? (2) A que se deve a pequena razão de deuteron para próton? (3) Como explicar, o livre caminho médio extremamente pequeno de alguns núcleos secundários produzidos em colisões nucleares?

A primeira questão se refere ao comportamento dos núcleons, isto é, eles se comportam como um fluido ou como um gás de núcleons em cascata? Em outras palavras, o núcleo flui?

Se for este o caso, então devemos examinar a equação de estado da matéria nuclear. A segunda questão levanta um aspecto interessante acerca da entropia (os graus de liberdade do sistema nuclear excitado). São os graus de liberdade dos núcleons suficientes para explicar a entropia aparentemente alta? Finalmente, a terceira questão levanta suspeitas sobre a possibilidade da formação de um novo estado nuclear de vida-média longa com altas densidades bariônicas e alta energia de excitação, os anomalons.

2. Fontes Experimentais

As duas principais máquinas no campo de colisões nucleares a altas energias são o Bevalac, construído em Berkeley (EUA), e o Synchrophasotron, em Dubna (USSR), que aceleram núcleos de massa intermediária, como ^{20}Ne , até energias da ordem de alguns $AGeV$. Apesar da energia de feixe fornecida pelo Synchrophasotron ser maior do que aquela fornecida pelo Bevalac, este fornece uma intensidade de feixe bem maior.

Para energias e/ou massas menores, vários países podem ser citados, como Estados Unidos, França, Rússia, Japão, Alemanha, etc. Um quadro simplificado incluindo estas máquinas (e aquelas que estão sendo projetadas) é fornecido pela fig.1, que relaciona a energia com a massa do projétil para cada uma.

Outras fontes experimentais são aquelas fornecidas pelos raios cósmicos; a vantagem aqui é a não limitação da

energia incidente ($E_{im} \sim 10^{22} \text{ eV}$). Em geral, as experiências são realizadas em montanhas (por exemplo, Clacaltaya), em balões, em satélites e espaçonaves. Espera-se que, no futuro, estes dois últimos meios venham a ser mais explorados. Devido à grande experiência do Brasil em raios cósmicos (cf. o grupo do prof. C. Lattes e a colaboração Brasil-Japão, a pesquisa de reações nucleares a altas energias pode ser desenvolvida hoje aqui em nosso país.

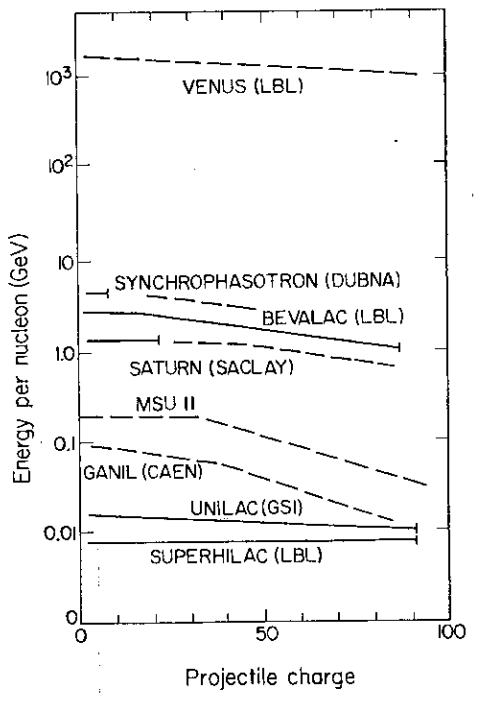


Fig. 1: Massas de projétil e energias representativas de aceleradores de íons pesados (ref. 6)

3. Fases da Matéria Nuclear em Altas Densidade e Temperatura

Para colisões em energias mais altas ($E_{im}/A > 10 \text{ GeV}/h$), esperamos novos aspectos. A fig. 2

ilustra algumas especulações teóricas sobre novas fases da matéria nuclear que podem surgir em altas densidade ρ e temperatura T . O único ponto desta figura que conhecemos é $(\rho, T) = (\rho_0, 0)$. Em termos especulativos o aumento de ρ fixando-se T ou vice-versa podem produzir comportamentos diferentes da matéria nuclear; as transições entre estados, e mesmo os próprios estados podem ser distintos em um e outro caso. No entanto espera-se que em altas densidades e/ou temperaturas a matéria nuclear se transforme em um plasma de quarks e gluons.

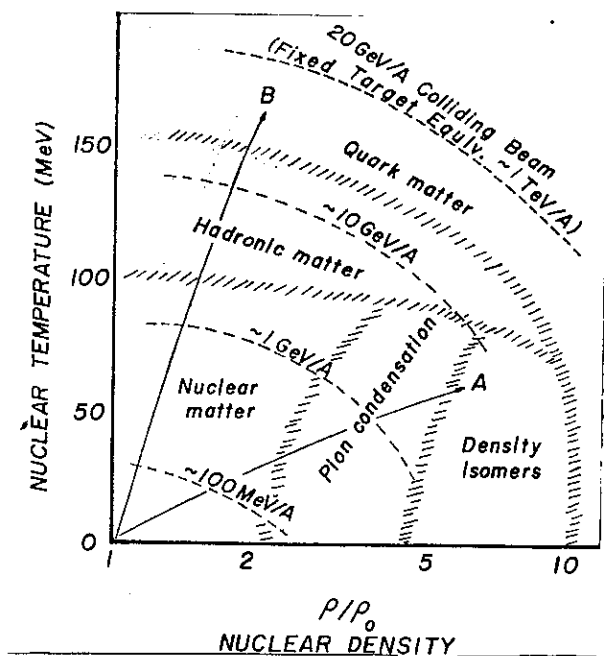


Fig. 2: Possíveis fases da matéria nuclear em altas densidades e temperaturas. As linhas tracejadas indicam os possíveis domínios de densidade e temperatura que se espera atingir em colisões nucleares em diferentes energias incidentes. Os caminhos a e b ilustram diferentes maneiras em que a energia disponível pode ser usada, ou para

compressão ou para excitação interna de hádrõns (*ref. 6*)

De um ponto de vista experimental os problemas que surgem e que atrapalham a dedução das propriedades da matéria nuclear são: em primeiro lugar, o fato de que pode não se conseguir estabelecer um equilíbrio térmico local em uma fração significativa do volume nuclear; segundo, a fase de expansão da colisão pode distorcer os sinais que esperamos observar da fase quente e densa da colisão devido a interações ocorridas neste processo. Finalmente, o fato de lidarmos com sistemas finitos nos obriga a levar em conta efeitos de superfície.

4. Aspectos Experimentais

Em colisões nucleares a altas energias são predominantes três tipos de ocorrências: as figs. 3(a) e 3(b) mostram dois tipos e a fig. 3(c) um terceiro tipo. a fig. 3(a) mostra um jato dianteiro, onde todos os fragmentos da colisão se concentram na direção do núcleo projétil. Tal evento surge de uma colisão com grande parâmetro de impacto entre os núcleos (colisão periférica) onde o projétil e o alvo tocam-se levemente. A transferência de energia entre estes dois núcleos é relativamente pequena, de modo que o núcleo projétil quebra-se em alguns fragmentos com velocidades próximas da velocidade do feixe. A fig. 3(b) mostra ainda um jato dianteiro, mas ao mesmo tempo metade dos traços são observados em grandes ângulos. Isto sugere que dois tipos de mecanismos de reação operam neste evento: um em que uma parte do núcleo projétil interage fracamente

com o alvo (criando o jato dianteiro) e o outro em que a parte restante do projétil interage fortemente (criando o espalhamento em grandes ângulos). A fig. 3(c) ilustra uma colisão muito mais violenta; todas as partículas são emitidas sobre um largo intervalo de ângulos e nenhum jato dianteiro permanece. tal evento origina-se de uma colisão com pequeno parâmetro de impacto (colisão central) em que todos os núcleons do projétil interagem fortemente com os núcleons do alvo.

A fig. 4(a) mostra o espectro de prótons medido em 0° e 180° em uma colisão $C + C$ com energia incidente de laboratório $E_{lab} = 1.05 A \text{ GeV}$. O espectro mostra dois picos, um no momentum do projétil e outro no momentum do alvo. O primeiro pico corresponde ao jato dianteiro e surge como resultado de pequena fragmentação do projétil. O segundo surge da fragmentação do alvo. Na fig. 4(b) estes picos podem ser vistos no espectro de nêutrons obtidos da reação $Ne+Pb$ para uma energia de feixe de $390 A \text{ GeV}$. A fig. 4(c) mostra o espectro de prótons medidos em grandes ângulos com $E_{in} = 0,8 \text{ GeV}/A$ em colisão de $A_n + Kcl$. Os espectros são agora muito suaves como função do momentum do próton e se estendem sobre uma larga região. Estes prótons correspondem a espalhamentos em grandes ângulos observados nas fig. 3(a) e 3(c).

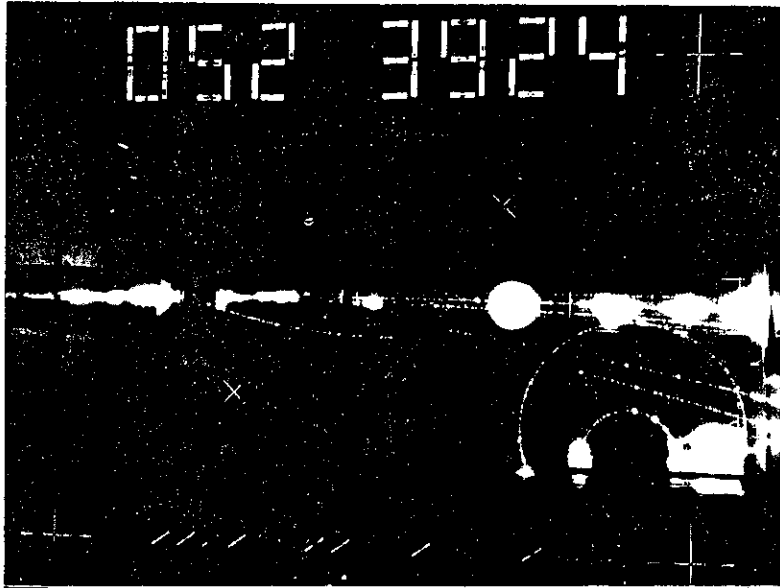


Fig. 3(a): Fotografia em câmara de bolhas da colisão Ca+Pb em 2.1 AGeV, onde se vê:
(a) colisão periférica (*ref. 1*)

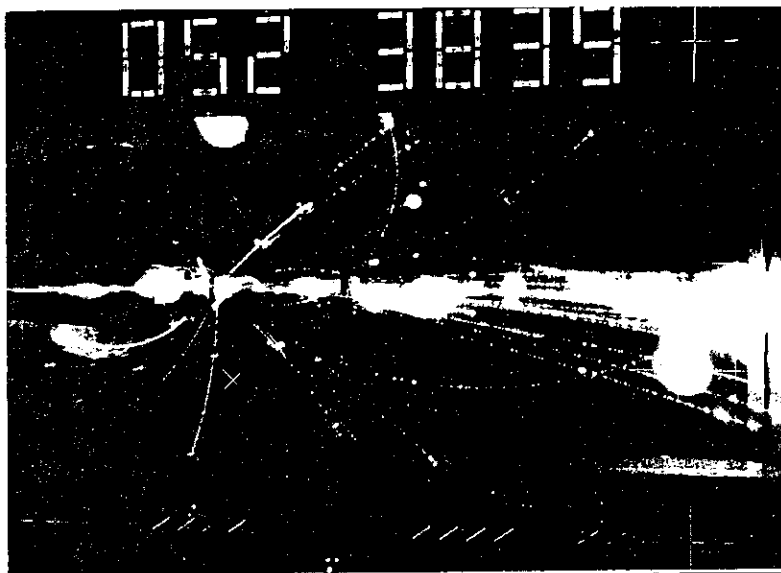


Fig. 3(b): Fotografia em câmara de bolhas da colisão Ca+Pb em 2.1 AGeV, onde se vê:
(b) colisão um pouco mais violenta, mas não frontal (*ref. 1*)

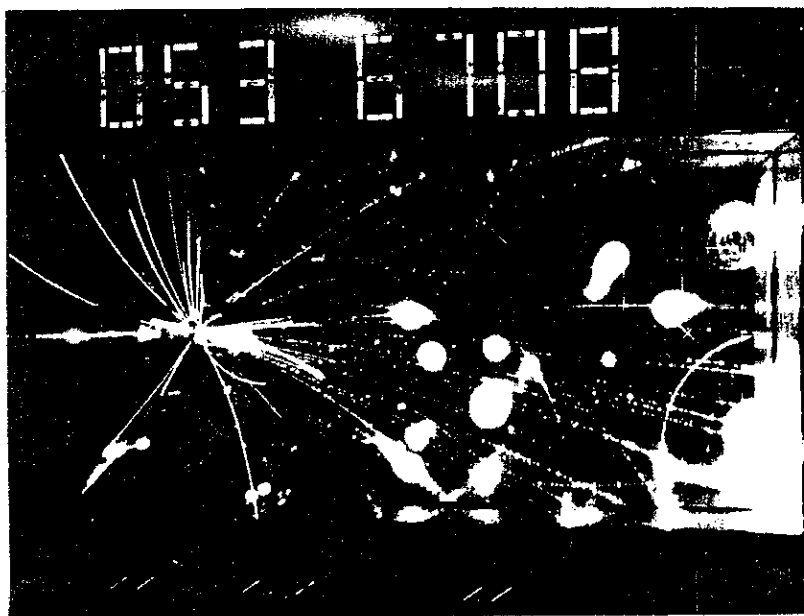


Fig. 3(c): Fotografia em câmara de bolhas da colisão Ca+Pb em 2.1 AGeV, onde se vê:
(c) colisão frontal (*ref. 1*)

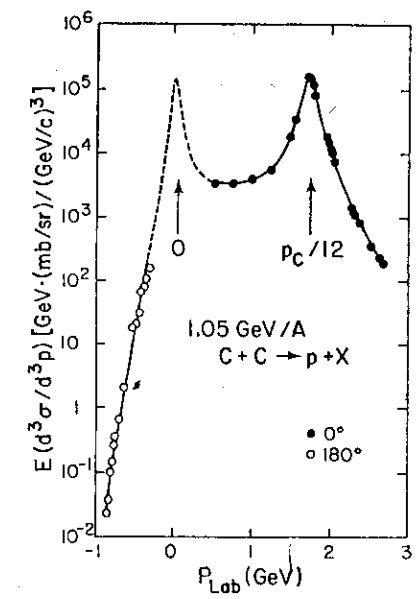


Fig. 4(a): Espectros 0° e 180° de produção de prótons na colisão C+C a 2.1 GeV/A (*ref. 3*)

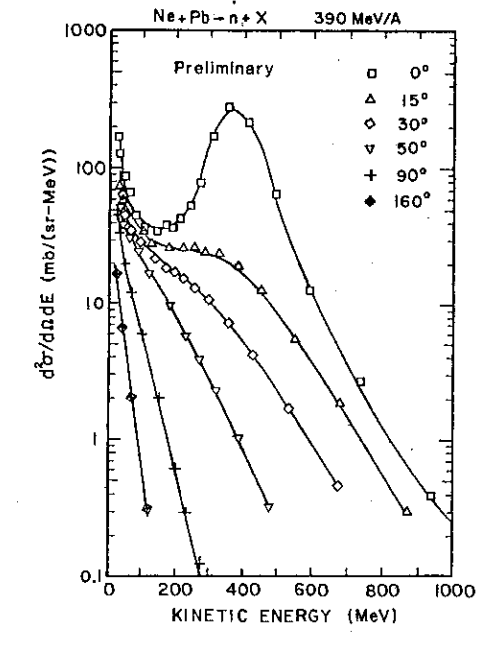


Fig. 4(b): Espectro de nêutrons na colisão Ne+Pb em 390 MeV/A (ref. 3)

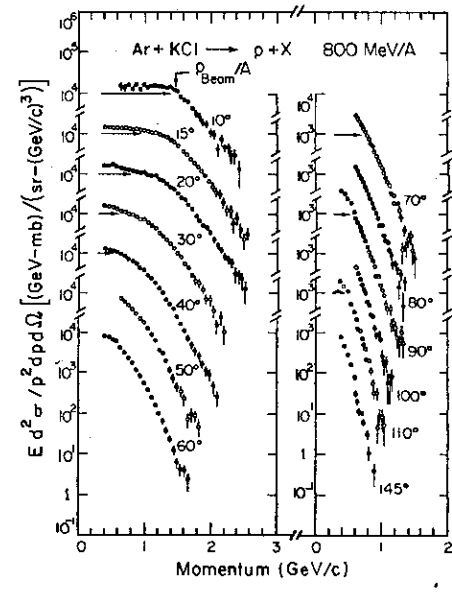


Fig. 4(c): Espectros de prótons a grandes ângulos da colisão Ar+KCl em 800 MeV/A. (ref. 2)

Estas observações sugerem que, nas colisões nucleares, os núcleons podem ser separados em dois grupos, participantes e espectadores. Participantes sofrem grande transferência de momentum, enquanto espectadores não. Qualitativamente, o momentum de Fermi, $P_f \sim 250 \text{ MeV}/c$, estabelece a escala para grandes e pequenas transferências de momentum. De fato, tal classificação é algo arbitrária, mas ajuda-nos a definir o domínio cinemático em que as partículas são emitidas, como ilustrado esquematicamente na fig. 5. No plano de rapidez y e transferência de momentum transversa P_x/m (veja apêndice A) de uma partícula emitida, os fragmentos espectadores do projétil e do alvo são juntados em $(y, P_x/m) = (y_p, 0)$ e $(y_t, 0)$, respectivamente, onde y_p é a rapidez do projétil e y_t do alvo. As partículas emitidas da região de overlap entre o projétil e o alvo são predominantemente participantes e observadas sobre uma larga região de rapidez e momentum transversa.

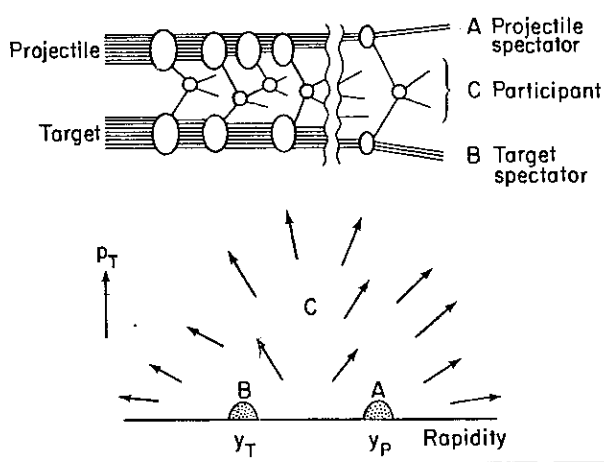


Fig. 5: Representação diagramática do modelo participante espectador e a região cinemática em que as partículas são possíveis de ser emitidas. (ref. 6)

É importante ressaltar que esta separação em núcleons participantes e espectadores só se manifesta no âmbito das reações nucleares em altas energias. E mesmo assim, é bom mencionar que tal separação está muito presa a aspectos geométricos e que do ponto de vista da dinâmica da reação não é nítida esta separação.

