Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Fragmentação Nuclear em Colisões de Íons
Pesados a Energias Relativísticas

Rogério Gregorio Burgugi

Orientadora: Profa. Dra. Emi Márcia Takagui

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física
para obtenção do título de Doutor em Ciências

Comissão examinadora: Profs. Drs. Emi Márcia Takagui (IFUSP),
Vito Roberto Vanin (IFUSP), Sandra dos Santos Padula (UNESP),
Carola Dobrigkeit Chinellato (UNICAMP) e Márcia Begalli (UERJ).

São Paulo

2009

Para os meus pais,
meus irmãos e
minha sobrinha Íris.

Fragmentação Nuclear em
Colisões de Íons Pesados a Energias
Relativísticas

Rogério Gregorio Burgui

Agradecimentos

À Profa. Dra. Emi Márcia Takagui pela orientação e, principalmente, pela paciência na discussão dos problemas encontrados durante a elaboração deste trabalho.

Ao Dr. Helio Takai pelos valiosos esclarecimentos em relação aos procedimentos e método de trabalho a serem adotados.

Ao Prof. Dr. Olacio Dietzsch e aos colegas Cesar Luiz da Silva e Marisilvia Donadelli pelas sugestões e contribuições.

A todo pessoal do Laboratório de Instrumentação e Partículas do IFUSP, pelo suporte técnico e pelas discussões que permitiram a finalização deste trabalho.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo apoio financeiro concedido.

Resumo

Foi investigada a correlação entre a energia transversa (E_T) produzida e a energia de partículas neutras (E_n) emitidas em colisões de íons de ^{28}Si ($p_{\text{lab}}=14.6$ GeV/c por nucleon) com alvos de Al, Cu e Pb, estudadas pelo Experimento 814 no acelerador AGS do Laboratório Nacional de Brookhaven. A correlação entre a energia transversa e a energia dianteira produzida em colisões com emissão dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li também foi investigada. Foi observado que a energia E_n dianteira produzida pelas partículas neutras tem uma forte dependência com a energia transversa E_T produzida na colisão. Uma parametrização eficiente dos dados é obtida utilizando um modelo estatístico que relaciona o número de espectadores da colisão com o número de nêutrons detectados na região dianteira. As distribuições de momento desses fragmentos foram investigadas através do modelo de Goldhaber e os seus respectivos parâmetros σ_0 foram calculados para os eventos referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb.

Abstract

We carried out a study of the forward neutral energy (E_n) and its correlation with the produced transverse energy (E_T) in collisions of ^{28}Si ions ($p_{\text{lab}}=14.6$ GeV/c per nucleon) with Al, Cu, and Pb targets, investigated by Experiment 814 at the Brookhaven AGS. The correlation of the produced transverse energy with forward neutral energy from fragments ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li and ^6Li was also investigated. We find that the forward neutral energy E_n has a strong dependence on transverse energy E_T produced in the collision. An efficient parametrization of this data set is accomplished through the use of a statistical model which relates the number of spectators in the collision to the number of neutrons detected in the forward direction. Momentum distributions of the fragments were investigated through the use of the Goldhaber model and the σ_0 parameter was calculated to each of the fragments in reactions of ^{28}Si with Al, Cu and Pb targets.

Conteúdo

1	Introdução	15
2	Aspectos Teóricos	23
2.1	Variáveis globais e cinemáticas	25
2.2	Dissociação eletromagnética	28
2.3	Fragmentação nuclear	31
2.3.1	Espectadores e participantes	31
2.3.2	Fragmentação limitada	35
2.3.3	Modelo de Glauber	35
2.3.4	Momento dos fragmentos	38
3	O Experimento	41
3.1	Detectores	44
3.2	Sistema de decisão ou gatilho (“Trigger”)	48
3.3	Sistema de aquisição de dados	53
4	Estudo dos Detectores	56
4.1	Detector de Vértice	56
4.2	Detector de Multiplicidade	58
4.3	Calorímetro Participante (PCAL)	60
4.3.1	Procedimento para correção de dados no PCAL	62
4.4	Cintiladores Dianteiros	65

4.4.1	Pedestais e correção de 60 Hz	66
4.4.2	Medida de carga nos cintiladores dianteiros	68
4.4.3	Efeitos de Saturação	71
4.4.4	Tempo de voô e correções de “slewing”	73
4.4.5	Medida de posição	74
4.5	Câmaras Multifilares	76
4.5.1	Câmara Segmentada DC1	76
4.5.2	Câmaras de Deriva (DC2 e DC3)	78
4.5.3	Medida de posição de uma partícula incidente no plano segmentado	80
4.5.4	Seções de Deriva	81
4.6	Calorímetro U/Cu	82
4.6.1	Energia e Busca de Aglomerados	83
4.6.2	Correções de ruído	86
4.6.3	Determinação da posição	86
5	Análise de dados	89
5.1	Introdução	89
5.2	Seleção “Offline”	89
5.2.1	Sistema Interativo de Análise de dados - ROOT	90
5.3	Correção de dados em relação ao “trigger” de energia transversa E_T	92
5.4	Seleção preliminar de eventos	94
5.4.1	Procedimento para veto de eventos originários de interações antes do alvo	94
5.4.2	Veto de partículas carregadas na região de nêutrons dos calorímetros U/Cu	98
5.4.3	Procedimento para veto de eventos de colisões periféricas	99
5.4.4	Subtração do fundo (“Background”)	102

5.5	Rigidez Magnética (P/Z)	103
5.5.1	Seleção preliminar	103
5.5.2	Reconhecimento de trajetórias nas câmaras multifilares	107
5.5.3	Alinhamento dos detectores	109
5.6	Seleção de eventos referentes à emissão de fragmentos leves	109
5.6.1	Método de seleção de eventos com emissão de ${}^6\text{He}$	115
6	Resultados	119
6.1	Introdução	119
6.2	A distribuição de energia transversa	120
6.3	A aplicação do modelo de Glauber	120
6.4	A geração de eventos simulados	127
6.4.1	O modelo FRITIOF	128
6.4.2	O modelo UrQMD	129
6.5	A energia dianteira versus a energia transversa	131
6.6	Um modelo estatístico	146
6.7	Investigação das distribuições de momento dos fragmentos	153
7	Considerações finais	169
A	Dinâmica Relativística	195
B	O modelo de Glauber	198
C	Programa de ajuste da função $R(k)$	204
C.1	Teste do programa de ajuste	205

Lista de Figuras

1.1	Diagrama de fase padrão da matéria nuclear que mostra transições de fase referentes à evolução do universo primordial, ao nascimento de estrelas de nêutrons e às colisões de íons pesados relativísticos. No gráfico ρ_0 ($\approx 0.17 \text{ GeV/fm}^3$) é a densidade normal da matéria nuclear. Esta figura foi extraída da ref.[1].	16
1.2	Dependência entre E_T e E_n obtida após a análise de dados, referentes a colisões $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ ($P_{\text{LAB}}=11.7 \text{ A GeV/c}$), adquiridos com o Experimento 877. A elipse com linha tracejada salienta a região em que houve a súbita elevação de E_n (“bump”) em altas energias transversas. Figura extraída da ref.[19].	20
2.1	Representação pictórica de (a) colisões periféricas de íons pesados relativísticos ou com grande parâmetro de impacto, (b) colisões semi-periféricas ou quase centrais e (c) colisões centrais. Na figura as colisões são observadas no sistema de referência do centro de massa. R_P , R_A e b são respectivamente raio do projétil, raio do alvo e parâmetro de impacto. . .	24
2.2	Sistema de referência. O momento é dividido nas componentes longitudinal p_z (na direção do feixe) e transversa p_T	26
3.1	Representação esquemática dos detectores do Experimento 814 (vide texto para maiores detalhes).	43
3.2	Esquema simplificado do sistema de “trigger”. Figura extraída da ref. [57].	50
3.3	Esquema simplificado do sistema de aquisição de dados. Figura extraída da ref. [57]. . .	55
4.1	Desenho esquemático do detector de vértice e seu sistema eletrônico para aquisição de dados. Figura extraída da ref. [59].	57
4.2	Histograma bidimensional (“scatterplot”) da posição de incidência do feixe no alvo em função do tempo de ocorrência da colisão em relação ao início do T_{spill} . O tempo está representado em unidades arbitrárias.	58
4.3	Desenho esquemático do detector de multiplicidade. Figura extraída da ref. [60]. . . .	59
4.4	Vista lateral (esquerda acima), vista frontal (direita acima), visão esquemática longitudinal (esquerda abaixo) e visão esquemática frontal segmentada (direita abaixo) do calorímetro participante. Figura extraída da ref. [58].	61
4.5	Desenho esquemático do cintilador dianteiro (“forward scintillator slat”).	66

4.6	(a) Histograma bidimensional da altura de pulso versus a fase de oscilação de 60 Hz de um fototubo de um cintilador do espectrômetro dianteiro. (b) Projeção do histograma bidimensional da figura (a) no eixo da altura de pulso. (c) Histograma bidimensional da altura de pulso menos pedestais versus a fase de oscilação de 60 Hz. (d) Projeção do histograma bidimensional da figura (c) no eixo da altura de pulso. A fase de 60 Hz é representada em unidades arbitrárias.	67
4.7	Histograma da média geométrica da altura de pulso dos fototubos de um dos cintiladores dianteiros. A primeira distribuição corresponde a incidência de partículas com $Z=1$ e ela foi normalizada de modo que o pico da distribuição da média geométrica da altura de pulso dos fototubos do cintilador ocorresse em torno de 100.	69
4.8	(a) Altura de pulso do detector de barreira de superfície de silício após o alvo versus a altura de pulso de um cintilador horizontal do espectrômetro dianteiro. (b) O mesmo gráfico após a correção de Birks em que a altura de pulso no cintilador horizontal está normalizada para 1000 em $Z=14$. Os eventos analisados se referem às colisões periféricas de íons ^{28}Si com o alvo de Al. As unidades apresentadas são arbitrárias. A figura apresenta aglomerações de eventos ou “ilhas”, alinhadas na diagonal, que podem ser associadas aos fragmentos pesados resultantes da interação com o alvo. Também é mostrado um grupo horizontal de ilhas que representam fragmentos pesados resultantes de interações após o alvo.	72
4.9	Esquema sobre a medida de tempo nos cintiladores dianteiros para compreensão do efeito “slewing”. Figura extraída da ref. [74].	74
4.10	(a) Histograma bidimensional da altura de pulso fornecida pelo fototubo de um dos cintiladores versus tempo registrado pelo TDC. (b) Histograma bidimensional, referente ao mesmo fototubo, de $1/\sqrt{\text{altura de pulso}}$ versus tempo registrado pelo TDC. As unidades apresentadas são arbitrárias. A figura foi extraída da ref. [57].	75
4.11	(a) Visão lateral da câmara segmentada DC1. (b) Visão 3-D. Figura extraída da ref. [75].	76
4.12	Desenho esquemático que representa a visão superior da câmara segmentada DC2 ou DC3. Figura extraída da ref. [74].	79
4.13	Divisão de carga resistiva em uma câmara segmentada. Ref. [75]	80
4.14	Módulo do calorímetro U/Cu. Ref. [57].	83
4.15	Vista frontal dos módulos calorimétricos de U/Cu da região de incidência de nêutrons. Na figura é possível observar dois aglomerados de energia depositada (torres sombreadas) que correspondem à incidência de dois nêutrons. Os números inscritos em cada torre correspondem aos valores de energia depositada em GeV. As torres sombreadas correspondem às torres com maior deposição de energia. O evento analisado corresponde à colisão de ^{28}Si com alvo de Al. Na base de cada módulo está inscrito o seu número de identificação utilizado na análise de dados.	85
4.16	Distribuição da soma da energia depositada nos módulos correspondentes à região de incidência de nêutrons. As linhas tracejadas correspondem aos valores esperados da soma das energias de um, dois e três nêutrons incidentes, considerando que cada nêutron deposita uma energia de 13.8 GeV. Os dados analisados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Al.	87
5.1	Plataforma de Trabalho “ROOT”. Figura extraída da ref. [80].	91

- 5.2 Distribuições de energia transversa dos eventos para o primeiro tipo de “trigger” (linha sólida), para o segundo tipo de “trigger” (linha tracejada) e para o terceiro tipo de “trigger” (linha com traço e ponto). O primeiro e terceiro tipos de “trigger” são os que possuem, respectivamente, os limiares mais baixo e mais alto. Os eventos são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al. 93
- 5.3 Os mesmos histogramas da figura anterior multiplicados por seus respectivos valores de “downscalings”. Os fatores de “downscaling” são 41 (linha sólida), 8 (linha tracejada) e 1 (linha com traço e ponto). Os eventos são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al. 93
- 5.4 (a) Histograma bidimensional (“scatterplot”) da multiplicidade versus energia total no PCAL. (b) O mesmo histograma bidimensional após a aplicação do veto, definido em (c), para eventos originários de interações antes do alvo. (c) Histograma da razão entre multiplicidade e energia total do PCAL para definição do veto de eventos originários de interações antes do alvo. A primeira distribuição representa os eventos originários de interações antes do alvo. Uma função de Landau foi ajustada sobre a distribuição para estimar a contaminação destes eventos na segunda distribuição. A segunda distribuição representa os bons eventos e uma gaussiana foi ajustada para estimar quantos bons eventos são perdidos com o veto estabelecido. Os eventos abaixo do valor indicado pela linha pontilhada foram vetados. Os eventos são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al. 95
- 5.5 Histograma da soma da média geométrica da altura de pulso dos fototubos de cada um dos cintiladores em frente aos calorímetros da região de nêutrons. Uma função de Landau foi ajustada ao pico correspondente a partículas de mínima ionização, para estimar o percentual de eventos rejeitados. Foram vetados os eventos acima do valor indicado pela linha pontilhada. Os eventos são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al. . . 96
- 5.6 Histograma da razão entre a energia total no calorímetro do alvo e a energia transversa obtida no PCAL (E_{TCAL}/E_T). As curvas ajustadas sobre as distribuições são gaussianas. Os eventos com valor de E_{TCAL}/E_T abaixo da linha pontilhada foram vetados por representarem eventos de colisões periféricas ou de colisões fora do alvo. Os eventos são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al. 100
- 5.7 (a) Histograma bidimensional da energia total no TCAL em função de E_T com veto somente para eventos originários de interações antes do alvo (“upstream interactions”) e restauração das proporções corretas de eventos em relação aos graus de centralidade. (b) O mesmo histograma bidimensional incluindo o veto para eventos de colisões periféricas definido na fig. 5.6. Os eventos são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al. . 100

5.8	(a) Histogramas, multiplicados por $1/N_{\text{feixe}}$ (veja texto), referentes às distribuições de energia transversa de eventos referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al (linha sólida) e de eventos referentes à análise de dados sem a presença do alvo (linha tracejada). (b) Histogramas de energia transversa para eventos referentes à análise de dados sem a presença do alvo (linha tracejada) e de eventos que foram considerados como provenientes de interações que ocorrem antes do alvo (linha sólida). (c) Gráfico de $(1/N_{\text{feixe}})dN/dE_T$ em função da energia transversa para eventos referentes à análise de dados sem a presença do alvo (círculos) e de eventos que foram considerados como provenientes de interações que ocorrem antes do alvo (quadrados).	104
5.9	Esquema do modelo utilizado para estimar a posição na câmara DC1 e a rigidez magnética. Figura extraída da ref. [57].	106
5.10	Distribuição de rigidez magnética de fragmentos emitidos na direção dianteira, referentes a colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al.	110
5.11	Visão frontal dos calorímetros de U/Cu com um “cluster” de energia referente a um fragmento de ^3He emitido na direção dianteira. Aqui o evento é referente a uma colisão, na região de fragmentação nuclear, de íon de ^{28}Si com alvo de Al. A região próxima a $Z/A=0$ corresponde à região de partículas neutras, e a região próxima a $Z/A=1$ corresponde à região de prótons. As linhas verticais delimitam uma região que corresponde a um módulo calorimétrico, e cada quadrado é composto de 4 torres. No eixo y a unidade de comprimento é o cm multiplicado por 10.	111
5.12	Histograma representando a distribuição da soma de média geométrica das alturas de pulso dos fototubos de um grupo de cintiladores dianteiros com os picos correspondentes aos valores de carga dos fragmentos emitidos. Os eventos são referentes a colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al.	112
5.13	Histograma bidimensional (“scatterplot”) da média geométrica das alturas de pulso dos sinais dos cintiladores em função da rigidez magnética dos fragmentos emitidos na direção dianteira. É possível identificar os aglomerados de eventos ou “ilhas” que correspondem aos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Os eventos são referentes a colisões de íons ^{28}Si com alvo de Al.	113
5.14	(a) Exemplo de uma gaussiana bidimensional. (b) Superfície que é a composição de uma distribuição gaussiana em uma dimensão com uma distribuição de Landau simplificada na outra dimensão.	114
5.15	Histograma bidimensional da média geométrica das alturas de pulso dos sinais dos cintiladores em função da rigidez magnética dos fragmentos emitidos na direção dianteira com curvas de nível para seleção de eventos originários de colisões de íons ^{28}Si com alvo de Al em que houve emissão de ^2H , ^3H ou ^3He	116

- 5.16 (a) Projeção no eixo da rigidez magnética do histograma bidimensional da fig. 5.13 para os valores entre 390 e 825 da média geométrica das alturas de pulso dos cintiladores. A segunda gaussiana está ajustada sobre a distribuição corresponde aos eventos referentes às colisões com emissão de ${}^6\text{He}$. A primeira gaussiana foi ajustada sobre a distribuição adjacente à distribuição da segunda gaussiana para definição do melhor limite de seleção. (b) Projeção no eixo da média geométrica das alturas de pulso dos cintiladores dianteiros de eventos referentes à emissão de fragmentos com rigidez magnética entre 30 GeV/c e 50 GeV/c. A figura também mostra duas funções de Landau ajustadas sobre as distribuições da média geométrica das alturas de pulso. A segunda função de Landau está ajustada sobre a distribuição de eventos referentes às colisões com emissão de ${}^6\text{He}$. A primeira “curva de Landau” foi ajustada sobre a distribuição adjacente à distribuição da segunda curva para definição do melhor limite de seleção. As linhas verticais correspondem aos limites de seleção estabelecidos pelas funções ajustadas. Os dados são referentes às colisões de íons de ${}^{28}\text{Si}$ com alvo de Al. 118
- 6.1 Distribuição de energia transversa produzida em colisões de ${}^{28}\text{Si}$ com alvos de Al, Cu e Pb. A aceitância do calorímetro participante (PCAL) é $0.83 < \eta < 4.70$ 121
- 6.2 (a) Gráficos das funções de densidade nuclear Woods-Saxon divididas pelos números de massa referentes aos núcleos de Si, Al, Cu e Pb. (b) Gráficos das funções de espessura $T_A(s)$ referentes aos núcleos de Si, Al, Cu e Pb. (c) e (d) Os gráficos dos números de nucleons participantes e espectadores, respectivamente, em função do parâmetro de impacto b , que ocorrem em colisões de ${}^{28}\text{Si}$ com alvos de Al, Cu e Pb. 124
- 6.3 O gráfico acima apresenta a função definida pela equação 6.7 ajustada sobre as distribuições de energia transversa experimentais referentes aos alvos de Al, Cu e Pb. 125
- 6.4 Os gráficos apresentam o comportamento de N_S em função de E_T e são referentes às colisões de ${}^{28}\text{Si}$ com alvos de Al, Cu e Pb. Os gráficos foram construídos utilizando os fundamentos do modelo de Glauber (vide texto). 126
- 6.5 Histograma de energia transversa referente aos eventos simulados de colisões de ${}^{28}\text{Si}$ ($P_{\text{lab}} = 14.6$ GeV/c por nucleon) com alvos de Al, utilizando o programa FRITIOF (linha tracejada) e o programa UrQMD (linha sólida). Na mesma figura é apresentado o histogramas de energia transversa de colisões de ${}^{28}\text{Si}$ ($P_{\text{LAB}} = 14.6$ GeV/c por nucleon) com alvo de Al (círculos), obtido através da análise de dados do Experimento 814. 132
- 6.6 Histograma de energia transversa referente aos eventos simulados de colisões de ${}^{28}\text{Si}$ ($P_{\text{lab}} = 14.6$ GeV/c por nucleon) com alvos de Cu, utilizando o programa FRITIOF (linha tracejada) e o programa UrQMD (linha sólida). Na mesma figura é apresentado o histograma de energia transversa de colisões de ${}^{28}\text{Si}$ ($P_{\text{LAB}} = 14.6$ GeV/c por nucleon) com alvo de Cu (quadrados), obtido através da análise de dados do Experimento 814. 133
- 6.7 Histogramas de energia transversa referentes aos eventos simulados de colisões de ${}^{28}\text{Si}$ ($P_{\text{lab}} = 14.6$ GeV/c por nucleon) com alvo de Pb, utilizando o programa FRITIOF (linha tracejada) e o programa UrQMD (linha sólida). Na mesma figura é apresentado o histograma de energia transversa de colisões de ${}^{28}\text{Si}$ ($P_{\text{LAB}} = 14.6$ GeV/c por nucleon) com alvo de Pb (triângulos), obtido através da análise de dados do Experimento 814. 134

- 6.8 Energia média depositada na região de partículas neutras dos calorímetros U/Cu E_n em função da energia transversa E_T depositada no calorímetro participante para eventos originários de colisões de ^{28}Si com alvos de (a) Al, (b) Cu e (c) Pb. 138
- 6.9 Coluna à esquerda: Gráfico da correlação entre a energia transversa E_T e a energia total média medida na direção dianteira para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . As linhas tracejadas representam a energia média mínima que pode ser depositada nos calorímetros de U/Cu para determinado fragmento. Coluna à direita: Gráfico da correlação entre a energia transversa E_T e a energia média medida na região de neutrons E_n e na região de prótons E_p para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos citados acima. Os dados analisados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Al. As barras de erro com setas indicam que seus tamanhos excedem as dimensões do gráfico. 139
- 6.10 Coluna à esquerda: Gráfico da correlação entre a energia transversa E_T e a energia total média medida na direção dianteira para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . As linhas tracejadas representam a energia média mínima que pode ser depositada nos calorímetros de U/Cu para determinado fragmento. Coluna à direita: Gráfico da correlação entre a energia transversa E_T e a energia média medida na região de neutrons E_n e na região de prótons E_p para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos citados acima. Os dados analisados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Cu. As barras de erro com setas indicam que seus tamanhos excedem as dimensões do gráfico. 140
- 6.11 Coluna à esquerda: Gráfico da correlação entre a energia transversa E_T e a energia total média medida na direção dianteira para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . As linhas tracejadas representam a energia média mínima que pode ser depositada nos calorímetros de U/Cu para determinado fragmento. Coluna à direita: Gráfico da correlação entre a energia transversa E_T e a energia média medida na região de neutrons E_n e na região de prótons E_p para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos citados acima. Os dados analisados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Pb. As barras de erro com setas indicam que seus tamanhos excedem as dimensões do gráfico. 141
- 6.12 Gráfico do número de nucleons espectadores N_S em função da energia transversa E_T referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Os valores de N_S em função de E_T são comparados com os resultados obtidos por meio dos programas de computador FRITIOF (versão 7.02), UrQMD (versão 1.3) e, também, são apresentados os resultados obtidos com o modelo de Glauber descrito na seção 6.4. O número de espectadores N_S é obtida dividindo a energia total depositada na região dianteira pela energia depositada por um único nucleon (o 13.8 GeV) nos calorímetros U/Cu. 143
- 6.13 Gráficos das distribuições de energia transversa referentes aos eventos em que houve a ocorrência de um dos fragmentos ^2H (a), ^3H (b), ^3He (c), ^4He (d), ^6He (e), ^5Li (f) e ^6Li (g). Os gráficos são referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al (círculo), Cu (quadrado) e Pb (triângulo). A largura do canal de energia transversa escolhida foi $\Delta E_T=5$ GeV. . . 144

6.14	Histogramas da soma das alturas de pulsos dos cintiladores dianteiros localizados em frente aos calorímetros U/Cu da região de fragmentos com $0 < Z/A < 1$ e os dados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Na figura são apresentados histogramas com $M = 1$, $M = 2$ e $M \geq 3$, onde M é o número de fragmentos que são detectados na região de fragmentos com $0 < Z/A < 1$ dos calorímetros U/Cu em altas energias transversas ($E_T \geq 40$ GeV).	145
6.15	Modelo do espectador.	146
6.16	Curvas de ajuste sobre os histogramas de energia depositada na região de partículas neutras dos calorímetros U/Cu para alguns intervalos de energia transversa ΔE_T ("bin"): (a) 30-32 GeV (b) 36-38 GeV (c) 42-44 GeV (d) 46-48 GeV. Os valores dos parâmetros ajustados e de $\chi^2/\text{D.F.}$ estão na tabela 6.3.	149
6.17	Gráficos de N_S , obtido do ajuste da função $R(k)$ sobre o espectro de energia das partículas neutras, para dados referentes a alvos de (a) Al (b) Cu e (c) Pb, em intervalos de energia transversa $\Delta E_T = 1$ GeV. Os valores de N_S em função de E_T são comparados com os resultados obtidos por meio dos programas de computador FRITIOF (versão 7.02), UrQMD (versão 1.3) e, também, são apresentados os resultados obtidos com o modelo de Glauber descrito na seção 6.4.	151
6.18	Parâmetros p (probabilidade dos nêutrons espectadores emergirem não ligados) do ajuste da função $R(k)$ sobre o espectro de energia das partículas neutras, para dados referentes a alvos de (a) Al (b) Cu e (c) Pb, em intervalos de energia transversa $\Delta E_T = 1$ GeV.	152
6.19	Histogramas bidimensionais resultantes da correlação da distribuição de momento transversal p_y em função da distribuição de momento transversal p_x de eventos com emissão do fragmento ^2H correspondentes aos intervalos de energia transversa ΔE_T de (a) 0-5 GeV, (b) 5-10 GeV, (c) 10-15 GeV, (d) 15-20 GeV, (e) 20-25 GeV, (f) 25-30 GeV, (g) 30-35 GeV, (h) 35-40 GeV e (i) 40-55 GeV. Os histogramas são referentes à análise de dados com alvo de Al.	157
6.20	Distribuições da componente transversal p_x do vetor momento do fragmento ^2H , referentes aos intervalos de energia transversa ΔE_T de (a) 0-5 GeV, (b) 5-10 GeV, (c) 10-15 GeV, (d) 15-20 GeV, (e) 20-25 GeV, (f) 25-30 GeV, (g) 30-35 GeV, (h) 35-40 GeV e (i) 40-55 GeV. Os eventos são referentes à análise de dados com alvo de Al.	158
6.21	Gráficos da largura da distribuição da componente p_x em função da energia transversa referente aos eventos em que houve emissão do fragmento (a) ^6Li , (b) ^5Li , (c) ^6He , (d) ^4He , (e) ^3He , (f) ^3H e (g) ^2H . As barras de erro verticais representam os valores dos desvios de sigma. Os dados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Al.	159
6.22	Gráficos da largura da distribuição da componente p_x em função da energia transversa referente aos eventos em que houve emissão do fragmento (a) ^6Li , (b) ^5Li , (c) ^6He , (d) ^4He , (e) ^3He , (f) ^3H e (g) ^2H . As barras de erro verticais representam os valores dos desvios de sigma. Os dados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Cu.	161
6.23	Gráficos da largura da distribuição da componente p_x em função da energia transversa referente aos eventos em que houve emissão do fragmento (a) ^6Li , (b) ^5Li , (c) ^6He , (d) ^4He , (e) ^3He , (f) ^3H e (g) ^2H . As barras de erro verticais representam os valores dos desvios de sigma. Os dados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Pb.	163