CAPÍTULO 2

Diferentes Aspectos Envolvidos no Mecanismo de Reação

1. Geometria da Colisão

Em colisões nucleares a altas energias, como se viu no último capítulo, a seção total de espalhamento inelástico pode ser aproximada pela seção de choque geométrica⁵

$$\sigma_G = \pi (R_p + R_t)^2 \quad (3.1)$$

é um fato experimental que

$$R_p = \pi_0 A_p^{1/3} \quad (3.2)$$

$$R_t = \pi_0 A_t^{1/3} \quad (3.3)$$

onde A_p e A_t são as massas atômicas do projétil e do alvo respectivamente e $\pi_0 \sim 1,0 - 1,2 \text{ fm}$. Ou seja

$$\sigma_G = \pi \pi_0^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2 \quad (3.4)$$

O modelo participante-espectador baseia-se no princípio de que a região participante é dada pelo volume em interserção do projétil com o alvo. De acordo com este modelo, o número médio de prótons participantes do núcleo projétil é dado aproximadamente por Z_p (número atômico do projétil) multiplicado pela razão da seção de choque do alvo pela seção total σ_G :

$$\begin{aligned} \langle Z_{\text{part}}^{\text{proj}} \rangle &\approx Z_p \pi \pi_0^2 A_t^{2/3} / \sigma_G = \\ &= \frac{Z_p A_t^{2/3}}{(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2} \end{aligned} \quad (3.5)$$

similarmente, tem-se para o alvo

$$\langle Z_{\text{alvo}}^{\text{part}} \rangle = Z_T A_P^{2/3} / (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2$$

O número total de prótons participantes, $Z_{\text{if}}^{\text{part}}$, é desta forma dado por

$$Z_{\text{if}}^{\text{part}} = \langle Z_{\text{proj}}^{\text{part}} \rangle + \langle Z_{\text{alvo}}^{\text{part}} \rangle \approx \frac{Z_P A_T^{2/3} + Z_T A_P^{2/3}}{(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2} \quad (3.6)$$

o número total de prótons espectadores do projétil (alvo) é dado por

$$Z_{\text{if}}^{(\text{proj. espec.})} = Z_P - \langle Z_{\text{proj}}^{\text{part}} \rangle \approx \frac{Z_P (A_P^{2/3} + 2 A_P^{1/3} A_T^{1/3})}{(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2}$$

$$Z_{\text{if}}^{(\text{alvo espec.})} \approx \frac{Z_T (A_T^{2/3} + 2 A_P^{1/3} A_T^{1/3})}{(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2} \quad (3.7)$$

A seção total de espalhamento de carga nuclear para cada uma destas regiões é expressa como

$$\sigma_{\text{total}}^{\text{carga}}(i) = Z_{\text{if}}^{(i)} \tilde{\sigma}_G \quad (3.8)$$

onde $i = \text{projétil, alvo, projétil + alvo (participante ou espectador)}$.

Nas figs. 6(a) e (b), dados experimentais são comparados com a fórmula acima. A dependência com relação às massas do projétil e do alvo é muito bem reproduzida. Observa-se, ainda, que a produção total a grandes ângulos de prótons participantes é ajustada com $\pi_0 = 4,2 \text{ fm}$; já a produção em pequenos ângulos de fragmentos espectadores do projétil ajusta-se com $\pi_0 = 0,95 \text{ fm}$. Por que este pequeno valor de π_0 na produção

de prótons espectadores do projétil ? uma explicação simplificada para isto, é que na realidade a fronteira entre as regiões espectadora e participante não é bem definida; os núcleos desta região são mais prováveis de contribuir para a produção em grandes ângulos, desta forma diminuindo a produção da rapidez do projétil. É apontado ainda que, nas colisões com núcleos de massas aproximadas para espectadores do projétil (ou do alvo) é sempre igual a Z_P , para participantes, contrariando as predições dadas pelas eqs. (3.5) - (3.7) que estabelecem uma razão 3/2 para estas colisões.

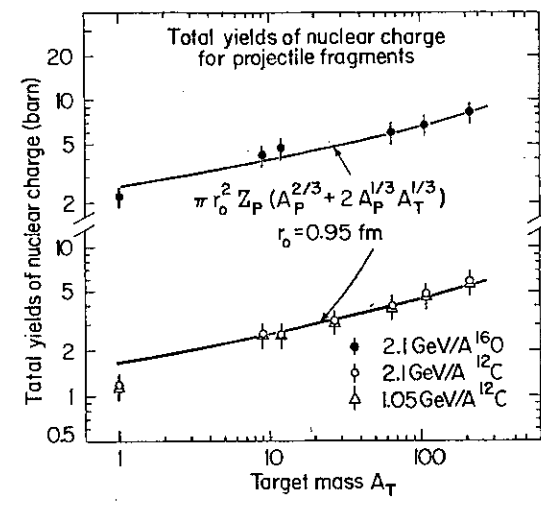


Fig. 6 (a): Seção de choque total de espalhamento de carga nuclear para fragmentos do projétil, quando comparada com a eq. 3.8 com Z_{eff} dado pela eq. 3.7. (ref. 2)

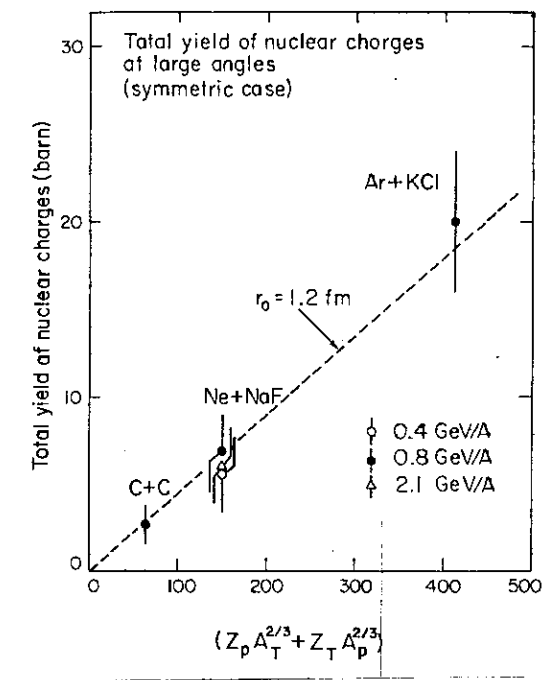


Fig. 6 (b): Seção transversal total de espalhamento de carga nuclear para partículas emitidas em grandes ângulos, quando comparados com a eq. 3.8 com S_{eff} dado pela eq. 3.7. (ref. 2)

2. Evidência Experimental para Colisões Múltiplas

Uma das questões interessantes nas RIP refere-se à utilização do conceito de equilíbrio local. Com respeito a este fato, uma informação importante que deve auxiliar no esclarecimento da questão é a transparência nuclear, a qual pode ser avaliada conhecendo-se o número médio de colisões que cada nêutron sofre durante o processo de reação. Neste ponto é interes

sante estarmos certos de que os núcleons sofrem múltiplas colisões ao longo da colisão entre os núcleos.

A mais clara evidência para colisões múltiplas tem sido a medida em grandes ângulos da correlação de dois prótons. Neste experimento quatro conjuntos de detectores são arranjados, como mostrado na fig. 7. Eles são colocados em $\theta = 40^\circ$ com respeito à direção do feixe. A separação angular azimutal entre dois detectores adjacentes é de $\varphi = 90^\circ$.

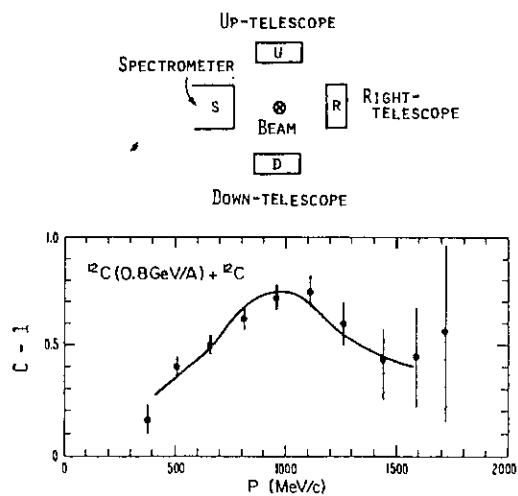


Fig. 7: Configuração experimental e dados a grandes ângulos da correlação de dois prótons na colisão C+C a 800 MeV/A. Os valores observados do grau de complanaridade C , definido pela eq. 3.8, são exibidos como função do momento do próton. (ref. 7)

Energias de prótons foram medidas com o espectrômetro em coincidência com os telescópios. Consideremos a razão

$$C = \frac{2 S.R}{S.U + S.D} \quad (3.8)$$

onde S.R, por exemplo, indica a contagem coincidente entre o espectrômetro e o telescópio R. As quantidades SU e (SD) se referem às medidas de coincidência entre os telescópios S e U (D). Se $C > 1$, significa que é dominante a emissão de dois prótons simetricamente com relação à direção do feixe, ou seja, em um mesmo plano de reação. (Esta razão pode, desta forma, ser chamada de grau de coplanaridade). Se múltiplas colisões são dominantes, a razão C deve tender à unidade pois, neste caso, a emissão tende a ser estatística. Na colisão C+C a 800 MeV/A a razão observada é maior do que 1 e assume um pico quando os momenta dos núcleons são aqueles esperados de colisões quase elásticas, como mostrado na fig. 7. Desta maneira, este experimento demonstra a importância de processos de colisões binárias simples. No entanto, se só este processo ocorre, o valor de C-1 deveria ser seis vezes maior do que aquele observado. Este fato indica que colisões núcleon-núcleon múltiplas também estão presentes.

É observado que colisões núcleon-núcleon múltiplas aumentam quando as massas dos núcleons envolvidos na reação aumentam. A questão é saber se realmente é possível estabelecer um equilíbrio termodinâmico com o aumento das massas dos núcleons.

3. Espectro Inclusivo de Prótons

Na fig. 8 são mostrados os espectros de energias de prótons, a 90° C.M. para três colisões nucleares $C + C$, $Ne + NaF$ e $Ar + KCl$. A energia incidente foi de 800 MeV/A para todos os casos. Os dados tendem a refletir a dinâmica da região participante porque em $\sigma_{CM} = 90^\circ$ a influência de espectadores é diminuída.

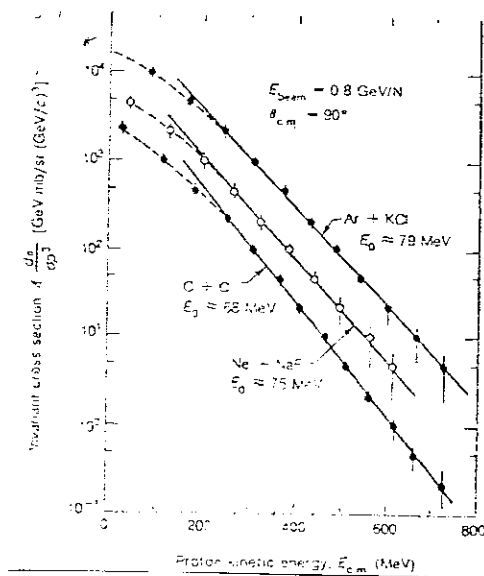


Fig. 8: Espectro de energia de próton em $\sigma_{CM} = 90^\circ$ em colisões a 800 AMeV de $C+C$, $Ne+NaF$, e $Ar+KCl$. A seção de choque para altas energias pode ser parametrizada como $\exp(-E_P^{CM}/E_0)$. (ref. 2)

Observa-se que os três espectros são semelhantes apesar da energia total de feixe envolvida em uma colisão ser

diferente de outra. Isto indica que, nas colisões nucleares a altas energias, a energia por núcleon (ou ainda, os graus de liberdade de cada núcleon) é um fator preponderante no que diz respeito ao mecanismo de reação. Além disso, observamos núcleons emergentes com energias bem maiores do que aquela de antes da colisão. Tal fato só pode ser explicado se considerarmos colisões múltiplas.

4. Produção de Píons

Na fig. 9, as multiplicidades médias de mésons são plotadas, na escala log-log, em função do número de participantes,

$$P = (A_P A_C^{2/3} + A_L A_P^{2/3}) / (A_P^{1/3} + A_C^{1/3})^2 \quad (3.9)$$

as retas representam $\langle m_\pi \rangle \propto P^{2/3}$.

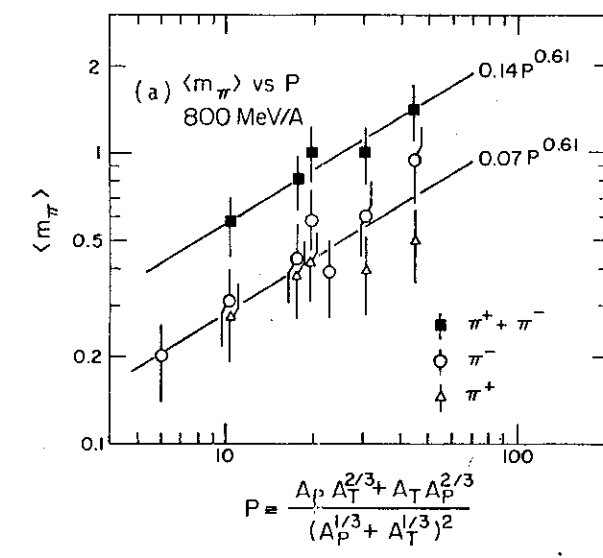


Fig. 9: Multiplicidade média de píons. (ref. 8)

Supondo-se uma densidade constante na região de interação (o que é razoável em termos do modelo participante - espectador) conclui-se que o número de mésons produzidos é proporcional à área da região de interação, isto é, a produção de mésons ocorre na superfície desta região. Já a produção de prótons, como é de se esperar, é diretamente proporcional ao volume da região de interação (veja fig. 10).

Em termos de espectros inclusivos, observa-se na fig. 11. que na produção de píons o espectro de energias apresenta uma dependência exponencial, tal como acontece no caso da produção de prótons (veja fig. 8). Estes espectros sugerem, portanto, que foi atingido um equilíbrio térmico. No entanto, o fator exponencial que se obtém no caso da distribuição de píons é menor do que aquele obtido da distribuição de prótons. Isto significa que a "temperatura" de píons é menor do que aquela de prótons. Este fato é consistente com a conclusão obtida a partir da multiplicidade, no parágrafo anterior, de que os píons são produzidos na superfície da região de interação; em outras palavras a superfície da região de colisão é mais "fria" do que o seu interior.

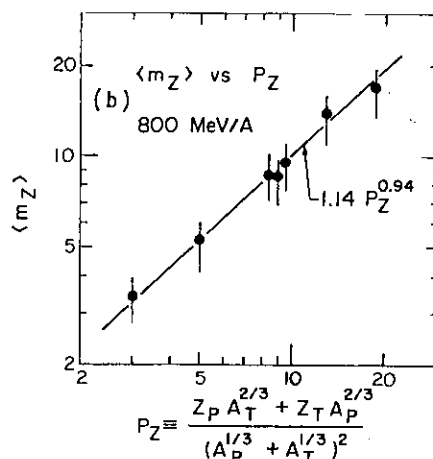


Fig. 10: Multiplicidade média de prótons. (ref. 8)

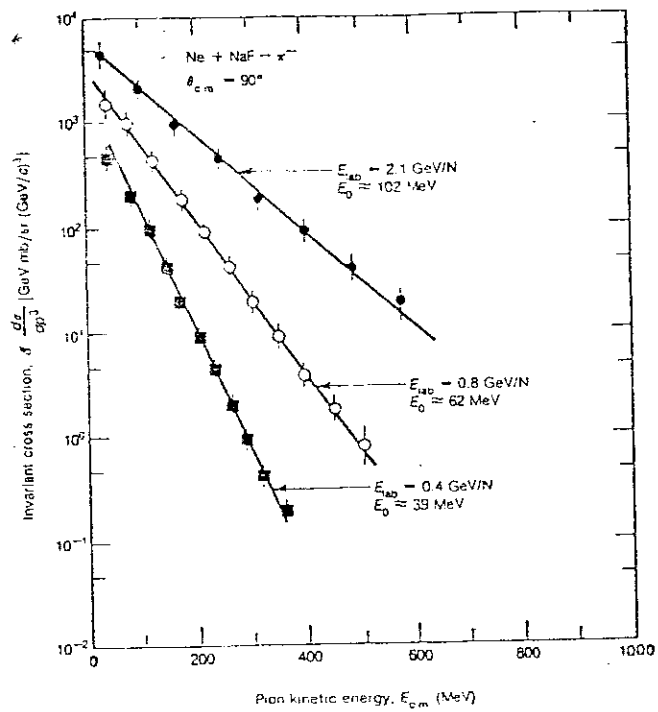


Fig. 11: Espectro de energia de píons para ângulo $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$, nas reações de $\text{Ne} + \text{NaF}$ às energias incidentes $E_{\text{in}}/A = 0.4, 0.8$ e 1 GeV . (ref. 8)

CAPÍTULO 3

Modelos Utilizados no Tratamento das Reações Nucleares

1. Introdução

Uma relação sumária dos principais modelos é dada pela fig. 12. É importante ressaltar que os modelos hidrodinâmicos e térmicos levam em conta uma abordagem macroscópica para a interação da matéria nuclear. Neste caso, não existe a preocupação com os graus de liberdade individuais das partículas que compõem esta matéria; a preocupação reside, outrossim, no estabelecimento de uma equação de estado que relacione entre si grandezas macroscópicas tais como pressão, densidade, volume, energia interna, etc. Isto naturalmente já pressupõe a existência de um grande número de graus de liberdade, pois trata-se, como se vê, de um equilíbrio termodinâmico local. Por outro lado, os modelos de cascata intranuclear e de equação clássica de movimento partem dos graus de liberdade individuais das partículas que compõem a matéria nuclear. Estes últimos são denominados de modelos microscópicos enquanto os primeiros de modelos macroscópicos. Daremos em seguida uma breve descrição dos mesmos.

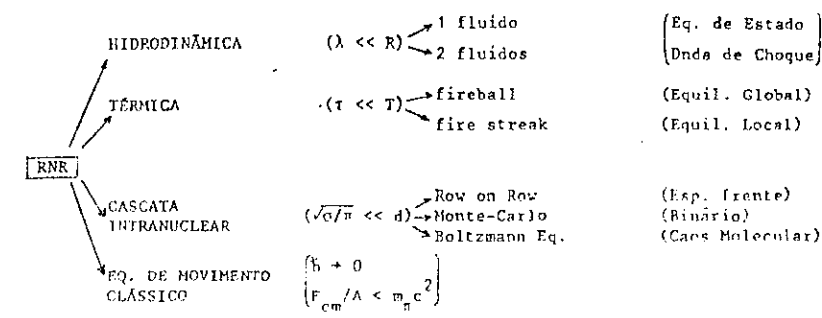


Fig. 12: Modelos teóricos de reações nucleares com íons pesados na faixa $E_{in}/A \approx 2$ Gev. λ = livre caminho médio, R = dimensão do sistema, τ = tempo de relaxação, \mathcal{T} = escala de tempo do processo, d = distância média entre núcleons e σ = seção de choque total de núcleon-núcleon. (ref. 9)

2. Descrição dos Modelos

2.1. Modelo Hidrodinâmico

2.1.1. Região de Aplicabilidade (ref. 20)

Para a aplicação de hidrodinâmica é imprescindível que a colisão dure um intervalo de tempo suficiente para que seja estabelecido equilíbrio termodinâmico local. Sendo assim, os requisitos devem ser satisfeitos: 1) um grande número de graus de liberdade devem ser envolvidos 2) com um mecanismo eficiente para redução da energia incidente por núcleon, distribuindo-a para todos os graus de liberdade do sistema.

A primeira condição parece ser mais facilmente atendida se por exemplo, consideramos reações entre núcleos com um número suficientemente grande de núcleons, tendo-se em conta além disso que a produção de outras partículas, como pions, aumenta o número de graus de liberdade envolvidos no processo de colisão.

No entanto a condição (2) requer uma análise mais

critérioriosa no sentido de verificar se ela é realmente satisfeita nas situações realísticas das RIP. O estabelecimento de um equilíbrio local depende do tempo de relaxação de pequenas porções da matéria nuclear; o que se deseja é que este tempo seja muito menor que o tempo total da reação. Em primeiro lugar podemos fazer uma estimativa grosseira do tempo de reação como sendo o diâmetro nuclear dividido pela velocidade da luz ($5 \cdot 10^{-23} \text{ s}$). A troca de píon entre dois núcleons adjacentes requer em torno de $5 \cdot 10^{-24} \text{ s}$, ou seja, um décimo deste tempo estimado. Portanto, vemos que podemos ainda fazer uma estimativa do livre caminho médio (e portanto do número de colisões). Se o processo fosse uma superposição de colisões individuais NN com seção de choque σ , então na densidade numérica normal de núcleons η_0 , o livre caminho médio seria dado por

$$\lambda_0 = \frac{1}{\eta_0 \sigma} \approx \frac{1}{(0,145/f_m^3)(40 \text{ mb})} \approx 1,7 \text{ fm} \quad (4.1)$$

daí, a distância que um núcleon percorre até "parar" seria dada por

$$\lambda_{stop} \approx \lambda_0 \frac{T}{\Delta T} \quad (4.2)$$

onde T é a energia cinética inicial do núcleon e ΔT é sua perda média de energia cinética por colisão. A perda de energia por núcleon seria em torno de 125 MeV em baixas energias ($\sim 500 \text{ MeV}$) e aumentaria para 500 MeV em altas energias

(2,1 GeV). λ_{stop} seria desta forma em torno de 3fm para uma energia inicial por núcleon de 250 MeV e seria substancialmente maior se a energia inicial fosse de 2,1 GeV . Então , sob tais argumentos, a dinâmica de fluidos pode ser melhor aplicada em baixas energias do que em altas.

No entanto, nestes argumentos, não foi levada em conta a produção de novas partículas, efeitos de coerência, etc. Tais efeitos mudam profundamente a dinâmica das colisões (por exemplo, a produção de píons leva a um aumento considerável da seção de choque). Enfim, a aplicação de hidrodinâmica em altas energias, é uma questão que deve ser decidida experimentalmente .

2.1.2. Equações de Hidrodinâmica (ref. 19)

Tais equações surgem das leis de conservação de massa, energia e momentum nos fluxos.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{v^2}{2} + \rho \mathcal{E} \right) = - \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{v} \left(\frac{v^2}{2} + w \right) \right] \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho v_i = - \frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} \quad (4.4)$$

Onde ρ é a densidade numérica de núcleons, \mathcal{E} é a energia interna por unidade de volume, $w = \mathcal{E} + pV$ é a entalpia por unidade de massa, p, V são respectivamente a pressão e o volume do elemen

to de fluido considerado, \vec{v} é a velocidade deste elemento na última equação.

$$\Pi_{ik} = P\delta_{ik} + \rho v_i v_k \quad (4.5)$$

é o tensor que dá o fluxo de momentum. A estas equações junta-se ainda uma equação de estado, estabelecida a priori, para a matéria nuclear.

Quando lidamos com um modelo hidrodinâmico, o interesse maior é na formação de onda de choque na matéria nuclear, isto é, a propagação de uma descontinuidade das quantidades termodinâmicas, delineada por uma superfície, que denominamos de superfície de descontinuidade.

Vejamos as condições de contorno sobre esta superfície, ou seja, como ficam as equações (4.2) - (4.4). Para isto, isolemos um elemento qualquer da superfície de descontinuidade e observemos o processo a partir de um sistema de referência localizado sobre este elemento com o eixo x normal à superfície. Esta é tal, que mantém a continuidade dos fluxos de matéria, energia e momentum, de onde se tira que

$$[\rho v_x] = 0 \quad (4.6)$$

$$\left[\rho v_x \left(\frac{v^2}{2} + w \right) \right] = 0 \quad (4.7)$$

$$[P + \rho v_x^2] = 0 \quad (4.8)$$

$$[\rho v_x v_y] = 0, \quad [\rho v_x v_z] = 0 \quad (4.9)$$

onde o símbolo $[\]$ significa que devemos tomar a diferença da grandeza entre dois pontos. Assim, a eq. (4.6) é a abreviação da equação

$$\rho_1 v_{1x} - \rho_2 v_{2x} = 0$$

Suponhamos que o fluxo de matéria é não nulo, isso implica que v_{1x} e v_{2x} não são nulos. De (4.6) e (4.9) vê-se que

$$[v_y] = [v_z] = 0 \quad (4.10)$$

isto é, que a velocidade tangencial é contínua sobre a superfície de descontinuidade. Quanto a densidade, a pressão (e então as outras quantidades termodinâmicas) e a velocidade normal, são submetidas a um salto, tais alterações estão ligadas pelas equações (4.6) - (4.8).

Sendo assim, podemos escrever

$$\begin{aligned} [\rho v_x] &= 0 \\ \left[\frac{v_x^2}{2} + w \right] &= 0 \\ [P + \rho v_x^2] &= 0 \end{aligned} \quad (4.11)$$

As descontinuidades deste gênero são ditas ondas de choque.

Para termos uma idéia qualitativa da onda de choque, algumas soluções numéricas são apresentadas pela fig.13. Cada coluna apresenta uma vista da distribuição da matéria evoluindo no tempo para um dado parâmetro de impacto. Observa-se que para colisões centrais o processo é bem mais intenso; aliás, para colisões centrais, o tratamento hidrodinâmico é melhor justificado, dado que aqueles pressupostos iniciais são melhor atendidos nesta condição.

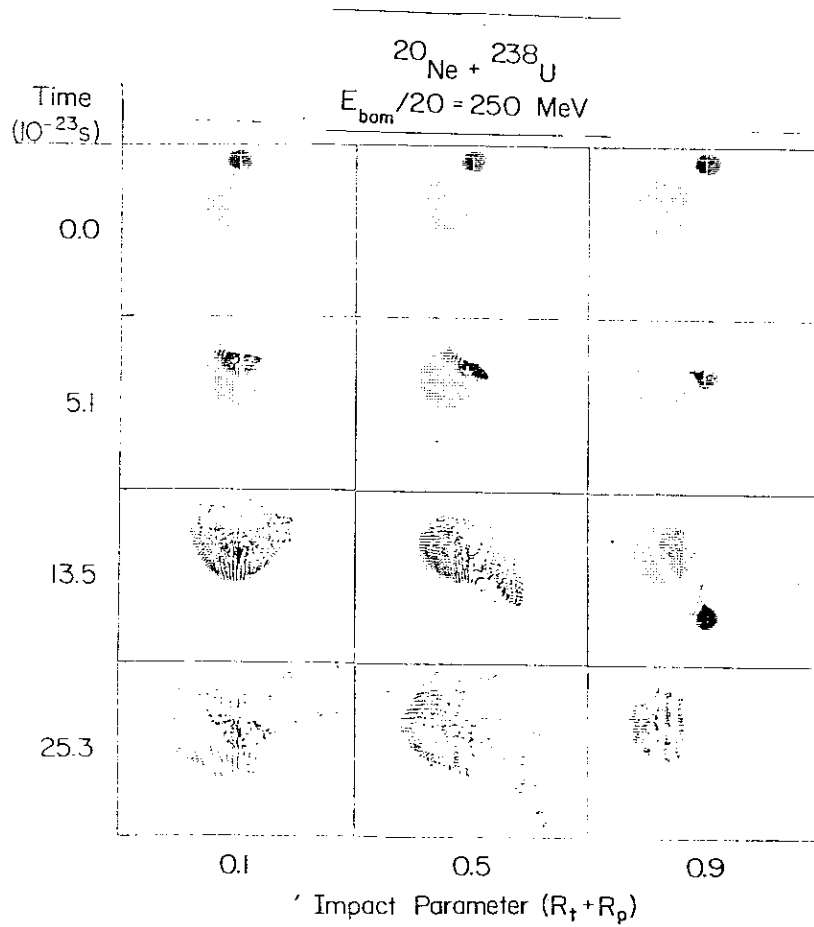


Fig. 13: Evolução temporal da distribuição de matéria calculada com um modelo hidrodinâmico para a colisão em três diferentes parâmetros de impacto. Os parâmetros de impacto são medidos em unidades do parâmetro de impacto máximo que corresponde à soma dos raios do projétil e do alvo. A energia, por núcleo, do feixe incidente é 250 Mev. (ref. 10)

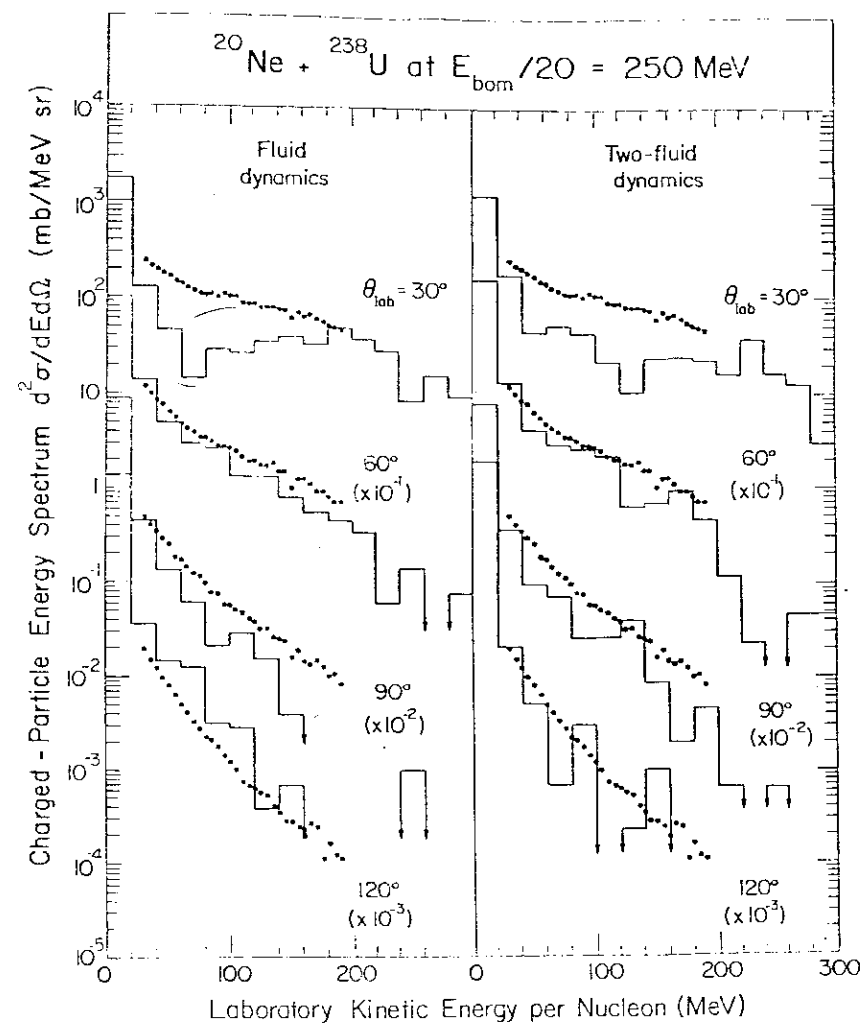


Fig. 14: Comparação de resultados calculados com resultados experimentais de espectro de energia de partículas carregadas, da colisão de $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ em uma energia de laboratório de 250 MeV/A. Os histogramas na coluna da esquerda dão os resultados calculados com o modelo de um único fluido, e aqueles da direita dão os resultados calculados com o modelo de dois fluidos. (ref. 12)

Se uma onda de choque é formada durante o processo de reação, esperamos sua manifestação nos espectros e distribuição angular das partículas emitidas. No entanto, apesar da formação de onda de choque nas RIP despertar uma grande expectativa, ainda não conseguimos isolar, experimentalmente, a evidência deste fenômeno.

2.1.3. Comparação com Dados Experimentais

Da fig. 14 (coluna da esquerda) vê-se que um modelo hidrodinâmico convencional com uma particular equação de estado reproduz o comportamento geral exibido pelos dados experimentais. No entanto, em 30° os valores calculados são substancialmente menores do que os valores experimentais e também há uma dependência diferente com relação à energia. Em 60° e 90° os valores calculados são menores do que os valores experimentais, enquanto em 120° eles são duas vezes maiores. Observa-se que através de um tratamento que suponha projétil e alvo como dois fluidos diferentes, os valores calculados se aproximam mais daqueles experimentais (veja a coluna da direita da fig.14).

2.2. Modelos Térmicos

A imagem de participantes e espectadores no processo colisional é a motivação básica para a aplicação dos modelos térmicos.

2.2.1. Modelo de Bola de Fogo

Neste modelo se supõe que os participantes formam uma bola de fogo que entra em equilíbrio térmico e, por fim, expande-se isotropicamente com relação ao centro de massa desta bola.

A suposição básica é de que, no sistema de centro de massa da região participante a ser formada, toda energia de translação das partes do projétil e do alvo que formam esta região é totalmente convertida em energia térmica.

No lado esquerdo da fig. 15 , resultados deste modelo são comparados com dados experimentais. Vê-se que tal modelo reproduz o comportamento geral apresentado pelos dados. No entanto, para ambas, baixas e altas energias, os resultados calculados são menores que aqueles experimentais, especialmente em pequenos ângulos.

2.2.2. Modelo de Tiras de Fogo

Uma das possíveis causas de discrepância, com relação aos dados experimentais, dos dados calculados com o modelo de bola de fogo, é exatamente a suposição de uma única bola de fogo, ou seja, de que é possível encontrar um sistema de referência (o de centro de massa), através do qual observa-se uma expansão isotrópica da região participante. Uma tentativa para melhorar este modelo é o modelo de tiras de fogo. Na verdade

este último é uma generalização do modelo anterior. Neste caso supõe-se que a energia incidente forma várias bolas de fogo em diferentes temperaturas que se movimentam umas com relação as outras. Não se tem, então mais um único sistema de referência, a partir do qual possa-se observar uma expansão isotrópica de toda a região participante. A tentativa aqui é incorporar num modelo térmico o comportamento bem conhecido de que a seção de choque NN a altas energias é mais pronunciada em ângulos pequenos.

No lado direito da fig. 15, tem-se uma comparação deste modelo com os dados experimentais. Para baixas energias, os resultados do modelo de tiras de fogo são maiores do que aqueles do modelo de bola de fogo, e se ajustam melhor com os dados experimentais. O modelo se mostra melhor também em outras faixas de energia. Entretanto, ele falha em explicar o comportamento de espectros de partículas compostas. Note que a suposição de equilíbrio térmico no modelo de tiras de fogo é local, e não global, como no modelo de bola de fogo.

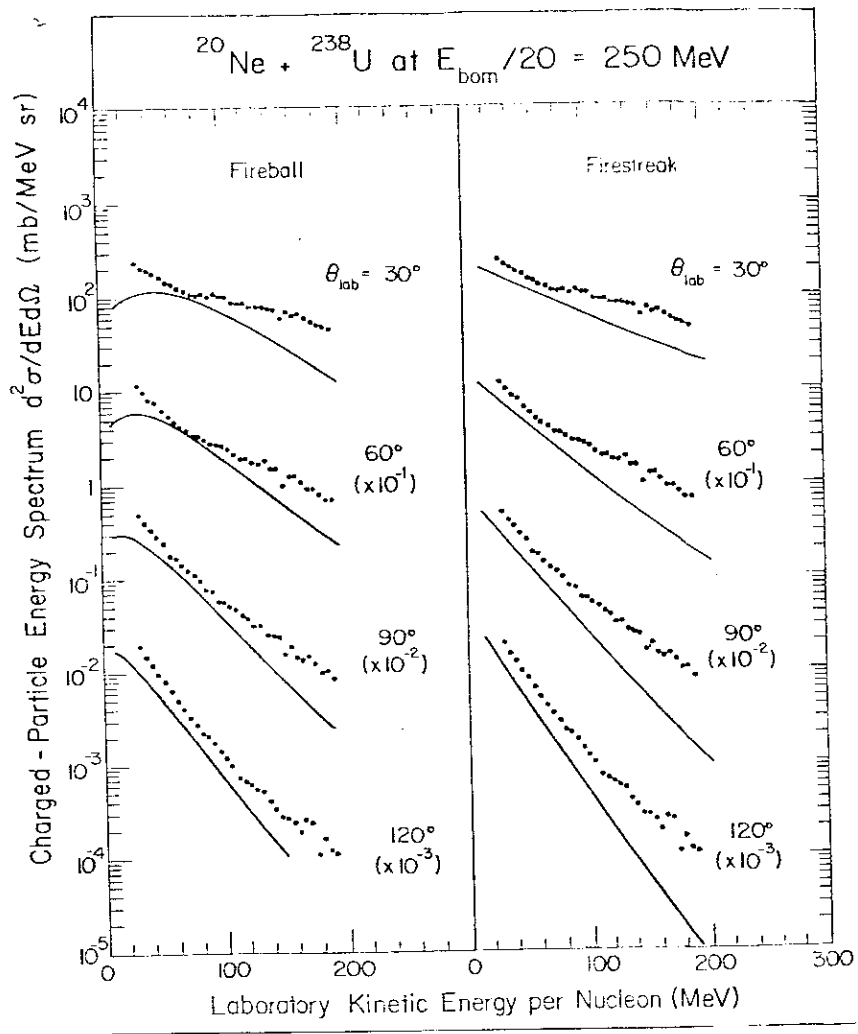


Fig. 15: Comparação de resultados calculados via os modelos de bola de fogo e tiras de fogo com resultados experimentais de espectros de energia em pequenos ângulos da colisão a 250 AMev. (ref. 11)

2.3. Equação Clássica de Movimento. (ref. 21)

Este é um tratamento microscópico que inclui explicitamente para as interações núcleon-núcleon um potencial de dois corpos. Por ser um tratamento completamente microscópico, é capaz, em princípio, de descrever qualquer correlação que se possa atribuir a uma evolução clássica do sistema.

A essência deste tratamento é o cálculo de todas as trajetórias ($A = A_p + A_r$) dos núcleons, estabelecido o potencial de dois corpos para a interação entre núcleons. O resultado dos cálculos das trajetórias é subsequentemente analisado e ponderado sobre um conjunto de configurações iniciais de posição e momentum representando os núcleos antes da reação.