- 6.24 Gráficos da largura da distribuição da componente p_x do momento em função do número de massa referente aos eventos em que houve emissão dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Os dados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. As linhas sólidas representam o modelo de Goldhaber com σ_0 igual a 0.1185 GeV/c. As linhas tracejadas representam o modelo de Goldhaber cujos parâmetros são resultados do ajuste de mínimos quadrados considerando σ_0 como um parâmetro livre e o número de massa do projétil igual a 28. 166
- 6.25 Gráficos da largura da distribuição da componente p_y do momento em função do número de massa referente aos eventos em que houve emissão dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Os dados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. As linhas sólidas representam o modelo de Goldhaber com σ_0 igual a 0.1185 GeV/c. As linhas tracejadas representam o modelo de Goldhaber cujos parâmetros são resultados do ajuste de mínimos quadrados considerando σ_0 como um parâmetro livre e o número de massa do projétil igual a 28. 167
- 7.1 Gráfico de σ_0 experimental em função do número de massa dos fragmentos, emitidos nas colisões e energias listadas na própria figura, resultantes do processo de abrasão. Na mesma figura são apresentadas as previsões referentes aos modelos de Goldhaber e Lepore-Riddell (linhas pontilhadas). Figura extraída da ref.[99]. 178
- B.1 Desenho esquemático da colisão entre o núcleo projétil A e o núcleo alvo B. Na figura $s^{A(B)}$ é a coordenada do nucleon do núcleo A ou B no plano ortogonal ao eixo da colisão. A expressão $b - s^A + s^B$ se refere ao parâmetro de impacto relativo entre um nucleon do projétil e um nucleon do alvo, indicados na figura por meio de flechas. 200
- C.1 Histogramas com o número de eventos entre 10 e 700000 produzidos com o programa gerador de eventos (v. texto) e suas respectivas distribuições $R(k)$ ajustadas. Os eventos gerados obedecem uma distribuição $R(k)$ com $N_S=14$ e $p=0.3$. Os histogramas foram normalizados em relação ao número total de eventos. 207
- C.2 (a) Gráfico do número de espectadores N_S , obtido nos ajustes exibidos na fig. C.1, em função do número de eventos gerados para o respectivo histograma; (b) Gráfico da probabilidade p dos nêutrons seguirem adiante e não ligados, obtido nos ajustes exibidos na fig. C.1, em função do número de eventos gerados; (c) Gráfico do valor de qui quadrado reduzido dos ajustes em função do número de eventos gerados. As barras de erro com setas para N_S e p indicam que seus tamanhos excedem as dimensões do gráfico. 208

Lista de Tabelas

3.1	Lista dos três valores de limiares E_T utilizados no segundo nível do sistema de “trigger” referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. A calibração do FERA que forneceu estes dados era de 50 canais/GeV. Tabela extraída da ref. [58].	51
3.2	Lista dos fatores de “downscaling” utilizados para os três níveis de limiar E_T . Para o caso do limiar $E_T^{(1)}$ somente um a cada 41 eventos é adquirido pelo sistema de aquisição de dados, somente um a cada 8 eventos é adquirido para o caso do limiar $E_T^{(2)}$ e todos são adquiridos para o caso do limiar $E_T^{(3)}$. Tabela extraída da ref. [58].	52
3.3	Lista de alvos e suas propriedades. Ref. [57].	53
5.1	A tabela apresenta os limites de seleção escolhidos para a razão entre multiplicidade e energia total do PCAL para eventos referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Também são apresentados os percentuais estimados de eventos “limpos” perdidos e de eventos originários de interações antes do alvo (eventos “ruins”) presentes após a aplicação dos limites de seleção. Os eventos com valores de razão entre multiplicidade e energia total do PCAL abaixo do limite inferior e acima do limite superior foram rejeitados.	98
5.2	A tabela apresenta os limites de seleção escolhidos da razão entre a energia transversa E_T e a energia total no TCAL para eventos referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Também são apresentados os percentuais estimados de eventos “limpos” perdidos e de eventos originários de colisões periféricas (eventos “ruins”) presentes após a aplicação dos limites de seleção. Os eventos com valores de razão entre E_T e a energia total no TCAL abaixo destes limites foram rejeitados.	101
5.3	A tabela apresenta, para cada alvo, o número total de eventos utilizados na análise de dados e o percentual de eventos rejeitados pelos procedimentos descritos na seção 5.4. Os percentuais apresentados para veto de partículas carregadas na região de nêutrons dos calorímetros U/Cu e veto de eventos de colisões periféricas foram calculados após os veto de eventos originários de interações antes do alvo e restauração das proporções corretas de eventos em relação aos graus de centralidade.	102
5.4	Percentuais estimados de bons eventos perdidos, referentes às colisões em que houve emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^5Li ou ^6Li , com o método de veto utilizando ajuste de mínimos quadrados da superfície representada pela função da eq. 5.7. As curvas de nível referentes aos dados obtidos de colisões de ^{28}Si com alvo de Al foram utilizadas, também, na análise de dados de colisões de ^{28}Si com alvos de Cu e Pb.	115

6.1	Tabela com os valores de q e a obtidos por meio do ajuste de mínimos quadrados da função definida em 6.7 sobre as distribuições de energia transversa experimentais referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Os parâmetros q estão na unidade de GeV e o parâmetro a é adimensional.	123
6.2	Tabela das razões entre as energias medidas nas regiões de nêutrons $\langle E_n \rangle$ e de prótons $\langle E_p \rangle$, representadas por n/p , calculadas para cada intervalo de energia transversa E_T correspondentes aos gráficos das figs. 6.9, 6.10 e 6.11 (coluna à direita). Os valores de energias transversas E_T apresentados na tabela se referem aos valores do ponto médio de cada canal.	142
6.3	Resultados do programa de computador, obtidos com dados referentes ao alvo de Al. Neste ajuste foram escolhidos quatro intervalos de energia transversa ΔE_T . Aqui σ_{N_s} e σ_p são os desvios-padrão resultantes do ajuste. Na sexta coluna são mostrados os números de canais presentes na distribuição de E_n . Na última coluna são apresentados os valores de χ_{red}^2 para avaliação da qualidade do ajuste.	148
6.4	Faixas de energia transversa E_T escolhidas para realização dos ajustes. A faixa varia de acordo com o alvo e com o intervalo de energia transversa ΔE_T escolhido para realização do ajuste sobre espectros de energia das partículas neutras. Em cada uma destas faixas está inserida toda a região linear dos gráficos de $\langle E_n \rangle$ versus E_T para os eventos referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb (fig. 6.8).	150
6.5	Os valores de erros sistemáticos obtidos por meio da análise descrita no texto referentes aos eventos com emissão dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Esses valores foram obtidos por meio da análise de dados com alvo de Al e foram utilizados, também, na análise de dados com alvos de Cu e Pb.	155
6.6	Valores de σ_0 em função de ΔE_T referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Al em que houve emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Os valores de ΔE_T estão em unidades de GeV enquanto os valores de σ_0 do projétil estão em unidades de GeV/c.	160
6.7	Valores de σ_0 em função de ΔE_T referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Cu em que houve emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Os valores de ΔE_T estão em unidades de GeV enquanto os valores de σ_0 estão em unidades de GeV/c.	162
6.8	Valores de σ_0 em função de ΔE_T referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Pb em que houve emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Os valores de ΔE_T estão em unidades de GeV enquanto os valores de σ_0 estão em unidades de GeV/c.	164
6.9	Valores médios de σ_0 do projétil, em unidades de GeV/c, considerando todos os intervalos de energia transversa ΔE_T , referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb em que houve emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li	165
6.10	Valores de σ_0 e χ_{red}^2 , correspondentes à análise de dados com alvos de Al, Cu e Pb, obtidos por meio do ajuste de mínimos quadrados do modelo de Goldhaber sobre os gráficos das figs. 6.24 e 6.25.	168

Capítulo 1

Introdução

As colisões de íons pesados com energias relativísticas são um instrumento muito útil para reproduzir, em pequena escala, a história do universo em seus primeiros instantes. É suposto que o universo teve início em uma distribuição pontual (“singularidade”), segundo o modelo do Big-Bang, e em seguida passou por diversas fases ou estágios. Neste modelo está incluída a passagem de um estágio de desconfinamento para um estágio de confinamento de quarks, resultante do consequente resfriamento e expansão do universo. Assim, o universo passou para uma fase de hadronização, ou seja, os quarks passam a ser combinados para formar hádrons. Finalmente, após esta mudança de fase, prótons e píons passam a ser combinados (“coalescência”) para formar núcleos leves até, e incluindo, o lítio. Através da gradual evolução do sistema, e considerando a atração gravitacional, o universo logo produziu estrelas que atuam como grandes usinas de produção de núcleos mais pesados.

Portanto, o principal objetivo da física de colisões de íons pesados relativísticos é estudar a matéria nuclear sob condições extremas de temperatura e densidade. A investigação deste tópico da física permitirá compreender, além dos processos que ocorreram nos primeiros instantes do Big-Bang, as possíveis condições existentes dentro das estrelas de nêutrons. Mais especificamente, este campo da física anseia detectar duas fases previstas da matéria nuclear: a restauração da simetria quiral e o desconfinamento de quarks ou o

Figura 1.1: Diagrama de fase padrão da matéria nuclear que mostra transições de fase referentes à evolução do universo primordial, ao nascimento de estrelas de nêutrons e às colisões de íons pesados relativísticos. No gráfico ρ_0 ($\approx 0.17 \text{ GeV/fm}^3$) é a densidade normal da matéria nuclear. Esta figura foi extraída da ref.[1].

plasma de quarks e glúons [2, 3] (“Quark Gluon Plasma” - QGP).

A transição de fase de desconfinamento ou plasma de quarks e glúons (QGP) é uma previsão fundamental da cromodinâmica quântica (“Quantum ChromoDynamics” - QCD) e de argumentos simples do modelo padrão (“Standard Model”). A força forte, que é a interação entre quarks via glúons sem massa, tem uma constante de acoplamento tal que a força efetiva entre dois quarks é grande em distâncias além de um fermi e relativamente pequena abaixo deste valor (liberdade assintótica). Devido a esta propriedade de confinamento, um quark livre q nunca será observado isoladamente pois a energia para separar dois quarks é suficiente para criar um novo par $q\bar{q}$ (quark e anti-quark) que, em seguida, se combinará com os quarks que foram separados para criar dois mésons. A solução criativa para a observação de um quark livre é dirigir um grande número de quarks próximos uns dos outros de forma que a constante de acoplamento seja muito pequena. Quando hádrons estão muito próximos uns dos outros de tal forma que seus raios se superpõem, os quarks não mais estarão confinados graças à blindagem de Debye de cor, onde carga de “cor” na

QCD é análogo à carga elétrica na eletrodinâmica quântica (“Quantum ElectroDynamics” - QED). Para entender isso basta lembrar uma situação semelhante que ocorre em QED. Quando duas cargas elétricas Q encontram-se na presença de outras cargas elétricas, o potencial Coulombiano é diminuído por um fator conhecido como blindagem de Debye. Na presença da blindagem de Debye quanto maior a quantidade de cargas presentes, menor é a força entre as duas cargas consideradas. Assim, a blindagem de Debye é um mecanismo para desfazer estados ligados. Então, da mesma forma como ocorre em QED, espera-se que a blindagem de cor provoque o desconfinamento da matéria hadrônica, isto é, a produção de um estado “QGP”.

É apresentado na fig. 1.1 um diagrama de fase padrão da matéria nuclear que mostra transições de fase referentes à evolução do universo primordial, ao nascimento de estrelas de nêutrons e às colisões de íons pesados relativísticos. Durante as colisões de íons pesados, como mostra a fig. 1.1, é esperado que o sistema alcance o “plasma quark-gluons”, seguido pelo resfriamento (“freeze-out”) e uma nova fase de hadronização. Previsões teóricas têm mostrado que a temperatura crítica, além da qual o “QGP” é possível, é cerca de 200 MeV [4], e a densidade crítica é cerca de 5-10 vezes a densidade da matéria nuclear normal [2].

Uma das maneiras de se obter informações sobre o “QGP” (“assinaturas”) utiliza a descrição termodinâmica do sistema que inclui observáveis como, por exemplo, a densidade de energia ϵ , a densidade de entropia s e a temperatura T do sistema. Essa descrição do sistema é feita através da análise das distribuições de partículas em função da energia transversa liberada na colisão, do momento transverso e das distribuições de multiplicidade de partículas carregadas. Outras “assinaturas” [5] investigadas são a emissão de fótons e diléptons, aumento da estranheza, “jet quenching” e supressão de J/ψ .

A fim de investigar este estado da matéria, experimentos de íons pesados relativísticos foram propostos e tiveram início na década de 70, no acelerador BEVALAC [6, 7], em

Berkeley (EUA). A partir de 1986, foram realizados inúmeros experimentos visando o estudo das propriedades do “QGP”, utilizando os detectores já existentes [8, 9, 10, 11, 12]. Entretanto, com o objetivo de obter informações mais detalhadas e definitivas sobre o “QGP”, entrou em operação em junho de 2000 o colisor de íons pesados relativísticos [13] (“Relativistic Heavy Ion Collider” - RHIC) no Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL). Neste colisor, íons de Au com $\sqrt{s} = 200$ GeV/núcleon colidem após serem acelerados por 1740 magnetos supercondutores no interior de um tunel com circunferência de cerca de 2.4 milhas ¹ (≈ 4 km).

É aguardado, também, o início da operação do grande colisor de hádrons (“Large Hadron Collider” - LHC) do CERN (“Organização Européia para a Pesquisa Nuclear”) com circunferência de 27 km e cerca de 7000 magnetos supercondutores. Um dos objetivos do LHC é a comprovação da existência ou não do bóson de Higgs por meio de colisões de próton-próton ($\sqrt{s} = 14$ TeV) [14]. No LHC, também, será realizado o estudo de colisões de íons pesados Pb-Pb ($\sqrt{s} = 5.5$ TeV) por meio dos experimentos ATLAS [15], ALICE [16] e CMS [17], e permitirá a investigação da ocorrência do “QGP” em uma faixa de energia nunca antes alcançada.

Apesar da operação do RHIC e o aguardado início da operação do LHC, ainda estão disponíveis muitos dados para serem analisados referentes a colisões de íons pesados relativísticos em energias mais baixas. As investigações destas colisões, nestes regimes de energia, ainda não estão esgotadas e as novas informações obtidas podem ajudar a esclarecer muitos fenômenos que ainda não são bem entendidos.

As colisões que envolvem íons pesados relativísticos podem ser classificadas em colisões periféricas, centrais e semi-periféricas ou quase centrais. Em colisões periféricas, com grandes parâmetros de impacto, onde a distância entre os núcleos interagentes é maior que o alcance da força nuclear forte, a interação relevante é a eletromagnética. Em colisões

¹Está sendo usado a notação inglesa para separador de casas decimais.

centrais ocorre a superposição total entre projétil e alvo e a interação relevante é a nuclear forte. Na região intermediária entre colisões periféricas extremas e colisões centrais, a interação nuclear forte continua sendo relevante mas a interação eletromagnética não pode ser desprezada para o caso em que a soma dos raios do núcleo projétil e alvo é igual ao parâmetro de impacto (colisões razantes).

A aceleração de íons pesados a altas energias relativísticas ($P_{\text{LAB}} > 10 \text{ A GeV}/c$), durante as duas últimas décadas, tem tornado possível a investigação da fragmentação nuclear em um regime de energia antes não alcançado. Até então, os estudos sobre o que poderia ocorrer neste regime de energia eram fundamentados no teste de idéias e hipóteses, como a da fragmentação limitada [18], em experimentos similares que operavam em regimes de energias mais baixos. Como exemplo podemos citar o experimento BEVALAC onde projéteis leves e pesados com $P_{\text{LAB}} \approx 2.1 \text{ A GeV}/c$ eram usados para produzir uma variedade de fragmentos. Os aspectos cinemáticos e a natureza das interações, no regime de altas energias entre dois íons pesados que colidem, abriram novas fronteiras para investigar uma série de tópicos da estrutura nuclear até a produção de novas partículas.

O objetivo desta tese foi investigar a região de colisões centrais e quase-centrais, também denominada região de fragmentação nuclear, por meio do estudo da correlação entre a energia transversa E_T e a energia E_n das partículas neutras emitidas na direção dianteira. Para atingir este objetivo foram analisados dados referentes a colisões de ^{28}Si ($P_{\text{LAB}}=14.6 \text{ A GeV}/c$) com alvos naturais de Al, Cu e Pb. Os dados em questão foram adquiridos com o Experimento 814 que foi realizado no Síncrotron de Gradiente Alternado (“Alternating Gradient Synchrotron” - AGS) localizado no Laboratório Nacional de Brookhaven (“Brookhaven National Laboratory” - BNL), com a participação de E. M. Takagui e O. Dietzsch pelo Instituto de Física da USP.

A descrição do que ocorre na região de fragmentação pode ser feita em termos de

Figura 1.2: Dependência entre E_T e E_n obtida após a análise de dados, referentes a colisões $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ($P_{\text{LAB}} = 11.7 \text{ A GeV/c}$), adquiridos com o Experimento 877. A elipse com linha tracejada salienta a região em que houve a súbita elevação de E_n ("bump") em altas energias transversas. Figura extraída da ref.[19].

"espectadores e participantes", como será visto no próximo capítulo. Segundo esta descrição, os nucleons que emergem da colisão podem ser classificados em espectadores ou remanescentes do projétil, participantes da colisão e espectadores ou remanescentes do alvo. Então, quanto maior é a energia transversa E_T produzida maior é o número de nucleons que participam da colisão e quanto maior a energia E_n das partículas neutras emitidas na direção dianteira, maior é o número de nucleons espectadores do projétil. A forma da distribuição de energia transversa E_T permite obter informações sobre a geometria da colisão, uma vez que a energia transversa medida está relacionada com o parâmetro de impacto da colisão. Uma vez que E_n diminui com o aumento de E_T [19], a dependência entre E_T e E_n já vem sendo utilizada em colidores como um importante procedimento para seleção de partículas originárias de colisões de íons pesados com determinado grau de centralidade ("trigger centrality").

Este procedimento já vem sendo empregado em experimentos do RHIC (PHENIX [20], STAR [21], PHOBOS [22] e BRAHMS [23]), com a operação dos calorímetros que medem a energia dos fragmentos neutros emitidos na direção dianteira [24] (“Zero Degree Calorimeter” - ZDC). Os ZDCs são calorímetros hadrônicos de pequena área transversal com uma aceitação angular de $|\theta| < 2$ mrad com relação à direção do feixe. Em cada uma das quatro regiões de interação do RHIC estão localizados dois ZDCs, um oposto ao outro, que medem a energia de neutrons livres emitidos dentro de pequenos cones imaginários ao redor do feixe.

Neste trabalho é apresentada uma parametrização da dependência entre a distribuição de energia das partículas neutras E_n emitidas na direção dianteira e a energia transversa E_T utilizando um modelo estatístico [19]. Esta parametrização, como será visto, permite obter uma estimativa do número de nucleons espectadores N_S do projétil em função do intervalo de energia transversa ΔE_T . Outro aspecto abordado nesta tese, em relação à dependência entre E_T e E_n , é a súbita elevação de E_n (“bump”) em altas energias transversas. Este fenômeno foi observado no estudo da dependência entre E_T e E_n (fig. 1.2) após a análise de dados, referentes a colisões de $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ($P_{\text{LAB}} = 11.7$ A GeV/c), adquiridos com o Experimento 877 [19] que também foi realizado no AGS de BNL. Neste caso o principal interesse é estudar a aparente transparência do núcleo alvo, em altas energias transversas, em relação ao núcleo projétil, ou diminuição de “stopping” do núcleo projétil.

Para investigar esta região de altas energias transversas foi realizado o estudo da correlação entre a energia transversa E_T e a energia de fragmentos leves emitidos após a colisão, como ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Também foi investigada a dependência entre a largura da distribuição das componentes transversas dos momentos desses fragmentos leves e a energia transversa E_T . Em seguida, o momento de Fermi de cada um desses fragmentos foi calculado utilizando o modelo de Goldhaber [25].

No capítulo 2 desta tese é apresentado um apanhado de conceitos e modelos teóricos para tratar colisões de íons pesados relativísticos. As definições das chamadas variáveis cinemáticas e da energia transversa são apresentadas. A dissociação eletromagnética por intermédio de fótons virtuais e o modelo de espectadores e participantes são apresentados como modelos teóricos para tratar colisões periféricas e fragmentação nuclear, respectivamente. A fragmentação nuclear é tratada com mais profundidade com a apresentação dos modelos de Goldhaber [25] e de Glauber [26].

Em seguida, no capítulo 3, é apresentada uma descrição geral do Experimento 814 que inclui a apresentação dos detectores e do sistema de decisão (“trigger”) para aquisição de dados.

No capítulo 4 são descritos mais detalhadamente alguns detectores da região do alvo e aqueles que compõem o espectrômetro dianteiro do Experimento 814, além de serem abordados alguns problemas que pioram a resolução das medidas. Os critérios para seleção de eventos originários de fragmentação nuclear e estratégias de análise são apresentados no capítulo 5.

Finalmente, no capítulo 6 são apresentados os resultados da análise de dados e estes são discutidos no capítulo 7 com a apresentação das conclusões finais.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos

As colisões que envolvem íons pesados relativísticos podem ser classificadas em colisões periféricas, colisões centrais e colisões semi-periféricas ou quase centrais. Em colisões periféricas (fig. 2.1(a)), onde a interação fundamental é a eletromagnética, o parâmetro de impacto b é maior que a soma dos raios R_P do projétil e R_A do alvo ($b > R_P + R_A$). Nestas colisões, o campo eletromagnético contraído, gerado pelo núcleo com velocidade relativística v e parâmetro de impacto b , atua durante um curto intervalo de tempo, podendo ser tratado como um pulso de fótons virtuais. Neste caso as seções de choque são muito grandes pois são proporcionais a Z^2 [27], onde Z é o número atômico do íon pesado. Além disso, estas colisões transferem um momento muito baixo e portanto esta propriedade pode ser usada como um instrumento para seleção ou veto de eventos originários de colisões periféricas. O objetivo deste trabalho não é o estudo de colisões periféricas, entretanto, para que a abordagem sobre colisões de íons pesados seja completa, é apresentada uma breve descrição sobre dissociação eletromagnética.

As colisões são consideradas centrais (fig. 2.1(c)) quando há superposição total entre projétil e alvo ($b \leq |R_P - R_A|$), onde a interação relevante é a nuclear forte. A elevada energia injetada no sistema em geral leva à dissociação completa do projétil e do alvo nos seus nucleons constituintes, acompanhada de grande número de mésons produzidos. A transferência de momento é grande para as situações em que as colisões são quase-

centrais ou centrais e, portanto, o espalhamento das partículas produzidas ocorre em grandes ângulos.

Figura 2.1: Representação pictórica de (a) colisões periféricas de íons pesados relativísticos ou com grande parâmetro de impacto, (b) colisões semi-periféricas ou quase centrais e (c) colisões centrais. Na figura as colisões são observadas no sistema de referência do centro de massa. R_P , R_A e b são respectivamente raio do projétil, raio do alvo e parâmetro de impacto.

Na região intermediária (fig. 2.1b), $|R_A - R_P| < b \leq R_P + R_A$, a interação fundamental é a nuclear forte, mas devido à superposição parcial entre projétil e alvo, as colisões não necessariamente levam à dissociação completa destes. Esta região é denominada região de fragmentação, e as colisões são classificadas como quase-centrais ou semi-periféricas. Uma descrição do que acontece na região de fragmentação pode ser feita em termos de espectadores e participantes, e será apresentada em detalhes mais adiante.

Antes da apresentação da descrição de espectadores e participantes, é importante a definição das chamadas variáveis globais e cinemáticas, que são variáveis utilizadas na descrição da dinâmica envolvida em colisões de íons pesados relativísticos. A “energia transversa”, por ser importante no estudo da geometria e propriedades envolvidas nas colisões quase-centrais de íons pesados relativísticos, será a variável global tratada com um pouco mais de detalhes.

Neste capítulo são, também, apresentados os modelos teóricos frequentemente utilizados como passo inicial para o tratamento de colisões quase-centrais que envolvem fragmentação nuclear, como o modelo da fragmentação limitada, o modelo de Glauber e o modelo de Goldhaber.

2.1 Variáveis globais e cinemáticas

Um dos objetivos, durante a análise de dados referentes a colisões de íons pesados relativísticos, é o estudo das variáveis chamadas “globais” que podem revelar aspectos da dinâmica e da geometria da colisão. Entre as variáveis globais de interesse podemos citar a multiplicidade de partículas carregadas N_{ch} , a energia transversa E_{T} , o momento transversal médio $\langle p_{\text{T}} \rangle$ dos hádrons produzidos e o número de nucleons espectadores do projétil N_{S} .

Para obtê-las é preciso introduzir outras variáveis denominadas variáveis cinemáticas, sempre presentes na descrição das colisões entre núcleos. As variáveis cinemáticas mais frequentes no estudo de colisões de íons pesados relativísticos são rapidez, momento transversal e massa transversal. Antes da apresentação conceitual destas variáveis, é importante definir o sistema de referência frequentemente utilizado para descrever estas colisões. Este sistema de referência é apresentado na fig. 2.2 e o eixo z , convencionalmente, é paralelo à direção do feixe.

O vetor momento $\mathbf{p}$ de uma partícula de massa m pode ser decomposto em suas componentes paralela p_z e perpendicular p_{T} à direção do feixe. Em termos do sistema de referência apresentado na fig. 2.2 essas componentes podem ser escritas como:

$$p_z = p \cos \theta \quad (2.1)$$

$$p_{\text{T}} = p \sin \theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.2)$$

A “massa transversal”, que é frequentemente utilizada para caracterizar a distribuição

Figura 2.2: Sistema de referência. O momento é dividido nas componentes longitudinal p_z (na direção do feixe) e transversa p_T .

de partículas na direção perpendicular ao feixe, é dada por

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}, \quad (2.3)$$

onde m_0 é a massa de repouso da partícula. A rapidez é definida como

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right), \quad (2.4)$$

onde p_0 e p_z são as componentes do quadri-vetor momento da partícula. Pode ser demonstrado que o cálculo da rapidez em um novo sistema de referência é realizado por meio de uma simples transformação galileana. Se uma partícula tem rapidez y_0 em um referencial S, então sua rapidez medida em um novo referencial S' é

$$y' = y_0 - y_\beta. \quad (2.5)$$

A rapidez y_β é calculada através da equação

$$y_\beta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right), \quad (2.6)$$

onde $\beta = v/c$ e v é a velocidade do referencial S' em relação ao referencial S. Isto significa que intervalos de rapidez são invariantes, e um histograma de uma determinada

quantidade medida como função da rapidez retém sua forma original após uma eventual mudança de referencial, e somente a posição do histograma no gráfico é alterada.

Outra variável frequentemente utilizada no estudo de colisões de íons pesados a energias relativísticas é a “pseudorapidez”, que é definida como

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = -\ln \tan \theta/2, \quad (2.7)$$

onde θ é o ângulo entre o vetor momento da partícula e a direção do feixe como está mostrado na fig. 2.2. Utilizando a aproximação $p \gg m$, válida somente no regime relativístico, a rapidez pode ser expandida em

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\cos^2 \theta/2 + m^2/4p^2 + \dots}{\sin^2 \theta/2 + m^2/4p^2 + \dots} \approx -\ln \tan \theta/2, \quad (2.8)$$

onde $\theta = \cos^{-1} p_z/p$. Portanto, no regime relativístico a rapidez pode ser aproximada pela pseudorapidez.

Uma das variáveis globais de maior interesse neste trabalho é a energia transversa E_T , definida como

$$E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i, \quad (2.9)$$

onde E_i e θ_i são a energia da partícula i e seu ângulo de emissão, respectivamente.

A energia transversa total produzida em colisões de íons pesados relativísticos está relacionada com a densidade de energia alcançada durante a colisão. Esta quantidade pode ser medida diretamente por um calorímetro quando este absorve aproximadamente toda a energia de cada partícula emitida durante a colisão. A maior parte da energia disponível medida é proveniente de mésons e da energia cinética de bárions e anti-bárions. A energia transversa produzida é fortemente dependente da energia de centro de massa ($\sqrt{s}$) dos íons que estão colidindo. Portanto, a energia do feixe, número de massa do alvo e parâmetro de impacto da colisão, que determinam quantos nucleons estão participando da colisão, têm influência decisiva na energia transversa produzida.

A distribuição $dE_T/d\eta$ pode ser relacionada com a densidade de energia ϵ produzida durante a colisão por meio da equação

$$\epsilon = \frac{1}{\mathcal{A}\tau_0} \frac{dE_T}{d\eta}, \quad (2.10)$$

onde $\mathcal{A}$ é a área de superposição entre os dois núcleos que colidem e τ_0 é uma constante, denominada “tempo de formação”, com dimensão de fm/c. Essa estimativa da densidade de energia produzida imediatamente após a colisão foi sugerida por Bjorken [28] e ela é apropriada para colisões em energias de centro de massa muito altas ($\sqrt{s} > 100$ AGeV). O modelo de Bjorken é fundamentado na evolução da colisão no espaço-tempo e a constante τ_0 é o tempo próprio a partir do qual é formado um plasma de quarks e glúons. O valor de τ_0 , estimado por Bjorken, é 1 fm/c. Entretanto, outras estimativas sugerem que o valor de τ_0 provavelmente esteja dentro da faixa de 0.4-1.2 fm/c [29].

Uma abordagem mais clara das variáveis cinemáticas bem como as demonstrações não apresentadas neste item podem ser encontradas na ref. [29].