Uma situação inevitável é a evaporação de núcleons, antes da interação do projétil com o alvo, devido a instabilidade das configurações clássicas iniciais. Tal evaporação é minimizada no tempo quando trata-se de núcleos leves, e quando aproximamos inicialmente ao máximo o projétil e o alvo. No entanto, estas características são indesejáveis e restringem o intervalo de aplicabilidade do método.

Além disto, existem as questões relacionadas com os efeitos relativísticos, efeitos quânticos, produção de partículas, etc. Tais questões acarretam uma aplicação restrita deste tratamento; na prática restringe-se a faixa de energia

entre 200 a 500 A.Mev/A pois, de uma forma geral, estima-se que, nesta faixa, tais efeitos não são importantes.

2.4. Cascata Intranuclear

Este foi um dos primeiros tratamentos aplicados no estudo das RIP e, ainda hoje, é o mais aplicado, e o que apresenta, de forma geral, os melhores resultados. Uma das razões para isso, além da sua grande simplicidade, é o fato de não existirem (como pode ser visto abaixo) parâmetros de modelo.

Nas RIP, ao estudarmos o comportamento dinâmico da matéria nuclear, via um modelo microscópico, a grande dificuldade é a questão de como traduzir as interações entre as partículas. No tratamento de cascata intranuclear, supõe-se que as partículas, quaisquer que sejam, interagem sempre duas a duas, sendo que a única informação da interação que é levada em conta são dados de seção de choque nêutron-nêutron livres.

Os procedimentos básicos na aplicação de um modelo de cascata intranuclear são os seguintes: 1) Arranjo inicial, estabelecendo momento e posição, dos núcleos do projétil e do alvo. 2) Um certo número de repetições do processo, variando-se a cada vez o arranjo inicial citado no item (1). 3) Medidas das grandezas físicas de interesse a cada repetição, as quais são acumuladas e depois ponderadas pelo número total de repetições.

Com estes ingredientes e a forma de interação apresentada, encontram-se diversas variações e sofisticações de modelos baseados no tratamento de cascata intranuclear. Citemos alguns exemplos:

1) O mais simples modelo tridimensional de cascata²², pode ser chamado de modelo de bolas de bilhar. Se reduz aos graus de liberdade dos núcleons, que são representados por um coleção de bolas de raio $R = (\sigma_{tot}/\pi)^{1/2}$, onde σ_{tot} é a seção de choque NN total que se obtém dos dados experimentais. A cascata então segue os caminhos clássicos determinísticos das múltiplas colisões destas bolas (como ocorreria se tivéssemos um jogo de bilhar tridimensional, com a única diferença, que no caso de cascata, como foi dito, só ocorrem colisões binárias). Tal modelo não leva em conta importantes propriedades do núcleo como energia de ligação, princípio de exclusão de Pauli, etc.

Uma comparação com dados experimentais é apresentada pela fig. 16, de onde observa-se que a maior discordância ocorre em 30° , e também em grandes ângulos para energias altas.

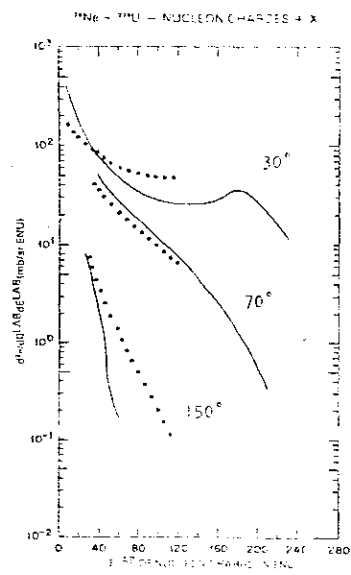


Fig. 16: Comparação dos resultados calculados com o modelo de cascata de bolas de bilhar com dados experimentais. (ref. 13)

2) Um modelo mais aprimorado de cascata, envolvendo cálculo de Monte Carlo, é empregado na investigação de equilíbrio termodinâmico nas RIP. Neste modelo, a distribuição inicial dos núcleons é arranjada de acordo com a Lei de distribuição uniforme de gás de Fermi. São levados em conta efeitos relativísticos, princípio de exclusão de Pauli e produção de partículas (píons). Os núcleons movem-se livremente (ao longo de linhas retas) com seus respectivos momentun até que a distância entre dois quaisquer tenha alcançado um mínimo. Se esta distância for menor que $\sqrt{\sigma_{tot}(\sqrt{s})}/\pi$ (onde σ_{tot} é a seção de choque total para o par sob consideração e \sqrt{s} é a energia do centro de massa do par), é permitido o espalhamento dos dois

núcleons. Se o espalhamento é elástico ou inelástico, é determinado aleatoriamente de acordo com o peso relativo das seções de choque. Os momentos das partículas, após a colisão, são determinados aleatoriamente de acordo com a distribuição angular da reação considerada, de maneira a conservar energia e momentum (neste procedimento momentum angular não é conservado). Depois da colisão, os dois núcleons novamente movem-se em linha reta, assim por diante. Da fig. 17, observa-se que os resultados deste modelo ajustam-se bastante bem com os dados experimentais.

2.5. Algumas Observações Finais Sobre os Modelos

Nos modelos baseados sobre um tratamento macroscópico da reação nuclear, tem-se a grande arbitrariedade do estabelecimento, a priori, de uma equação de estado (o que envolve certos parâmetros) para a matéria nuclear. Algo que é muito artificial, visto que, no processo da reação, as alterações ocorridas na matéria nuclear são profundas, e se quisermos pensar em termos de equação de estado, devemos ter uma estimativa da realização de equilíbrio térmico. Por outro lado, existe a indagação de até que ponto é válido um tratamento deste tipo; pois efeitos hidrodinâmicos e/ou térmicos (se existirem), provavelmente não devem ser observados em todo o transcurso da reação, mas apenas em certos estágios.

Com relação aos modelos baseados em um tratamento microscópico das RIP, aqueles baseados em equação clássica de

movimento carregam intrinsecamente o problema do determinismo e do estabelecimento de um potencial, o que certamente é insuficiente para comportar a gama de efeitos que são esperados nas reações nucleares. Já os modelos de cascata intranuclear têm a grande virtude de não possuir parâmetros livres, e de considerar intrinsecamente informações de seção de choque experimental da interação nêutron-nêutron, muito embora apenas se disponha da seção nêutron-nêutron livre. Além disso, este tratamento permite, de maneira simples, extrair resultados facilmente comparáveis aos aspectos observados nas reações nucleares. No entanto, tem o pressuposto básico das interações binárias entre partículas. É exatamente este aspecto que nos dispomos a investigar no trabalho que se segue nos próximos capítulos.

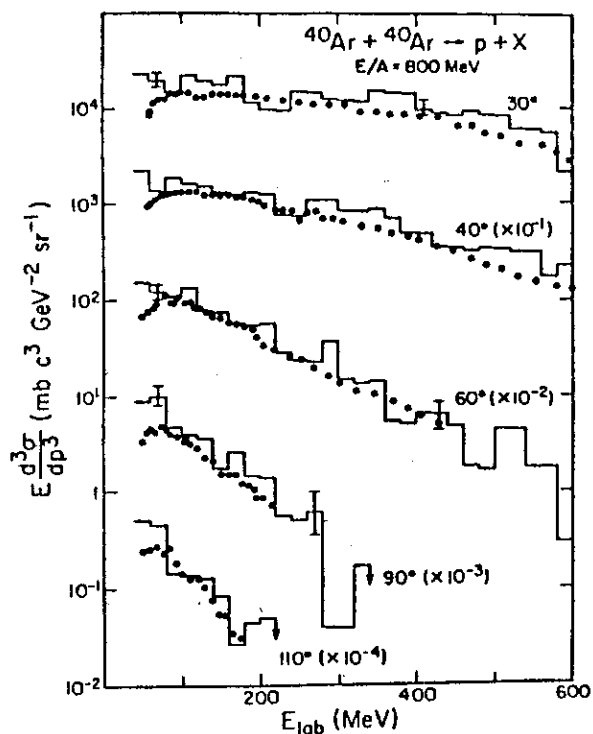


Fig. 17: Histograma dos resultados de cascata (com cálculo de Monte Carlo), levando em conta o movimento de Fermi, comparados com dados experimentais. (ref. 24)

CAPÍTULO 4

A Importância de Efeitos Não Binários nos Resultados Calculados Com CIN

0. Introdução

Como podemos deduzir do capítulo 4, em reações nucleares com íons pesados, um dos tratamentos mais empregados é o de cascata intranuclear (CIN). Como vimos, neste tratamento, um dos pressupostos básicos é o de colisões binárias entre núcleons, isto é, eles colidem entre si somente dois a dois.

Uma questão fundamental que surge quanto à aplicação do método de CIN é a de como os efeitos não binários afetam os resultados calculados. Ou seja, partindo-se de que realmente existem tais efeitos nas RIP, queremos saber o quanto nos "afastamos" da realidade, pelo menos neste aspecto, numa abordagem de CIN. Neste sentido, o trabalho que se segue é o desenvolvimento de um procedimento de como elucidar esta questão. Tal procedimento baseia-se na comparação de resultados de cálculos de grandezas físicas de interesse nas reações nucleares (veja cap. 5), ora com um mecanismo de colisões puramente binárias entre núcleons, ora com outro mecanismo não mais restrito por esta condição. Chamaremos este último de mecanismo de colisão de muitos corpos, para distingui-lo do primeiro.

1. Tratamentos Utilizados

Estes dois mecanismos de colisão são levados a efeito via simulação em computador de dois tratamentos microscópicos (veja cap. 4) para sistemas de núcleons em colisão. Um destes tratamentos é baseado no método de cascata intranuclear, e será chamado de CASCATA simplesmente. O outro é baseado no método de equação de movimento clássica (EMC), que denominamos de EQCLAS. Neste último é introduzido um determinado potencial de dois corpos, o que possibilita colisões de muitos corpos (veja no final deste capítulo como é introduzido este potencial).

Não levamos em conta, neste trabalho, efeitos quântico-relativísticos, nem produção de píons ou outras partículas. Com isto conseguimos a simplificação dos cálculos em questão e fundamentalmente evidenciamos os dois mecanismos de colisão considerados. Desta forma nos fixamos apenas nos graus de liberdade dos núcleons.

Como vimos no cap. 3, os espectros inclusivos do processo de RIP são fortemente caracterizados pelos efeitos geométricos. Ou seja, as propriedades principais dos espectros inclusivos são basicamente determinadas pela configuração geométrica de projétil-alvo. Portanto os efeitos de processos de colisões múltiplas, se existirem, são esperados que sejam relativamente pequenos comparados aos efeitos geométricos do sistema. Assim sendo, se fizermos uma comparação dos espectros

inclusivos calculados dessa maneira, é muito provável que os efeitos que queremos investigar fiquem mascarados pelo aspecto geométrico. Então é desejável eliminar ao máximo os efeitos geométricos, em se tratando daqueles que surgem ao considerar-se matéria finita. Com esta intenção, tomamos como sistema de prova duas chapas planas infinitas de núcleons, uma para o projétil e outra para o alvo (veja as justificativas no cap.6). Supõe-se que nos planos destas placas a distribuição bariônica seja homogênea.

A comparação é feita observando-se o desenvolvimento temporal das distribuições de densidades bariônica e de rapidez de um corpo. Sendo assim, não nos preocupamos com quantidades imediatamente relacionadas com dados experimentais que são extraídos de espectros inclusivos ou distribuição angular de um corpo.

O objetivo aqui é a comparação dos resultados oferecidos pelos dois métodos, onde devemos levantar suas diferenças ou semelhanças. Observa-se que em se tratando de uma comparação entre resultados oferecidos pelos modelos, podemos simplificar ainda mais os nossos cálculos, escolhendo a forma de potencial mais simples possível a fim de garantir inclusive a melhor precisão no cálculo das trajetórias do método EQCLAS.

2. Colisões no Caso EQCLAS e no Caso CASCATA

2.1. EQCLAS

Neste cálculo, escolhemos um potencial degrau como mostrado na Fig. 18.

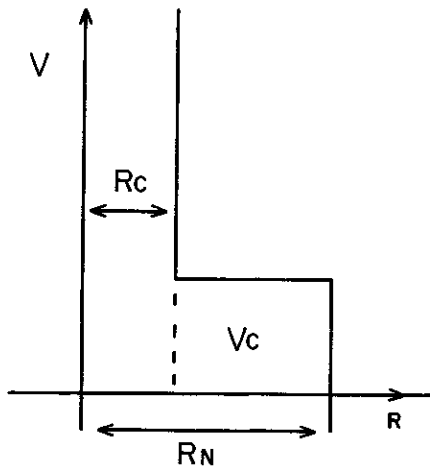


Fig. 18: Representação do potencial que é utilizado no modelo EQCLAS. R_N =raio de interação, V_c =potencial constante na região entre as duas esferas compreendidas pelos raios R_c e R_N , onde R_c é o raio que define a esfera de potencial infinito.

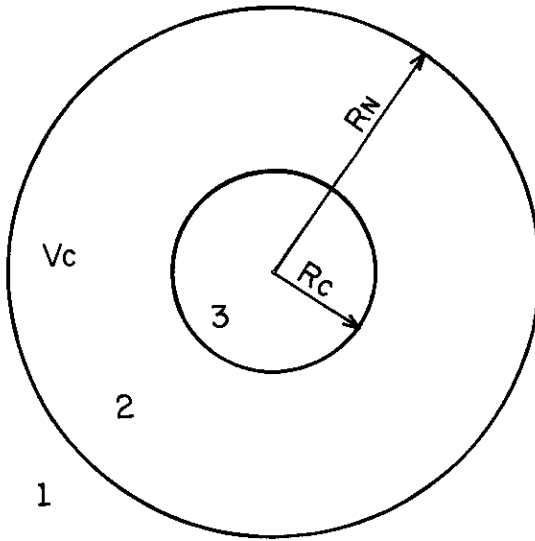


Fig. 19: Representação das três regiões

- (1) potencial nulo
- (2) potencial constante, maior que zero
- (3) potencial infinito

Consideremos dois núcleons e vejamos em seguida quais as possibilidades de interação entre eles. Em termos geométricos, tudo se passa da mesma forma como ocorre na ótica nos processos de reflexão e refração de raios luminosos. Consideremos o sistema de referência do centro de massa dos núcleons. Neste caso, como pode ser visto no apêndice C, as duas partículas são representadas pela "partícula" de massa reduzida μ . Seja a região (1) a de potencial nulo, (2) a região de potencial constante e (3), a de potencial infinito, como indicado na fig. 19. Desta figura vê-se que $r = R_N$ define uma interface esférica entre as regiões (1) e (2), como $r = R_C$ define uma interface da mesma maneira entre as regiões (2) e (3).

As possibilidades de interação são as seguintes:

a) Como mostra a fig. 20, uma reflexão na primeira interface.

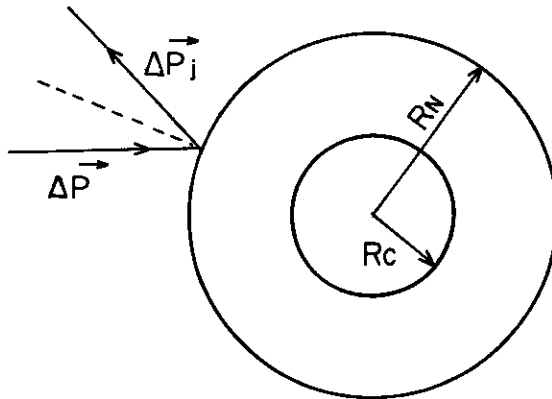


Fig. 20: Representação da reflexão na primeira interface. As setas representam a reflexão da partícula de massa μ . No que segue, fica entendido que as setas nas figuras representam o movimento desta partícula.

As setas indicam a reflexão da "partícula" de massa reduzida μ . b) Como mostra a fig. 21, duas refrações, uma da região (1) para a (2) e, em seguida, uma desta para a região (1).

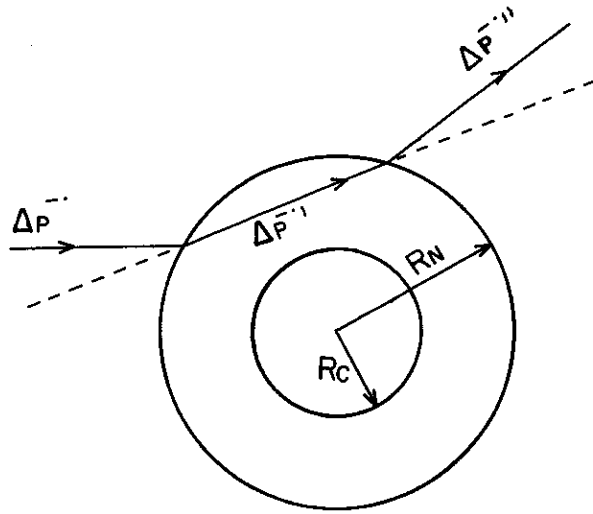


Fig. 21: Diagrama representando duas reflexões, uma da região (1) para a região (2), em seguida desta para a (1).

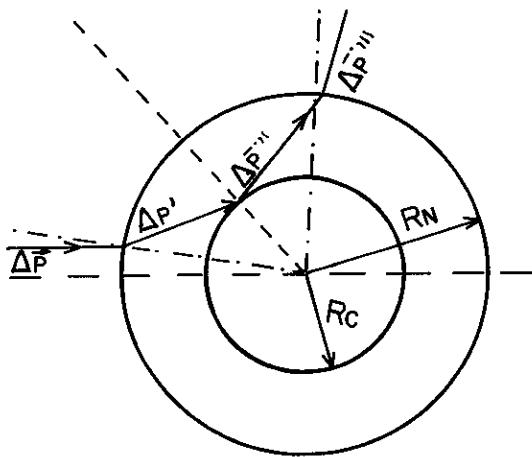


Fig. 22: Representação das duas refrações e uma reflexão na região de potencial infinito.

c) Como mostra a fig. 22, duas refrações e uma reflexão. Uma primeira refração da região (1) para a (2), em seguida, a reflexão na interface entre as regiões (2) e (3), para depois, uma nova refração da região (2) para a (1).

Nos casos (b) e (c) distinguem-se duas situações: uma em que os núcleons estão fora da região de potencial e outra em que eles se encontram dentro desta região. É nesta situação que existe a possibilidade de colisão de muitos corpos. Tais colisões possibilitam relações cinemáticas entre os núcleons que não são permitidos no caso de CASCATA.

2.2. CASCATA

Para fins de comparação dos resultados oferecidos pelos dois modelos, no nosso cálculo de CASCATA, a seção de choques núcleon-núcleon não é oferecida por dados experimentais, mas sim, estabelecida pelo potencial utilizado no cálculo de EQCLAS. Aqui os núcleons não sentem então a influência de um potencial (não há refração). O que é feito, é a substituição de qualquer processo no caso de EQCLAS, por uma única reflexão no caso de CASCATA, no ponto de máxima aproximação dos dois núcleons livres, sem nenhuma limitação para esta distância.

Como se vê, no caso de CASCATA as interações são sempre instantâneas, sendo exatamente esta a razão de ocorrerem sempre binariamente.

Observamos que com o tratamento dado no método de CIN para as colisões núcleons-núcleons as características de potencial de EQCLAS no que se refere a colisão de um par de núcleons (como direção de movimento e transferência de energia) foram completamente levadas em conta (vide apêndice C). Logo, se todas as colisões fossem binárias não deveria existir nenhuma diferença nos resultados destes dois tratamentos (exceto o pequeno efeito que pode surgir devido a não conservação de momento angular no caso de CASCATA. No entanto, tal efeito deve desaparecer em decorrência da aleatoriedade das configurações iniciais veja cap. 5). Depreende-se daí, que nas condições em que o meio encontra-se muito rarefeito, não devemos esperar nenhuma evidência das diferenças (caso existam) dos resultados dos dois métodos visto que, nestas condições, predominam as colisões binárias.

Como se observa, estamos tomando um potencial repulsivo ($V_c > 0$). A primeira vista, seria interessante a utilização de um potencial negativo ou, pelo menos, com uma parte negativa. No entanto vale salientar, antes de mais nada, recordando o que discutimos no cap. 1, que o estudo das reações nucleares baseia-se na análise dos estados finais onde as partículas estão espalhadas, isto é, longe da região onde, de fato, ocorrem os principais processos da reação. Temos acesso direto apenas aos estados iniciais e finais da colisão. Lembremos também que nosso objetivo principal é a comparação dos resultados oferecidos pelos dois modelos. No entanto, observe-se

que no caso do cálculo de CASCATA, onde os núcleons estão sempre livres, os estados finais que este modelo reproduz são, obviamente, de partículas livres. Os dois modelos devem utilizar as mesmas condições iniciais e devem reproduzir canais finais idênticos. No entanto, se utilizarmos um potencial negativo em EQCLAS, é muito provável que ocorram estados finais de partículas ligadas. Já com a utilização de um potencial positivo, de curto alcance, os estados finais são sempre de partículas livres. Finalmente, a forma de potencial estabelecida (de grau) leva a que as trajetórias dos núcleons sejam retas, com mudanças apenas nos pontos onde $|\vec{\pi}_i - \vec{\pi}_j| = R_N$ ou $|\vec{\pi}_i - \vec{\pi}_j| = R_C$, $(\vec{\pi}_i, \vec{\pi}_j)$ são os vetores posição de dois núcleons quaisquer). Estas alterações nas variáveis cinemáticas, por serem calculadas analiticamente (veja apêndice C), resultam em um processo de cálculo computacional bem rápido e sem erros numéricos.

3. Critério de Determinação do Potencial

O potencial que estamos utilizando é representado por função degrau do gráfico de potencial mostrado na fig.23. O que estamos querendo é que este potencial tenha seus parâmetros R_N, R_C e V_C ajustados de alguma maneira à realidade das interações entre núcleons na matéria nuclear.

A informação desta realidade que levamos em conta para este ajuste foi o valor da velocidade do som na matéria nu

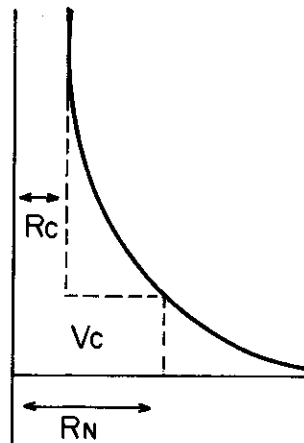


Fig. 23

Fig. 23 - Representação do tipo de potencial que utilizamos. A linha tracejada representa potencial degrau que se ajustam ao potencial representado pela linha contínua

clear.

A velocidade do som num meio contínuo é dada por¹⁹

$$c = \sqrt{\rho \frac{d^2 \epsilon}{d \rho^2} \Big|_{\rho = \rho_0}} \quad (5.18)$$

onde ϵ é a densidade de energia e ρ a densidade de massa do meio.

Para determinarmos a variação de ϵ com ρ procedemos como segue:

Isolamos um determinado volume V_0 da matéria nuclear em condições normais. Então comprime-se essa matéria homogêneamente fazendo-se variar o volume inicial. Esta compressão faz com que os núcleons toquem-se uns nos outros. À medida que a densidade aumenta, o número de pares de núcleons que se superpõe aumenta cada vez mais, aumentando a densidade de energia. Calculando a taxa de aumento desta densidade em função da densidade numérica, encontra-se a velocidade do som como uma função de V_0 e R_N . Igualando-se tal velocidade com a velocidade do som estimada na matéria nuclear ($V_s \sim \frac{1}{9} c$) e atribuindo um determinado valor para V_0 , encontra-se um valor para R_N , e R_C é escolhido com valor compatível com os dados de interação núcleon-núcleon.

CAPÍTULO 5

(Resultados e Análise)

Neste capítulo descrevemos os procedimentos adotados, discutimos os resultados obtidos, apresentamos nossas conclusões, por fim, damos algumas sugestões.

Os resultados baseiam-se em medidas de distribuições de densidades bariônicas e de rapidez oferecidos pelos dois métodos em comparação.

1. Introdução de Um Sistema-Modelo para Análise dos Resultados

Com a intenção de eliminar efeitos geométricos, consideramos um sistema-modelo em que o projétil e o alvo são identificados a chapas planas infinitas de núcleons. Elas são arranjadas de tal maneira que seus planos coincidem com o plano xy e portanto suas espessuras são medidas no eixo z (veja fig. 24). Supomos que nos planos destas chapas a distribuição bariônica é sempre homogênea; depreende-se daí, que trata-se de um problema unidimensional, isto é, as grandezas dependem apenas da coordenada z . Surge então a questão de como tratar a colisão entre esses dois objetos. Dado que o sistema (projétil + alvo) mantém-se homogêneo (no plano xy) durante todo o processo de colisão, então para conhecermos, em um dado instante, uma das chapas (isto é, como estão distribuídos os núcleons no

espaço), basta observarmos um pedaço dela. Sendo assim, cada chapa será representada por uma amostra, ou seja, por um número finito de núcleons movimentando-se no espaço de uma maneira que simule a homogeneidade citada. Consideramos tais amostras com a forma de paralelepípedo regular com duas faces contidas nos planos das chapas (veja fig. 24). As faces paralelas ao plano xy são consideradas iguais e mantêm suas formas (quadrados) durante todo o processo de colisão; no entanto as espessuras (na direção z) podem variar. Escolhemos esta forma geométrica apenas por comodidade, mas poderíamos considerar outras.

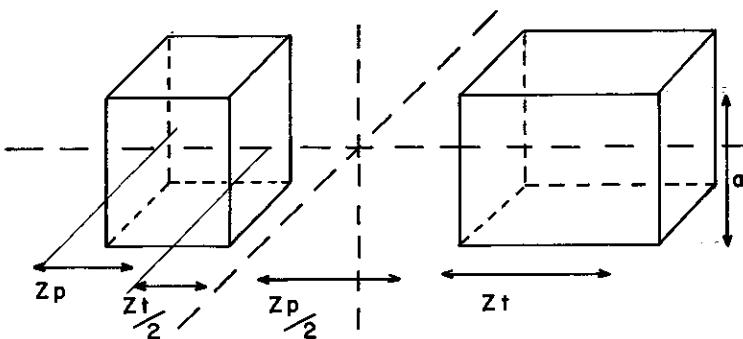


Fig. 24: Diagrama representando as amostras do projétil e do alvo e suas posições iniciais. a =aresta do quadrado no plano xy , Z_p e Z_t são as espessuras das chapas projétil e alvo respectivamente.

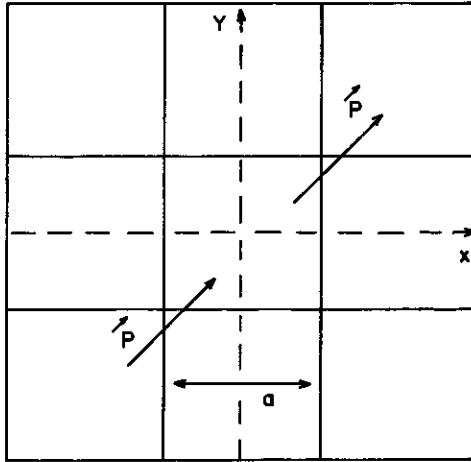


Fig. 25: Diagrama indicando como   feita a homogeneidade.

Consideremos uma face paralela do plano xy e mais oito réplicas desta arranjadas como na fig. 25. A homogeneidade   simulada da seguinte maneira: se, por exemplo, um núcleo cujas coordenadas são (x, y, z) , está saindo da amostra, consideramos um outro com coordenadas $(x+x_0, y+y_0, z)$ (onde os sinais de x_0 e y_0 são contrários àqueles de x e y , respectivamente, e $|x_0| = |y_0| = a$) e momentum igual ao do primeiro. Vamos que, desta maneira, o arranjo das proje es, em um dado instante,   o mesmo em todas as faces.

Os núcleons são arranjados aleatoriamente no espaço de configura o de modo que a distribui o inicial seja homo

gênea e os seus momenta dirigidos na direção z .

1.1. O Processamento das Colisões Núcleon-Núcleon

Tendo dadas as condições iniciais, queremos saber agora, como simula-se a reação. O procedimento é o seguinte:

Tomam-se dois núcleons e verifica-se a condição de choque entre eles (veja apêndice C); se for decidido que ha verã choque, calcula-se o tempo que levariam até interagir. Es se processo repete-se até que tenham sido considerados todos os pares possíveis. Em seguida, verifica-se o menor de todos os tempos, e deslocam-se todos os núcleons durante este tempo; é claro que aqueles do par correspondente a este tempo devem se chocar. Então, processa-se o choque, isto é, determinam-se as direções, sentidos e os momenta dos núcleons ao atingirem as interfaces das regiões de potencial (no caso EQCLAS), ou quando alcançarem a distância mínima (no caso CASCATA) (Veja apêndice C). Novamente faz-se a tabela de tempos. No entanto, agora consideram-se apenas os pares formados com um dos dois núcleons que se chocou e um outro qualquer que não fez parte deste choque (isto porque as relações entre os tempos dos outros pares não foram alteradas). O processo ocorre até ser atingido um tempo máximo que é estabelecido de tal maneira que se possa observa-lo até os estágios finais.

1.2. Procedimentos Para Obtenção dos Resultados

Os resultados para os valores das grandezas calculadas são extraídos, considerando-se uma região fixa do espaço cujo volume é dado pela área de uma das faces multiplicada por um comprimento de 20fm na direção z.

Os resultados oferecidos pelos dois métodos para a distribuição de densidade bariônica do sistema em colisão e a distribuição em rapidez de suas partículas foram da seguinte maneira:

1) Distribuição de densidade bariônica

Neste caso, o espaço considerado é "dividido", na direção z, em cem caixas iguais. Em seguida, em um determinado instante, contamos o número de núcleons que se encontra em cada caixa. A densidade média, neste instante, acha-se, dividindo-se o número de núcleons acumulados em cada caixa pelo número de repetições e pelo volume de uma caixa.

2) Distribuição de densidade de rapidez

A rapidez y é expressa por (veja apêndice A):

$$y = \ln \left(\frac{E - P_z c}{E + P_z c} \right) \quad (6.1)$$

Com esta fórmula, estimamos a rapidez máxima, em módulo, para todos os núcleons do sistema. Seja δ este módulo. Consideramos $[-\delta, \delta]$ como o intervalo de variação de rapidez. Em seguida, como antes, dividimos este intervalo em cem partes iguais; então, para um determinado instante, contamos o número de núcleons que possuem rapidez em cada intervalo. A média encontra-se, dividindo-se o acúmulo de rapidez de cada intervalo pela rapidez total acumulada.

A densidade numérica de núcleons, antes da colisão, foi tomada de acordo com a fórmula (veja capítulo 3):

$$R_p = \pi_0 A_p^{1/3}, \quad R_T = \pi_0 A_T^{1/3} \quad (6.2)$$

O que nos dá

$$\rho_0 = \frac{3}{4\pi \pi_0^3} \quad (6.3)$$

onde $\pi_0 = 1,2 \text{ fm}$. Consideramos as duas amostras iguais, cujas dimensões são:

$$\begin{aligned} A_p &= 4 \text{ fm} \\ z_p &= z_T = 5 \text{ fm} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Com estes valores, os números de núcleons do projétil (A_p) e do alvo (A_T) são dados por

$$A_p = A_T = 11 \quad (6.5)$$

O ideal seria se tomássemos A_R, Z_P, Z_T com valores bem maiores que estes. No entanto, como as medidas são estatísticas (isto é, o processo é repetido muitas vezes), isto acarretaria um aumento considerável do tempo de cálculo. Com os valores que estabelecemos, o tempo de cálculo de uma repetição é de aproximadamente 2 minutos de computador.

1.3. Observações e Análise de Resultados

Nas figs. 26 e 27 são mostrados os resultados obtidos neste cálculo.

Com respeito à distribuição bariônica observamos o seguinte:

- 1) No instante inicial as duas distribuições são iguais. Neste instante, como esperávamos, os núcleons distribuem-se, homogeneamente, em duas regiões que correspondem aos volumes iniciais das amostras.
- 2) Com o passar do tempo, essas distribuições vão se aproximando e um pico, exatamente na região central, é formado.
- 3) O pico cresce até atingir um máximo, quando então começa a decrescer e, ao mesmo tempo, toda a distribuição vai se espalhando e homogeneizando-se novamente.
- 4) O pico, no caso CASCATA, é sempre maior que no caso EQCLAS.

- 5) A distribuição, no caso EQCLAS, evolui mais rapidamente.
- 6) Observamos que até um certo tempo, o processo evolui (nos dois casos) de forma rápida até atingir um determinado estágio, quando então as alterações vão suavizando-se até que praticamente não observamos nenhuma variação com o tempo.
- 7) Vemos que é nos estágios em torno da densidade máxima que as diferenças entre os resultados oferecidos pelos dois métodos se acentuam.
- 8) No final, onde o meio torna-se muito rarefeito, não observamos diferenças dos dois tratamentos.

Com respeito à distribuição de rapidez podemos observar o seguinte:

- 1') No instante inicial as distribuições são iguais para os dois casos e concentram-se, exatamente, em dois pontos dispostos simetricamente com relação à origem, como esperávamos.
- 2') Com o passar do tempo (para os dois casos) esses picos vão diminuindo e conjuntamente havendo um acréscimo de densidade na região central (sendo mais acentuado no caso EQCLAS). Esse acréscimo não atinge picos tão pronunciados quanto no caso da distribuição de densidade bariônica.

----- CASCATA

———— EMC

$E_{IN} = 500 \text{ MeV}$

$R_C, R_N, V_C, R_O, A_R = 0.40, 1.50, 100.00,$
 $1.20, 4.00$

$A_P = A_T = 11$

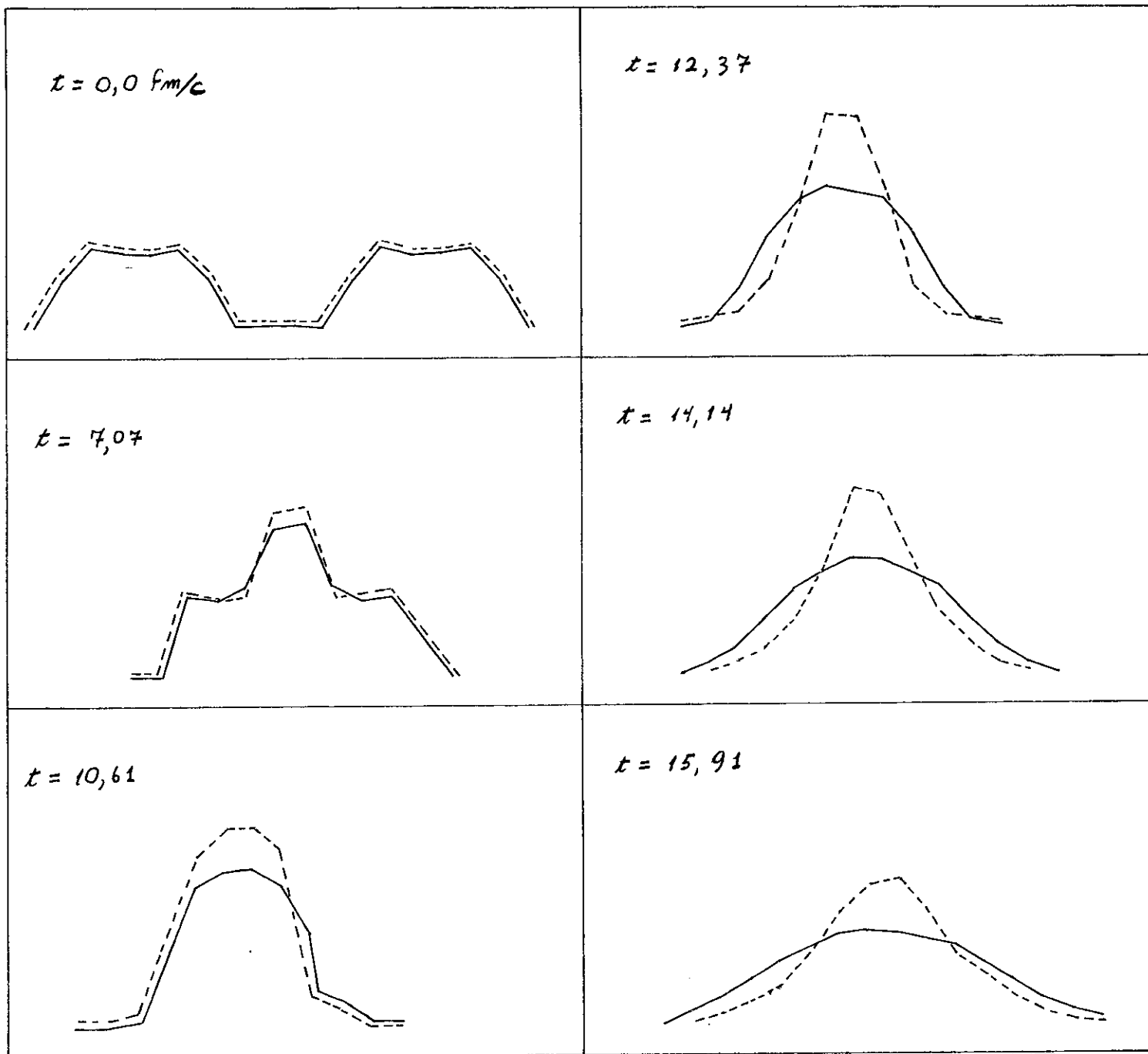


Fig. 26: Desenvolvimento temporal da distribuição de densidade bariônica no caso CASCATA e no caso EQCLAS, os instantes foram escolhidos de modo a evidenciar as etapas principais do processo.