2.2 Dissociação eletromagnética

A descrição do mecanismo de reação em colisões relativísticas periféricas é dada pelo método de fótons virtuais, que é originalmente devido a Fermi [30] e mais tarde desenvolvido por Weizsäcker [31] e Williams [32]. Na literatura é comumente chamado método Weizsäcker-Williams ou WW, e pode ser encontrado em excelentes livros texto como o de J. D. Jackson [33].

O método parte das equações dependentes do tempo para o campo eletromagnético de uma carga pontual com velocidade relativística v , movendo-se ao longo da direção z para um alvo de carga Z , com um parâmetro de impacto b . Desta maneira, o campo eletromagnético pode ser interpretado como um pulso eletromagnético intenso e com intervalo de tempo de atuação dado por $\Delta t \simeq b/\gamma c$, onde γ é o fator relativístico de Lorentz e c é a velocidade da luz. Aplicando a transformada de Fourier nas equações do campo, obtém-se

a decomposição espectral em termos da frequência ω da radiação eletromagnética. Associando o espectro da radiação virtual a fótons reais, pode-se obter a quantidade de energia incidente sobre o alvo por unidade de área em função da energia $E_\gamma = \hbar\omega$ do fóton

$$I(E_\gamma, b) = \frac{c}{4\pi} | \mathbf{E}(E_\gamma) \times \mathbf{B}(E_\gamma) |, \quad (2.11)$$

onde $\mathbf{E}$ e $\mathbf{B}$ são os vetores campo elétrico e campo magnético, respectivamente.

A probabilidade para ocorrência de um certo processo eletromagnético em uma colisão de íons pesados relativísticos, em termos das seções de choque para o mesmo processo gerado por um pulso de fótons reais, é dada por

$$P(b) = \int N(E_\gamma, b) \sigma_\gamma(E_\gamma) \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}, \quad (2.12)$$

onde $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ é a seção de choque para o fóton com energia $E_\gamma = \hbar\omega$, e a integral é efetuada sobre todo o espectro de frequência da radiação virtual. A quantidade $N(E_\gamma, b)$ pode ser interpretada como o número de fótons virtuais incidentes sobre o projétil por unidade de área, e é dada por

$$N(E_\gamma, b) = \frac{Z^2 \alpha}{\pi^2} \left(\frac{E_\gamma}{\gamma v} \right)^2 \left(\frac{c}{v} \right)^2 [K_1^2(x) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(x)], \quad (2.13)$$

onde $x = E_\gamma b / \gamma v$, K_0 e K_1 são as funções de Bessel modificadas de ordem zero e de ordem um, respectivamente, e $\alpha = e^2 / \hbar c$ é a constante de estrutura fina. Integrando a eq. 2.13 em relação a todos os parâmetros de impacto, obtém-se

$$n(E_\gamma) = \int_{b_{min}}^{\infty} 2\pi b N(E_\gamma, b) db = \frac{2}{\pi} Z^2 \alpha \left(\frac{c}{v} \right)^2 [\xi K_0 K_1 - \frac{v^2 \xi^2}{2c^2} (K_1^2 - K_0^2)], \quad (2.14)$$

onde $\xi = E_\gamma b_{min} / \gamma v$ e b_{min} (parâmetro de impacto mínimo) é dado, em primeira aproximação, pela soma dos raios do projétil e do alvo.

As seções de choque para processos eletromagnéticos em colisões nucleares relativísticas são obtidas integrando a equação 2.12 entre $b = b_{min}$ e $b = \infty$, ou seja,

$$\sigma_T = \int_{b_{min}}^{\infty} 2\pi b P(b) db = \int n(E_\gamma) \sigma_\gamma(E_\gamma) \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}. \quad (2.15)$$

A interpretação da eq. 2.15 é que a ação de um pulso eletromagnético dependente do tempo, sobre um núcleo alvo ou projétil, tem o mesmo efeito do que um pulso de fótons reais. Multiplicando o número destes fótons reais por unidade de energia ($n(E_\gamma)/E_\gamma$) pela seção de choque fotoinduzida e integrando sobre a energia dos fótons, temos a seção de choque total para processos gerados em colisões relativísticas.

O espectro de fótons virtuais é, em geral, diferente para valores da paridade e do momento angular do campo elétrico multipolar. No entanto, à medida que $\gamma \rightarrow \infty$, a decomposição espectral para as multipolaridades se aproxima da de um dipolo elétrico puro (E1), dada pela eq. 2.14. Como a seção de choque nuclear para absorção eletromagnética é fortemente dominada pelo modo E1 [34], a excitação através de outros modos multipolares elétricos e magnéticos pode ser desprezada a energias relativísticas.

Em colidores o método WW também é utilizado para tratar a dissociação eletromagnética em colisões periféricas de íons pesados relativísticos. Neste caso o termo correto é mútua dissociação eletromagnética (“Mutual Coulomb Dissociation” - MCD), uma vez que cada um dos núcleos que participa da colisão sofre a influência do pulso eletromagnético do núcleo que vem em sentido oposto. Em colidores de íons pesados, como o RHIC, a seção de choque para a dissociação eletromagnética de um ou ambos os íons será muitas vezes maior que a seção de choque geométrica. Em virtude da ocorrência desta grande seção de choque, a probabilidade de emissão de partículas neutras é grande e as medidas de energia destas partículas pelos ZDCs podem ser utilizadas como um monitor de luminosidade ¹. Um estudo mais detalhado sobre a mútua dissociação eletromagnética pode ser encontrado na ref. [35], e a primeira medida experimental da seção de choque da mútua dissociação eletromagnética em colidores de íons pesados relativísticos pode ser encontrada na ref. [36].

¹A luminosidade é o número de partículas passando numa seção transversal ao feixe por unidade de tempo, por unidade de área.

2.3 Fragmentação nuclear

Como foi tratado na seção anterior, em colisões periféricas extremas ($b > R_P + R_A$) a interação predominante é a eletromagnética. Conforme o parâmetro de impacto diminui, a interação nuclear começa a ser importante e quando a superposição entre projétil e alvo é da ordem de 1-2 fm, o número de colisões inelásticas nucleon-nucleon entre nucleons do projétil e do alvo passa a ser substancial. Nesta situação ocorre uma grande produção de partículas, principalmente píons, e as partes remanescentes do projétil e do alvo têm grande possibilidade de produzir grandes fragmentos ao mesmo tempo em que prótons e nêutrons são emitidos. Então uma variedade de núcleos pode ser esperada destas colisões com fragmentação nuclear. Entretanto, apesar de hoje haver uma grande quantidade de dados experimentais referentes a colisões de íons pesados relativísticos com fragmentação nuclear, não existem teorias abrangentes que descrevam todos os aspectos do processo de fragmentação. Diversos conceitos e modelos foram desenvolvidos, no entanto, para explicar algumas particularidades do processo, tais como comportamentos sistemáticos das seções de choque e distribuição de momento dos fragmentos. Alguns destes modelos serão discutidos neste item e utilizados na interpretação das medidas realizadas neste trabalho.

2.3.1 Espectadores e participantes

Uma descrição do que acontece na região de fragmentação pode ser feita em termos de espectadores e participantes. Segundo esta descrição (fig. 2.1(b)), os nucleons, numa colisão quase-central ou semi-periférica, emergem em três blocos de matéria:

- Os remanescentes do projétil, ou espectadores do feixe, que possuem a velocidade do feixe.
- Os remanescentes do alvo, ou espectadores do alvo, que possuem a velocidade do alvo.

- Os participantes, provenientes da região de superposição entre projétil e alvo, com uma velocidade intermediária.

Os nucleons participantes ou feridos (“wounded nucleons”), presentes na região de superposição entre os núcleos, colidem um com o outro (“colisão nucleon-nucleon”) e, como resultado da energia fornecida para esta região, partículas secundárias, como píons e fótons, são produzidas. Os nucleons que não participam da colisão são chamados espectadores do feixe (alvo) e possuem a rapidez do feixe (alvo). Portanto, os modelos fundamentados na descrição de espectadores e participantes, sugeridos para investigação dos aspectos dinâmicos envolvidos na fragmentação nuclear, devem considerar as seções de choque total nucleon-nucleon.

É conhecido que para a faixa de energia de centro de massa $3 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 100 \text{ GeV}$ o valor da seção de choque total nucleon-nucleon é cerca de 40 mb [37]. Os processos que contribuem para a seção de choque total incluem o espalhamento elástico, em que os nucleons que colidem não perdem qualquer energia, e o espalhamento inelástico em que os nucleons que colidem perdem energia. Para as colisões nucleon-nucleon com uma energia de centro de massa dentro da faixa de $3 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 100 \text{ GeV}$, a seção de choque inelástica é cerca de 30 mb [37]. Portanto, a seção de choque inelástica é maior do que a seção de choque elástica e daqui em diante a seção de choque total nucleon-nucleon será sempre referida como a seção de choque inelástica nucleon-nucleon. Entretanto, H. M. Ding e colaboradores [38] consideram importante salientar que os nucleons na matéria nuclear não interagem com a seção de choque total nucleon-nucleon do espaço livre, mas sim com uma seção de choque total nucleon-nucleon efetiva.

A equação 2.9 utilizada para definir a energia transversa é muito útil, como será visto, para medidas experimentais desta energia. Entretanto, é possível, por meio de um modelo simples, relacionar a energia transversa com o número de nucleons participantes N_P durante a colisão. Vamos supor que um nucleon ferido produza N_{part} partículas

e que cada uma destas partículas tenha uma energia transversa média ε_T , então cada nucleon participante (ferido) contribuirá com $\varepsilon_w = N_{part}\varepsilon_T$ para a energia total transversa produzida na colisão. Dessa forma podemos escrever a relação

$$E_T(b) = \varepsilon_w N_P(b) \quad (2.16)$$

entre o número médio N_P de nucleons participantes em uma colisão com parâmetro de impacto b e a energia transversa E_T produzida na mesma colisão. Em geral, ε_w depende da energia de centro de massa ($\sqrt{s}$) dos íons que estão colidindo e de detalhes inerentes ao detector utilizado para medir as energias das partículas secundárias, como a aceitação geométrica que estabelece um intervalo de rapidez das partículas que tem sua energia medida pelo detector.

Uma boa aproximação, na descrição de espectadores e participantes, é tratar os núcleos que colidem como esferas rígidas com raio

$$R_P = 1.2A_P^{1/3} \text{ fm}, \quad (2.17)$$

para o projétil e

$$R_A = 1.2A_A^{1/3} \text{ fm}, \quad (2.18)$$

para o alvo. Nas equações acima A_P e A_A são o número de massa do projétil e do alvo, respectivamente. A seção de choque geométrica neste caso é

$$\sigma_{geom} = \pi(R_P + R_A)^2. \quad (2.19)$$

O número máximo de nucleons participantes N_P e o número de nucleons espectadores do projétil N_S podem ser calculados facilmente em alguns casos extremos:

Colisões periféricas ($b \geq R_P + R_A$)

Neste caso $N_P = 0$ e $N_S = A_P$.

Colisões centrais ($b = 0$) com $A_P = A_A$

Neste caso $N_S = 0$ e $N_P = A_A + A_P = 2A$, onde A é o número de massa tanto do projétil como do alvo. Este caso extremo pode, aproximadamente, ser representado por colisões de ^{28}Si com o alvo de ^{27}Al .

Colisões centrais ($b = 0$) com $A_P \ll A_A$

Para colisões centrais com $A_P \ll A_A$ o número máximo de nucleons participantes é $A_P + A_c$, onde A_c é o número de nucleons em um cilindro dentro do alvo com raio do projétil. Este é, aproximadamente, o caso para colisões de ^{28}Si com o alvo de ^{208}Pb . Utilizando as equações de volume do cilindro e da esfera, é possível obter uma estimativa para A_c dada por

$$A_c = \frac{\pi R_P^2 \times 2R_A}{\frac{4}{3}\pi R_A^3} A_A, \quad (2.20)$$

o que, utilizando as eqs. 2.17 e 2.18, conduz a

$$A_c = 1.5 A_P^{2/3} A_A^{1/3}. \quad (2.21)$$

A energia do centro de massa da região de superposição é dada por

$$E_{cm} = m_n c^2 \sqrt{(A_P^2 + A_c^2) + 2\gamma A_P A_c}, \quad (2.22)$$

onde γ é o fator de Lorentz do projétil no referencial de laboratório e m_n é a massa de repouso do nucleon. A rapidez no referencial do centro de massa da região de superposição é

$$y_{cm} = \frac{1}{2} \ln \frac{(A_P \sqrt{p^2 c^2 + m_n^2 c^4} + A_c m_n c^2) + A_P p c}{(A_P \sqrt{p^2 c^2 + m_n^2 c^4} + A_c m_n c^2) - A_P p c}, \quad (2.23)$$

onde p é o momento do nucleon projétil.

As demonstrações completas das eqs. 2.22 e 2.23 são apresentadas no apêndice A. Na ref. [39] é apresentado um método para o cálculo do número de nucleons participantes em colisões de íons pesados com qualquer parâmetro de impacto e sem nenhuma restrição em relação aos números atômicos do projétil e alvo.

2.3.2 Fragmentação limitada

A hipótese da fragmentação limitada [18] afirma que as seções de choque para produção de fragmentos permanecem aproximadamente constantes acima de uma certa energia (1-2 GeV/nucleon). Em outras palavras, a hipótese de fragmentação limitada implica que a probabilidade de emissão de determinado fragmento e sua energia não dependem da energia ou momento do projétil incidente.

Entretanto, o significado quantitativo do acordo entre os dados e a hipótese não é tão claro. Cumming e seus colaboradores [40] argumentam que a fragmentação limitada não se verifica abaixo de 5-10 GeV e observaram, também, que na região de alguns GeV/nucleon, a fragmentação limitada verifica-se ao nível de 30%, e apresentam uma nova parametrização, fundamentada nas hipóteses de fatorização forte [41] e fraca [42], que ajusta os dados com precisão melhor que 10%. O trabalho de Feshbach e Huang [43] propõe um parametrização diferente das propostas por Cumming e seus colaboradores, e notaram que o seu resultado é formalmente idêntico a uma relação encontrada na teoria estatística das reações nucleares.

A fragmentação limitada tem sido um tópico de estudo permanente na análise de dados de íons pesados relativísticos.

2.3.3 Modelo de Glauber

O modelo de Glauber é frequentemente utilizado para descrever a dinâmica de colisões núcleo-núcleo em um intervalo de energia que vai da “barreira Coulomb” até altas energias. O modelo trata a colisão núcleo-núcleo em termos de colisões entre os seus nucleons constituintes. A distribuição destes nucleons no núcleo obedece uma função densidade $\rho(r)$ pré-determinada, onde r é a distância do nucleon até o centro do núcleo conforme o sistema de coordenadas esféricas. A suposição básica deste modelo “semi-clássico” é que o núcleo viaja em linha reta, e esta é uma aproximação muito boa para altas energias. Em

baixas energias o núcleo é desviado de uma trajetória reta devido à repulsão coulombiana e, portanto, o modelo de Glauber deve ser modificado para descrever com precisão colisões de íons pesados neste regime de energia [44].

A seção de choque total inelástica referente a uma colisão de núcleo projétil A com um núcleo alvo B, utilizando os fundamentos do modelo de Glauber expostos acima, é dada por

$$\sigma_{in}^{AB} = 2\pi \int b db [1 - P_0(b)], \quad (2.24)$$

onde b é o parâmetro de impacto e $P_0(b)$ é a probabilidade de não ocorrer nenhuma interação entre os núcleos em um dado parâmetro de impacto b . Esta probabilidade é dada por

$$P_0(b) = [1 - \sigma_{NN} T_{AB}(b)]^{AB}, \quad (2.25)$$

onde σ_{NN} é a seção de choque nucleon-nucleon inelástica e $T_{AB}(b)$ é a função de superposição nuclear para a colisão de núcleos com números atômicos A e B.

Com a utilização das equações 2.24 e 2.25 o modelo de Glauber possibilita a determinação do número médio de nucleons participantes ou feridos $N_w^{AB}(b)$ em uma colisão entre os núcleos A e B, como é dado por

$$N_w^{AB}(b) = N_w^A(b) + N_w^B(b), \quad (2.26)$$

$$N_w^A(b) = A \int d^2s T_A(\mathbf{s}) \{1 - [1 - \sigma_{NN} T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b})]^B\} \quad \text{e} \quad (2.27)$$

$$N_w^B(b) = B \int d^2s T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) \{1 - [1 - \sigma_{NN} T_A(\mathbf{s})]^A\}. \quad (2.28)$$

Onde $N_w^A(b)$ é o número de nucleons participantes no projétil A, $N_w^B(b)$ é o número de nucleons participantes no alvo B e a seção de choque inelástica nucleon-nucleon σ_{NN} tem o valor aproximado de 30 mb.

É conveniente introduzir, também, as funções de espessura (“thickness”) $T_A(\mathbf{s})$ e $T_B(\mathbf{s})$ dadas por

$$T_{A(B)}(\mathbf{s}) = \int dz \rho_{A(B)}(z, \mathbf{s}), \quad (2.29)$$

onde $\rho_{A(B)}$ é a função de densidade nuclear Woods-Saxon de três parâmetros representada por

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{(r-r_0)}{a}}}. \quad (2.30)$$

Os parâmetros ρ_0 , r_0 e a são obtidos em tabelas apropriadas [45]. A integração do parâmetro $\mathbf{s}$ nas equações 2.27 e 2.28 ocorre sobre um plano ortogonal ao eixo da colisão, e a colisão entre os núcleos A e B ocorre na direção do eixo z .

Deve ser salientado que ocorrem flutuações no número de nucleons participantes e na energia transversa originária da soma das energias das partículas secundárias que cada nucleon participante produz. Dessa forma ocorrem flutuações na relação entre energia transversa e o parâmetro de impacto $\mathbf{b}$. Essa correlação entre E_T e $\mathbf{b}$, em geral, apresenta uma parametrização gaussiana e pode ser representada por uma função normalizada em um $\mathbf{b}$ fixo dada por

$$P_{AB}(E_T, b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi q^2 D_{AB}^2(b)}} \exp \left\{ -\frac{[E_T - E_T(b)]^2}{2q^2 D_{AB}^2(b)} \right\} \quad (2.31)$$

com

$$\int dE_T P_{AB}(E_T, b) = 1, \quad (2.32)$$

onde $E_T(b) = qN_W^{AB}(b)$ e $D_{AB}^2(b) = aN_W^{AB}(b)$ é a dispersão do número de nucleons feridos que é proporcional a $\sqrt{N_W^{AB}(b)}$. Os parâmetros q e a são considerados como parâmetros livres e são obtidos por meio do ajuste da função

$$\frac{d\sigma_{AB}}{dE_T} = \int d^2b [1 - P_0(b)] P_{AB}(E_T, b) \quad (2.33)$$

sobre uma distribuição de energia transversa experimental. A equação 2.33 é a seção de choque diferencial em função de E_T em uma colisão entre os núcleos A e B.

Utilizando as equações 2.26, 2.31, 2.33 e $E_T(b) = qN_W^{AB}(b)$ é possível relacionar o número de nucleons participantes do projétil N_W^A com E_T . Finalmente, o número de espectadores do projétil N_S , em função de E_T , pode ser obtido por meio da equação

$$N_S(E_T) = A - N_W^A(E_T), \quad (2.34)$$

onde A é o número de massa do núcleo projétil. A apresentação mais clara do modelo e as deduções das equações acima são apresentadas no apêndice B.

2.3.4 Momento dos fragmentos

Feshbach e Huang [43] sugeriram que a fragmentação nuclear em colisões entre íons pesados relativísticos dá-se num processo rápido, governado pela distribuição do momento dos nucleons no projétil antes da fragmentação. O modelo foi proposto para interpretar dados obtidos por Heckmann e seus colaboradores [41], que observaram que a distribuição de momento dos fragmentos obedecia uma relação do tipo

$$f(p) \propto \exp\left(-\frac{2p^2}{p_F^2}\right), \quad (2.35)$$

onde p_F , o momento de Fermi para núcleos pesados, é aproximadamente igual a $2m_\pi c$, sendo m_π a massa de repouso do pión.

Goldhaber, analisando medidas mais precisas que mostram que a largura da distribuição de momento varia em função da massa dos fragmentos, desenvolveu um modelo estatístico para a fragmentação [25], reescrevendo a eq. 2.35 como

$$f(p) \propto \exp\left(-\frac{p^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2.36)$$

onde

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{K(A-K)}{A-1} \quad (2.37)$$

é a largura da distribuição (variância) para cada uma das componentes cartesianas, que depende tanto do número de massa A do núcleo original quanto do número de massa K do fragmento produzido.

Goldhaber apresenta duas interpretações para o parâmetro σ_0 . A primeira, a da fragmentação súbita, considera o núcleo inicialmente como um aglomerado de A nucleons, com momento total $\mathbf{p}_A = \sum_i \mathbf{p}_i = 0$.

Do momento quadrático total obtém-se

$$\begin{aligned} p_A^2 &= \left(\sum_i \mathbf{p}_i \right)^2 = \sum_i \mathbf{p}_i^2 + \sum_{i \neq j} \langle \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j \rangle \\ &= A \langle p^2 \rangle + A(A-1) \ll \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j \gg = 0, \end{aligned} \quad (2.38)$$

ou

$$\ll \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j \gg = -\frac{\langle p^2 \rangle}{(A-1)}, \quad (2.39)$$

onde $\langle p^2 \rangle$ é o momento quadrático médio dos nucleons e as grandezas entre “ $\ll$ ” e “ $\gg$ ” correspondem à média sobre todos os $i \neq j$.

Se K destes nucleons são tomados ao acaso para juntos formarem o fragmento, o momento quadrático deste é dado por

$$\begin{aligned} p_K^2 &= \ll \left(\sum_{i=1}^K \mathbf{p}_i \right)^2 \gg = K \langle p^2 \rangle + K(K-1) \ll \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j \gg, \\ p_K^2 &= \langle p^2 \rangle \frac{K(A-K)}{A-1}, \end{aligned} \quad (2.40)$$

onde as grandezas entre “ $\ll$ ” e “ $\gg$ ” correspondem à média sobre todas as possíveis escolhas dos K nucleons que fazem parte do fragmento. Como a eq. 2.37 corresponde a uma única componente cartesiana do momento, $\sigma_0^2 = \langle p^2 \rangle / 3$. Como em primeira aproximação $\langle p^2 \rangle = 3p_F^2/5$, o parâmetro σ_0 está relacionado ao momento de Fermi do projétil através da relação

$$\sigma_0 = \frac{p_F}{\sqrt{5}}. \quad (2.41)$$

Goldhaber nota que como a carga e eventualmente o spin dos fragmentos não são arbitrários, a identificação de $\ll p_K^2 \gg$ com o momento quadrático médio de qualquer fragmento com número de massa K envolve uma aproximação. De fato, alguns trabalhos posteriores incluem maiores detalhes no modelo, tais como a supressão de flutuações no momento devido ao princípio de Pauli [46] e restrições ao espaço de fase dos fragmentos, pois os nucleons extraídos do núcleo original estão na periferia e possuem menor momento médio [47]. Estas modificações diminuem a razão entre σ_0 e p_F , indo de encontro ao

comportamento observado experimentalmente: o momento de Fermi do núcleo, obtido a partir da distribuição de momento dos fragmentos [48, 7, 49, 50, 51, 52] é sistematicamente menor do que o obtido por espalhamento de elétrons [53].

Goldhaber sugere também uma interpretação termodinâmica para o processo, investigando a sensibilidade do sistema para transferências de momento. O parâmetro σ_0 , nesta interpretação, está relacionado à temperatura do sistema

$$\sigma_0 = \sqrt{m_N k T}, \quad (2.42)$$

onde m_N é a massa do nucleon e k é a constante de Boltzman. Esta interpretação implica na existência de temperaturas de excitação da ordem de 9 MeV/ k , próximas à energia média de ligação dos nucleons. Tais temperaturas tornam muito pequena a probabilidade de que um estado nuclear composto emita fragmentos pesados intactos.

Neste contexto, se o projétil recebe um momento quadrático médio p_i^2 na direção i ($i=x, y, z$ no sistema cartesiano), σ_i^2 , naquela direção, será modificado de

$$\sigma_i'^2 = \sigma_i^2 + p_i^2 \left(\frac{K}{A}\right)^2, \quad (2.43)$$

o que significa que a distribuição de momento dos fragmentos mais massivos é mais sensível à transferência de momento na colisão.

Um dos objetivos deste trabalho foi investigar, à luz deste modelo, a dependência da largura da distribuição de momento com a energia transversa produzida durante a colisão de íons pesados relativísticos.

Capítulo 3

O Experimento

O Experimento 814 é um experimento em que um feixe de íons pesados relativísticos (^{28}Si com $P_{lab} = 14.6 \text{ GeV}/c$ por nucleon) incide sobre alvos naturais de Pb, Sn, Cu e Al. O experimento foi realizado no AGS localizado no Laboratório Nacional de Brookhaven.

Quando originalmente proposto, o Experimento 814 tinha como objetivo estudar colisões extremas periféricas e a transição de colisões periféricas para centrais em interações do núcleo alvo com íons pesados relativísticos. Em seguida esse enfoque foi alterado e dois tipos de colisões foram efetivamente estudados: (a) colisões extremas periféricas de grande parâmetro de impacto, e (b) colisões centrais com alta energia transversa no estado final.

A colaboração do experimento consistiu de aproximadamente 50 físicos de 10 diferentes instituições. Após as execuções de teste realizadas em maio de 1987 e junho de 1988, os dados foram tomados em dezembro de 1988, junho de 1989, junho de 1990 e março de 1991. O programa de colisões periféricas operou de 1988 a 1990 e os resultados dos dados de 1988 foram publicados [54]. Os dados de 1989 foram usados para estudar a “performance” dos detectores e outros efeitos sistemáticos. Em 1990 foram incluídos ao experimento o calorímetro participante, as câmaras de deriva e o detector de vértice, e os dados obtidos, com forte ênfase em colisões periféricas, produziram as publicações [55, 56]. Já em 1991, com o calorímetro participante funcionado plenamente, foi possível obter dados para o estudo da fragmentação nuclear com isótopos ricos em nêutrons [51, 52].

O uso de íons pesados relativísticos para o estudo de colisões semi-periféricas ou quase-centrais oferece um grande número de vantagens experimentais. Considerando a descrição em termos de espectadores e participantes, os produtos da reação podem ser estudados separadamente. As informações sobre os participantes podem ser obtidas das medidas de multiplicidade de partículas carregadas e de medidas de energia por meio de uma cobertura calorimétrica de 4π em volta do alvo. Os remanescentes do projétil, que possuem a velocidade do feixe, podem ser identificados no espectrômetro dianteiro de alta resolução. O projétil incide com uma energia $E_p = A_p m_N \gamma_0$ (em unidades com $c=1$), onde A_p é o número de nucleons no projétil, m_N é a massa do nucleon, e γ_0 é o fator de Lorentz, que é aproximadamente 15 nas energias fornecidas pelo AGS. Devido ao fato das velocidades das partículas do sistema em decaimento, relativamente ao centro de massa, serem muito baixas em relação à velocidade do projétil, a energia de um remanescente do projétil de número de massa A no sistema de laboratório será aproximadamente $A m_N \gamma_0$. Considerando que a deflexão magnética no espectrômetro após o alvo é proporcional a $[(A/Z)m_N \gamma_0]^{-1}$, uma medida da deflexão angular produz o valor de A/Z do íon remanescente. O número atômico pode ser obtido diretamente, a partir de uma medida específica de carga nos cintiladores. Uma combinação da deflexão magnética com a medida de carga, e energia nos calorímetros U/Cu, permite uma identificação não ambígua destes remanescentes. O equipamento do E814 tem a vantagem de alcançar completa identificação, evento por evento, de estados finais envolvendo a emissão de prótons, nêutrons, fragmentos leves e pesados.

Figura 3.1: Representação esquemática dos detectores do Experimento 814 (vide texto para maiores detalhes).

3.1 Detectores

A figura 3.1 mostra um esquema do aparato experimental do Experimento 814. Como pode ser observado, o eixo z tem a direção do feixe incidente, o eixo x está no plano de deflexão dos produtos resultantes da reação e o eixo y tem a direção de um vetor emergente perpendicular ao plano do papel. O Experimento 814 pode ser dividido, além dos detectores para definição e monitoração do feixe, em dois grandes grupos de detectores: aqueles da região do alvo e aqueles do espectrômetro dianteiro.

Detectores para definição e monitoração do feixe:

- Cintiladores do Feixe (Beam Scintillators-S1,S2,S3,S4)**- Definem um feixe de partículas aceitável, ou seja, garantem que tenha carga e direção corretas e definem o instante inicial para medidas de tempo de voo. São quatro cintiladores (fig. 3.1) alinhados à direção do feixe: S_2 e S_4 , com 1.8 e 0.9 cm de diâmetro respectivamente, a 6.3 e 2.3 m do alvo, e observados por dois fototubos (fotomultiplicadoras) cada; S_1 e S_3 , com 15 cm de diâmetro e orifícios centrais de 1.5 e 0.6 cm de diâmetro respectivamente, posicionados a 6.5 e 1.8 m do alvo e observados por quatro fototubos cada. A definição do feixe é feita requerendo-se que a partícula atravessasse S_2 e S_4 e que não seja detectada a passagem de partículas em S_1 e S_3 . A geometria dos cintiladores define um feixe com divergência menor que 1 mrad e seção reta, no alvo, menor que 0.5 cm. Na saída dos fototubos os sinais são divididos em vários ramos: para conversores analógico-digitais (Analogic to Digital Converter - ADC), contadores (“scalers”), sistema de decisão ou gatilho (“trigger”) e para inicialização dos conversores de tempo em informação digital (“Time to Digital Converter” - TDC).
- Detector de vértice do feixe (Beam Vertex)**-Define o ângulo horizontal e a posição do feixe incidente. São dois detectores de sílcio de 300 μm de espessura, com 384 tiras sensíveis de 50 μm cada, situados a 5.6 m e 2.6 m do alvo. As tiras

são paralelas à direção y , perpendiculares ao plano de deflexão do espectrômetro (v. seção 4.1 para mais detalhes).

Detectores da Região do Alvo:

- **Detectores de Si antes do alvo e depois do alvo (Upstream and Downstream Si Detectors)**- Sua função é eliminar eventos em que a colisão não tenha ocorrido com os núcleos do alvo, através da identificação da carga das partículas que estão entrando e saindo do alvo. São dois detectores de barreira de superfície com 200 mm^2 de área e espessura de $100 \mu\text{m}$ cada, situados imediatamente antes e depois do alvo, em relação à propagação do feixe. Os sinais eletrônicos destes detectores são pré-amplificados e formatados através de eletrônica convencional, e digitalizados para registro em fita e eventual utilização pelo sistema de decisão.
- **Detector de Multiplicidade (Si Multiplicity Detector)**- Mede a multiplicidade de partículas carregadas produzidas na colisão. São dois detectores de silício de barreira de superfície, anulares, situados a 3.4 e 8.2 cm do alvo, ambos com 6.8 cm de diâmetro externo e internos de 2.8 e 0.7 cm, respectivamente. Esta geometria define uma cobertura angular completa para o intervalo entre 2° e 40° (v. seção 4.2 para mais detalhes).
- **Calorímetro do Alvo (Target Calorimeter)**- O calorímetro do alvo é usado para medir a energia produzida em colisões centrais extremas. A cobertura angular do calorímetro é de 45 a 180 graus. Ele consiste de uma caixa (5 paredes) composta de 992 blocos de NaI, com seção transversal de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ e espessura de 6 comprimentos de radiação (15 cm). A luminescência gerada pela incidência de uma partícula no NaI é percebida por fotodiodos. Os sinais dos fotodiodos são divididos em dois ramos: um para somadores analógicos que alimentam o sistema de decisão e outro para conversores analógicos digitais que serão lidos na eventualidade da aquisição

do evento.

- **Cintiladores do Alvo (Target Scintillators)**- São construídos para medir a carga e a multiplicidade de partículas carregadas emitidas na região do alvo. São 52 cintiladores que cobrem as paredes laterais do calorímetro do alvo. A luz produzida neles é coletada por dois fototubos nas extremidades, de onde os sinais são divididos em dois ramos: um para o sistema de decisão, que eventualmente utiliza a informação de multiplicidade para formar o critério para aquisição do evento, e outro para conversores analógico-digitais que serão lidos pelo sistema de aquisição de dados.
- **Calorímetro Participante (Participant Calorimeter)**- O calorímetro participante mede a energia total e transversa produzida entre 0.8° e 40° ($0.83 < \eta < 4.7$), aproximadamente a mesma cobertura angular do detector de multiplicidade. É um calorímetro altamente segmentado, composto de placas de Pb/cintilador (1.0/0.3 cm de espessura) intercaladas, correspondentes no total a quatro comprimentos de interação. Ele é composto por 8 segmentos radiais e 16 segmentos azimutais. Em profundidade ele é dividido em duas seções eletromagnéticas e duas seções hadrônicas (v. seção 4.3 para mais detalhes).

Detectores do Espectrômetro Dianteiro:

- **Cintiladores Dianteiros (Forward Scintillators)**- O principal objetivo dos cintiladores dianteiros é medir a carga, posição e tempo de voo das partículas carregadas no espectrômetro. São 49 cintiladores dispostos verticalmente, divididos em três grupos: dois grupos a 12 m do alvo, totalizam 10 cintiladores com dimensões de $9.5 \times 1 \times 60 \text{ cm}^3$. Cobrem regiões onde partículas com $Z/A \approx 1$ e partículas exóticas com $Z/A < 0$ (“strangelets”) são esperadas. Um terceiro grupo situado a 34 m do alvo, com 39 cintiladores do tipo NE104 com dimensões $10 \times 1 \times 120 \text{ cm}^3$, cobre o

restante do intervalo de rigidez magnética ($0 < Z/A < 1$). Existe um quarto grupo que é composto por 5 cintiladores dispostos horizontalmente também situado a 34 m do alvo com as mesmas dimensões dos cintiladores do terceiro grupo, colocados na região de deflexão do feixe (v. seção 4.4 para mais detalhes).

- **Câmaras de Trajetória (Tracking Chambers - DC1,DC2,DC3)**- O objetivo das câmaras de trajetória ou multifilares é reconstruir a trajetória das partículas carregadas que entram no espectrômetro dianteiro através do orifício do calorímetro participante. As câmaras e a eletrônica associada foram projetadas para um grande intervalo de carga, sensíveis tanto a partículas de ionização mínima ($Z=1$) quanto ao feixe ($Z=14$), além de suportarem alta densidade de partículas e uma taxa de repetição de até 1 MHz (v. seção 4.5 para mais detalhes).
- **Calorímetros de U/Cu (U/Cu Calorimeters)**- Os calorímetros de U/Cu medem a energia cinética das partículas carregadas e neutras, essencialmente nucleons e fragmentos pesados que chegam no espectrômetro dianteiro. São 25 módulos hadrônicos, de $20 \times 100 \times 120 \text{ cm}^3$, compostos por placas de U/Cu/cintilador (0.3/0.5/0.25 cm) intercaladas, totalizando 40 seções, equivalente a 4.2 comprimentos de interação. Os módulos compõem três grupos com a mesma cobertura em rigidez dos cintiladores do espectrômetro: dois grupos a 12 m do alvo, juntos aos cintiladores, e o terceiro grupo, a 36 m do alvo (v. seção 4.6 para mais detalhes).
- **Cintiladores dos Magnetos (Magnet Scintillators)**- Os cintiladores dos magnetos consistem de 16 cintiladores fixos nas paredes dos magnetos do espectrômetro. Duas das paredes de cada magneto são cobertas quase completamente por eles (8 em cada magneto, 4 sobre cada parede do magneto). Os cintiladores nos magnetos M1 e M2 têm $3.7 \times 120 \times 1 \text{ cm}^3$ e $3.7 \times 230 \times 1 \text{ cm}^3$, respectivamente. Eles são usados na análise de colisões periféricas para vetar eventos originários de interações

nucleares.

- **Parede de Veto (Veto Wall)**- A parede de veto consiste de uma série de contadores de cintilação, localizados acima e abaixo da linha do feixe em um plano vertical em $z=12$ m. Estes contadores são montados suficientemente longe da linha de feixe e dessa forma são usados para vetar eventos de fundo causados por interações após as partículas saírem dos magnetos.

3.2 Sistema de decisão ou gatilho (“Trigger”)

O feixe de partículas que o AGS fornece ao sistema de detecção do E814 não é contínuo, mas sim pulsado. Os pulsos (“spills”) têm duração de um segundo, e intervalos de três segundos entre pulsos. Em cada pulso temos aproximadamente 10^6 íons distribuídos uniformemente durante o intervalo de tempo, mas ocorrem somente 10^4 interações no alvo a cada pulso. O sistema de aquisição de dados é capaz de registrar em fita somente cerca de 10^2 eventos durante o intervalo entre os pulsos do acelerador, o que significa que o sistema de aquisição é capaz de gravar da ordem de um evento para cada centena de interações.

O sistema de decisão ou “trigger” é idealizado de forma a aproveitar os cerca de 10^2 eventos com colisões periféricas, semi-periféricas ou centrais. A escolha do tipo de “trigger” adotado depende do programa de estudos estabelecido pela colaboração.

Para fazer isso o sistema de “trigger” emprega sucessivos níveis de decisão (fig. 3.2) e uma sofisticada lógica programável, alimentada por informações de praticamente todos os sub-sistemas de detectores. A seguir serão apresentados os diversos níveis de decisão que compõem o sistema de “trigger”.

- **Definição do feixe (“Beam trigger”)**- Os sinais dos fototubos associados a cada cintilador do feixe são somados e o resultado discriminado de acordo com níveis pré-estabelecidos: de S_2 e S_4 requer-se uma altura de pulso acima do mínimo produzido

por partículas com $Z = 14$; de S_1 e S_3 , utilizados como veto, o limiar é sensível a um sinal produzido pela passagem de uma partícula de mínima ionização ($Z=1$). O processamento dos sinais é feito em aproximadamente 200 ns, e o sistema de decisão acusa a passagem do feixe quando o sinal lógico $\overline{S_1}.S_2.\overline{S_3}.S_4$ é verdadeiro. A informação deste nível de decisão é utilizada pelos próximos níveis.

- **“Pre-Trigger”**- O “pre-trigger” é gerado em aproximadamente 200 ns requerendo a presença do feixe mais algumas informações rudimentares que possam ser obtidas rapidamente de um ou mais subsistemas de detectores, indicativas da ocorrência de uma interação de interesse. Esta informação é gerada discriminando um sinal lógico proporcional à grandeza medida pelos subsistemas. A multiplicidade nos cintiladores do alvo, a energia transversa depositada no calorímetro participante e a energia dianteira (a zero grau) depositada em parte dos calorímetros do espectrômetro são grandezas que podem ser utilizadas neste nível. Ocorrendo um “pre-trigger”, são geradas as janelas para os conversores (Gates), o que inicia o processo de conversão e o sistema de aquisição de dados; um sinal de ocupado (BUSY) também é gerado, impedindo que o sistema de decisão processe novos eventos.
- **Primeiro Nível (“Level 1”)**- No primeiro nível de decisão, que requer $2 \mu s$, um evento pode ser rejeitado caso os cintiladores do feixe indiquem a passagem de um segundo íon num intervalo menor que $1 \mu s$ após a passagem do íon que disparou o sistema. Este procedimento visa impedir que informações provenientes da interação do segundo íon contaminem as do primeiro. Também no primeiro nível pode ser incluída informação baseada na discriminação de um sinal proporcional à energia transversa depositada no calorímetro do alvo, que tem um sistema de leitura (fotodiodos) mais lento que os detectores usualmente empregados no “pre-trigger”.
- **Segundo Nível (“Level 2”)**- O segundo e último nível de decisão é baseado essen-

cialmente nos mesmos sinais utilizados na formação do “pre-trigger”, já convertidos pelos FERA’s e FERET’s (Fast Encoding and Read-out ADC’s e TDC’s). Para o caso específico deste trabalho, cujo objetivo é investigar a região de fragmentação nuclear em colisões de íons pesados, a decisão final é tomada levando em conta o valor da energia transversa total. Sinais analógicos de diferentes setores do calorímetro participante (PCAL) são enviados para circuitos somadores que produzem um sinal proporcional à energia transversa total que, em seguida, é digitalizado pelo FERA correspondente e enviado ao sistema de “trigger”. Finalmente, um módulo CAMAC programável (“Trigger Processor”) processa as informações e decide se o evento deve ser registrado (ou não) em fita magnética. A decisão do segundo nível acontece aproximadamente $20 \mu s$ após a interação.

Figura 3.2: Esquema simplificado do sistema de “trigger”. Figura extraída da ref. [57].

“Downscaling”

O sistema permite que a informação produzida num evento seja testada para diferentes critérios simultaneamente. Por exemplo, eventos que são consequência de colisões semi-

Tabela 3.1: Lista dos três valores de limiares E_T utilizados no segundo nível do sistema de “trigger” referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. A calibração do FERA que forneceu estes dados era de 50 canais/GeV. Tabela extraída da ref. [58].

Alvos	$E_T^{(1)}$	$E_T^{(2)}$	$E_T^{(3)}$
Pb	400	2000	2900
Cu	400	1700	2400
Al	400	1300	2000

periféricas produzem razoável energia transversa e multiplicidade de partículas carregadas, entretanto as seções de choque para colisões periféricas são maiores do que para colisões semi-periféricas. Levando em conta esse fato, o sistema pode ser programado de modo a permitir a aquisição de todos os eventos mais raros (colisões semi-periféricas), enquanto apenas uma fração dos eventos mais frequentes (colisões periféricas) é registrada. A distribuição dos possíveis valores para as grandezas consideradas pode ser progressivamente subdividida e o número de eventos adquiridos em cada intervalo ponderado de acordo com a seção de choque. Este procedimento, conhecido como “downscaling”, permite a aquisição de dados com uma estatística relativamente uniforme por toda a distribuição. O procedimento de “downscaling” pode ser estendido para o estudo da fragmentação nuclear. Para manter a distribuição de eventos com diferentes graus de centralidade uniforme, o valor de energia transversa total E_T , após ser digitalizado, é comparado com três níveis de limiar (tabela 3.1). Todos os eventos cujo sinal digital correspondente a E_T ultrapassa o limiar mais alto são adquiridos pelo fato de serem originários de colisões mais centrais. Entretanto, somente uma fração (tabela 3.2) destes eventos é adquirida quando o sinal digital ultrapassa os limiares mais baixos, pelo fato desses eventos serem originários de colisões mais periféricas.

Presença do feixe

São adquiridos dados requerendo somente a definição do feixe (“beam triggers”). São particularmente importantes para a análise de dados por constituírem um conjunto não

Tabela 3.2: Lista dos fatores de “downscaling” utilizados para os três níveis de limiar E_T . Para o caso do limiar $E_T^{(1)}$ somente um a cada 41 eventos é adquirido pelo sistema de aquisição de dados, somente um a cada 8 eventos é adquirido para o caso do limiar $E_T^{(2)}$ e todos são adquiridos para o caso do limiar $E_T^{(3)}$. Tabela extraída da ref. [58].

$E_T^{(1)}$	$E_T^{(2)}$	$E_T^{(3)}$
41	8	1

tendencioso de dados (“no bias”), pois não contêm nenhuma exigência sobre o que acontece com o projétil no alvo. São, conseqüentemente, fundamentais para a avaliação da qualidade dos critérios específicos de seleção e para a determinação das respectivas eficiências.

Eventos Vazios

“Eventos vazios” (“empty triggers”) são adquiridos com o sistema de aquisição disparado por um pulsador num instante em que o sistema não registra a passagem do feixe. São utilizados para a determinação dos “pedestais” dos conversores analógico-digitais e outras informações sobre os níveis de ruído dos sistemas, bem como seu comportamento ao longo do tempo.

Os eventos obtidos por meio dos critérios acima são aproveitados em dois modos: adquirindo uma grande sequência de eventos que satisfaçam estas condições ou intercalando-os entre eventos adquiridos com outros critérios específicos. Neste caso, o “downscaling” é tal que representam 1 ou 2% do total escrito numa fita.

Contadores (“Scalers”)

Além das informações dos detectores, são também registradas em fita informações de diversos contadores instalados no experimento. Estes são divididos em dois grupos: (a) contadores de pulso, lidos e zerados ao fim de cada pulso do acelerador, registram o número total de partículas do feixe que chegam à região do experimento e o número de partículas identificadas como feixe pelos cintiladores do feixe e (b) “latching scalers”, lidos

Tabela 3.3: Lista de alvos e suas propriedades. Ref. [57].

Alvo	Peso atômico M	Carga Z	Espessura W_t (g/cm ²)
Pb	208	82	4.359
Sn	120	50	3.253
Cu	64	29	2.239
Al	27	13	1.300
C	12	6	0.596

a cada evento, registram a intensidade instantânea do feixe, e também o instante em que este ocorre em relação à fase da rede elétrica local, ao começo do pulso fornecido pelo acelerador e à passagem de partícula anterior. A informação contida nos contadores de pulso é essencial para a obtenção de seções de choque, enquanto a dos “latching scalers” é utilizada na correção de dados de alguns sistemas de detectores.

A espessura do alvo W_t também é um parâmetro importante na obtenção de seções de choque; a tabela 3.3 apresenta uma lista dos alvos usados e suas propriedades. Balões de gás hélio foram colocados entre as duas câmaras multifilares e entre a última câmara e os cintiladores dianteiros do espectrômetro para minimizar interações secundárias dos fragmentos, pois o experimento não é realizado em vácuo.

3.3 Sistema de aquisição de dados

Os sinais provenientes dos detectores são processados por módulos eletrônicos padrão FASTBUS, controlados por processadores de varredura (SSP - SLAC Scanning Processor), e módulos padrão CAMAC, subordinados aos SSP's através de módulos de interface (FBD - Fastbus Branch Driver). O sistema possui ramos FASTBUS e dois ramos CAMAC, totalizando aproximadamente 6000 canais de eletrônica a serem lidos.

A figura 3.3 mostra um diagrama esquemático do sistema. Ocorrendo um “pre-trigger”, o sistema de decisão estabelece as janelas de conversão (GATE) para os conver-

sores analógico-digitais, dispara o processador de varredura mestre (M-SSP) e continua a processar informações para as decisões de primeiro e segundo níveis. Se uma decisão subsequente indicar que o evento não deve ser adquirido, a operação é abortada; caso contrário, o processo de digitalização e leitura já terá se iniciado antes da decisão final.

O processador mestre sinaliza aos FDB's para que transfiram as informações digitais dos módulos CAMAC para um módulo de memória FASTBUS. Em seguida, sinaliza aos processadores de varredura secundários (S-SSP) para que façam o mesmo com as informações dos módulos FASTBUS. Terminada a leitura de todos os ramos, o processador mestre sinaliza ao sistema de decisão que a operação está terminada (DONE), e este prepara os conversores para um novo ciclo (CLEAR). A leitura de um evento se dá em aproximadamente 10 ms. Eventos sucessivos, dentro de um mesmo pulso do feixe, são armazenados na memória FASTBUS (4 Mbytes); no intervalo entre pulsos o computador, um MicroVax III, acessa a memória FASTBUS e transfere os dados para a fita magnética (6250 bpi).

Aproximadamente 10% dos eventos adquiridos durante um pulso são registrados numa região da memória do computador (EVENT POOL). Esta região de memória é acessada por um processo independente executado por outro MicroVax III, que se encarrega de retransmitir a informação via rede Ethernet para estações de trabalho executando programas de monitoração do experimento.

Os programas utilizados no sistema são baseados no pacote VAXOLINE, desenvolvido no Fermi National Laboratory, e em rotinas SSP desenvolvidas em Brookhaven.

Em 1992 o MicroVax III do sistema de aquisição foi substituído por um computador baseado num processador Motorola 68030, numa montagem padrão VME, e um módulo FASTBUS fez a interface FASTBUS-VME. Conectadas ao processador estavam duas unidades de fita de 8 mm de alta densidade. Este sistema permitiu que a taxa de aquisição fosse praticamente dobrada.

Figura 3.3: Esquema simplificado do sistema de aquisição de dados. Figura extraída da ref. [57].

Capítulo 4

Estudo dos Detectores

Neste capítulo será apresentado o modo de operação dos principais detectores utilizados na presente análise das colisões de íons pesados relativísticos que ocorrem na região de fragmentação nuclear. Fazem parte deste grupo os detectores da região do alvo que são essenciais para realizar a operação de seleção de eventos originários de colisões quase-centrais e centrais, e os detectores que formam o espectrômetro dianteiro (cintiladores dianteiros, calorímetros de U/Cu e câmaras multifilares). Serão discutidos também o desempenho dos detectores, os fenômenos que contribuem para piorar a resolução das medidas e as devidas correções a serem efetuadas.

4.1 Detector de Vértice

O detector de vértice (“Beam-Vertex Detector”) é usado para determinar a posição e o ângulo de incidência da partícula do feixe sobre o alvo. Estas informações, combinadas com outras obtidas nas câmaras multifilares, cintiladores dianteiros e calorímetros U/Cu, serão utilizadas na reconstrução das trajetórias dos fragmentos originários de colisões entre íons pesados relativísticos.

Um desenho esquemático do detector de vertex e seu sistema eletrônico é mostrado na figura 4.1. Ele consiste de dois detectores de silício, cada um com 384 tiras verticais de 50 μm de largura. As tiras são diodos PIN “back-biased” e são assim sensíveis à passagem

de partículas carregadas, as quais criam pares elétron-buraco e portanto um pulso de corrente através dos diodos. As tiras são lidas individualmente através do sistema PCOS III (“Proportional Chamber Operating System”) como mostra a figura 4.1. Os sinais são amplificados e discriminados em cartões instalados no detector, cujo limiar de disparo pode ser controlado via instruções CAMAC. Os sinais lógicos provenientes dos cartões ativam bits de memória instaladas em módulos CAMAC: o estado de cada bit indica se uma partícula passou ou não pela tira correspondente. Os dados obtidos neste tipo de detector devem ser analisados e corrigidos com cuidado, para o caso de haver tiras danificadas ou desativadas por algum motivo.

Figura 4.1: Desenho esquemático do detector de vértice e seu sistema eletrônico para aquisição de dados. Figura extraída da ref. [59].

O gráfico da fig. 4.2 mostra um histograma bidimensional (“scatterplot”) da posição de incidência do feixe no alvo, calculada por meio dos dados obtidos no detector de vertex, em função do tempo (“ T_{spill} ”) entre a chegada do íon projétil e o início do “spill”. O tempo de início do “spill” é fornecido pelo AGS e o tempo de chegada do íon projétil é fornecido

pelos cintiladores do feixe.

A variação da posição de incidência do feixe no alvo, em função do tempo (T_{spill}), é consequência da variação do ângulo de incidência do feixe no plano xz, conforme convenção na figura 3.1.

Figura 4.2: Histograma bidimensional (“scatterplot”) da posição de incidência do feixe no alvo em função do tempo de ocorrência da colisão em relação ao início do T_{spill} . O tempo está representado em unidades arbitrárias.

4.2 Detector de Multiplicidade

O detector de multiplicidade do Experimento 814 (fig. 4.3) consiste de dois detectores de silício, anulares, situados a 3.4 e 8.2 cm do alvo, ambos com 6.8 cm de diâmetro externo e diâmetros internos de 2.8 e 0.7 cm, respectivamente. Esta geometria define uma cobertura angular completa para o intervalo entre 2° e 40° . Cada um dos detectores de silício tem $300 \mu\text{m}$ de espessura e uma das superfícies dos discos é dividida em 512 segmentos, lidos independentemente por um sistema (PCOS) semelhante ao utilizado no

Figura 4.3: Desenho esquemático do detector de multiplicidade. Figura extraída da ref. [60].

detector de vértice.

A informação obtida destes detectores é traduzida na forma de um único bit, o qual depende da sensibilização do segmento pela passagem da partícula carregada. Sistemas eletrônicos que permitem rápida soma analógica total, obtida por meio das 16 somas intermediárias correspondentes aos oito setores azimutais dos dois detectores, foram utilizados pelo sistema de “trigger” para seleção ou veto de eventos originários de colisões quase-centrais ou centrais de íons pesados.

Os dados obtidos nos detectores de multiplicidade devem ser corrigidos para efeitos de segmentos mortos (desativados), ruídos e ocupação múltipla. O detector de multiplicidade é particularmente sensível a elétrons- δ produzidos pela passagem do feixe através do alvo. A produção de elétrons delta cresce quadraticamente com a carga do projétil e linearmente com a espessura do alvo, sendo independente do elemento que o compõe. A distribuição de multiplicidade de elétrons- δ pode ser obtida a partir da distribuição de multiplicidade obtida quando não há reação: requerendo-se, na análise, a presença de um bom feixe e que a carga medida no detector de barreira de superfície após o alvo seja igual à carga das partículas do feixe. A distribuição de elétrons- δ pode então ser subtraída estatisticamente

da distribuição de multiplicidade. Informações detalhadas sobre este detector podem ser obtidas na Ref. [61].

4.3 Calorímetro Participante (PCAL)

É um calorímetro altamente segmentado que mede a energia total e transversa produzida entre 1° e 47° ($0.83 < \eta < 4.74$). O orifício central, com abertura de aproximadamente $1^\circ \times 1^\circ$ define a região de aceitação do espectrômetro dianteiro.

Ele é composto de placas de Pb/cintilador (1.0/0.3 cm de espessura) intercaladas, correspondentes a quatro comprimentos de interação na direção longitudinal (0.4 comprimentos de interação para cada seção eletromagnética e 1.6 para cada seção hadrônica) e, frontalmente, é dividido em 8 segmentos radiais e 16 segmentos azimutais (fig. 4.4). Em profundidade ele é dividido em duas seções eletromagnéticas e duas seções hadrônicas. Aproximadamente 8000 placas cintiladoras coletam a luz através de fibras óticas dopadas com um conversor de comprimento de onda (“wavelength shifter”) e acopladas a 512 fototubos. A medida de energia transversa é definida experimentalmente como $E_T = \sum_i E_{T_i}$, onde $E_{T_i} = E_i \sin \theta_i$ é a energia depositada no i -ésimo elemento do detector, ponderada pelo seno do ângulo polar entre a direção do feixe e o centro geométrico de cada elemento. Na saída dos fototubos, os sinais são divididos em dois ramos: um dos ramos segue para os conversores analógico-digitais lidos pelo sistema de aquisição, enquanto o outro é dirigido a circuitos somadores que produzem um sinal correspondente à energia transversa total depositada. Para cada setor azimutal são produzidos dois sinais: um correspondente à E_T depositada nas seções eletromagnéticas e outro à E_T depositada nas seções hadrônicas.

Detalhes sobre a construção e operação do calorímetro podem ser encontrados, entre outras, na ref. [62].

Figura 4.4: Vista lateral (esquerda acima), vista frontal (direita acima), visão esquemática longitudinal (esquerda abaixo) e visão esquemática frontal segmentada (direita abaixo) do calorímetro participante. Figura extraída da ref. [58].

4.3.1 Procedimento para correção de dados no PCAL

Os dados coletados em um detector devido à ocorrência de um evento, que correspondem a uma colisão entre íons pesados relativísticos, fornecem informações que, em geral, são incompletas. Por exemplo, entre os dados brutos coletados de um calorímetro para obtenção de distribuições de energia transversa não estão incluídas as informações referentes às perdas (“leakage”) de energia nas paredes laterais e traseira do calorímetro.

Os calorímetros são, em geral, segmentados lateralmente e longitudinalmente. Cada segmento ou torre possui o seu próprio sistema eletrônico de leitura de dados (“readout”). Partículas incidentes em um calorímetro, após atravessarem uma determinada profundidade, iniciam a produção de uma cascata ou chuveiro (“shower”) de partículas secundárias, cada uma carregando uma fração da energia original. A produção deste chuveiro de partículas continua até que a energia que cada partícula secundária carrega esteja abaixo de um certo limiar de energia (“threshold”), a qual coincide, aproximadamente, com a energia necessária para ionizar um átomo do material.

Elétrons e fótons iniciam o chuveiro quase que imediatamente após penetrarem no calorímetro, enquanto que hádrons, como prótons e nêutrons, iniciam o chuveiro após atravessarem uma profundidade muito maior que a de elétrons e fótons. Para uma típica colisão núcleo-núcleo, pode haver centenas de partículas penetrando no calorímetro e cada segmento é iluminado por chuveiros provenientes de muitas partículas diferentes. Parte da energia carregada pelas partículas secundárias, presentes no chuveiro, pode ser perdida se a partícula incide próxima às laterais do calorímetro. Além disso, parte da energia carregada pelas partículas secundárias pode ser perdida na traseira do calorímetro se a profundidade de penetração do chuveiro excede as dimensões físicas do calorímetro.

É possível perceber, de acordo com o que foi exposto acima, que restaurar as medidas de energia perdida nas paredes laterais e traseira do calorímetro não é uma tarefa trivial. Nesta seção é apresentado o princípio de matriz de resposta que é fundamentado na

suposição de que a resposta, ou o sinal proveniente do sistema eletrônico de leitura de dados, de cada segmento do detector é proporcional ao fluxo de energia incidente. Com esta suposição é possível investigar a resposta do calorímetro ao fluxo de energia total incidente como uma combinação linear das respostas do fluxo de energia incidente em cada intervalo de ângulo sólido.