----- CASCATA

———— EMC

$E_{IN} = 500 \text{ MeV}$

$R_c, R_N, V_c, R_0, AR = 0.40, 1.50, 100.00,$

$1.20, 4.00$

$A_P = A_T = 11$

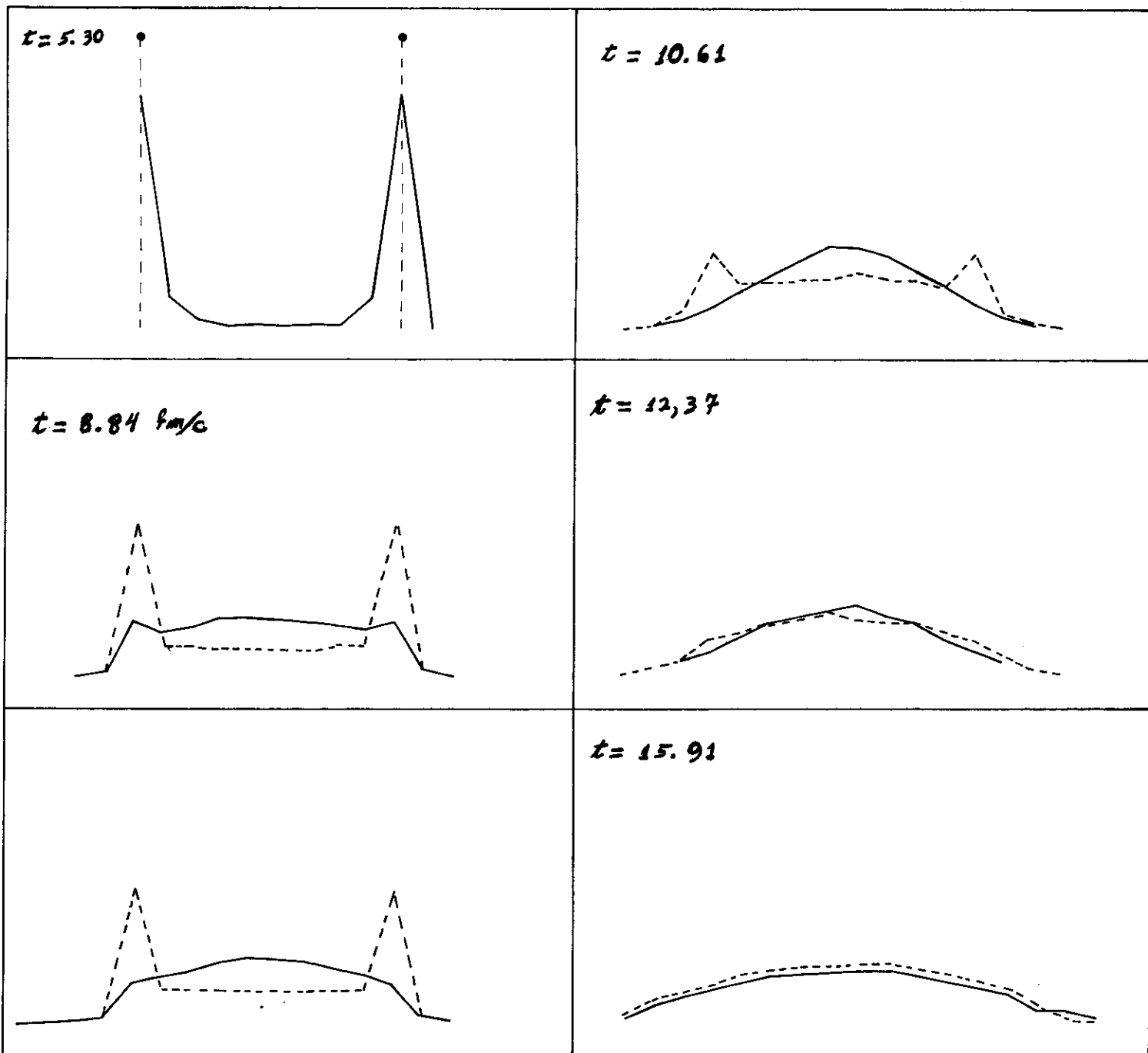


Fig. 27: Desenvolvimento temporal da distribuição de rapidez no caso CASCATA e EQCLAS, que estão superpostos em cada gráfico. Os instantes foram escolhidos como descrito na fig. 26.

3') A partir de um certo estágio esses picos desaparecem. Observa-se ainda que, no caso de EQCLAS, isso ocorre mais rapidamente.

4') Nos instantes finais as distribuições vão se igualando e tornando-se mais e mais homogêneas.

Lembramos que os dois tratamentos foram considerados de tal maneira que, no limite de rarefação do meio, coincidem totalmente. Consequentemente as diferenças dos resultados mencionados acima devem ser atribuídas a efeitos puramente de interações não binárias. No caso CASCATA, as densidades máximas são mais pronunciadas do que no caso EQCLAS. Isto pode ser explicado pelo fato de que no cálculo de CASCATA, os centros dos núcleons podem aproximar-se sem limitação geométrica, podendo ultrapassar, eventualmente, a densidade máxima ($\rho_{max} = \frac{4}{2^{3/2} R_c^3}$) imposta pela condição geométrica (presença do caroço duro) em EQCLAS. Isto explicaria a observação (4).

Por outro lado, a observação (5) mostra que o mecanismo de transferência de energia e momentum entre partículas parece mais eficiente na presença de interações de muitos corpos do que de interações puramente binárias. Isto é bem razoável pois a relação cinemática de muitas partículas no caso EQCLAS permite tal facilidade de transferência de energia e momentum.

A observação (8) sugere que, quanto ao estado final, as previsões de EQCLAS e CIN são as mesmas apesar da diferença entre eles nos estágios que correspondem ao auge da colisão. Isto se deve ao fato de que possivelmente apenas colisões binárias ocorrem nos estados finais quando utilizamos o método de EQCLAS, devido a características repulsivas do potencial. Os dois métodos neste caso são completamente equivalentes.

Este fato nos leva à conclusão importante de que mesmo que os resultados do cálculo de CIN aplicado nas RIP reproduza razoavelmente bem os espectros de núcleons experimentalmente observados, isto não justifica a validade do método durante todo o processo de colisão. Especialmente quando trata-se de quantidades físicas relacionadas a etapas do auge da colisão (por exemplo, densidade máxima, temperatura máxima, produção de kaons), o método de CIN é sem dúvida insatisfatório para a análise destas grandezas.

É interessante observar que não obtivemos nenhuma descontinuidade na evolução da distribuição bariônica. Isto por um lado se deve ao fato de termos tomado o raio de interação relativamente pequeno permitindo que, inicialmente, o espaço livre entre núcleons seja muito pronunciado. Seria interessante se tomássemos um sistema maior, com um raio de interação entre núcleons também maior, e observássemos um processo onde ocorressem descontinuidades na distribuição bariônica. Ou seja, uma situação propícia para a formação de ondas de choque na

matéria nuclear, que é um processo diretamente ligado ao aumento da densidade bariônica em determinadas regiões. É exatamente nesta situação, como já dissemos antes, que esperamos a manifestação dos efeitos próprios das interações de muitos corpos. É com esta intenção que, a partir do próximo item, desenvolvemos um outro processo de colisão.

2. Formação de onda de choque na materia nuclear

Como pode ser visto no capítulo 4, eqs. 4.6- 4.9, a onda de choque caracteriza-se pela descontinuidade das quantidades termodinâmicas. No nosso caso, o interesse é analisar a influência de colisão de muitos corpos para a formação e propagação de ondas de choque na matéria nuclear. As grandezas tomadas para análise são novamente as distribuições de densidades bariônica e de rapidez.

2.1. Sistema-Módulo para Análise da Formação de Onda de Choque

Para a formação de onda de choque, colidimos uma placa de núcleons (como descrita nos itens 1.1 e 1.2) com uma "parede" (o termo "parede" é utilizado aqui para designar uma superfície plana, infinita, intransponível pelos núcleons, assim, delimitando um semiespaço).

A colisão dos núcleons com a parede é completamente elástica e, além disso, desprezamos o recuo desta; daí, consideramos como referencial aquele em que a parede encontra-se em repouso.

Os planos da placa e da parede encontram-se no plano xy , sendo que o plano da parede passa pela origem. Na construção da tabela de tempos (item 1.5) a parede é representada por um ponto de coordenada $z=0$ e coordenadas x, y coincidindo com aquelas do núcleon considerado.

No cálculo anterior, onde o alcance do potencial foi de 1.5 fm, o sistema exibia as características de um meio rarefeito já no estado inicial. Portanto inicialmente os núcleons possuem um aspecto livre bastante pronunciado, impedindo os efeitos de compressão (ou seja, de interações não binárias) que só começam a surgir no auge da colisão. Para nosso objetivo de investigação dos efeitos de compressão e da formação de onda de choque, este estado inicial de meio rarefeito não é desejável. Em outras palavras, devemos reduzir o espaço livre para núcleons no estado inicial.

Quando tomamos uma amostra da placa, automaticamente fixamos o número de núcleons correspondente ao volume da amostra. O alcance do potencial, no caso aqui considerado, representa o "tamanho" do núcleon. O que estamos querendo é que, fixando-se a densidade e a velocidade do som, seja estabelecido

o alcance do potencial (e, correspondentemente, o valor do mesmo) de tal maneira que os núcleons se encontrem suficientemente próximos. Utilizamos a frase "suficientemente próximos", porque esperamos que a formação de onda de choque seja mais evidente quanto mais próximos encontrarem-se os núcleons uns dos outros, quanto mais homogênea for a distribuição bariônica inicial e quanto maior for a energia incidente sem que, no entanto, os núcleons se encontrem na condição de cristalização pois não queremos eliminar totalmente, no início, a possibilidade de movimento livre.

O problema que surge então, é como satisfazer estas três exigências. A questão do alcance do potencial é resolvida tomando-se o raio da região de potencial compatível com aquele estabelecido na condição cristalina, a qual estabelece o sistema cristalino regular de faces centradas, por ser este o mais simétrico e denso possível (tal condição é exigida, tendo-se em vista o potencial que consideramos). Isto é fácil de ser encontrado. O sistema cristalino regular cúbico de face centrada é mostrado na fig. 28.

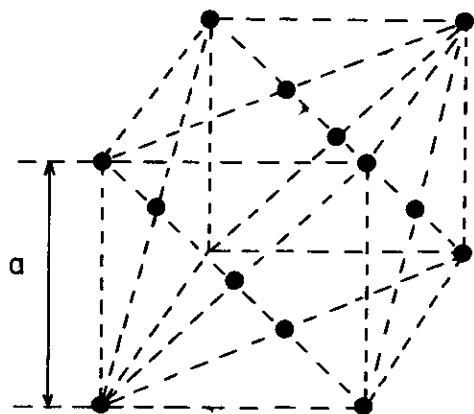


Fig. 28: Representação do cristal cúbico de faces centradas.
(ref. 15)

Na condição de densidade máxima os núcleons tocam-se uns nos outros. Seja R_{max} a distância entre dois núcleons, então devemos ter

$$2 R_{max} = d \quad (6.6)$$

onde d é a diagonal da face do cubo, isto é, $d = a\sqrt{2}$ daí

$$R_{max} = \frac{\sqrt{2}}{2} a \quad (6.7)$$

o número efetivo de núcleons dentro do cubo é 4. A densidade é então dada por

$$\rho = \frac{4}{a^3} \quad (6.8)$$

Que deve ser igual a ρ_0 . Logo

$$a = \left(\frac{4}{\rho_0}\right)^{1/3} \quad (6.9)$$

Então

$$R_{max} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{4}{\rho_0}\right)^{1/3} \quad (6.10)$$

A energia incidente é tal que os núcleons devem propagar-se com uma velocidade acima da velocidade do som; isto também, é algo fácil de ser estabelecido.

Resta então, a questão do sorteio dos núcleons dentro da amostra.

Tomamos os núcleons, inicialmente, com um raio de interação suficientemente pequeno, de tal maneira que estejam localizados aleatoriamente dentro da amostra. Atribuimos, também, aleatoriamente, momenta a todos os núcleons; em seguida, deixamos o sistema evoluir no tempo, com a condição de que o raio da região de potencial aumente linearmente com o tempo, até alcançar o tamanho estabelecido pela condição de quase cristalização. O movimento dos núcleons dentro da amostra ocorre da maneira já descrita (item 1.5), com a única diferença que no caso aqui considerado, deve-se levar em conta o aumento do raio nas equações que estabelecem o tempo de colisão e a troca de momenta entre dois núcleons. Vemos que, desta maneira, os núcleons tendem a ocupar homogeneamente o espaço dentro da amostra. Quando o raio da região de potencial atinge um tamanho estipulado, "congelamos" os núcleons em suas respectivas posições; em seguida, atribuímos novamente momenta aos núcleons, só que desta vez, não aleatoriamente, mas sim, todos iguais e na direção z de encontro à parede, dando início ao processo de colisão.

2.2. Observações e Análise de Dados

Tomamos o sistema inicialmente com 10 fm, o que dá um total de 22 núcleons. Os dados obtidos com este processo são apresentados pelas figs. 29 e 30.

Considerando-se a distribuição de densidade bariônica podemos observar o seguinte:

----- CASCATA

———— EMC

$E_{IN} = 500 \text{ MeV}$; $N_{up} = 453$

$R_c, R_N, V_c, R_0 = 4.0, 1.7, 90.0, R_0 = 1.2$

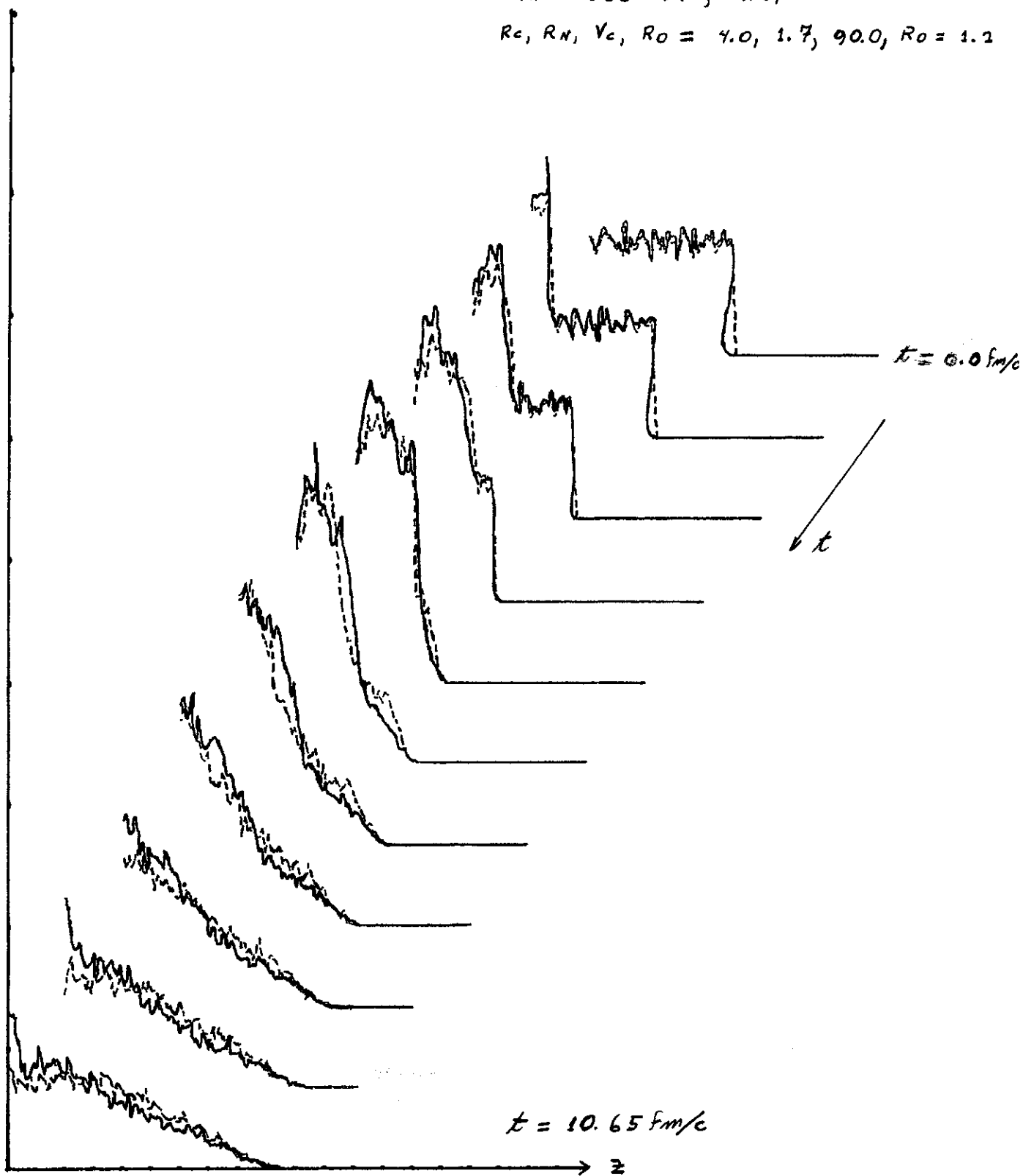


Fig. 29 (a): Desenvolvimento temporal da densidade bariônica no caso CASCATA e no caso EQCLAS. $A_p=1$ representa a parede.

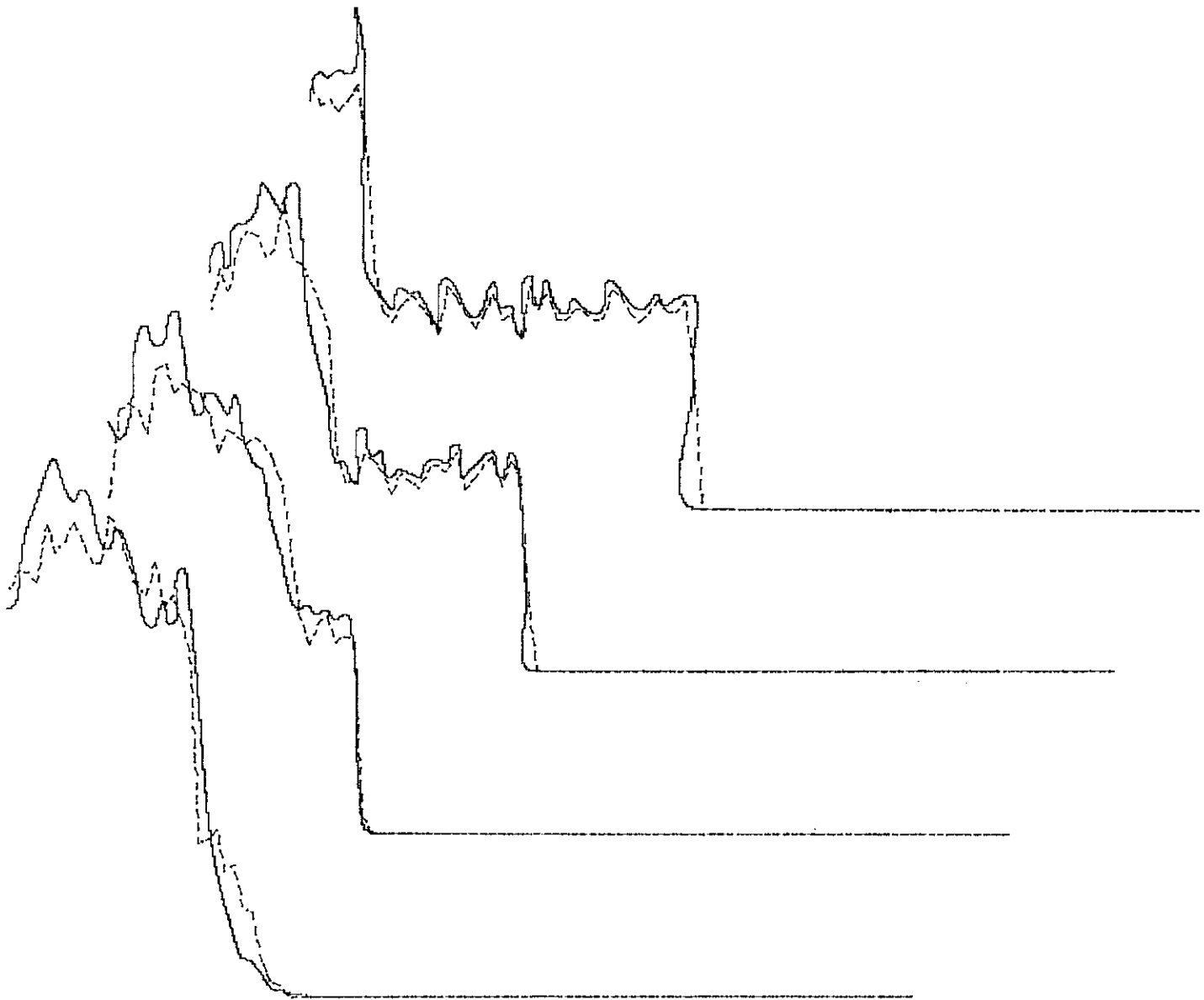


Fig. 29 (b): Trecho ampliado da fig. 29(a) exibindo a região de maior intensidade do processo, evidenciando a diferença dos dois métodos.