Construção da matriz de resposta

Para um melhor entendimento do processo de medida do fluxo de energia com calorímetros, foram utilizados os programas de computador HIJET [63, 64] e FRITIOF [65] para simular colisões de íons pesados relativísticos e o programa de computador PROPHET [66] foi utilizado para simular as características de deposição de energia das partículas dentro do calorímetro. A simulação da resposta do calorímetro ao fluxo de energia incidente está fundamentada na parametrização do chuveiro de partículas secundárias sugerida por R. Bock e colaboradores [67]. Os parâmetros físicos obtidos por meio dos geradores de eventos não são necessariamente exatos, mas permitem a investigação inicial do fluxo de energia e das dimensões do chuveiro dentro do calorímetro. A operação do programa PROPHET para simulação de calorímetros está fundamentada na biblioteca de rotinas de programação GEANT [68].

O principal objetivo do cálculo da matriz de resposta é a medida da energia transversa real produzida. Os segmentos do PCAL que têm a mesma distância radial em relação ao feixe foram agrupados em anéis já que existe uma simetria azimutal no PCAL. Entretanto, é possível variar o deslocamento entre quadrantes permitindo que o orifício no centro do calorímetro, que define a passagem de partículas para o espectrômetro dianteiro, tenha sua área efetiva alterada. Esse aspecto também foi considerado na definição da geometria do calorímetro dentro do programa PROPHET para obtenção de resultados mais precisos.

Existem 8 anéis em cada seção de profundidade e, portanto, 32 anéis no calorímetro inteiro. O fluxo de energia incidente é dividido em 8 intervalos de ângulos sólidos di-

ferentes já que cada segmento radial de torres tem dimensão diferente em relação aos outros segmentos radiais. O coeficiente de resposta de cada anel em relação às partículas incidentes em um determinado intervalo de ângulo sólido pode ser calculado por meio da equação:

$$M_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{\text{eventos}}^N \frac{D_i}{E_j^{in}} \quad i = 1, 2, \dots, 32, \quad j = 1, 2, \dots, 8, \quad (4.1)$$

onde M_{ij} é a fração de E_T do i -ésimo anel respondendo ao j -ésimo intervalo de fluxo de energia, N é o número de eventos utilizados, D_i é a quantidade de E_T medida pelo calorímetro no i -ésimo anel e E_j^{in} é a energia incidente no j -ésimo intervalo de ângulo sólido. Os valores de E_j^{in} são obtidos por meio dos programas de simulação HIJET ou FRITIOF e os valores de D_i são obtidos por meio do programa de simulação PROPHET. Estes coeficientes podem ser escritos na forma de matriz e a resposta do calorímetro ao fluxo de energia incidente pode ser vista como uma equação matricial

$$\mathbf{M}\vec{\alpha} = \vec{D}, \quad (4.2)$$

onde $\vec{\alpha}$ é uma matriz coluna com 8 elementos representando a distribuição angular de valores reais de E_T gerada em uma colisão de íons pesados e $\vec{D}$ é uma matriz coluna de 32 elementos D_i representando os valores “experimentais” de E_T . Os elementos de $\vec{D}$ são definidos como

$$D_i = \sum_{j=1}^8 E_{ij} s_{ij} \quad i = 1, 2, \dots, 32, \quad (4.3)$$

onde j é um índice azimutal e i é um índice identificando a posição radial e longitudinal do segmento do calorímetro. Aqui E_{ij} é a medida de energia do segmento e s_{ij} é o seno do ângulo polar do centro geométrico do segmento em relação à direção do feixe.

Restauração de informações com a matriz de resposta

A energia transversa verdadeira E_T é obtida por meio da série de parâmetros α_j que melhor ajustam a equação matricial 4.2. Este procedimento para ajuste exige que

$$Q^2(\vec{\alpha}) = \sum_{i=1}^{32} \left(\sum_{j=1}^8 M_{ij} \alpha_j - D_i \right)^2 \quad (4.4)$$

seja minimizado, ou

$$\frac{dQ^2}{d\alpha_j} = 0, \quad j = 1, 2, \dots, 8. \quad (4.5)$$

O método de minimização utilizado foi a regressão linear e a solução padrão é

$$\vec{\alpha} = \mathbf{A}^{-1} \vec{R}, \quad (4.6)$$

onde

$$\mathbf{A}_{ij} = \sum_{k=1}^{32} \mathbf{M}_{ik} \mathbf{M}_{kj}, \quad i, j = 1, 2, \dots, 8 \quad (4.7)$$

e

$$R_j = \sum_{k=1}^{32} \mathbf{M}_{jk} D_k, \quad i, j = 1, 2, \dots, 8. \quad (4.8)$$

A energia transversa verdadeira E_T produzida em uma colisão de íons pesados relativísticos medida por meio do PCAL será, portanto,

$$E_T = \sum_{i=1}^8 \alpha_i, \quad (4.9)$$

onde a matriz $\vec{\alpha}$ é determinada independentemente para cada evento.

A descrição completa sobre este método pode ser encontrada na ref. [58].

4.4 Cintiladores Dianteiros

Os principais objetivos dos cintiladores dianteiros são a medida da carga Z , do tempo de voo e da posição vertical na saída do espectrômetro dianteiro. Eles devem ter a capacidade de medir partículas com carga $Z=1$ até $Z=14$.

Os cintiladores são do tipo NE104 com comprimento de 120 cm conforme mostra a figura 4.5. A luz produzida nos cintiladores é coletada por fototubos nas duas extremidades, uma característica que possibilita a determinação da posição de incidência da partícula no cintilador. Na saída dos fototubos os sinais são divididos em dois ramos: um dos ramos segue para conversores analógico-digitais, enquanto o outro para discriminadores cujos sinais são dirigidos para conversores de tempo para informação digital. Esta informação, comparada ao instante da passagem da partícula pelos cintiladores do feixe, dá uma medida do tempo de voo dos fragmentos.

Figura 4.5: Desenho esquemático do cintilador dianteiro (“forward scintillator slat”).

4.4.1 Pedestais e correção de 60 Hz

Os conversores analógico-digitais (ADCs) convertem os sinais analógicos provenientes dos fototubos em sinais digitais, ou melhor dizendo, números que são registrados em fita. Se nenhum feixe de partículas atingisse os cintiladores dianteiros, os ADCs deveriam fornecer sinais digitais que correspondessem a zero. Entretanto, mesmo nesta situação os ADCs

continuam a fornecer sinais digitais próximos porém diferentes de zero que são inerentes à parte eletrônica deste equipamento. Estes sinais foram denominados de **pedestais** (“pedestals”). Testes de execução do Experimento 814 mostraram que estes sinais são

Figura 4.6: (a) Histograma bidimensional da altura de pulso versus a fase de oscilação de 60 Hz de um fototubo de um cintilador do espectrômetro dianteiro. (b) Projeção do histograma bidimensional da figura (a) no eixo da altura de pulso. (c) Histograma bidimensional da altura de pulso menos pedestais versus a fase de oscilação de 60 Hz. (d) Projeção do histograma bidimensional da figura (c) no eixo da altura de pulso. A fase de 60 Hz é representada em unidades arbitrárias.

sensíveis às oscilações de 60 Hz dos cabos de potência. Esta oscilação pode comprometer seriamente a resolução do sinal obtido. Portanto para efeito de correção foi utilizado um módulo eletrônico especial de padrão CAMAC que permitia a medida da fase da onda de 60 Hz para cada evento.

Para determinação dos pedestais e posterior “correção de 60 Hz” é necessário realizar

medidas no Experimento 814 sem a presença do feixe de partículas. Estas medidas estão disponíveis por meio do sistema de aquisição de dados que registra em fita os sinais digitais provenientes dos ADCs dos diversos detectores sem a presença do feixe de partículas. A fig. 4.6(a) mostra um histograma bidimensional (“scatterplot”) da altura de pulso versus fase de 60 Hz para um fototubo de um cintilador dianteiro obtido na análise de dados em fita com eventos sem a presença do feixe de partículas.

Um método utilizado para se determinar os pedestais para cada fototubo é dividir o eixo horizontal do gráfico da fig. 4.6(a) em 50 canais e em seguida para cada canal, por meio de ajuste gaussiano, obter um valor médio que corresponderá ao pedestal do fototubo para aquele determinado canal que está associado a um intervalo de fase de 60 Hz. Realizando esta tarefa para os dois fototubos de cada cintilador, é possível construir uma tabela de pedestais denominada “look up table” que será utilizada pelo programa de análise para correção dos dados obtidos em fita. A figura 4.6(c) mostra o gráfico da figura 4.6(a) após a correção devido às oscilações de 60 Hz. As figuras 4.6(b) e 4.6(d) mostram a projeção do histograma bidimensional no eixo da altura de pulso antes e após a correção devido às oscilações de 60 Hz.

4.4.2 Medida de carga nos cintiladores dianteiros

Quando uma partícula rápida passa através do cintilador ela deposita uma energia proporcional ao quadrado de sua carga no material de cintilação. Esta energia é transformada em um pulso de luz que viaja ao longo do detector até ser coletado e amplificado pelos fototubos localizados em cada terminal.

Como a intensidade do pulso de luz decresce exponencialmente com a distância y entre o ponto de emissão e o fototubo [69], a altura de pulso medida nos dois terminais pode ser escrita como

$$Q_1 = LG_1 \exp \left[-\frac{s+y}{D} \right] \quad (4.10)$$

Figura 4.7: Histograma da média geométrica da altura de pulso dos fototubos de um dos cintiladores dianteiros. A primeira distribuição corresponde a incidência de partículas com $Z=1$ e ela foi normalizada de modo que o pico da distribuição da média geométrica da altura de pulso dos fototubos do cintilador ocorresse em torno de 100.

$$Q_2 = LG_2 \exp \left[-\frac{s-y}{D} \right] \quad (4.11)$$

supondo, também, uma atenuação da luz puramente exponencial no guia de luz.

Aqui, L é a luz produzida no cintilador pela partícula carregada, G_1 e G_2 são os ganhos dos fototubos que serão discutidos posteriormente, D é o comprimento de atenuação do cintilador, s é igual a metade do comprimento do cintilador (60 cm) e y é a distância do centro ao ponto que a partícula carregada incidiu. Tomando a média geométrica das alturas de pulso nós temos,

$$\sqrt{Q_1 Q_2} = L \sqrt{G_1 G_2} \exp \left(-\frac{s}{D} \right) \quad (4.12)$$

que é independente da localização do choque da partícula e depende puramente dos ga-

nhos, e da quantidade de luz (que é proporcional a Z^2) que é produzida no cintilador.

Portanto, após a correção dos pedestais, o programa de leitura e análise de dados pode determinar a média geométrica de altura de pulso dos dois fototubos que compõem o cintilador, e assim é possível investigar a carga dos fragmentos produzidos pela interação com o alvo.

Um problema importante é equalizar os ganhos dos cintiladores de maneira que os histogramas da média geométrica da altura de pulso tenham sempre a mesma aparência padrão para um certo grupo de cintiladores. Para os cintiladores na região de incidência de prótons do espectrômetro dianteiro (12 m após o alvo), os ganhos são obtidos de maneira que o máximo da primeira distribuição do histograma da figura 4.7, que corresponde a $Z = 1$, esteja localizado aproximadamente na posição 100 [57]. Entretanto, para os cintiladores na região de fragmentos pesados (31 m após o alvo), os ganhos são normalizados para que o máximo da distribuição que corresponde a $Z = 14$ esteja localizada na posição 1000 dos histogramas da média geométrica da altura de pulso.

A quantidade de energia perdida por uma partícula, que atravessa um material de determinada espessura, sofre variações devido à natureza estatística de suas colisões com os átomos do material. A distribuição de perda de energia de partículas atravessando o cintilador tem uma forma assimétrica denominada distribuição de Landau [70, 71, 72]. Isso ocorre devido ao fato de que colisões com pequena transferência de energia são mais prováveis do que as colisões com grande transferência de energia. A primeira distribuição da figura 4.7, referente a fragmentos com $Z=1$, é uma típica distribuição de Landau. A distribuição de Landau é dada por

$$f(z, E) = \phi(\lambda)/\xi, \quad (4.13)$$

onde

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp(-u \ln u - u\lambda) \sin(\pi u) du \quad (4.14)$$

$$\lambda = \frac{1}{\xi} [E - \xi (\ln \frac{\xi}{\epsilon'} + 1 - C_E)] \quad (4.15)$$

$$\ln \epsilon' = \ln \left[\frac{(1 - \beta^2) I^2}{2m_e c^2 \beta^2} \right] + \beta^2 \quad (4.16)$$

$$\xi = B/\beta^2 \quad (4.17)$$

com $C_E=0.577$ (constante de Euler), B é uma constante que depende do material do cintilador, m_e é a massa do elétron, c é a velocidade da luz, I é o potencial de ionização do material cintilador e β é dado por $\beta = v/c$ onde v é a velocidade da partícula. Logo $f(z, E)dE$ pode ser entendido como a probabilidade de uma partícula perder energia entre E e $E + dE$ ao atravessar uma camada de material de espessura z .

4.4.3 Efeitos de Saturação

Para fragmentos com alto Z , os cintiladores mostram um desvio do comportamento de Z^2 esperado [57]. Embora os mecanismos não sejam conhecidos, o modelo mais simples divide a perda de energia por ionização em duas partes, o núcleo (“core”) e a aureola (“halo”). O núcleo é uma região de alta densidade de ionização ao redor do caminho da partícula carregada, causando saturação ou decréscimo na eficiência de cintilação. A aureola é uma região muito maior de baixa densidade de energia envolvendo o núcleo que é formada basicamente por raios δ , que são criados pelas colisões da partícula carregada com o meio material, e não sofrem saturação. Para correção deste efeito foi utilizada uma simples parametrização, sugerida por Birks [73], para partículas pesadas, dada pela equação

$$\frac{dL}{dX} = \frac{A(\frac{dE}{dX})}{1 + B\frac{dE}{dX}}, \quad (4.18)$$

onde dL/dX é proporcional à quantidade de luz produzida por uma partícula de dada ionização dE/dX , e A e B são dois parâmetros que dependem do material do cintilador.

A figura 4.8(a) mostra um histograma bidimensional da altura de pulso do detector de barreira de superfície de silício após o alvo versus a média geométrica da altura de pulso de um dos cintiladores horizontais do espectrômetro dianteiro. A altura de pulso do detector de silício após o alvo foi utilizado como elemento de comparação pois este detector fornece medidas muito precisas das cargas das partículas. A figura 4.8(b) mostra o mesmo gráfico após a correção de saturação utilizando a parametrização de Birks. Os resultados apresentados nestas figuras se referem aos eventos analisados de colisões periféricas de íons ^{28}Si com o alvo de Al. As unidades apresentadas são arbitrárias. A figura apresenta aglomerações de eventos ou “ilhas”, alinhadas na diagonal, que podem ser associadas aos fragmentos pesados resultantes da interação com o alvo. Também é mostrado um grupo horizontal de ilhas que representam fragmentos pesados resultantes de interações após o alvo.

Figura 4.8: (a) Altura de pulso do detector de barreira de superfície de silício após o alvo versus a altura de pulso de um cintilador horizontal do espectrômetro dianteiro. (b) O mesmo gráfico após a correção de Birks em que a altura de pulso no cintilador horizontal está normalizada para 1000 em $Z=14$. Os eventos analisados se referem às colisões periféricas de íons ^{28}Si com o alvo de Al. As unidades apresentadas são arbitrárias. A figura apresenta aglomerações de eventos ou “ilhas”, alinhadas na diagonal, que podem ser associadas aos fragmentos pesados resultantes da interação com o alvo. Também é mostrado um grupo horizontal de ilhas que representam fragmentos pesados resultantes de interações após o alvo.

4.4.4 Tempo de vôo e correções de “slewing”

Se admitirmos que a velocidade da luz v é constante no cintilador, a medida de tempo entre o instante de passagem do feixe pelo alvo e a chegada nos dois terminais pode ser escrita como

$$T_1 = T_m + \frac{(s + y)}{v} \quad \text{e} \quad (4.19)$$

$$T_2 = T_m + \frac{(s - y)}{v}, \quad (4.20)$$

onde T_m é o tempo de chegada da partícula ao cintilador, s é igual a metade do comprimento do cintilador (60 cm) e y é a distância do centro ao ponto que a partícula carregada incidiu. Por simplicidade os tempos residuais provocados por atrasos nos fototubos, cabos ou dispositivos eletrônicos foram ignorados. Tomando o valor médio, nós obtemos

$$\frac{T_1 + T_2}{2} = T_m + \frac{s}{v}, \quad (4.21)$$

que é independente da posição de colisão e, desde que s/v é uma constante, é possível obter uma medida do tempo de chegada da partícula.

Entretanto, a equação simples acima não considera a dependência entre a medida de tempo e a altura de pulso quando são utilizados discriminadores de nível. O TDC (medidor de tempo) é acionado (“start”) quando um feixe aceitável passa pelo cintilador do feixe (“beamscintillator”). O fototubo fornece um sinal eletrônico referente à altura de pulso que contém informação sobre a carga elétrica da partícula incidente em um cintilador dianteiro. Conforme mostra o gráfico da figura 4.9, quando o sinal de altura de pulso no sentido descendente ultrapassa o nível de discriminação, um sinal de parada (“stop”) é enviado ao TDC. Pode ser observado no gráfico que quando o sinal aumenta, o tempo para cruzar o limiar ou nível de discriminação também aumenta ($t_1 < t_2 < t_3$) produzindo o efeito de “slewing”.

O gráfico da figura 4.10(a) mostra um histograma bidimensional onde temos altura de pulso, registrada por um fototubo de um determinado cintilador, versus tempo registrado

Figura 4.9: Esquema sobre a medida de tempo nos cintiladores dianteiros para compreensão do efeito “slewing”. Figura extraída da ref. [74].

pelo TDC. Pode ser observado que quanto maior a altura de pulso, maior será o tempo registrado pelo TDC em relação aos sinais com menor altura de pulso. A correção para o efeito de “slewing”, que deve ser aplicada ao tempo, é definida por meio da equação [57]

$$T_c = T_1 + \left(A + \frac{B}{\sqrt{Q_1}}\right), \quad (4.22)$$

onde T_c é o tempo corrigido, A e B são constantes e Q_1 é a altura de pulso do fototubo. A constante A é adicionada para deslocar o centro da distribuição de tempo para zero, simplificando as correções usadas nesta análise. A figura 4.10(b) mostra $1/\sqrt{Q_1}$ contra a medida de tempo para o mesmo fototubo do histograma anterior. Pode ser observado levemente uma relação linear justificando a equação acima. Para cada fototubo foram calculados os parâmetros A e B para a correção de “slewing”.

4.4.5 Medida de posição

A posição de incidência de uma partícula nos cintiladores dianteiros pode ser determinada pela altura de pulso ou pelo tempo corrigido [57].

Figura 4.10: (a) Histograma bidimensional da altura de pulso fornecida pelo fototubo de um dos cintiladores versus tempo registrado pelo TDC. (b) Histograma bidimensional, referente ao mesmo fototubo, de $1/\sqrt{\text{altura de pulso}}$ versus tempo registrado pelo TDC. As unidades apresentadas são arbitrárias. A figura foi extraída da ref. [57].

Pelo método de altura de pulso nós tomamos a razão das expressões dadas pelas equações 4.10 e 4.11 para altura de pulso medida nos dois fototubos de um cintilador, de modo que

$$y = \frac{D}{2} \left[\ln \left(\frac{Q_1}{Q_2} \right) + \ln \left(\frac{G_1}{G_2} \right) \right], \quad (4.23)$$

que é uma medida direta ao longo do cintilador. Para cada cintilador, $\ln \left(\frac{G_1}{G_2} \right)$ foi estimado fazendo incidir um feixe de partículas em $y = 0$. O comprimento de atenuação D para o NE104 é de 120 cm. A posição determinada pelo tempo é definida através das equações 4.19 e 4.20, onde nós podemos escrever

$$y = \frac{v}{2} (T_1 + T_2), \quad (4.24)$$

que dá uma medida independente da posição ao longo do cintilador. A velocidade da luz v dentro do cintilador é de 18.75 cm/ns para o NE104. Estes dois métodos proporcionam praticamente a mesma resolução na medida da posição. Entretanto, estas medidas são desnecessárias já que o experimento só permite deflexão do feixe na direção horizontal. Em determinados casos o conhecimento desta posição horizontal pode ser essencial na

reconstrução da trajetória dos fragmentos, principalmente naqueles casos em que a configuração final obtida por meio das câmaras multifilares impossibilite uma boa identificação destas trajetórias. Nestas situações os cintiladores forneceriam parâmetros de entrada, relativos a posição, que seriam utilizados nos programas de reconstrução de trajetórias que utilizam dados das câmaras multifilares.

4.5 Câmaras Multifilares

4.5.1 Câmara Segmentada DC1

Este detector, localizado entre os dois magnetos, consiste de um catodo plano dividido em um grande número de segmentos retangulares ($0.8 \times 2.0 \text{ mm}^2$). Os fios de anodo (figs.4.11(a) e 4.11(b)) estão localizados acima dos segmentos e os fios de campo com potencial levemente negativo estão localizados entre os fios de anodo. Todos os segmentos localizados abaixo e ao longo de um fio de anodo são interconectados por uma cinta resistiva. Dependendo da densidade de incidência das partículas, o espaçamento entre as uni-

Figura 4.11: (a) Visão lateral da câmara segmentada DC1. (b) Visão 3-D. Figura extraída da ref. [75].

dades de leitura varia sobre o plano da câmara. Aproximadamente a cada 10 segmentos o sistema de leitura, composto por pré-amplificadores sensíveis à carga, coleta a informação referente à carga da partícula incidente. O sinal de saída desses pré-amplificadores passa ainda por amplificadores que fornecem um pulso bipolar com tempo de subida de 200 ns e este, em seguida, é digitalizado pelo sistema de ADCs.

A área ativa da câmara é $26 \times 16 \text{ cm}^2$. O espaçamento entre fios de anodo é 4 mm e o espaçamento entre pontos de leitura varia de 15 mm (extremidades) a 6 mm (centro) dando um total de 1016 canais de dados. A espessura do detector é cerca de 6% do comprimento de radiação. Uma resolução de $200 \text{ } \mu\text{m}$ [57] foi obtida para a medida de posição em DC1. Com feixe de raios-X colimados, uma resolução de posição de $\approx 70 \text{ } \mu\text{m}$ [76] foi observada.

A determinação da carga induzida sobre os segmentos, combinada com uma interpolação, proporciona uma medida não ambígua da posição de incidência. Um método de interpolação é aquele no qual sinais de uns poucos pontos de leitura podem ser processados para obter informação de posição muito mais fina do que o espaçamento entre pontos de leitura. O método de interpolação em DC1 é denominado método de divisão de carga resistiva [75], enquanto em DC2 e DC3 ele é denominado método de divisão de carga geométrica [75].

Um aspecto importante de um detector sensível à posição é a capacidade de proporcionar informação fiel da posição de uma partícula incidente. A não linearidade de posição é uma das propriedades mais importantes na determinação da qualidade de um detector desta espécie. Uma medida conveniente da não linearidade é a não linearidade diferencial. Medidas feitas por irradiação uniforme com raios-X de 5.4 KeV, sobre uma fileira de segmentos logo abaixo de um fio de anodo, revelaram uma não linearidade diferencial melhor do que $\pm 6\%$ [77, 78].

Os ruídos nas seções segmentadas das câmaras multifilares não requerem correções

rigorosas desde que a altura de pulso do ruído tenha um valor rms (“root mean square”) até 20 vezes menor na entrada do ADC do que o sinal produzido pela incidência de partículas com $Z=1$ (mínima ionização). Embora houvesse sérios problemas em DC2 e DC3, especialmente nas regiões onde grandes segmentos estão localizados, nenhuma tentativa foi feita para corrigir estes problemas pois eles não afetaram as regiões em que a análise foi realizada.

Ocasionalmente, alguns segmentos na câmara DC1 apresentaram sinais negativos que são bastante elevados para encobrir sinais de partículas com $Z=1$ [57]. Uma razão para esta incorreção poderia ser uma má conexão entre um fio de anodo e o capacitor isolante que proporciona um sinal de fundo. Este problema foi corrigido tomando a média dos sinais negativos dos segmentos ao longo de fios de anodo na região da câmara onde nenhum próton era esperado. Para a correção deste problema, as diferentes separações entre pontos de leitura nas diferentes regiões da câmara foram levadas em consideração. Desde que este problema não foi observado em DC2 e DC3, nenhuma correção especial foi aplicada para as seções segmentadas nestas câmaras.

4.5.2 Câmaras de Deriva (DC2 e DC3)

As câmaras de deriva DC2 e DC3 (fig. 4.12) consistem de 6 planos de deriva seguidos por uma única camada segmentada em forma de chevron. Os fios nos planos de deriva adjacentes são deslocados por metade da separação entre fios em um único plano para eliminar a ambiguidade direita-esquerda na reconstrução da trajetória. Uma camada de mylar aluminizado é inserida em cada seção de deriva para absorver os raios δ de baixa energia. Os sinais de cada fio de anodo são conectados a pré-amplificadores de baixo ruído. A saída de cada pré-amplificador é conectada a um amplificador que tem um ganho de 2×10^3 e um tempo de subida de 12 ns. A saída deste amplificador é ligada a um discriminador dual que possui um nível de discriminação inferior, sensível ao sinal gerado pela nuvem de elétrons de deriva, e um nível de discriminação superior, protegido

de sinais provenientes de partículas com $Z=1$, que mede a distribuição de carga gerada pela passagem de partículas com alto Z . A saída do discriminador dual é conectada a um TDC com resolução de 1 ns. Sinais do plano do catodo seguem o mesmo caminho como os sinais da DC1. As áreas ativas destas câmaras são $30 \times 80 \text{ cm}^2$ e $50 \times 200 \text{ cm}^2$,

Figura 4.12: Desenho esquemático que representa a visão superior da câmara segmentada DC2 ou DC3. Figura extraída da ref. [74].

respectivamente, e elas são idênticas em desenho. A DC2 tem 128 fios em cada plano de deriva com uma separação de 6.35 mm. Seu plano segmentado tem um total de 464 segmentos de chevron com largura de aproximadamente 0.2 cm para DC2 e 0.4 cm para DC3. DC3 tem 160 fios em cada plano de deriva com 12.70 mm de separação em um total de 760 segmentos de chevron. As espessuras da DC2 e da DC3 são cerca de 10% e 20% do comprimento de radiação, respectivamente. A resolução encontrada na direção X é da ordem de $200 \mu\text{m}$ [57], enquanto que na direção Y a resolução encontrada para as seções de eletrodos é da ordem de 2.5 mm e 5.0 mm [57], respectivamente, para DC2 e DC3, correspondente a aproximadamente 10% do comprimento do chevron.

4.5.3 Medida de posição de uma partícula incidente no plano segmentado

A informação básica para a medida de posição a partir do plano de catodo segmentado é a quantidade de carga depositada nos segmentos. Para identificação da posição de incidência é realizada uma busca de aglomerados de segmentos sensibilizados. A busca não é feita em toda a extensão das câmaras, mas somente nas regiões em que fragmentos com $A > 1$ são esperados. Um aglomerado é definido por um eletrodo com carga acima de um limiar pré-estabelecido e os seus dois vizinhos próximos ao longo do fio de anodo. A determinação da posição x de incidência da partícula é feita a partir da maneira como a carga é dividida entre os segmentos. Na câmara DC1 a divisão de carga é resistiva pelo fato dos segmentos

Figura 4.13: Divisão de carga resistiva em uma câmara segmentada. Ref. [75]

serem interconectados por tiras com resistência elétrica uniforme. Conforme mostra a figura 4.13, a carga induzida é coletada por três pré-amplificadores vizinhos localizados nas posições x_{k-1} , x_k e x_{k+1} ao longo da fileira de segmentos. A quantidade de carga que vai para os pré-amplificadores em x_{k-1} e x_k é inversamente proporcional ao valor da resistência entre o segmento de maior carga induzida e os segmentos de leitura. Com base neste método, a posição do centróide de carga induzida será

$$x_C = \frac{x_{k-1}Q_{k-1} + x_kQ_k + x_{k+1}Q_{k+1}}{Q_{k-1} + Q_k + Q_{k+1}}, \quad (4.25)$$

onde Q_k é a carga induzida no k -ésimo segmento.

Para eletrodos na forma de “chevron”, encontrados em DC2 e DC3, a divisão de carga acontece principalmente entre dois segmentos vizinhos, e a posição é dada por

$$x_C = \frac{Q_1(x_1 \pm A_c) + Q_2(x_2 \mp A_c)}{Q_1 + Q_2}, \quad (4.26)$$

onde Q_1 e x_1 são a carga e a posição do eletrodo mais sensibilizado e Q_2 e x_2 a carga e a posição do eletrodo vizinho. Esta relação apresenta uma tendência de deslocar a distribuição da medida de posição em direção à borda dos eletrodos [57]. A constante A_c (cujo sinal depende da direção do desvio), aproximadamente 10% do comprimento do eletrodo, foi introduzida para corrigir este efeito.

4.5.4 Seções de Deriva

As posições x das trajetórias nas células de deriva são obtidas comparando-se o intervalo de tempo Δt entre a produção da nuvem de ionização e a detecção da avalanche nos fios de anodo, segundo a relação

$$x = v_d(\Delta t - \eta) + S, \quad (4.27)$$

onde $v_d=50 \mu\text{m/s}$ é a velocidade de deriva no gás. A constante S leva em conta o deslocamento entre os planos de fios, sendo nula para planos pares e igual à metade da distância entre os fios para planos ímpares. A constante $\eta = 245$ e 280 ns para DC2 e DC3, respectivamente, corrige desvios na definição do instante inicial. A referência de tempo para o conversor de tempo para informação digital (TDC) é dada pelo instante da passagem do feixe pelos cintiladores do feixe, enquanto o instante de detecção da avalanche nos fios é obtido a partir do sinal proveniente dos discriminadores associados a cada fio.

O ruído de fundo presente nos sinais das células de deriva vem essencialmente da produção de elétrons- δ pelo fragmento atravessando a câmara: as possibilidades combinatorias aumentam fatorialmente com o número de fios sensibilizados. Este problema é sensivelmente reduzido se, além de restringir a busca de fios sensibilizados à área das

câmaras onde os prótons, fragmentos leves e pesados são esperados, impõe-se a restrição adicional de que os fios estejam sobre um eletrodo sensibilizado pela passagem da partícula. A existência de uma possível trajetória é definida pela presença de sinais em pelo menos três dos seis planos de fios dos detectores.

As refs. [75, 77, 76, 78] trazem informações mais detalhadas sobre a construção e operação das câmaras multifilares.

4.6 Calorímetro U/Cu

A principal tarefa dos 25 módulos do calorímetro de U/Cu é proporcionar informação sobre a energia cinética de nucleons, fragmentos leves e pesados que entram no espectrômetro pelo orifício do calorímetro participante. Os calorímetros U/Cu têm um papel decisivo na reconstrução das trajetórias de partículas neutras, pois além de proporcionar informação sobre a energia, é possível obter, como será discutido a seguir, valores da posição de incidência no plano de detecção formado pelos calorímetros.

Cada módulo, composto por placas de U/Cu/cintilador intercaladas, é opticamente subdividido em 12 torres sobrepostas, cada uma com 20 cm de largura (em x) e 10 cm de altura (em y) (figura 4.14). A luz produzida nos cintiladores é coletada por dois conversores de comprimento de onda (“wavelength shifters”) que percorrem as torres lateralmente e são observados por fotomultiplicadoras instaladas atrás dos módulos. A subdivisão dos módulos e o método de coleção da luz produzida permitem também determinar a posição de incidência da partícula.

Os sinais que deixam os fototubos são divididos em dois ramos, um dos quais segue para conversores analógico-digitais que serão lidos pelo sistema de aquisição, enquanto o outro segue para somadores analógicos que produzem um sinal correspondente à energia depositada em cada módulo (24 fototubos). Os sinais correspondentes às somas são divididos e enviados ao sistema de decisão, que pode utilizar a energia depositada em diferentes

regiões como critério de decisão para a aquisição de dados, e para discriminadores que disparam conversores que permitem transformar a informação de tempo em informação digital. Essa informação pode ser útil na determinação do tempo de voo dos fragmentos do alvo aos calorímetros.

A equalização do ganho de cada fototubo foi realizada usando a radiação emitida pelas camadas de urânio do próprio calorímetro. Essa radiação de baixa energia incide uniformemente sobre as camadas de cintiladores. Os ganhos dos fototubos podem ser ajustados de maneira que a resposta de cada fototubo à radiação de urânio produza o mesmo valor médio para o sinal eletrônico obtido.

Maiores detalhes sobre os calorímetros do espectrômetro podem ser encontrados na ref. [79].

Figura 4.14: Módulo do calorímetro U/Cu. Ref. [57].

4.6.1 Energia e Busca de Aglomerados

A energia de uma partícula incidente é depositada no calorímetro através da formação de um chuveiro de partículas secundárias que perdem energia por ionização. O perfil deste chuveiro pode ser descrito por duas componentes [79], uma eletromagnética e a outra

hadrônica. Estas componentes são representadas por uma função exponencial

$$E_{em} = A_{em} \exp \left[-\left(\frac{r}{\sigma_{em}} \right)^{a_{em}} \right] \quad e \quad (4.28)$$

$$E_{had} = A_{had} \exp \left[-\left(\frac{r}{\sigma_{had}} \right)^{a_{had}} \right], \quad (4.29)$$

onde A_{em} e A_{had} são constantes de normalização, enquanto σ_{em} e σ_{had} refletem a extensão transversal do chuveiro. A utilização do modelo acima para as componentes eletromagnética e hadrônica em programas de simulação tem mostrado que os melhores valores de a_{em} e a_{had} são a unidade [79].

A extensão transversal do chuveiro é praticamente independente da energia da partícula incidente. No caso dos calorímetros do espectrômetro, o chuveiro, ou a energia depositada pela partícula, está praticamente contido numa região de 3×3 torres (fig. 4.15).

Inicialmente o número de aglomerados (“clusters”) foi identificado selecionando o número de torres tendo uma energia acima de um dado limiar. Tanto para prótons ou nêutrons incidentes, a energia de limiar foi definida como 5.0 GeV. Para evitar que aglomerados com baixa energia depositada ou aglomerados superpostos não fossem identificados, o seguinte procedimento foi adotado [57]: a energia total bruta, obtida pela soma do sinal de todas as torres, era comparada com a energia esperada. A energia esperada é o número de aglomerados vezes a energia depositada por cada partícula (13.8 GeV). Se a energia total bruta excedesse a energia esperada por 2σ , onde σ é igual a $0.35\sqrt{E}$, então mais aglomerados eram procurados até que a energia total bruta não excedesse por 2σ a energia esperada.

A energia do aglomerado foi calculada tomando a energia somada sobre a área de 3×3 torres. A torre que era comum a um ou mais aglomerados era marcada e sua energia dividida entre os aglomerados. A energia da torre principal, ou a torre que está no centro da região de 3×3 torres, não era dividida entre os aglomerados.

Para finalizar, uma varredura foi feita para identificar os eventos nos quais duas partículas passaram através da mesma torre. O aglomerado no qual isto ocorria era

contado como dois aglomerados. A figura 4.16 mostra a distribuição da soma de energia depositada referente aos módulos que compõem a região de nêutrons dos calorímetros U/Cu. As linhas tracejadas correspondem aos valores esperados da soma das energias de um, dois e três nêutrons incidentes, considerando que cada nêutron deposita uma energia de 13.8 GeV. Os dados analisados da figura são referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Al. A resolução para as medidas de energia nos calorímetros U/Cu é dada por $\sigma_E/E = 0.6/\sqrt{E}$ [57].

0.04	0.05	0.03	0.02	1e-04	0.02	0.03	0.06	0.01	0.06	0.01	0.01	0.02	0.05	1e-04	0.08
0.01	1e-04	0.1	0.04	1e-04	0.05	0.01	0.04	0.02	0.01	0.02	0.03	0.04	0.03	1e-04	0.03
0.02	0.09	0.02	0.04	1e-04	1e-04	0.02	0.01	0.03	0.08	0.04	0.02	0.03	0.01	0.03	0.02
0.05	0.02	0.02	0.01	0.03	0.05	0.06	0.07	0.11	0.06	0.02	0.08	0.04	0.03	0.03	0.04
0.01	0.03	0.04	0.15	0.1	0.03	0.07	0.01	0.13	0.07	0.3	0.63	0.01	0.02	1e-04	0.03
0.03	1e-04	0.06	0.07	0.15	0.15	0.05	0.02	0.16	0.24	1.19	4.87	0.15	0.13	0.03	0.07
0.01	0.1	0.05	1e-04	5.74	9	0.29	0.16	0.02	0.01	0.89	1.69	0.15	0.23	0.03	1e-04
0.06	0.05	0.11	0.16	1.02	1.33	0.17	0.09	0.01	0.03	0.01	1e-04	0.01	0.01	0.04	0.04
1e-04	0.02	0.08	1e-04	0.03	0.03	0.34	0.28	0.03	0.01	0.02	0.05	0.05	1e-04	1e-04	0.1
0.02	0.01	0.02	0.01	1e-04	1e-04	0.13	0.07	0.05	1e-04	1e-04	0.03	0.05	0.01	0.16	0.29
0.02	1e-04	0.02	0.03	0.01	0.03	0.02	0.04	0.02	0.18	1e-04	1e-04	1e-04	1e-04	0.02	0.02
1e-04	0.03	1e-04	0.04	1e-04	0.03	1e-04	0.03	1e-04	0.06	1e-04	0.02	1e-04	0.03	1e-04	0.05
(16)	(17)	(18)	(19)	(20)	(21)	(22)	(23)								

Figura 4.15: Vista frontal dos módulos calorimétricos de U/Cu da região de incidência de nêutrons. Na figura é possível observar dois aglomerados de energia depositada (torres sombreadas) que correspondem à incidência de dois nêutrons. Os números inscritos em cada torre correspondem aos valores de energia depositada em GeV. As torres sombreadas correspondem às torres com maior deposição de energia. O evento analisado corresponde à colisão de ^{28}Si com alvo de Al. Na base de cada módulo está inscrito o seu número de identificação utilizado na análise de dados.

4.6.2 Correções de ruído

A instabilidade do ganho das fotomultiplicadoras é o principal fator que contribui para piorar a resolução em energia dos calorímetros de U/Cu. As súbitas mudanças nas condições de trabalho afetam os ganhos dos fototubos piorando a resolução. Para contornar este problema os pesquisadores do BNL desenvolveram um equipamento de teste [57] que simulava as condições de operação do AGS. Os fototubos que apresentaram uma variação mínima (menor do que 1%) nos ganhos foram selecionados por este equipamento e usados nas regiões onde variações abruptas eram esperadas (região do feixe defletido).

Outro aspecto importante é a variação da energia medida entre calibrações devido ao sinal de fundo. Qualquer variação na fonte de alta tensão entre as calibrações pode introduzir desvios que não estavam presentes na calibração anterior. Para avaliar os efeitos deste sinal de fundo, durante um grande intervalo de tempo, foi utilizado algum fototubo que estivesse localizado em regiões distantes da formação do chuveiro. Nesta situação ele não pode detectar a luz gerada pelos chuveiros criados por partículas incidentes e portanto funciona como um excelente detector para os sinais de fundo. Este efeito foi corrigido evento por evento entre calibrações, supondo que o pedestal do fototubo neutro fosse igual ao pedestal de todos os fototubos do calorímetro.

4.6.3 Determinação da posição

A determinação da posição de incidência das partículas nestes calorímetros pode ser obtida utilizando a informação em energia depositada nas torres adjacentes. A equação escolhida [79], entre as muitas possíveis, que melhor relaciona a posição e a energia das torres é dada por

$$\text{posição} = A_p \times \ln \frac{E_{i-1}}{E_{i+1}}. \quad (4.30)$$

Esta relação foi utilizada, neste trabalho, no algoritmo de determinação das posições de aglomerados (“clusters”) tanto de partículas carregadas como neutras. No entanto,

Figura 4.16: Distribuição da soma da energia depositada nos módulos correspondentes à região de incidência de nêutrons. As linhas tracejadas correspondem aos valores esperados da soma das energias de um, dois e três nêutrons incidentes, considerando que cada nêutron deposita uma energia de 13.8 GeV. Os dados analisados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Al.

os valores da constante A_p e a forma de utilização dos valores E_{i-1} e E_{i+1} variam com a natureza da partícula incidente.

- **Posição x para nêutrons, prótons e partículas do feixe-** O melhor valor de A encontrado foi 9.5, 1.5 e 2.8 [79] para os calorímetros da região de nêutrons, prótons e feixe, respectivamente, visto que os valores E_{i-1} e E_{i+1} representam os sinais registrados nas fotomultiplicadoras (esquerda e direita) associadas à torre em que incidiu a partícula.
- **Posição y para nêutrons, prótons e partículas do feixe-** O melhor valor de A encontrado foi 1.8, 1.5 e 2.2 [79] para os calorímetros da região de nêutrons, prótons e feixe, respectivamente, visto que os valores E_{i-1} e E_{i+1} são as energias das torres adjacentes (acima e abaixo) à torre em que incidiu a partícula (maior deposição de energia).

Uma resolução de posição de 2.0 cm e 2.5 cm [79] para x e y , respectivamente, foi obtida para os calorímetros na região de nêutrons. Para as regiões de prótons e partículas do feixe foram obtidas resoluções similares.

Capítulo 5

Análise de dados

5.1 Introdução

Neste capítulo, dentro do contexto da análise de dados, são apresentados os procedimentos para veto de eventos que correspondem ao fundo (“background”) e originários de colisões periféricas. São apresentados os procedimentos para seleção de eventos que correspondem às colisões de íons pesados relativísticos com emissão de fragmentos como ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . As estratégias e modelos para reconstrução das trajetórias desses fragmentos são apresentados detalhadamente.

Estes procedimentos permitiram, conforme é descrito no próximo capítulo, a investigação da correlação entre a energia transversa E_T e as energias das partículas emitidas na direção dianteira, como nêutrons, prótons e os fragmentos citados acima, medidas nas regiões dos calorímetros U/Cu referentes à incidência destas partículas.

5.2 Seleção “Offline”

Os dados selecionados através dos requerimentos de “trigger” (seleção “online”) foram registrados em fitas magnéticas de 6250 BPI, até que estas fossem completamente preenchidas. O número de dados registrados nestas fitas está aproximadamente entre 8000 e 9000 eventos, e este conjunto de dados é normalmente denominado “run”. Os dados originais, escritos em fitas 6250 BPI, são posteriormente copiados em fitas de 8 mm com

capacidade para registrar até 12 “runs” independentes organizados de acordo com o alvo e tipos de “trigger”.

Os dados originais, além dos sinais dos detectores registrados para cada evento, contêm dados adicionais de alguns níveis de “trigger” (“beam trigger”, “pretrigger”, etc.) necessários para efetuar correções de eficiência dos detectores, eficiência do “trigger”, etc. Estas correções de eficiência são muito importantes para obtenção das seções de choque absolutas. A primeira seleção de eventos, realizada pelo sistema de “trigger”, é denominada seleção “online”. Na seleção “online” não é conveniente a escolha de limiares rígidos para seleção de eventos no “trigger” pois, neste caso, seria grande a probabilidade de veto de eventos de interesse.

Os dados obtidos são lidos e reduzidos através do programa de computador para leitura de dados. Este programa está escrito em linguagem de programação FORTRAN e é dividido em duas partes, o programa principal e o programa do usuário. O programa principal contém todas as subrotinas de leitura e escrita de dados da fita e é padrão no experimento. O programa do usuário chama os dados armazenados pelo programa principal, chama as rotinas de calibração de dados e calcula as grandezas físicas relevantes ao problema em estudo. Além disso o programa do usuário armazena os dados tratados dos vários detectores em arquivos multiparamétricos chamados “ntuples”. O programa do usuário pode ser alterado conforme o propósito da análise.

A seleção “offline” tem como objetivo aplicar critérios mais rígidos para seleção de eventos bem como aplicar correções que permitam uma melhor resolução dos sinais dos diversos detectores. Um exemplo disso é a correção de “slewing” citada na seção 4.4.4.

5.2.1 Sistema Interativo de Análise de dados - ROOT

O programa de computador ROOT [80] é um sistema interativo de análise de dados elaborado para a análise e simulação de dados em grande escala. Foi criado pelos físicos do CERN para substituir o antigo sistema de análise de dados PAW (“Physics Analysis

Workstation”) e utiliza programação orientada ao objeto (OOP). A programação orientada a objetos torna mais fácil a elaboração de programas que devem apresentar características como compatibilidade, segurança, facilidade de integração e eficiência.

Foi assim que nasceu o “ROOT”. O projeto foi iniciado no contexto do experimento NA49 [81] realizado no CERN. O experimento NA49 gerou uma quantidade impressionante de dados, cerca de 10 Terabytes de dados brutos por período de execução (“run”). Esta quantidade de dados é da mesma ordem de grandeza dos valores esperados a serem registrados pelos experimentos do LHC [82] (“Large Hadron Collider”). Portanto, o NA49 constituiu um ambiente ideal para desenvolvimento e teste da próxima geração de sistemas de análise de dados e para estudo dos problemas relacionados com a organização e análise de uma grande quantidade de dados. O “ROOT” é uma plataforma de trabalho básica que oferece uma série de instrumentos mostrados na figura 5.1.

Figura 5.1: Plataforma de Trabalho “ROOT”. Figura extraída da ref. [80].

A filosofia da programação orientada a objetos está fundamentada no conceito de **Classes** e **Objetos**. Uma classe é um tipo definido pelo usuário que contém o molde, a especificação para os objetos, assim como o tipo inteiro contém o molde para as variáveis declaradas como inteiros. O sistema “ROOT” contém uma série de classes que permitem a construção de objetos úteis para a definição de histogramas de 1, 2 ou 3 dimensões,

elaboração de funções, ajuste de funções pelo método de mínimos quadrados, elaboração de gráficos, etc. Graças ao seu interpretador C++ (“CINT”), as linhas de comando e as linhas de programação utilizadas nos arquivos macros são códigos da linguagem de programação C++.

A ênfase do “ROOT” está na análise de dados referentes aos experimentos de física de altas energias mas, graças a sua estrutura orientada a objetos, o sistema pode facilmente ser estendido a outros domínios.

5.3 Correção de dados em relação ao “trigger” de energia transversa E_T

Durante a tomada de dados, ocorrem colisões com diversos graus de centralidade, ou sendo que em que os eventos mais centrais são mais raros que os mais periféricos. Conforme foi abordado na seção 3.2, os dados armazenados em fita se referem a eventos cuja taxa de ocorrência foi multiplicada por um fator de escalonamento (“downscaling”) para manter a distribuição de eventos, com diferentes graus de centralidade, uniforme.

Entretanto, para a avaliação correta de qualquer grandeza obtida por meio dos detectores relevantes para a investigação da fragmentação nuclear, é necessário realizar a restauração da proporção real entre os eventos originários de colisões com diferentes graus de centralidade. A figura 5.2 mostra os histogramas de energia transversa dos eventos para os três tipos de “trigger”. O primeiro e terceiro tipos de “trigger” são os que possuem, respectivamente, os limiares mais baixo e mais alto. A figura 5.3 mostra os mesmos histogramas multiplicados por seus respectivos fatores de “downscalings”. Os fatores de “downscaling” são, respectivamente, 41, 8 e 1 para os três tipos de “trigger”.

Figura 5.2: Distribuições de energia transversa dos eventos para o primeiro tipo de “trigger” (linha sólida), para o segundo tipo de “trigger” (linha tracejada) e para o terceiro tipo de “trigger” (linha com traço e ponto). O primeiro e terceiro tipos de “trigger” são os que possuem, respectivamente, os limiares mais baixo e mais alto. Os eventos são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al.

Figura 5.3: Os mesmos histogramas da figura anterior multiplicados por seus respectivos valores de “downscalings”. Os fatores de “downscaling” são 41 (linha sólida), 8 (linha tracejada) e 1 (linha com traço e ponto). Os eventos são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al.

5.4 Seleção preliminar de eventos

5.4.1 Procedimento para veto de eventos originários de interações antes do alvo

Os eventos que apresentavam baixa multiplicidade e alta energia total depositada no calorímetro participante foram rejeitados (figs. 5.4(a) e 5.4(b)) por representarem eventos originários de interações antes do alvo (“upstream interactions”). A multiplicidade de partículas foi medida por dois detectores de silício descritos na seção 4.2.

Por exemplo, uma colisão que ocorre a 10 metros antes do alvo, ou mesmo antes, produz partículas que vão atingir o calorímetro participante (PCAL) em ângulos bem menores do que se a interação tivesse ocorrido no alvo, pois o ponto de origem é distante. Considerando o fato de que a área de detecção efetiva dos detectores de silício é pequena, poucas partículas vão atravessá-lo. Portanto, entre os eventos originários de fragmentação nuclear estão presentes eventos que apresentam baixa multiplicidade e alta energia total medida no PCAL, que são originários de interações antes do alvo.

A fig. 5.4(c) mostra um histograma da razão entre a multiplicidade e energia total do PCAL para definição do veto de eventos originários de interações antes do alvo. A primeira distribuição representa os eventos originários de interações antes do alvo. Uma função de Landau foi ajustada sobre a distribuição para estimar a contaminação destes eventos na segunda distribuição. Esta função foi escolhida devido à forma assimétrica da distribuição. A segunda distribuição representa os eventos originários de fragmentação nuclear (“limpos”) e uma gaussiana foi ajustada para estimar quantos bons eventos são perdidos com o veto estabelecido. Os intervalos para realização do ajuste, tanto para a função de Landau como para a gaussiana, foram escolhidos de modo que a função ajustada representasse a distribuição de eventos sem a presença de eventos da distribuição vizinha. Entre os possíveis intervalos de ajuste foram escolhidos os que apresentavam o melhor valor de χ^2 reduzido.

Figura 5.4: (a) Histograma bidimensional (“scatterplot”) da multiplicidade versus energia total no PCAL. (b) O mesmo histograma bidimensional após a aplicação do veto, definido em (c), para eventos originários de interações antes do alvo. (c) Histograma da razão entre multiplicidade e energia total do PCAL para definição do veto de eventos originários de interações antes do alvo. A primeira distribuição representa os eventos originários de interações antes do alvo. Uma função de Landau foi ajustada sobre a distribuição para estimar a contaminação destes eventos na segunda distribuição. A segunda distribuição representa os bons eventos e uma gaussiana foi ajustada para estimar quantos bons eventos são perdidos com o veto estabelecido. Os eventos abaixo do valor indicado pela linha pontilhada foram vetados. Os eventos são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al.

Figura 5.5: Histograma da soma da média geométrica da altura de pulso dos fototubos de cada um dos cintiladores em frente aos calorímetros da região de nêutrons. Uma função de Landau foi ajustada ao pico correspondente a partículas de mínima ionização, para estimar o percentual de eventos rejeitados. Foram vetados os eventos acima do valor indicado pela linha pontilhada. Os eventos são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al.

Para vetar eventos originários de interações antes do alvo foi utilizado um teste de hipótese estatístico [83]. Os eventos originários de fragmentação nuclear com a razão $MULT/E_{PCAL} \approx 0.1$, onde $MULT$ é a multiplicidade e E_{PCAL} é a energia total no PCAL, podem ser classificados como eventos originários de interações antes do alvo e, portanto, constituem bons eventos perdidos. Os eventos originários de interações antes do alvo podem ter $MULT/E_{PCAL} \approx 0.24$ e, portanto, constituem a contaminação para a amostra de eventos originários de fragmentação nuclear. Deve-se escolher a região crítica que, portanto, vai depender de quanto se quer de bons eventos perdidos e quanto se quer de eventos originários de contaminação. Em geral, é recomendado que entre 1% e 5% [83] dos eventos da distribuição que está sob teste sejam vetados. Em nosso caso a distribuição que está sob teste é a distribuição referente a eventos originários de fragmentação nuclear, e da qual queremos eliminar o máximo possível de eventos originários de interações antes do alvo. A figura 5.4(a) mostra um histograma bidimensional (“scatterplot”) da multiplicidade versus energia total no PCAL e a 5.4(b) mostra o mesmo histograma bidimensional com a aplicação do veto, definido pela linha pontilhada do gráfico 5.4(c), para eventos originários de interações antes do alvo.

A tabela 5.1 mostra os limites de seleção escolhidos da razão entre multiplicidade e energia total do PCAL para eventos referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvos naturais de Al, Cu e Pb. Os limites inferiores foram escolhidos de modo que fossem iguais os percentuais de eventos “limpos” perdidos e o de eventos originários de interações antes do alvo (eventos “ruins”) presentes na segunda distribuição após a aplicação dos limites de seleção. Estes percentuais foram estimados calculando as integrais das funções obtidas nos ajustes. Os limites superiores foram estabelecidos para vetar eventos que, por algum motivo, apresentam alta multiplicidade e baixa energia transversa e, portanto, estão fora da região de eventos originários de fragmentação nuclear.

Portanto, os eventos com valores de razão entre multiplicidade e energia total do PCAL

Tabela 5.1: A tabela apresenta os limites de seleção escolhidos para a razão entre multiplicidade e energia total do PCAL para eventos referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Também são apresentados os percentuais estimados de eventos “limpos” perdidos e de eventos originários de interações antes do alvo (eventos “ruins”) presentes após a aplicação dos limites de seleção. Os eventos com valores de razão entre multiplicidade e energia total do PCAL abaixo do limite inferior e acima do limite superior foram rejeitados.

Alvos	Limite inferior	Limite superior	Percentual de eventos “limpos” perdidos	Percentual de eventos “ruins” entre os eventos “limpos”
Al	0.13	0.60	3%	3%
Cu	0.20	0.70	4%	4%
Pb	0.30	0.80	3%	3%

abaixo do limite inferior e acima do limite superior foram rejeitados. O procedimento para veto de eventos originários de interações antes do alvo foi realizado logo após a restauração das proporções corretas de eventos em relação aos graus de centralidade conforme explicado na seção 5.3.

5.4.2 Veto de partículas carregadas na região de nêutrons dos calorímetros U/Cu

Antes da medida de energia na região de nêutrons dos calorímetros U/Cu (E_n) os sinais dos cintiladores dianteiros localizados em frente aos calorímetros desta região foram somados para fornecer um critério de veto de eventos com partículas carregadas incidindo nessa região dos calorímetros (“charged particle veto”). A figura 5.5 mostra um histograma da soma da média geométrica da altura de pulso dos fototubos de cada um dos cintiladores em frente aos calorímetros da região de nêutrons. O histograma contém duas distribuições sendo a primeira referente à incidência de nêutrons ($Z=0$) e a segunda sendo referente à incidência de partículas de mínima ionização ($Z=1$).

A figura 5.5 também mostra uma função de Landau ajustada sobre a segunda distribuição, onde a extremidade inferior da função foi definida como limite para veto de eventos. Não foi realizado ajuste de função na primeira distribuição pois o seu número de eventos é muito maior do que a segunda distribuição e, portanto, o percentual de bons

eventos perdidos com o veto estabelecido é muito pequeno ($<1\%$). Os eventos com valor da soma da média geométrica da altura de pulso acima de 52.4 foram rejeitados. Este valor foi utilizado na análise de dados de todos os eventos referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. O procedimento para veto de partículas carregadas na região de nêutrons dos calorímetros U/Cu foi realizado logo após a restauração das proporções corretas de eventos em relação aos graus de centralidade e do veto de eventos originários de interações antes do alvo.

5.4.3 Procedimento para veto de eventos de colisões periféricas

A correlação entre a energia transversa E_T e a energia total no calorímetro do alvo (TCAL) foi utilizada para definição do veto de eventos originários de colisões periféricas. Para auxiliar a aplicação deste procedimento foram utilizados, também, os critérios da ref. [57] para definição de eventos de colisões periféricas. Estes critérios são produção de baixa multiplicidade de partículas (<25), deposição de baixa energia no TCAL (<35 MeV) e produção de baixa energia transversa (<1 GeV).

A fig. 5.6 mostra um histograma da razão entre a energia total no TCAL e a energia transversa E_T obtida no PCAL. A primeira distribuição representa eventos com energia no TCAL menor que 35 MeV e com energia transversa, aproximadamente, entre 1 GeV e 15 GeV. Estes eventos podem ser originários de interações fora do alvo ou originários de colisões periféricas e portanto foram vetados. Uma gaussiana foi ajustada parcialmente sobre esta distribuição para estimar a contaminação destes eventos na segunda distribuição. A segunda distribuição representa os eventos originários de fragmentação nuclear (“limpos”) e uma gaussiana foi ajustada para estimar quantos bons eventos são perdidos com o veto estabelecido.