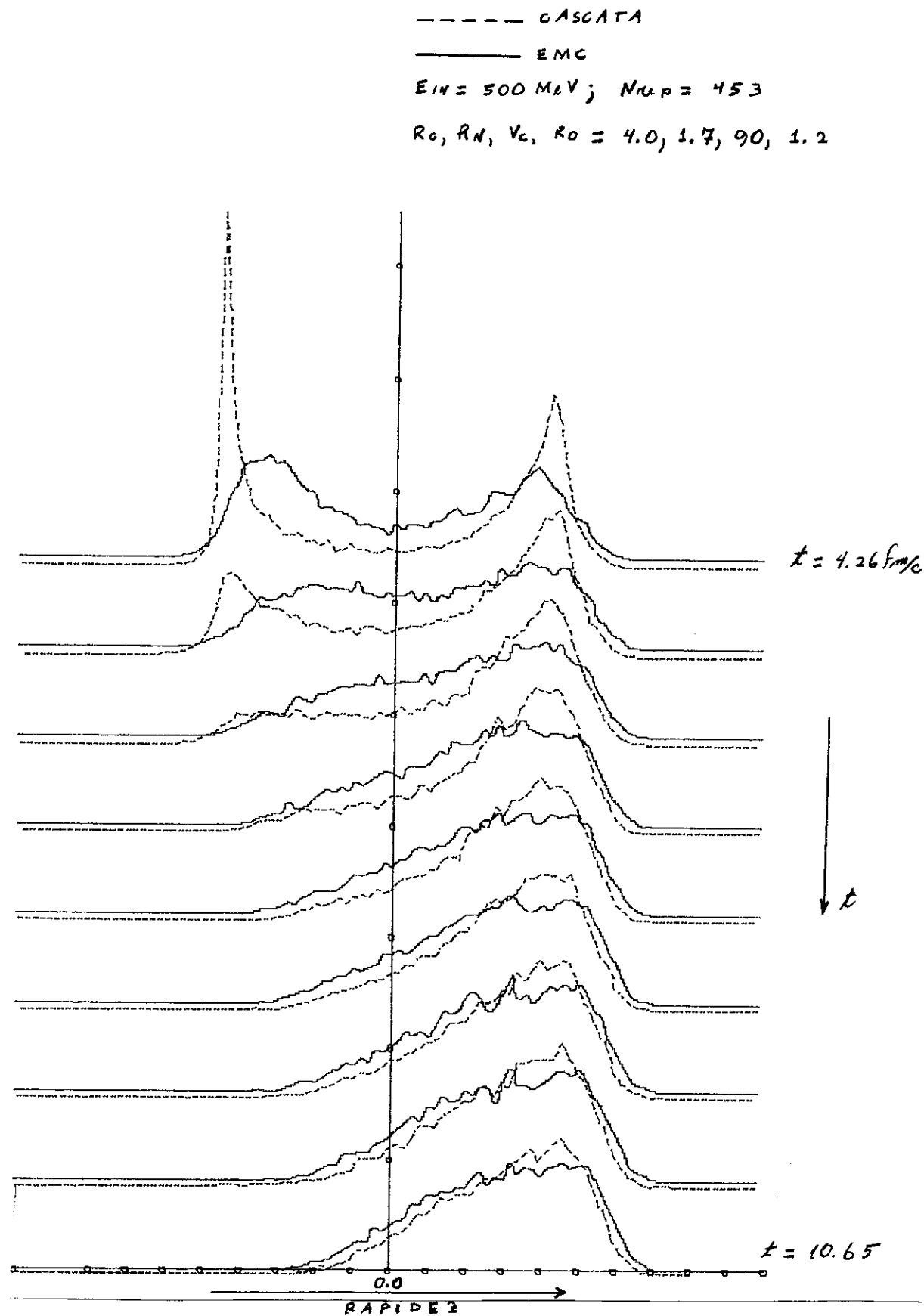


Fig. 30 (a): Desenvolvimento temporal da distribuição da densidade de rapidez nos casos CASCATA e EQCLAS. Os instantes coincidem com aqueles da fig. 29.

1) Logo nos instantes iniciais, observa-se, nos dois casos, um acúmulo da densidade próximo à parede, enquanto uma outra parte permanece com a forma da distribuição inicial, apresentando, desta maneira, uma descontinuidade (o que caracteriza a formação de onda de choque).

2) Observamos que a onda de choque, no caso EQCLAS, é mais pronunciada, pois apresenta uma maior descontinuidade.

3) No caso EQCLAS, a densidade próxima à parede mantém-se, em todos os instantes, maior que no caso CASCATA.

4) Com o passar do tempo, a onda de choque, nos dois casos, vai desaparecendo e a distribuição espalhando-se por toda a região considerada.

5) Proporcionalmente, a densidade próxima à parede, no caso CASCATA, decresce mais rapidamente que no caso EQCLAS.

6) Nos instantes finais a distribuição, no caso CASCATA, tende a uma certa média; já, no caso EQCLAS, ela permanece mais pronunciada em direção à parede.

Com respeito à distribuição de densidade de rapidez podemos observar as seguintes características:

1') No instante inicial as distribuições, nos dois casos, são iguais e concentram-se em um único ponto, como esperávamos.

2') Com o passar do tempo este pico inicial vai diminuindo e um outro sendo formado em um ponto simétrico àquele do pico inicial, enquanto a largura vai aumentando em torno destes picos.

3') Os picos são mais pronunciados no caso CASCATA, onde observa-se uma largura menor.

4') O pico da esquerda, depois de um certo tempo, desaparece nos dois casos, sendo que no caso EQCLAS isto acontece de forma mais rápida.

5') No caso EQCLAS a densidade de rapidez distribui-se, com o tempo, de forma mais suave, o que concorda muito bem com as observações (3') e (4').

6') No caso EQCLAS a distribuição espalha-se mais rapidamente.

7') No caso EQCLAS, há uma concentração em torno da rapidez da parede ($y=0$) mais pronunciada que no caso CASCATA.

8') Nos instantes finais as distribuições, em um e outro caso, tornam-se muito parecidas.

As observações (2), (3) e (5) ligam-se a um mesmo aspecto, o qual é traduzido por uma maior transparência no caso CASCATA. Com a presença das colisões de muitos corpos (que são esperadas em densidades altas) e observando-se que no caso de EQCLAS existe uma região central de potencial intransponível, os núcleons tem maior dificuldade em atravessar o meio, o que constatamos também com a observação (7'). No entanto apresentam uma maior dissipação de energia, o que é confirmado pelas observações (3'), (4'), (5') e (6').

É interessante observarmos que, comparando - se com o caso anterior onde era menor, tem-se a impressão de que a situação é invertida. Naquele processo, pronunciava-se uma maior densidade, na região central, no caso CASCATA. No entanto, se analisarmos atentamente, percebemos que o mecanismo é o mesmo; ao interagir o projétil com o alvo apresenta-se uma densidade maior, no caso CASCATA, exatamente, por ser o sistema mais transparente neste caso (o que favorece uma maior penetração dos núcleons do projétil no alvo e vice-versa). No entanto, no processo de colisão do projétil com a parede, por ser esta uma região intransponível, os núcleons, inicialmente, acumulam-se aí. Ao chocar-se com a parede, estes invertem seus movimentos e, no caso CASCATA, a densidade torna-se menor novamente, porque a transparência é maior (o que favorece o movimento dos núcleons no meio).

Observamos ainda, neste último exemplo, que o mecanismo de transferências, com o cálculo EQCLAS, é muito mais eficiente comparado ao CASCATA, como foi enfaticamente

mostrado no desenvolvimento temporal da distribuição de rapidez. Ou seja, no cálculo de CASCATA, a transferência de energia e momentum é subestimada comparada ao processo real, implicando em uma menor eficiência, para o estabelecimento de equilíbrio térmico, em relação ao método de EMC. Podemos dizer então, que as interações não binárias são um mecanismo mais eficiente, para estabelecer o equilíbrio térmico, do que as interações puramente binárias.

No entanto, os dois exemplos mostram que as interações finais, que tomam lugar nas etapas de baixa densidade, tendem a eliminar as diferenças dos dois métodos. Isto é, as quantidades associadas ao final do processo são razoavelmente determinadas pelo método de CIN.

Neste trabalho o potencial foi representado por um único degrau por motivo de simplicidade. No entanto, seria interessante observar como se modificam os resultados quando utilizamos um potencial com variações menos abruptas. O que sem dúvida afeta diretamente as relações cinemáticas entre partículas quando envolvidas por colisões não binárias. A extensão do nosso cálculo, para simular o efeito de variações suaves do potencial pode ser feita simplesmente incluindo mais degraus no potencial. No entanto, isto acarreta um tempo bem maior no processo de simulação.

Seria também interessante considerarmos um sistema inicialmente maior do que este utilizado; isto nos possibilitaria observar por mais tempo o processo de onda de

choque. Além disso, se fizéssemos um levantamento da onda de choque por energia incidente e também pelo alcance do potencial, poderíamos observar melhor as características presentes nos métodos que utilizamos.

CONCLUSÃO

Com o intuito de analisar os efeitos de colisões não binárias que a priori são excluídos no cálculo de cascata intranuclear, estudamos um modelo idealizado do processo de RIP. Para facilitar o cálculo, utilizamos um potencial de dois corpos de forma de degrau, repulsivo, com carôço duro. Comparamos dois cálculos do processo de colisão, o CASCATA e o EQCLAS. Para destacar o efeito de colisões não binárias, tentamos eliminar ao máximo o efeito geométrico, introduzindo uma configuração de chapa de área infinita e espessura variável.

Calculamos dois exemplos, o caso em que o meio nuclear possuía inicialmente o espaço livre relativamente grande, e o caso de núcleons bastante compactados.

Os resultados de cálculo mostram que o efeito de processos não binários atua de maneira a diminuir a transparência da matéria nuclear frente às colisões. Ao mesmo tempo, este efeito é mais eficiente para dissipar a energia e momentum entre núcleons, do que se existissem apenas as colisões binárias.

Outra conclusão importante é que numa situação onde a onda de choque aparece, o método de CIN subestima a densidade e temperatura do meio. Entretanto, foi observado que

as colisões que ocorrem nas etapas finais, onde a densidade é relativamente baixa, tendem a eliminar as diferenças de resultados entre CIN e EMC. Isto mostra que o método de CIN pode ser razoável para estimar as quantidades que são determinadas nas etapas finais do processo de RIP. No entanto, o sucesso de CIN em reproduzir as quantidades finais não necessariamente implica a validade do mesmo no auge da colisão. Por exemplo, a realização de equilíbrio térmico é subestimada por este método.

É conhecido que o cálculo de CIN, aplicado ao processo de produção de píons, em geral sobreestima o número de píons produzidos. Prevemos que isto seja devido, até certo ponto, à excessiva transparência que apresenta-se com este método. É interessante testar o cálculo de CIN para a produção de kaons, pois estas partículas são emitidas nos estágios mais intensos do processo de reação. Prevemos que, neste caso, a transparência atuaria para subestimar o número de kaons produzidos.

APÊNDICE A

Processo Inclusivo, Rapidez e Momentum Transverso

1. Processo Inclusivo

O processo inclusivo de uma única partícula é de finido da seguinte maneira:



onde A é o projétil, B o alvo, C é a partícula que é detectada (isto é, sobre a qual são feitas as medidas, sendo então a única partícula de estudo no processo de reação) e X é o restante dos produtos da reação. Similarmente, podemos definir o processo inclusivo de duas partículas, de três, etc. Vemos então, que nos processos inclusivos, o interesse é por certos tipos de partículas, e não por toda a produção da reação.

2. Rapidez e Momentum Transverso

Em colisões nucleares a altas energias é conveniente introduzir variáveis cinemáticas invariantes para descrever o domínio do espaço de fase em que as partículas são emitidas. A quantidade relativisticamente invariante que descreve o movimento paralelo à direção do feixe é denominada de rapidez. Suponhamos que a direção do feixe é ao longo do eixo z. A rapidez se define então como

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_z c}{E - P_z c} \right) = \operatorname{tgh}^{-1} \left(\frac{v_z}{c} \right) \quad (\text{A.2})$$

vê-se que y é exatamente o ângulo que descreve uma rotação no espaço-tempo (portanto descreve uma transformação de Lorentz).

Por exemplo, na colisão $A + B \rightarrow C + X$ a velocidade v_0 do centro de massa do sistema total (relativa ao sistema do laboratório) é dada por

$$\frac{v_0}{c} \equiv \beta = \frac{p_A c}{E_A + m_B c^2} \quad (\text{A.3})$$

onde p_A e E_A são o momentum e a energia total do projétil A, respectivamente, e m_B é a massa do alvo B. A rapidez da partícula C quando vista no sistema laboratório, está relacionada à rapidez no sistema de centro de massa por

$$y_c^{lab} = y_c^{cm} + y_0 \quad (\text{A.4})$$

onde

$$y_0 = \text{tg}^{-1} \left(\frac{v_0}{c} \right) \quad (\text{A.5})$$

Tal resultado é evidente, dado que duas rotações em um mesmo eixo (ou, o que é o mesmo, duas transformações de Lorentz em uma mesma direção) podem ser substituídas por uma única rotação, cujo ângulo é a soma dos ângulos das rotações individuais.

A variável complementar à rapidez é o momentum transversal p_x :

$$\frac{p_x}{m} = (p_x^2 + p_y^2)^{1/2} / m \quad (\text{A.6})$$

APÊNDICE B

A lagrangeana de um sistema de duas partículas de massa m num potencial que depende apenas da distância relativa entre elas pode ser escrita (em coordenadas cilíndricas) como

$$L = \frac{1}{2} \mu (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2 + \dot{z}^2) - U(r) \quad (\text{B.1})$$

Onde

$$\mu = \frac{m}{2}$$

Tira-se daí a energia

$$E = \frac{m}{4} \dot{r}^2 + U(r) + \frac{M^2}{m r^2} \quad (\text{B.2})$$

Onde $M = \mu r^2 \dot{\varphi}$ é o momentum angular do sistema.

Fora da região de potencial a energia, em relação ao centro de massas, é expressa por

$$E = \frac{(\Delta \vec{p})^2}{4m} \quad (\text{B.3})$$

onde $\Delta \vec{p}$ é a diferença de momento linear dos dois núcleons, dada a partir do sistema laboratório.

Os limites do movimento encontram-se para aqueles valores de r , tal que, $\dot{r} = 0$. No caso em questão,

como trata-se de uma energia potencial positiva, o movimento é sempre infinito, isto é, deve existir um r mínimo, mas não um r máximo. Vejamos agora, uma condição necessária para que dois núcleons se choquem. Sejam dois núcleons livres (a) e (b), suas posições \vec{r}_a e \vec{r}_b , e suas velocidades \vec{v}_a e \vec{v}_b respectivamente. Sejam

$$\begin{aligned}\vec{R} &= \vec{r}_a + \vec{r}_b \\ \vec{v} &= \vec{v}_a + \vec{v}_b\end{aligned}\tag{B.4}$$

e a equação

$$f(t) = |\vec{R} + \vec{v}t| = \sqrt{R^2 + v^2t^2 + 2\vec{R}\cdot\vec{v}t}\tag{B.5}$$

Esta equação define a distância, em função do tempo, entre os dois núcleons. Eles se aproximarão, se houver um mínimo, com relação ao tempo, desta equação. Deve ser verificada então a condição

$$\frac{df}{dt} = 0\tag{B.6}$$

ou seja

$$v^2t + \vec{R}\cdot\vec{v} = 0\tag{B.7}$$

O primeiro termo desta equação é positivo, logo o produto escalar deve ser negativo. Então para que dois núcleons se aproximem é necessário que o produto escalar da diferença de suas posições e de suas velocidades seja negativo. No que segue, se supõe que seja este o caso.

O valor mínimo para r se encontra a partir da equação (B.2), onde se faz $\dot{r} = 0$, daí

$$r_{min} = \frac{|\vec{M}|}{\sqrt{m(E-U)}} \quad (B.8)$$

O módulo do momentum angular total é

$$|\vec{M}| = \rho |\Delta \vec{p}| / 2 \quad (B.9)$$

onde ρ é a distância das retas iniciais dos movimentos de centro de massa de cada nêucleon antes de qualquer interação.

Substituindo-se (B.3) e (B.9) em (B.8), fica

$$r_{min} = \frac{\rho}{\sqrt{1 - \frac{4mU}{|\Delta \vec{p}|^2}}} \quad (B.10)$$

O potencial, como se sabe, é do seguinte tipo

$$U(r) = \begin{cases} \infty & \text{para } 0 \leq r \leq R_c \\ V_c & \text{" } R_c < r \leq R_N \\ 0 & \text{" } R_N < r \end{cases} \quad (B.11)$$

então, para $U = 0$,

$$r_{min} = \rho \quad (B.12)$$

logo se $\rho \leq R_N$ haverá choque, caso contrário os nêucleons passarão um pelo outro sem se perceberem.