O procedimento para veto de eventos de colisões periféricas foi realizado logo após a restauração das proporções corretas de eventos em relação aos graus de centralidade (seção 5.3) e do veto de eventos originários de interações antes do alvo.

Figura 5.6: Histograma da razão entre a energia total no calorímetro do alvo e a energia transversa obtida no PCAL (E_{TCAL}/E_T). As curvas ajustadas sobre as distribuições são gaussianas. Os eventos com valor de E_{TCAL}/E_T abaixo da linha pontilhada foram vetados por representarem eventos de colisões periféricas ou de colisões fora do alvo. Os eventos são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al.

Figura 5.7: (a) Histograma bidimensional da energia total no TCAL em função de E_T com veto somente para eventos originários de interações antes do alvo ("upstream interactions") e restauração das proporções corretas de eventos em relação aos graus de centralidade. (b) O mesmo histograma bidimensional incluindo o veto para eventos de colisões periféricas definido na fig. 5.6. Os eventos são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al.

Tabela 5.2: A tabela apresenta os limites de seleção escolhidos da razão entre a energia transversa E_T e a energia total no TCAL para eventos referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Também são apresentados os percentuais estimados de eventos “limpos” perdidos e de eventos originários de colisões periféricas (eventos “ruins”) presentes após a aplicação dos limites de seleção. Os eventos com valores de razão entre E_T e a energia total no TCAL abaixo destes limites foram rejeitados.

Alvos	Limite de seleção	Percentual de eventos “limpos” perdidos	Percentual de eventos “ruins” entre os eventos “limpos”
Al	0.009	2%	2%
Cu	0.020	1%	1%
Pb	0.040	1%	1%

Para vetar estes eventos originários de colisões periféricas foi utilizado um teste de hipótese estatístico [83] conforme explicado na seção 5.4.1. Em nosso caso a distribuição que está sob teste é a distribuição referente a eventos originários de fragmentação nuclear, e da qual queremos eliminar o máximo possível de eventos originários de colisões periféricas.

A tabela 5.2 mostra os limites de seleção escolhidos da razão entre a energia transversa E_T e a energia total no TCAL para eventos referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Os limites foram escolhidos de modo que fossem iguais os percentuais de eventos “limpos” perdidos e o de eventos de colisões periféricas (eventos “ruins”) presentes após a aplicação dos limites de seleção. Estes percentuais foram estimados calculando as integrais das funções obtidas nos ajustes. Os eventos com valores de razão entre a energia transversa E_T e a energia total no TCAL abaixo destes limites foram rejeitados.

A fig. 5.7(a) mostra o histograma bidimensional da energia total no TCAL em função de E_T com veto somente para eventos originários de interações antes do alvo e restauração das proporções corretas de eventos em relação aos graus de centralidade. A fig. 5.7(b) mostra o mesmo histograma bidimensional, com a inclusão do veto para eventos de colisões periféricas definido na fig. 5.6.

A tabela 5.3 mostra, para cada alvo, o número total de eventos utilizados na análise de dados e o percentual de eventos rejeitados pelos procedimentos para veto de eventos

Tabela 5.3: A tabela apresenta, para cada alvo, o número total de eventos utilizados na análise de dados e o percentual de eventos rejeitados pelos procedimentos descritos na seção 5.4. Os percentuais apresentados para veto de partículas carregadas na região de nêutrons dos calorímetros U/Cu e veto de eventos de colisões periféricas foram calculados após os veto de eventos originários de interações antes do alvo e restauração das proporções corretas de eventos em relação aos graus de centralidade.

	Al	Cu	Pb
Número total de eventos	213828	233352	223446
Percentual de eventos rejeitados pelo procedimento de veto de interações antes do alvo	29%	29%	27%
Percentual de eventos rejeitados pelo procedimento de veto de de partículas carregadas na região de nêutrons dos calorímetros U/Cu	11%	8%	5%
Percentual de eventos rejeitados pelo procedimento de veto de colisões periféricas	1.2%	1.1%	1.0%

originários de interações antes do alvo, veto de partículas carregadas na região de nêutrons dos calorímetros U/Cu e veto de eventos de colisões periféricas. Os percentuais apresentados para veto de partículas carregadas na região de nêutrons dos calorímetros U/Cu e veto de eventos de colisões periféricas foram calculados após o veto de eventos originários de interações antes do alvo e restauração das proporções corretas de eventos em relação aos graus de centralidade.

5.4.4 Subtração do fundo (“Background”)

Para corrigir os dados em relação aos eventos que não são referentes às colisões de íons de ^{28}Si com o alvo é necessário realizar uma análise de dados do Experimento 814 sem a presença do alvo. A figura 5.8(a) mostra histogramas da energia transversa de eventos referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al (linha sólida) e de eventos referentes à análise de dados sem a presença do alvo (linha tracejada). Comparando os dois histogramas a distribuição de energia transversa sem a presença do alvo é substancial. A contribuição para o fundo vem principalmente de eventos referentes às interações que ocor-

rem antes do alvo (“upstream interactions”), e foram desconsiderados da análise de dados por meio do procedimento descrito na seção 5.4.1. Portanto, deve ocorrer coincidência entre os histogramas de energia transversa para eventos referentes à análise de dados sem a presença do alvo e para eventos que foram rejeitados pelo procedimento descrito na seção 5.4.1 (fig. 5.8(b)). Cada um dos histogramas foi multiplicado por $1/N_{\text{feixe}}$, onde N_{feixe} é o número de partículas identificadas como bom feixe pelos cintiladores do feixe (“beam scintillators”). Este procedimento é necessário para que a comparação entre os dois histogramas seja possível, pois eles foram obtidos em períodos de execução (“runs”) com número total de eventos diferentes.

A figura 5.8(c) mostra o gráfico de $(1/N_{\text{feixe}})dN/dE_T$, onde N é o número de eventos, em função da energia transversa para eventos referentes à análise de dados sem a presença do alvo (círculos) e para eventos referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al que foram considerados como provenientes de interações que ocorrem antes do alvo (quadrados). É possível concluir que a subtração do fundo já foi realizada com a aplicação do procedimento da seção 5.4.1 para veto de eventos originários de interações antes do alvo.

5.5 Rigidez Magnética (P/Z)

As informações dos detectores que medem a posição das partículas no Experimento 814 são combinadas para obter os parâmetros tais como ângulo, posição ao longo do caminho das partículas e, conseqüentemente, a rigidez magnética P/Z .

A medida de P/Z combinada com a medida de carga contribui para a identificação de diferentes isótopos.

5.5.1 Seleção preliminar

A extração preliminar de informação relativa à trajetória de uma partícula é realizada selecionando os possíveis rastros (“hits”) gerados pela passagem de uma partícula pelo de-

Figura 5.8: (a) Histogramas, multiplicados por $1/N_{\text{feixe}}$ (veja texto), referentes às distribuições de energia transversa de eventos referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al (linha sólida) e de eventos referentes à análise de dados sem a presença do alvo (linha tracejada). (b) Histogramas de energia transversa para eventos referentes à análise de dados sem a presença do alvo (linha tracejada) e de eventos que foram considerados como provenientes de interações que ocorrem antes do alvo (linha sólida). (c) Gráfico de $(1/N_{\text{feixe}})dN/dE_T$ em função da energia transversa para eventos referentes à análise de dados sem a presença do alvo (círculos) e de eventos que foram considerados como provenientes de interações que ocorrem antes do alvo (quadrados).

tector de vertex, pelas câmaras multifilares DC1, DC2 e DC3, pelos cintiladores dianteiros e pelos calorímetros de U/Cu.

A estratégia utilizada neste trabalho para o estudo da região de fragmentação nuclear foi investigar a correlação entre a energia depositada nos calorímetros U/Cu e a energia transversa para eventos originários de colisões com emissão de fragmentos como alguns isótopos de H, He e Li. Neste contexto é necessário identificar as trajetórias que pertencem a estes fragmentos.

A identificação dos rastros que pertencem aos íons leves e mais pesados é simples pois, de todos os possíveis rastros candidatos, estes produzem a carga e energia mais altas. Entretanto, o TDC das seções de deriva de DC2 e DC3 não carrega informação sobre a carga e energia da partícula incidente. Contudo, as seções segmentadas localizadas no plano traseiro de cada câmara medem a carga das partículas que produziram as trajetórias e estas medidas podem ser usadas para iniciar o processo de seleção nas câmaras multifilares.

O procedimento de reconhecimento nas câmaras multifilares se baseia no estabelecimento de estradas (“roads”) nas seções de deriva e segmentadas para identificar os segmentos de trajetória dentro de cada câmara. Estas estradas são definidas com uma precisão similar à largura do segmento¹. Nenhuma tentativa foi feita para remover a ambiguidade esquerda-direita nas posições x prevista pelas medidas com TDCs e ambas as possibilidades foram conservadas nesta fase da análise. As estradas que continham rastros em 3 ou mais planos de fios eram consideradas pertencentes às trajetórias reais.

A conexão entre as estradas em DC2 e DC3 com os sinais dos cintiladores dianteiros gerados pela mesma partícula incidente foi obtida realizando um ajuste de mínimos quadrados para as medidas nestes três detectores.

A posição x na câmara segmentada DC1 pertencendo a qualquer trajetória pode ser

¹O plano de catodo, como visto anteriormente, é segmentado em eletrodos retangulares em DC1 e em forma de chevron em DC2 e DC3. As dimensões destes pequenos segmentos ou eletrodos variam sobre o plano segmentado.

Figura 5.9: Esquema do modelo utilizado para estimar a posição na câmara DC1 e a rigidez magnética. Figura extraída da ref. [57].

prevista usando a informação do detector de vertex e em seguida efetuando um modelo de reconstrução simples que leva em conta a presença dos dois magnetos M1 e M2. Neste modelo os dois magnetos são substituídos por dois planos delgados como mostrados na figura 5.9. A posição x_o da trajetória do feixe é extraída das medidas do detector de vertex. O ângulo e a posição da trajetória que chega no plano de DC2 são representados por θ_3 e x_3 respectivamente e os ângulos de deflexão em cada plano dos magnetos são representados por θ_1 e θ_2 respectivamente. A posição x em DC1 é obtida por meio da relação

$$x_{DC1} = x_1 + (x_2 - x_1) \left[\frac{z_{DC1} - z_1}{z_2 - z_1} \right], \quad (5.1)$$

onde x_1 e x_2 são dados por;

$$x_1 = x_0 + z_1 \theta_0 \quad (5.2)$$

$$x_2 = x_3 - (z_3 - z_2) \theta_3. \quad (5.3)$$

O ângulo do feixe que deixa o alvo pode ser calculado por

$$\theta_0 = \left[\frac{3(x_3 - x_0) - \theta_3(3z_3 - 5z_2 + 2z_1)}{2z_1 + z_2} \right], \quad (5.4)$$

onde o valor da razão θ_1/θ_2 é igual a 2.0 em virtude da intensidade do campo magnético e

das dimensões efetivas dos magnetos. Substituindo os valores conhecidos das localizações dos planos medidos ao longo da direção z (z_1, z_2 , etc.) nós podemos estimar x_{DC1} .

O momento P de um fragmento de carga $Q = Ze$, onde Z é o número atômico e e é a carga elementar do elétron é dado por

$$P = QBR, \quad (5.5)$$

onde R é o raio de curvatura referente à trajetória do fragmento ao atravessar o campo magnético efetivo B associado aos magnetos do experimento. O raio de curvatura R é proporcional a $1/(\theta_3 - \theta_0)$ e o método descrito nesta seção permite calcular um valor aproximado para a rigidez magnética P/Z usando a relação simples

$$\frac{P}{Z} = \frac{k}{(\theta_3 - \theta_0)}, \quad (5.6)$$

onde k é uma constante cujo valor encontrado foi $k \approx 1.85$ [57].

O valor P/Z , calculado desta forma, foi utilizado na elaboração de programas de computador para reconstrução de trajetórias.

5.5.2 Reconhecimento de trajetórias nas câmaras multifilares

Talvez o procedimento de reconhecimento mais trabalhoso no E814 seja a reconstrução de trajetórias nas seções de deriva das câmaras multifilares DC2 e DC3. Este é complicado pela ambiguidade esquerda-direita nas posições geradas pelos sinais de TDC, bem como pelos raios- δ criados pelas partículas carregadas incidentes.

Foi verificado que a soma dos tempos de deriva dos aglomerados de carga que vão em direções opostas aos fios de anodo vizinhos proporcionam um bom critério de seleção dos verdadeiros sinais de TDC originados por partículas incidentes. Os sinais produzidos por raios- δ , ao contrário dos sinais produzidos por nuvens carregadas, não produzem tempos de deriva corretos. Além disso, dependendo da posição das trajetórias que incidem sobre planos vizinhos que são deslocados por metade da distância entre fios, a soma dos tempos

de deriva pode variar por uma quantidade que é proporcional ao ângulo das trajetórias. Uma correção foi feita para remover este efeito estimando o ângulo das trajetórias por meio dos planos segmentados em DC2 e DC3.

Os sinais consistentes dentro de DC2 e DC3 foram identificados na reconstrução da trajetória quando foi adotada a exigência de que a soma dos tempos de deriva fosse obtida de fios de anodo vizinhos dentro de um centróide ou janela de aproximadamente 1.0 mm. Os centróides eram identificados com os sinais que satisfaziam este critério e a ambiguidade esquerda-direita foi eliminada. A escolha dos sinais das câmaras de deriva que eram mais consistentes com um segmento de linha reta foi feita usando o método de Análise de Componente Principal (“Principal Component Analysis”) [84]. Se uma trajetória é definida por N medidas em diferentes detectores, então nós podemos considerar cada medida como uma coordenada em um espaço N-dimensional de maneira que cada trajetória pode ser representada por um ponto neste espaço. Entretanto, muitos dos pontos neste espaço multidimensional não estão associados com uma trajetória verdadeira. Uma trajetória verdadeira pode ser representada por no máximo cinco parâmetros que são as três componentes do momento e duas coordenadas espaciais no primeiro detector. Portanto as coordenadas observadas de todas as possíveis trajetórias, para posições dos detectores e campo magnético constantes, devem consequentemente residir sobre uma hipersuperfície 5-dimensional. Dessa forma o método de Análise de Componente Principal permite reescrever a série original de coordenadas em uma série de cinco variáveis. Quando não é possível encontrar uma nova série de coordenadas que tenha no máximo cinco variáveis, então o determinado conjunto de medidas não representa uma trajetória verdadeira.

As informações de posição dos cintiladores dianteiros e dos calorímetros foram usadas somente como guia do método de reconhecimento, pois as câmaras de deriva proporcionam uma melhor resolução. Entretanto, para partículas neutras (nêutrons), a única fonte de informação possível são os calorímetros que proporcionam medidas de posição e energia.

5.5.3 Alinhamento dos detectores

Para obter uma boa resolução nas câmaras multifilares é necessário ajustar as constantes de alinhamento.

Por causa da falta de informação sobre a posição vertical do feixe incidente admitiu-se que o feixe incidente tivesse $y = 0$ no plano do alvo. A distribuição vertical das partículas do feixe é aproximadamente gaussiana, centrada em $y = 0$ com $\text{FWHM} \approx 6\text{mm}$.

Usando as medidas iniciais obtidas por inspeção, a trajetória do feixe (sem nenhum alvo no suporte de alvo) foi reconstruída e a rigidez magnética P/Z foi medida. Este valor foi tomado como o valor verdadeiro P/Z da trajetória do feixe, considerando que as eventuais discrepâncias nas medidas de inspeção eram aleatórias e então não causavam qualquer variação sistemática no valor de P/Z reconstruído. Em seguida, tomando as medidas obtidas no primeiro plano do detector de vértice (“beam vertex”) e da câmara de deriva DC3, a trajetória do feixe era reconstruída com o valor de P/Z , obtido anteriormente, adotado como uma constante. O valor do deslocamento em cada plano de detecção foi estimado e corrigido. A posição do primeiro plano do detector de vértice foi considerada como correta.

O procedimento descrito acima foi utilizado para o alinhamento dos detectores na direção x . Um procedimento similar foi utilizado para o alinhamento na direção y .

5.6 Seleção de eventos referentes à emissão de fragmentos leves

A seleção de eventos com a emissão de ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li só é possível por meio da medida de carga combinada com a medida de rigidez magnética (P/Z) que quantifica a deflexão dos fragmentos emitidos na região do espectrômetro dianteiro. A fig. 5.10 mostra a distribuição de rigidez magnética de fragmentos emitidos na direção dianteira, referentes às colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al.

Figura 5.10: Distribuição de rigidez magnética de fragmentos emitidos na direção dianteira, referentes a colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al.

A região dos calorímetros de U/Cu referente à incidência de fragmentos com $0 < Z/A < 1$ é inspecionada para alguns eventos. O objetivo é verificar se a posição da distribuição de energia nas torres (“cluster”) corresponde ao valor de Z/A do fragmento que foi selecionado. A fig. 5.11 mostra uma visão frontal dos calorímetros de U/Cu com um “cluster” de energia referente a um evento selecionado como candidato a uma colisão com emissão do fragmento ^3He . As linhas verticais delimitam uma região que corresponde a um módulo calorimétrico, e cada quadrado é composto de 4 torres. Para identificação dos fragmentos que incidem nesta região dos calorímetros é importante a inclusão de um eixo horizontal com alguns valores de Z/A como mostra a fig. 5.11. A região próxima a $Z/A=0$ corresponde à região de partículas neutras, e a região próxima a $Z/A=1$ corresponde à região de prótons.

A medida de carga dos fragmentos é obtida por meio dos cintiladores dianteiros conforme explicado na seção 4.4.2. A carga do fragmento que incide nos cintiladores dianteiros é proporcional à média geométrica das alturas de pulso dos sinais obtidos nos fototubos

Figura 5.11: Visão frontal dos calorímetros de U/Cu com um “cluster” de energia referente a um fragmento de ${}^3\text{He}$ emitido na direção dianteira. Aqui o evento é referente a uma colisão, na região de fragmentação nuclear, de íon de ${}^{28}\text{Si}$ com alvo de Al. A região próxima a $Z/A=0$ corresponde à região de partículas neutras, e a região próxima a $Z/A=1$ corresponde à região de prótons. As linhas verticais delimitam uma região que corresponde a um módulo calorimétrico, e cada quadrado é composto de 4 torres. No eixo y a unidade de comprimento é o cm multiplicado por 10.

acoplados nas extremidades dos cintiladores. A fig. 5.12 mostra a distribuição da soma de média geométrica das alturas de pulso dos fototubos de um grupo de cintiladores dianteiros com os picos correspondentes aos valores de carga dos fragmentos emitidos. Para seleção preliminar de eventos que correspondem a uma colisão com emissão de um fragmento com determinada carga foram utilizados os intervalos 0-300 ($Z=1$), 300-700 ($Z=2$), 700-1300 ($Z=3$), 1300-2000 ($Z=4$) e 2000-3500 ($Z=5$). Os limites destes intervalos foram obtidos da ref. [52]. A fig. 5.13 mostra um histograma bidimensional (“scatterplot”) da média geométrica das alturas de pulso dos sinais dos cintiladores em função da rigidez magnética dos fragmentos emitidos na direção dianteira. É possível identificar os aglomerados de eventos ou “ilhas” que correspondem aos fragmentos ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^5\text{Li}$ e ${}^6\text{Li}$.

Os cortes “retangulares” para seleção de eventos em que houve emissão de fragmentos leves citados acima não são apropriados porque podem permitir a seleção de eventos que não correspondem à emissão do fragmento desejado. Este método de veto reduz a eficiência do processo de seleção. Para contornar este problema foi proposto ajustar uma

Figura 5.12: Histograma representando a distribuição da soma de média geométrica das alturas de pulso dos fototubos de um grupo de cintiladores dianteiros com os picos correspondentes aos valores de carga dos fragmentos emitidos. Os eventos são referentes a colisões de íons de ^{28}Si com alvo de Al.

gaussiana em duas dimensões (fig. 5.14(a)) sobre a distribuição de eventos correspondentes à emissão de determinado fragmento para, em seguida, utilizar uma curva de nível desta superfície para seleção dos eventos de interesse. Entretanto, é bem conhecido que as distribuições da média geométrica das alturas de pulso dos fototubos dos cintiladores dianteiros obedecem uma distribuição bastante assimétrica, denominada distribuição de Landau (seção 4.4.2). Portanto, a escolha da melhor superfície a ser ajustada deve considerar esta distribuição assimétrica. A equação matemática que representa esta superfície (fig. 5.14(b)) é a composição de uma distribuição gaussiana em uma dimensão com uma distribuição de Landau simplificada [71] na outra dimensão, e é dada por

$$f(x, y) = A_L \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_x^2} \right] \exp \left\{ -\frac{(y - y_0)}{2\sigma_y} - \frac{1}{2} \exp \left[-\frac{(y - y_0)}{2\sigma_y} \right] \right\}, \quad (5.7)$$

onde A_L é uma constante de normalização, x_0 e y_0 são as coordenadas referentes à posição da distribuição, σ_x é o desvio padrão referente à variável x e σ_y é o desvio padrão referente à variável y .

Figura 5.13: Histograma bidimensional (“scatterplot”) da média geométrica das alturas de pulso dos sinais dos cintiladores em função da rigidez magnética dos fragmentos emitidos na direção dianteira. É possível identificar os aglomerados de eventos ou “ilhas” que correspondem aos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Os eventos são referentes a colisões de íons ^{28}Si com alvo de Al.

Figura 5.14: (a) Exemplo de uma gaussiana bidimensional. (b) Superfície que é a composição de uma distribuição gaussiana em uma dimensão com uma distribuição de Landau simplificada na outra dimensão.

A superfície dada pela equação 5.7 foi utilizada como superfície de ajuste sobre as distribuições de eventos ou “clusters” da fig. 5.13. Após o ajuste, os parâmetros obtidos representam a melhor superfície que se ajusta aos dados e assim, portanto, é possível escolher uma curva de nível que será utilizada como limite para seleção de eventos com emissão de determinado fragmento leve. Os eventos que estão no interior da curva de nível são os eventos selecionados.

Para definição da curva de nível mais conveniente foi utilizado o teste de hipótese estatístico [83]. Por exemplo, eventos de outras “ilhas” (distribuição em duas dimensões) presentes na ilha correspondente a eventos originários de colisões com emissão de ^3He constituem contaminação para estes eventos. Por outro lado, eventos correspondentes a colisões com emissão de ^3He que estão presentes nas ilhas mais próximas constituem uma perda de bons eventos. No caso acima a distribuição que está sob teste é a ilha referente a eventos originários de fragmentação nuclear com emissão de ^3He , e da qual queremos vetar o máximo possível de eventos referentes a emissão de outros fragmentos. Foram obtidas, com este procedimento, curvas de nível para seleção de eventos com emissão de ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^5Li ou ^6Li . As curvas de nível referentes aos dados obtidos de colisões de ^{28}Si com alvo de Al foram utilizadas, também, na análise de dados de colisões de ^{28}Si

Tabela 5.4: Percentuais estimados de bons eventos perdidos, referentes às colisões em que houve emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^5Li ou ^6Li , com o método de veto utilizando ajuste de mínimos quadrados da superfície representada pela função da eq. 5.7. As curvas de nível referentes aos dados obtidos de colisões de ^{28}Si com alvo de Al foram utilizadas, também, na análise de dados de colisões de ^{28}Si com alvos de Cu e Pb.

^2H	^3H	^3He	^4He	^5Li	^6Li
6%	4%	12%	10%	11%	12%

com alvos de Cu e Pb.

A figura 5.15 apresenta um histograma bidimensional da média geométrica das alturas de pulso dos sinais dos cintiladores em função da rigidez magnética dos fragmentos emitidos na direção dianteira com curvas de nível para seleção de eventos originários de colisões de íons ^{28}Si com alvo de Al em que houve emissão de ^2H , ^3H ou ^3He . A tabela 5.4 apresenta percentuais de bons eventos perdidos com o método de veto descrito nesta seção. Estes valores foram estimados por meio do cálculo da integral das superfícies, representadas pela função da eq. 5.7, obtidas no ajuste de mínimos quadrados.

A contaminação de eventos referentes às ilhas adjacentes também foi estimada utilizando o cálculo da integral das superfícies obtidas no ajuste. Para as ilhas referentes aos eventos com emissão do fragmento ^2H ou ^3H cerca de 1% dos eventos selecionados são originários de ilhas adjacentes. Para as ilhas referentes aos eventos com emissão do fragmento ^3He ou ^4He cerca de 4% dos eventos selecionados são originários de ilhas adjacentes. Entretanto, a contaminação é grande, cerca de 20%, para as ilhas referentes aos eventos com emissão do fragmento ^5Li ou ^6Li . Estes percentuais foram estimados para colisões de ^{28}Si com alvo de Al e, também, são válidos para colisões de ^{28}Si com alvos de Cu e Pb.

5.6.1 Método de seleção de eventos com emissão de ^6He

Para seleção de eventos referentes às colisões com emissão de um fragmento ^6He será utilizado o método de corte “retangular”. Neste caso este método é utilizado devido ao

Figura 5.15: Histograma bidimensional da média geométrica das alturas de pulso dos sinais dos cintiladores em função da rigidez magnética dos fragmentos emitidos na direção dianteira com curvas de nível para seleção de eventos originários de colisões de íons ^{28}Si com alvo de Al em que houve emissão de ^2H , ^3H ou ^3He .

baixo número de eventos existentes na região da “ilha” correspondente a ${}^6\text{He}$ e, portanto, não é possível ajustar uma superfície bidimensional sobre a distribuição. Para realizar uma seleção criteriosa de eventos com emissão de ${}^6\text{He}$ é necessário definir as dimensões do retângulo utilizado neste método de seleção.

A fig. 5.16(a) mostra a projeção no eixo da rigidez magnética do histograma bidimensional da fig. 5.13 para os valores entre 390 e 825 da média geométrica das alturas de pulso dos cintiladores da região de incidência de ${}^6\text{He}$. A figura também mostra duas gaussianas ajustadas sobre as distribuições de rigidez magnética. A segunda gaussiana está ajustada sobre a distribuição que corresponde aos eventos referentes às colisões com emissão de ${}^6\text{He}$. A primeira gaussiana foi ajustada sobre a distribuição adjacente à distribuição correspondente a emissão de ${}^6\text{He}$ para definição do melhor limite de seleção. A fig. 5.16(b) mostra a projeção no eixo da média geométrica das alturas de pulso de eventos referentes à emissão de fragmentos com rigidez magnética entre 30 GeV/c e 50 GeV/c. Este é, aproximadamente, o intervalo que corresponde à ilha referente às colisões com emissão de ${}^6\text{He}$. A figura também mostra duas distribuições de Landau ajustadas sobre as distribuições de média geométrica das alturas de pulso dos cintiladores. A segunda distribuição de Landau está ajustada sobre a distribuição de eventos referentes às colisões com emissão de ${}^6\text{He}$. A primeira distribuição de Landau foi ajustada sobre a distribuição adjacente à distribuição correspondente a emissão de ${}^6\text{He}$ para definição do melhor limite de seleção.

Na fig. 5.16(a) a linha vertical corresponde ao limite estabelecido para seleção de eventos que correspondem a emissão de fragmentos ${}^6\text{He}$. O critério para a escolha deste limite foi de que o valor de rigidez magnética estabelecido pela linha vertical estivesse situado entre o vale das gaussianas ajustadas sobre os histogramas.

Na fig. 5.16(b) a linha vertical corresponde ao limite de seleção estabelecido pelo teste de hipótese estatístico [83]. O limite de seleção foi escolhido de modo que cerca

Figura 5.16: (a) Projeção no eixo da rigidez magnética do histograma bidimensional da fig. 5.13 para os valores entre 390 e 825 da média geométrica das alturas de pulso dos cintiladores. A segunda gaussiana está ajustada sobre a distribuição corresponde aos eventos referentes às colisões com emissão de ${}^6\text{He}$. A primeira gaussiana foi ajustada sobre a distribuição adjacente à distribuição da segunda gaussiana para definição do melhor limite de seleção. (b) Projeção no eixo da média geométrica das alturas de pulso dos cintiladores dianteiros de eventos referentes à emissão de fragmentos com rigidez magnética entre 30 GeV/c e 50 GeV/c. A figura também mostra duas funções de Landau ajustadas sobre as distribuições da média geométrica das alturas de pulso. A segunda função de Landau está ajustada sobre a distribuição de eventos referentes às colisões com emissão de ${}^6\text{He}$. A primeira “curva de Landau” foi ajustada sobre a distribuição adjacente à distribuição da segunda curva para definição do melhor limite de seleção. As linhas verticais correspondem aos limites de seleção estabelecidos pelas funções ajustadas. Os dados são referentes às colisões de íons de ${}^{28}\text{Si}$ com alvo de Al.

de 4% de bons eventos, referentes à segunda distribuição, foram perdidos e cerca de 9% dos eventos presentes na segunda distribuição são originários da primeira distribuição (contaminação). Estes percentuais foram estimados por meio da integração das funções de Landau ajustadas. De acordo com a fig. 5.16 o retângulo para seleção de eventos referentes à emissão de fragmentos ${}^6\text{He}$ deve estar compreendido no intervalo de rigidez magnética entre 35.7 GeV/c e 50 GeV/c, e no intervalo de média geométrica das alturas de pulso dos cintiladores entre 340 e 1400. Estes valores foram utilizados na análise de dados referentes às colisões de íons de ${}^{28}\text{Si}$ com alvos naturais de Al, Cu e Pb.