Suponhamos $\rho < R_N$, queremos saber qual a condição para que um nêutron penetre na região de potencial do outro. A energia inicial para $\rho > R_N$ é dada por

$$E = \frac{|\Delta \vec{p}|^2}{4m} \quad (\text{B.13})$$

logo, para que isto ocorra, é necessário que

$$\frac{|\Delta \vec{p}|}{4m} > V_c \quad (\text{B.14})$$

ou seja

$$|\Delta \vec{p}| > 2\sqrt{mV_c} \quad (\text{B.15})$$

É também de interesse, a condição de reflexão em R_c . Isto ocorrerá, se $\rho < R_N$ e se $|\Delta \vec{p}| < 2\sqrt{mV_c}$. Estando os nêutrons um na região de potencial do outro, a condição para que se choquem em R_c , pode ser dada a partir da equação (B.10). Neste caso, deve-se ter

$$\rho \leq R_c \sqrt{1 - \frac{4mV_c}{|\Delta \vec{p}|^2}} \quad (\text{B.16})$$

Da fig. 31, escrevemos

$$\Delta \vec{p}^{(1)} = \Delta \vec{p} + \alpha \vec{R}_1 \quad (\text{C.1})$$

onde \vec{R}_1 , é conhecido. Para α , se tem a condição

$$|\Delta \vec{p}^{(1)}|^2 = |\Delta \vec{p}|^2 \quad (\text{C.2})$$

daí

$$\alpha = -2 \Delta \vec{p} \cdot \vec{R}_1 / R_1^2 \quad (\text{C.3})$$

dados que $\Delta \vec{p} \cdot \vec{R}_1$ é negativo, se tem

$$\alpha = 2 \frac{|\Delta \vec{p} \cdot \vec{R}_1|}{R_1^2} \quad (\text{C.4})$$

o que resulta

$$\Delta \vec{p}^{(1)} = \Delta \vec{p} + 2 \frac{|\Delta \vec{p} \cdot \vec{R}_1|}{R_1^2} \vec{R}_1 \quad (\text{C.5})$$

2. Cálculo da Refração da região (1) para a (2)

Como se sabe, isto só ocorre com EQCLAS.

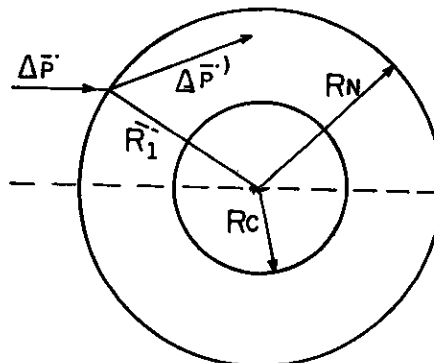


Fig. 32: Geometria da refração da região (1) para a (2). Estão representadas todas as grandezas utilizadas no cálculo.

Da fig. 32, novamente se faz

$$\Delta \vec{p}' = \Delta \vec{p} + \alpha \vec{R}_1 \quad (\text{C.6})$$

usando conservação de energia e a relação (C.6) obtemos

$$\alpha^2 R_1^2 + \alpha \vec{R}_1 \cdot \Delta \vec{p} + m V_c = 0 \quad (\text{C.7})$$

que é uma equação de 2º grau para α . Daí encontramos duas raízes

$$\alpha_{1,2} = \frac{-|\vec{R}_1 \cdot \Delta \vec{p}|}{2 R_1^2} \left[\pm \sqrt{1 - \frac{4 R_1^2 m V_c}{(\vec{R}_1 \cdot \Delta \vec{p})^2}} - 1 \right] \quad (\text{C.8})$$

no entanto, a segunda raiz não dá uma refração e sim, uma reflexão em R_N , o que nos faz tomar a primeira raiz. Daí, resulta

$$\Delta \vec{p}' = \Delta \vec{p} + 2 \alpha_1 \vec{R}_1 \quad (\text{C.9})$$

3. Cálculo da Refração da Região (2) para a Região (1)

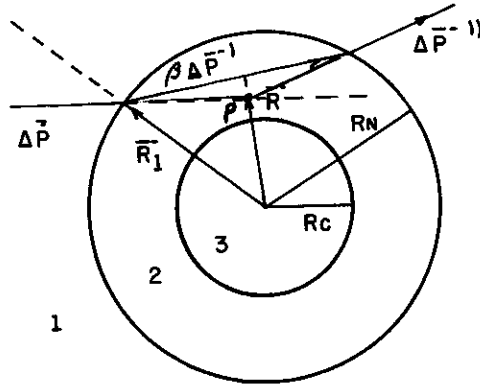


Fig. 33: Geometria da refração da região (2) para a (1), e também da reflexão do ponto P, a qual substitui o processo das duas refrações, da região (1) para a (2) e desta para a (1).

O procedimento para o cálculo desta refração é o mesmo utilizado no caso de CASCATA para a reflexão do ponto (P), a qual substitui as duas refrações (no caso de EQCLAS), da região (1) para a (2) e desta novamente para a (1). Da fig. 33,

$$\vec{P}'' = \vec{P}' + \alpha \vec{R} \quad (\text{C.10})$$

devemos então calcular α e \vec{R} .

$$\vec{R} = \vec{R}_1 + \beta \vec{P}' \quad (\text{C.11})$$

Dado que \vec{P}' é perpendicular a \vec{R} ,

$$\beta = - \frac{\vec{R}_1 \cdot \vec{P}'}{\vec{P}'^2} \quad (\text{C.12})$$

Da fig. 34

$$\vec{R}_2 = \beta \vec{P} + \vec{R}_1 \quad (\text{C.14})$$

Daí

$$\beta = \frac{-\Delta \vec{P} \cdot \vec{R}_1 \pm \sqrt{(\Delta \vec{P} \cdot \vec{R}_1)^2 + (R_2^2 - R_1^2) \Delta \vec{P}^2}}{\Delta \vec{P}^2} \quad (\text{C.15})$$

De

$$R_2^2 = R_c^2 \quad (\text{C.16})$$

Obtemos

$$\beta = \frac{|\Delta \vec{P} \cdot \vec{R}_1|}{\Delta \vec{P}^2} \left[-\sqrt{1 + \frac{(R_2^2 - R_1^2) \Delta \vec{P}^2}{(\Delta \vec{P} \cdot \vec{R}_1)^2}} + 1 \right] \quad (\text{C.17})$$

O valor de α para esse caso é:

$$\alpha = -2 \frac{\Delta \vec{P} \cdot \vec{R}_2}{R_2^2} \quad (\text{C.18})$$

5. Refração da Região (2) para a (1), Depois do Choque em Rc

Como antes, o procedimento é o mesmo tanto para EQCLAS como para CASCATA que, neste caso, substitui as duas refrações mais o choque em Rc (EQCLAS) por um choque em P. Da fig. 34

$$\Delta \vec{p}'' = \Delta \vec{p} + \alpha \vec{R}_2 \quad (\text{C.19})$$

onde \vec{R}_2 é o mesmo que foi calculado no item anterior. De

$$\Delta \vec{p}''^2 = \Delta \vec{p}^2 \quad (\text{C.20})$$

vem

$$\alpha = -2 \frac{\Delta \vec{p} \cdot \vec{R}_2}{R_2^2} \quad (\text{C.21})$$

assim, ficam determinadas todas as possibilidades de choque que podem ocorrer entre dois núcleons.

APÊNDICE D

Cálculo da Velocidade do Som na Matéria Nuclear

Como se pode observar no apêndice B, a velocidade do som em um meio homogêneo é dada por

$$c = \sqrt{\rho \left. \frac{d^2 \mathcal{E}}{d \rho^2} \right|_{\rho = \rho_0}} \quad (\text{D.1})$$

\mathcal{E} e ρ são respectivamente a densidade específica de energia interna e a densidade específica de matéria.

Para encontrarmos como c varia com ρ . Procede-se como segue:

Isola-se um determinado volume V_0 da matéria nuclear em condições normais. Então comprime-se essa matéria homogeneamente fazendo-se variar o volume inicial. A questão fundamental agora é como processar a homogeneidade.

Antes de mais nada, vamos distinguir alguns parâmetros. Dado o volume, supõe-se que os núcleons estão distribuídos homogeneamente nesse volume, de maneira que cada núcleon ocupa um certo volume esférico dado por $(4/3)\pi r_0^3$ sendo assim $\rho_0 = 3/4\pi r_0^3$. Se distingue também, o raio de interação entre dois núcleons R_N e ainda, a interdistância entre eles $d_{ij}(x)$, onde x será definido adiante. É bom dizer que na distribuição inicial dentro do volume V_0 , existe a imposição de que $d_{ij}(1) \geq R_N$, onde (1) simboliza condições normais.

Vejamos, em seguida, como se processa a compressão. Definimos a compressão homogênea como aquela que mantém a distribuição relativa espacial dos núcleons inalterada. É fácil perceber que o processo de diminuir o volume total, nestas condições, é equivalente ao processo de aumentar o raio de interação nuclear mantendo-se a mesma distribuição relativa e o volume V_0 . Tudo não passa de uma questão de escala, isto porque diminuir o volume total, como descrito acima, significa aproximar os centros dos núcleons uns dos outros, isto é, a interdistância média entre dois núcleons se aproxima de R_N , ou mesmo se torna menor. Esta compressão é esquematizada pela fig. 35, onde em (c) é feita uma redução de escala de todo o volume, de tal maneira que o raio de interação volta a seu tamanho inicial.

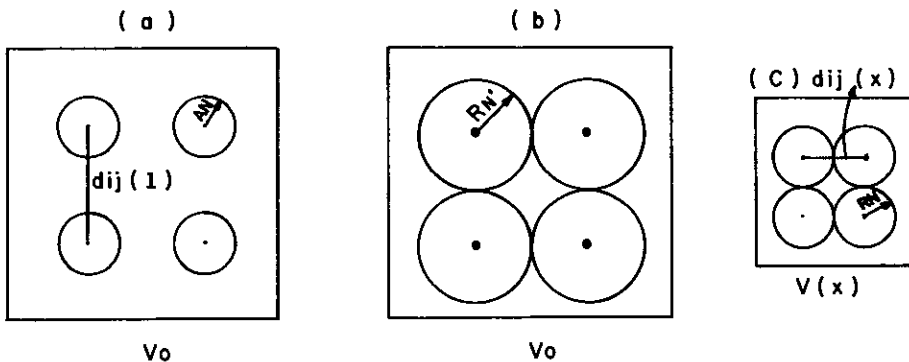


Fig. 35: Representação da compressão homogênea. V_0 = volume inicial, V =volume final, R_N' =raio de interação aumentado.

Vemos que $x = R_N/R_N'$ é o aumento relativo de volume entre as situações (b) e (c). É fácil ver que

$$V = \frac{V_0}{x^3} \quad (\text{D.2})$$

Estamos interessados no comportamento de $\mathcal{E}(\rho)$ para $\rho \sim \rho_0$. Isto será obtido, se conhecermos $\mathcal{E}(x^3)$ para $x \geq 1$, visto que $\rho = \rho_0 x^3$. Vejamos como se expressa isto: $x \geq 1$ se traduz por uma pequena compressão, onde se supõe que, no máximo, os núcleons interagem aos pares. A densidade, nesta situação, é melhor expressa por uma densidade correlacionada de dois corpos $\rho(\vec{\pi}_1, \vec{\pi}_2)$, onde $\vec{\pi}_1$ e $\vec{\pi}_2$ são as coordenadas de duas partículas. Esta densidade deve ser tal que

$$\int_V \rho(\vec{\pi}_1, \vec{\pi}_2) d^3\pi_2 \Big|_{x=1} = \rho(\vec{\pi}_1) = \rho_0 \quad (\text{D.3})$$

e ainda, deve conter a condição de que a interdistância média entre dois núcleons deve ser maior ou igual a R_N/x . A expressão R_N/x traduz o fato de que, quando se processa a compressão, a interdistância média é diminuída, relativamente, pela quantidade x (visto que inicialmente esta condição era de que a interdistância média fosse maior ou igual a R_N , que é a mesma expressão acima quando $x=1$, ou seja, condições normais). Uma tal densidade pode ser expressa por

$$\rho(\vec{\pi}_1, \vec{\pi}_2) = \frac{\rho_0 x^3}{V_0} \Theta(|\vec{\pi}_1 - \vec{\pi}_2| - R_N/x) \quad (\text{D.4})$$

onde Θ é a função degrau. Vemos, claramente, que esta densida

de satisfaz as duas condições citadas acima, além, é claro, das que são próprias de qualquer distribuição de probabilidades. A integral volumétrica

$$\int_{R_N/x}^{R_N} \rho(\vec{\pi}_1, \vec{\pi}_2) d^3\pi_2 \quad (\text{D.5})$$

nos dá o número de pares de partículas que estão a uma inter distância média menor que R_N . Então, se dividirmos este número pelo volume $V = V_0/x^3$, encontra-se a densidade de partículas que estão interagindo aos pares. Vamos aos cálculos:

$$\begin{aligned} \int_{R_N/x}^{R_N} \rho(\vec{\pi}_1, \vec{\pi}_2) d^3\pi_2 &= \int_{R_N/x}^{R_N} \frac{\rho_0 x^3}{V} \Theta(|\vec{\pi}_1 - \vec{\pi}_2| - R_N/x) d^3\pi_2 = \\ &= \frac{4}{3} \pi \frac{\rho_0}{V_0} R_N^3 (x^3 - 1) \end{aligned} \quad (\text{D.6})$$

Então, a densidade de partículas que estão inte ragindo aos pares (não é a mesma densidade numérica) é dada por

$$\rho = \frac{4}{3} \pi \frac{\rho_0}{V_0} R_N^3 (x^3 - 1) \frac{x^3}{V_0} \quad (\text{D.7})$$

a densidade de energia é dada por

$$\mathcal{E} = V_0 \rho \quad (\text{D.8})$$

que podemos expressar como

$$\mathcal{E} = \rho A (x^3 - 1) x^3 \quad (\text{D.9})$$

onde A substitui todos os parâmetros.

Da expressão da velocidade do som (D.1) substituindo $\rho = \rho_0 x^3$, fica:

$$C = \sqrt{x^3 \frac{d^2 \varepsilon}{d(x^3)^2} \Big|_{x=1}} \quad (\text{D.10})$$

Da expressão (D.9) vemos que

$$\frac{d^2 \varepsilon}{d(x^3)^2} = 2A \quad (\text{D.11})$$

daí

$$C = \sqrt{2A} \quad (\text{D.12})$$

para determinarmos A, tomamos os valores de ε_i fornecidos pelo computador e fazemos

$$f(A) = \sum_i [A(x_i^6 - x_i^3) - \varepsilon_i]^2 \quad (\text{D.13})$$

e da equação

$$\frac{df}{dA} = 0 \quad (\text{D.14})$$

se determina A. Procedendo assim, obtemos

$$A = \frac{\sum_i (x_i^6 - x_i^3) \varepsilon_i}{\sum_i (x_i^6 - x_i^3)} \quad (\text{D.15})$$

onde

$$x_i = \frac{d_i}{R_N} \quad (\text{D.16})$$

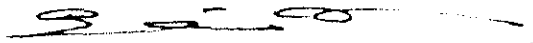
REFERÊNCIAS

- 1 - A. SANDOVAL, H. H. GUTBROD, W. G. MEYER, R. STOCK, Ch.
A. M. POSKANZER, J. GOSSERT, J. C. JORDAÍN, C. H.
KING, G. KING, NGUYEN VAN SEN, G. D. WESTFALL, K. L.
WOLF. Phys. Rev. C21 1321 (1980)
- 2 - S. NAGAMYA, M.C. LEMAIRE, E. MOELLER, S. SCHNETZER, G.
SHAPIRO, H. STEINER, I. TANIHATA. Phys. Rev. C24 971
(1981)
- 3 - J. V. GEAGA, S. A. SCHROEDER, R. N. TREUHAF, K. VAN BIBBER.
Phys. Rev. Lett. 45, 1993 (1981)
- 4 - H. H. HECKMAN e P. J. LINDSTROM. Phys. Rev. Lett. 37,56
(1976)
- 5 - S. Nagamya and M. GYULASSY. High-energy Nuclear Collisions ,
Advances in Nuclear Physics, vol. 13, cap. 3. 1984
- 6 - I. TANIHATA, M. C. LEMAIRE, S. NAGAMYA. S. SCHNETZER.
Phys. Rev. Lett. 97b, 362 (1980)
- 7 - What can we learn from inclusive spectra? S. Nagamya,,
12950, may 1981
- 8 - The Tevalac (proposta de facilidade de RNR com 10 GeV/A)
LBL PUB 5081, dec. 1982
- 9 - Reações Nucleares Relativísticas. T. KODAMA,, notas de
física, CBPF-NF - 080/83
- 10 - AMSDEN, A. A., HARLOW, F. H., NIX, J. R. Phys. Rev. C15 ,
2059 (1977)
- 11 - WESTFALL, G. D., GOSSERT, J., GUTBROD, H. H., SANDOVAL A.
STOCK R. Phys. Rev. Lett. 37 1202 (1973)

- 12 - GOSSET, J., GUTBROD, H. H., MEYER, W. G., POSTKANZER, A. M. SANDOVAL, A., STOCK, R., e WESTFALL, G. D., Phys. Rev. C16 629 (1977)
- 13 - E. C. HALBERT. Phys. Rev. C23, 295 (1981)
- 14 - L. LANDAU et. E. LIFCHITZ, Mecanique Quantique, Theorie non Relativiste. Editions Mir, Moscou 1966
- 15 - L. LANDAU, A. AJEIEZER, E. LIFCHITZ, Curso de Física General, Mecanica y Física Molecular. Editorial MIR Moscu.
- 16 - L. LANDAU, E. LIFCHITZ, Física Teorica, 2 mecânica 2 volume 1, editora MIR Moscou 1978
- 17 - L. LANDAU, E. LIFSCHITZ, Academia de Ciências URSS, Física Estatística. volume 5 del Curso de Física Teorica. Editorial Reverte, S. A., Barcelona-Buenos Aires- México.
- 18 - L. LANDAU, E. LIFSHITZ, Teoria do Campo, Editora Mir Moscou, impresso na URSS, 1980, tradução para o português, .
- 19 - L. LANDAU, E. LIFCHITZ, Physique Theorique, Tome 6, Mecanique des Fluides, copyrigght by les Editions MIR, URSS 1971
- 20 - Theory of High-Energy Heavy-Ion Collisions, By J. RAYFORD Nix December 20, 1977, for publication in Progress in Particle and Nuclear Physics, preprint from Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, Los Alamos, New Mexico 87545
- 21 - Classical-Equations-of-Motion Calculations of High-Energy Heavy Ion Collisions, A. R. BODMER and C. N. PANOS . Physical Rev. C volume 22, number 3, 1025 (1980)

- 22 - J. HUFNER and H. KNOLL, Nucl. Phys. A290, 460 (1977)
- 23 - Equilibration in Relativistic Nuclear Collisions. A. Monte Carlo Calculation, J. CUGNON, T. MIZUTANI, J. VANDER MEULEN. Nuclear Physics A352, 505 (1981)
- 24 - J. Cugnon. Phys. Rev. C22 1885 (1980)
- 25 - Classical Many-Body Model for-Heavy-Ion Collisios incorporating the Pauli Principle, L. WILETS, E. M. HENLEY, M. KRAFT and A. D. MACKELLAR. Nuclear Physics A282 (1977) 341-350.
- 26 - Comportamento hidrodinâmico em altíssima energia (100 Gev por nucleon), JACEE COLABORATION, Contributions to the 19th. International Cosmic Ray Conference. San Diego, August 13 - 23, 1985

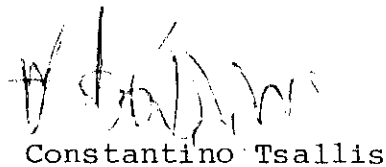
Tese apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores.



Takeshi Kodama



Raul Donangelo



Constantino Tsallis

Rio de Janeiro, 22 de outubro de 1985