Capítulo 6

Resultados

6.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos da investigação da correlação entre a energia transversa E_T e a energia medida nos calorímetros U/Cu da região de nucleons e de fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li , referentes às colisões de ^{28}Si ($P_{\text{LAB}}=14.6$ GeV/c por nucleon) com alvos de Al, Cu e Pb. Os dados analisados para obtenção desses resultados foram corrigidos por meio dos procedimentos descritos no capítulo anterior, para veto de eventos originários de interações antes do alvo, para restauração das proporções corretas de eventos em relação aos graus de centralidade e para veto de eventos periféricos. É também apresentada uma parametrização, na forma de um modelo estatístico, da dependência entre a distribuição de energia das partículas neutras E_n emitidas na direção dianteira e a energia transversa E_T . A correlação entre o número de nucleons espectadores N_S e a energia transversa E_T , obtida por meio desse modelo, foi comparada com os resultados obtidos através da investigação realizada por meio dos modelos de Glauber [26], FRITIOF [65] e UrQMD [85]. Neste capítulo, também, são apresentados os resultados da investigação da dependência entre o desvio padrão (“largura”) da distribuição das componentes transversas dos vetores momento dos fragmentos citados e a energia transversa E_T . O momento de Fermi do projétil foi calculado por meio do modelo de Goldhaber [25].

6.2 A distribuição de energia transversa

Nesta seção são apresentadas as distribuições de energia transversa produzida em colisões relativísticas de íons ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. A seção de choque diferencial é dada por

$$\frac{d\sigma}{dE_T} = \frac{1}{N_{\text{feixe}}} \frac{dN}{dE_T} \frac{A}{N_A \Delta z_a}, \quad (6.1)$$

onde dN é o número de eventos no intervalo de energia transversa dE_T , A é o número de massa do alvo, N_{feixe} é o número de partículas associadas ao bom feixe definido pelos cintiladores do feixe, Δz_a é a espessura do alvo em g/cm^2 e $N_A = 6.022 \times 10^{23}/\text{mol}$ é a constante de Avogadro.

A fig. 6.1 mostra as distribuições de energia transversa produzida em colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. A figura mostra forte dependência entre a energia transversa produzida e a massa do alvo. É possível calcular o parâmetro de impacto b da colisão de íons pesados referente a cada evento, utilizando a equação

$$\pi b^2 = \sigma = \int_{E_T}^{\infty} \frac{d\sigma}{dE_T} dE_T, \quad (6.2)$$

onde σ está associado à área geométrica de superposição entre projétil e alvo.

6.3 A aplicação do modelo de Glauber

O modelo de Glauber possibilita a investigação da variação do número de nucleons espectadores, em função da energia transversa, que ocorrem em uma colisão de íons pesados relativísticos. A figura 6.2 apresenta alguns gráficos com resultados de cálculos, fundamentados no modelo de Glauber, referentes aos núcleos envolvidos nas colisões que ocorrem no Experimento 814. O gráfico 6.2(a) apresenta as funções de densidade nuclear Woods-Saxon (eq. 2.30) divididas pelos números de massa referentes aos núcleos de Si, Al, Cu e Pb. A função de densidade nuclear Woods-Saxon dividida pelo número de massa representa a densidade de probabilidade normalizada de encontrar um nucleon

Figura 6.1: Distribuição de energia transversa produzida em colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. A aceitação do calorímetro participante (PCAL) é $0.83 < \eta < 4.70$.

na distância r em relação ao centro do núcleo. O gráfico 6.2(b) apresenta as funções de espessura $T_A(\mathbf{s})$, definida conforme a eq. 2.29, referentes aos núcleos de Si, Al, Cu e Pb. A função de espessura representa a densidade de probabilidade normalizada de encontrar um nucleon no plano ortogonal à direção do feixe, na distância s . Os gráficos 6.2(c) e 6.2(d) apresentam os números de nucleons participantes e espectadores, respectivamente, em função do parâmetro de impacto b , que ocorrem em colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. O valor escolhido da seção de choque inelástica nucleon-nucleon σ_{NN} é de 30 mb. Esta escolha foi realizada sabendo que $\sqrt{s} = 5.4$ GeV por par de nucleons no Experimento 814 e, portanto, satisfaz a condição $3 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 100 \text{ GeV}$ (v. seção 2.3.1).

O número de nucleons participantes $N_w^{AB}(b)$ em uma colisão entre os núcleos A e B é dado por

$$N_w^{AB}(b) = N_w^A(b) + N_w^B(b), \quad (6.3)$$

$$N_w^A(b) = A \int d^2s T_A(\mathbf{s}) \{1 - [1 - \sigma_{NN} T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b})]^B\} \quad \text{e} \quad (6.4)$$

$$N_w^B(b) = B \int d^2s T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) \{1 - [1 - \sigma_{NN} T_A(\mathbf{s})]^A\}. \quad (6.5)$$

A correlação entre E_T e b apresenta uma parametrização gaussiana e pode ser representada por uma função normalizada dada por

$$P_{AB}(E_T, b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi q^2 D_{AB}^2(b)}} \exp \left\{ -\frac{[E_T - E_T(b)]^2}{2q^2 D_{AB}^2(b)} \right\} \quad (6.6)$$

onde $E_T(b) = q N_W^{AB}(b)$ e $D_{AB}^2(b) = a N_W^{AB}(b)$. Os parâmetros q e a são considerados como parâmetros livres e são obtidos por meio do ajuste de mínimos quadrados da função

$$\frac{d\sigma_{AB}}{dE_T} = \int d^2b [1 - P_0(b)] P_{AB}(E_T, b) \quad (6.7)$$

sobre as distribuições de energia transversa experimentais referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb (fig. 6.3). Os valores de q e a obtidos por meio do ajuste da função definida pela equação 6.7 são apresentados na tabela 6.1. Os resultados da tabela 6.1 apresentam valores do parâmetro a menores em relação ao obtido em cálculos teóricos

Tabela 6.1: Tabela com os valores de q e a obtidos por meio do ajuste de mínimos quadrados da função definida em 6.7 sobre as distribuições de energia transversa experimentais referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Os parâmetros q estão na unidade de GeV e o parâmetro a é adimensional.

	q (GeV)	a
^{27}Al	0.9029(5)	0.763(5)
^{64}Cu	0.7431(3)	0.891(5)
^{208}Pb	0.5845(2)	0.811(5)

realizados na ref. [86] que indicam $a = 1$. Em seguida, a variação entre o número de nucleons participantes do projétil N_w^A em função de E_T é construída com o auxílio da equação $E_T(b) = qN_W^{AB}(b)$ e dos parâmetros q e a . Finalmente, o número de nucleons espectadores N_S em função de E_T é obtido por meio da equação

$$N_S(E_T) = 28 - N_W^A(E_T). \quad (6.8)$$

O gráfico da figura 6.4 apresenta as relações entre N_S e E_T referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb.

Figura 6.2: (a) Gráficos das funções de densidade nuclear Woods-Saxon divididas pelos números de massa referentes aos núcleos de Si, Al, Cu e Pb. (b) Gráficos das funções de espessura $T_A(s)$ referentes aos núcleos de Si, Al, Cu e Pb. (c) e (d) Os gráficos dos números de nucleons participantes e espectadores, respectivamente, em função do parâmetro de impacto b , que ocorrem em colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb.

Figura 6.3: O gráfico acima apresenta a função definida pela equação 6.7 ajustada sobre as distribuições de energia transversa experimentais referentes aos alvos de Al, Cu e Pb.

Figura 6.4: Os gráficos apresentam o comportamento de N_S em função de E_T e são referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Os gráficos foram construídos utilizando os fundamentos do modelo de Glauber (vide texto).

6.4 A geração de eventos simulados

Nos últimos anos foram desenvolvidos uma grande variedade de modelos para serem utilizados na investigação de colisões hadrônicas e nucleares. Eles podem ser divididos em modelos macroscópicos e microscópicos.

Após uma colisão de íons pesados com parâmetro de impacto próximo a zero (colisão central) a matéria emerge do ponto de colisão em um estado com grande densidade de energia. A matéria, após a colisão, não está inicialmente em equilíbrio térmico, mas após um tempo próprio τ_0 ela atinge o equilíbrio térmico local e seu comportamento pode ser aproximado ao de um fluido. Neste cenário, a dinâmica do sistema é descrita por meio das leis da hidrodinâmica e das equações de estado envolvendo a densidade de energia, a densidade de entropia, a pressão, a temperatura e o tempo próprio τ_0 . Os modelos que descrevem as colisões nucleares, dentro deste contexto, são chamados macroscópicos. Um exemplo de modelo macroscópico é o "Three Fluid Hydrodynamical model" [87].

Nos modelos microscópicos a colisão é investigada por meio de colisões individuais hádron-hádron. Em valores baixos e intermediários de energia no sistema do laboratório as colisões núcleo-núcleo são descritas em termos de interações entre hádrons nos seus estados excitados. Em altas energias os graus de liberdade envolvendo quarks e gluons não podem ser negligenciados. Dessa forma é introduzido o conceito de excitação de "strings" (cordas) com a sua subsequente formação em hádrons. Como exemplos de modelos microscópicos podemos citar FRITIOF [65], VENUS [88], RQMD [89], UrQMD [85], etc. Neste trabalho foram utilizados os modelos microscópicos FRITIOF e UrQMD para gerar eventos referentes às colisões de íons ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Os resultados destas simulações foram comparados com os resultados da análise de dados experimentais utilizando o modelo estatístico que será apresentado nesta seção.

6.4.1 O modelo FRITIOF

O programa de computador FRITIOF [65] (versão 7.02) simula eventos de colisões hádron-hádron, hádron-núcleo e núcleo-núcleo em altas energias. Além disso, ele inclui efeitos de espalhamento de partons (“hard scattering”) e um tratamento refinado de radiação de gluons, previsto pela QCD, fundamentado na aproximação de dipolo de cor. Mais detalhes sobre o modelo utilizado neste programa podem ser encontrados na ref. [65].

Em altas energias uma colisão entre núcleos pode ser considerada como colisões independentes dos nucleons do projétil com os nucleons do alvo no momento da colisão. Cada uma destas sub-colisões pode ser tratada como uma colisão usual hádron-hádron. Uma suposição importante para este modelo é que embora o nucleon é excitado como um resultado de colisões consecutivas com nucleons alvos, ele permanece essencialmente um estado nucleônico quando ele atravessa o alvo. Isto quer dizer que, na escala de tempo do processo de colisão, o estado nucleônico excitado é conservado em estágios intermediários e então não há cascata intra-nuclear. Esta suposição é razoável em altas energias desde que a escala de tempo associada com a fragmentação seja grande, devido à dilatação do tempo, quando comparada com o tempo que o nucleon leva para atravessar o núcleo. Outro aspecto importante é a geometria da colisão nuclear, que está bem fundamentada no modelo de Glauber. Durante uma colisão é suposto que o projétil passa através do núcleo alvo em linha reta. Se os nucleons são distribuídos dentro do núcleo de acordo com a função densidade $\rho(r)$, os parâmetros de impacto b do nucleon incidente em relação a cada um dos nucleons alvos podem ser calculados. A probabilidade de ocorrer interação entre dois nucleons está relacionada com o parâmetro de impacto por meio da função de superposição nucleon-nucleon $t(b)$. O número de nucleons do alvo que podem interagir com o nucleon incidente pode assim ser pré-determinado. Durante a execução do programa de computador FRITIOF, o nucleon incidente colide com o núcleo alvo em um parâmetro de impacto aleatório.

O programa de computador foi configurado para incluir a função eiconal de superposição nucleon-nucleon e nenhuma deformação do núcleo alvo. No programa não foram incluídos os efeitos de radiação de dipolo de gluons e de espalhamento de partons. Para concluir a etapa de configuração do programa, foram escolhidos os valores padrão (“default”) de outros parâmetros relevantes para a simulação de colisões de íons pesados. Em seguida, foram gerados 20000 eventos referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb.

6.4.2 O modelo UrQMD

O programa de computador UrQMD [85] é fundamentado em um modelo no qual os hádrons, distribuídos no volume de uma esfera representando o núcleo, descrevem trajetórias clássicas em combinação com colisões binárias aleatórias entre eles. Ele incorpora diferentes mecanismos de reação presentes em baixas energias (formação de núcleo composto e espalhamento inelástico profundo devido à barreira de Coulombiana) até energias ultra-relativísticas (fragmentação e espalhamento de pártons). Essas características são semelhantes às que estão presentes no modelo FRITIOF. As seções de choque parciais como bárion-bárion, méson-méson e antibárion-bárion e seus pesos relativos são utilizados pelo modelo UrQMD para o cálculo da seção de choque total núcleo-núcleo. Outro aspecto importante durante a investigação de colisões núcleo-núcleo é o fato de que a seção de choque da colisão de dois hádrons no meio nuclear difere da seção de choque da colisão de dois hádrons no espaço livre. Este efeito pode ser estudado por meio do uso da equação relativística Boltzman-Uehling-Uhlenbeck (RBUU). O modelo UrQMD, também, utiliza importantes aplicações de QCD com respeito aos graus de liberdade de cor das interações fortes em energias ultra-relativísticas. A seguir são apresentadas algumas das características utilizadas no modelo para descrever cada núcleo:

- A energia de ligação entre nucleons corresponde ao valor dado na fórmula de Bethe-

Weizsäcker.

- A dependência entre o raio e a massa do núcleo é dada por meio da relação

$$R(A) = \left(\frac{3}{4\pi\rho_0}\right)^{1/3} A^{1/3}, \quad (6.9)$$

onde R é o raio, A é o número de massa e ρ_0 é a densidade da matéria nuclear.

- O centro do núcleo tem sua matéria nuclear no estado fundamental.
- O momento inicial dos nucleons está aleatoriamente distribuído entre 0 e o momento de Thomas-Fermi.
- A hamiltoniana clássica utilizada no modelo UrQMD é construída com os potenciais de Skyrme para dois e três corpos, a saber, Yukawa, Coulomb e Pauli.

Todas as características, exceto a última, para descrever o núcleo estão, também, presentes no modelo FRITIOF. Mais informações sobre o modelo UrQMD podem ser encontradas na referência [85]. Durante a etapa de configuração do programa, foram escolhidos os valores padrão (“default”) de todos os parâmetros relevantes para a simulação de colisões de íons pesados. Em seguida, foram gerados 20000 eventos referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb.

As figuras 6.5, 6.6, 6.7 mostram gráficos com histogramas de energia transversa referentes aos eventos simulados de colisões de ^{28}Si ($P_{\text{lab}} = 14.6 \text{ GeV}/c$ por nucleon) com alvos de Al, Cu e Pb, respectivamente, utilizando o programa FRITIOF (linha tracejada) e o programa UrQMD (linha sólida). Nas mesmas figuras são apresentados os histogramas de energia transversa de colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb, respectivamente, obtidos através da análise de dados do Experimento 814. As distribuições de energia transversa produzidas pelos programas de simulação e as referentes aos eventos experimentais foram normalizadas, de modo que todas as distribuições apresentam o mesmo número de eventos para a energia transversa acima de 3.7 GeV.

Foi aplicado, também, um procedimento de correção sobre as distribuições de energia transversa produzidas pelos programas de simulação com base no modelo de Glauber. Inicialmente, foi realizado um ajuste de mínimos quadrados da eq. 6.7 sobre estas distribuições de energia transversa e o parâmetro q_{sim} foi obtido para cada simulação produzida pelos programas FRITIOF e UrQMD. Em seguida, foi definido um fator de correção que utiliza os parâmetros q_{sim} e q_{exp} , onde q_{exp} foi obtido por meio do ajuste de mínimos quadrados da eq. 6.7 sobre as distribuições de energia transversa referente aos resultados experimentais (fig. 6.3). O objetivo desta correção é permitir uma comparação coerente entre o número de nucleons espectadores, N_S , obtido por meio dos resultados experimentais, e o número N_S obtido por meio dos eventos gerados pelos programas FRITIOF e UrQMD, ambos em função da energia transversa E_T . Estas comparações envolvendo número de espectadores N_S de colisões de íons pesados, em função da energia transversa E_T , serão apresentadas nas seções 6.5 e 6.6.

6.5 A energia dianteira versus a energia transversa

Na figura 6.8 são mostrados os gráficos da energia média depositada ($\langle E_n \rangle$) na região de partículas neutras dos calorímetros U/Cu em função da energia transversa E_T depositada no calorímetro participante para os eventos referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. É possível notar forte dependência entre a energia produzida $\langle E_n \rangle$ e a energia transversa E_T . O gráfico foi obtido por meio de um histograma bidimensional de E_n em função de E_T . A energia $\langle E_n \rangle$ é obtida por meio da distribuição resultante da projeção do histograma no eixo de E_n (“profile histogram”) referente ao intervalo ΔE_T representado pelas barras de erro horizontais. O valor $\langle E_n \rangle$ é a média aritmética dos dados no intervalo ΔE_T e a barra de erro vertical é o valor RMS (“Root Mean Square”) da distribuição conforme a equação

$$\sigma_{RMS} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N x_i^2}{N}}, \quad (6.10)$$

Figura 6.5: Histograma de energia transversa referente aos eventos simulados de colisões de ^{28}Si ($P_{\text{lab}}=14.6$ GeV/c por nucleon) com alvos de Al, utilizando o programa FRITIOF (linha tracejada) e o programa UrQMD (linha sólida). Na mesma figura é apresentado o histogramas de energia transversa de colisões de ^{28}Si ($P_{\text{LAB}}=14.6$ GeV/c por nucleon) com alvo de Al (círculos), obtido através da análise de dados do Experimento 814.

Figura 6.6: Histograma de energia transversa referente aos eventos simulados de colisões de ^{28}Si ($P_{\text{lab}} = 14.6$ GeV/c por nucleon) com alvos de Cu, utilizando o programa FRITIOF (linha tracejada) e o programa UrQMD (linha sólida). Na mesma figura é apresentado o histograma de energia transversa de colisões de ^{28}Si ($P_{\text{LAB}} = 14.6$ GeV/c por nucleon) com alvo de Cu (quadrados), obtido através da análise de dados do Experimento 814.

Figura 6.7: Histogramas de energia transversa referentes aos eventos simulados de colisões de ^{28}Si ($P_{\text{lab}} = 14.6$ GeV/c por nucleon) com alvo de Pb, utilizando o programa FRITIOF (linha tracejada) e o programa UrQMD (linha sólida). Na mesma figura é apresentado o histograma de energia transversa de colisões de ^{28}Si ($P_{\text{LAB}} = 14.6$ GeV/c por nucleon) com alvo de Pb (triângulos), obtido através da análise de dados do Experimento 814.

onde cada dado é representado por x_i e N é o número de dados no intervalo ΔE_T .

Também foi investigada a correlação entre a energia transversa E_T e a energia dianteira total $\langle E_0 \rangle$ (energia a zero grau) medida nos calorímetros U/Cu para eventos em que houve emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li (figs. 6.9, 6.10 e 6.11 - coluna à esquerda). A energia E_0 foi obtida somando a energia depositada em cada um dos módulos dos calorímetros de U/Cu. Os gráficos destas figuras foram obtidos por meio de histogramas bidimensionais de E_0 versus E_T . O valor $\langle E_0 \rangle$ é a média aritmética dos dados presentes no correspondente intervalo de energia transversa ΔE_T (barras de erro horizontais). As barras de erro verticais são os valores RMS referentes às distribuições de dados de cada intervalo ΔE_T . A largura do canal de energia transversa ΔE_T escolhida é 4.6 GeV para os gráficos da coluna à esquerda das figs. 6.9, 6.10 e 6.11. As linhas tracejadas paralelas ao eixo da energia transversa, presentes no gráfico, representam a energia mínima esperada que pode ser depositada nos calorímetros de U/Cu para determinado fragmento. O valor desta energia mínima esperada é obtido multiplicando o número de massa do fragmento por 13.8 GeV, que é o valor da energia cinética depositada por um nucleon nos calorímetros U/Cu. Nos gráficos das figuras 6.9, 6.10 e 6.11 também são apresentadas as correlações entre a energia transversa E_T e a energia média medida na região de nêutrons $\langle E_n \rangle$ e na região de prótons $\langle E_p \rangle$ dos calorímetros U/Cu para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos citados (coluna à direita). Nestes gráficos a largura do canal de energia transversa escolhida é 4.0 GeV para o alvo de Al, 5.8 GeV para o alvo de Cu e 5.7 GeV para o alvo de Pb. Para facilitar a interpretação destes gráficos a tabela 6.2 apresenta as razões entre as energias medidas nas regiões de nêutrons $\langle E_n \rangle$ e de prótons $\langle E_p \rangle$, representadas por n/p , calculadas para cada intervalo de energia transversa E_T correspondente. Os valores de energias transversas E_T apresentados na tabela se referem aos valores do ponto médio de cada canal. As incertezas apresentadas na tabela 6.2 são

puramente estatísticas e foram obtidas por meio das fórmulas de propagação de erros adequadas à análise de dados. O número de nucleons espectadores remanescentes do projétil que ocorrem em uma colisão de íons pesados relativísticos pode ser calculado utilizando a energia total depositada na região dianteira do experimento 814. Esta energia total é obtida por meio da soma da energia depositada nos 25 módulos calorimétricos de U/Cu. Este cálculo é possível bastando dividir a energia total na região dianteira pela energia depositada por um único nucleon (13.8 GeV) nos calorímetros U/Cu. A figura 6.12 apresenta um gráfico do número de nucleons espectadores N_S , obtido com o método acima, em função da energia transversa E_T referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. No gráfico da fig. 6.12 os valores de N_S em função de E_T são comparados com os resultados obtidos por meio dos programas de computador FRITIOF (versão 7.02) e UrQMD (versão 1.3). No mesmo gráfico, também, são apresentados os resultados de N_S em função de E_T obtidos com o modelo de Glauber descrito na seção 6.4.

A figura 6.13 apresenta as distribuições de energia transversa referentes aos eventos em que houve a ocorrência de um dos fragmentos com $A > 1$ que foram investigados neste trabalho. A largura do canal de energia transversa escolhida foi $\Delta E_T = 5$ GeV. A distribuição foi calculada por meio da eq. 6.1 considerando, também, os fatores de downscaling discutidos na seção 3.2. Os gráficos são referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb, e permitem investigar a produção daqueles fragmentos em função da centralidade da colisão. A análise dos gráficos revela que a probabilidade máxima de ocorrência tem uma dependência em relação ao alvo para qualquer um dos fragmentos estudados, e está no intervalo de E_T entre 10 e 40 GeV. É observado, também, que a probabilidade de ocorrência destes fragmentos diminui quando E_T aumenta, e o comportamento dos dados na região de energia transversa entre 10 e 30 GeV revela independência em relação ao tamanho do alvo. Foi realizada, também, uma investigação do número M de fragmentos que são detectados na região de fragmentos com $0 < Z/A < 1$ dos calorímetros U/Cu

em altas energias transversas ($E_T \geq 40$ GeV). A figura 6.14 apresenta os histogramas da soma das alturas de pulsos dos cintiladores dianteiros localizados em frente aos calorímetros U/Cu da região de fragmentos com $0 < Z/A < 1$ e os dados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Na figura são apresentados histogramas com $M = 1$, $M = 2$ e $M \geq 3$. No gráfico 6.14(a) algumas regiões da distribuição de altura de pulso são associadas com o número atômico Z do correspondente fragmento detectado após a colisão. É observado que para $E_T \geq 40$ GeV os eventos com $M = 2$ e $M \geq 3$ são mais raros e deve ser salientado o fato de que neste intervalo de energia transversa os remanescentes do projétil são compostos principalmente por um fragmento com $A > 1$ e um ou dois nucleons conforme é percebido nas figs. 6.9, 6.10 e 6.11.

Figura 6.8: Energia média depositada na região de partículas neutras dos calorímetros U/Cu E_n em função da energia transversa E_T depositada no calorímetro participante para eventos originários de colisões de ^{28}Si com alvos de (a) Al, (b) Cu e (c) Pb.

Figura 6.9: Coluna à esquerda: Gráfico da correlação entre a energia transversa E_T e a energia total média medida na direção dianteira para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^5\text{Li}$ e ${}^6\text{Li}$. As linhas tracejadas representam a energia média mínima que pode ser depositada nos calorímetros de U/Cu para determinado fragmento. Coluna à direita: Gráfico da correlação entre a energia transversa E_T e a energia média medida na região de neutrons E_n e na região de prótons E_p para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos citados acima. Os dados analisados são referentes às colisões de ${}^{28}\text{Si}$ com alvo de Al. As barras de erro com setas indicam que seus tamanhos excedem as dimensões do gráfico.

Figura 6.10: Coluna à esquerda: Gráfico da correlação entre a energia transversa E_T e a energia total média medida na direção dianteira para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^5\text{Li}$ e ${}^6\text{Li}$. As linhas tracejadas representam a energia média mínima que pode ser depositada nos calorímetros de U/Cu para determinado fragmento. Coluna à direita: Gráfico da correlação entre a energia transversa E_T e a energia média medida na região de neutrons E_n e na região de prótons E_p para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos citados acima. Os dados analisados são referentes às colisões de ${}^{28}\text{Si}$ com alvo de Cu. As barras de erro com setas indicam que seus tamanhos excedem as dimensões do gráfico.

Figura 6.11: Coluna à esquerda: Gráfico da correlação entre a energia transversa E_T e a energia total média medida na direção dianteira para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^5\text{Li}$ e ${}^6\text{Li}$. As linhas tracejadas representam a energia média mínima que pode ser depositada nos calorímetros de U/Cu para determinado fragmento. Coluna à direita: Gráfico da correlação entre a energia transversa E_T e a energia média medida na região de neutrons E_n e na região de prótons E_p para eventos referentes às colisões com emissão de um dos fragmentos citados acima. Os dados analisados são referentes às colisões de ${}^{28}\text{Si}$ com alvo de Pb. As barras de erro com setas indicam que seus tamanhos excedem as dimensões do gráfico.

Tabela 6.2: Tabela das razões entre as energias medidas nas regiões de nêutrons $\langle E_n \rangle$ e de prótons $\langle E_p \rangle$, representadas por n/p , calculadas para cada intervalo de energia transversa E_T correspondentes aos gráficos das figs. 6.9, 6.10 e 6.11 (coluna à direita). Os valores de energias transversas E_T apresentados na tabela se referem aos valores do ponto médio de cada canal.

E_T (GeV)	n/p (Al)						
	^2H	^3H	^3He	^4He	^6He	^5Li	^6Li
2.0	1.28(10)	1.20(8)	1.41(9)	1.30(8)	1.06(11)	1.25(10)	1.42(6)
6.0	1.38(8)	1.51(4)	1.67(5)	1.60(4)	1.39(6)	1.76(8)	1.64(3)
10.0	1.94(7)	1.53(4)	1.70(5)	1.82(4)	1.55(6)	1.90(8)	1.65(3)
14.0	1.85(6)	1.52(4)	1.57(4)	1.57(3)	1.53(7)	1.75(8)	1.50(3)
18.0	2.00(6)	1.65(5)	1.69(5)	1.63(3)	1.62(9)	1.69(10)	1.62(4)
22.0	1.83(5)	1.52(5)	1.76(6)	1.66(4)	1.83(11)	1.83(11)	1.56(5)
26.0	1.76(4)	1.67(6)	1.68(6)	1.49(4)	1.86(18)	1.54(12)	1.51(8)
30.0	1.82(5)	1.52(7)	1.70(8)	1.48(6)	1.75(23)	1.58(19)	1.56(15)
34.0	1.79(6)	1.39(10)	1.36(11)	1.75(11)	1.03(27)	2.0(4)	0.82(19)
38.0	1.60(7)	1.62(20)	1.36(14)	1.60(19)	2.9(7)	1.5(7)	0.58(26)
42.0	1.92(14)	1.6(4)	2.0(4)	1.6(4)	0.8(1.0)	1.6(2.4)	1.1(1.5)
46.0	1.17(23)	0.9(6)	1.4(8)	1.6(1.2)	0.9(1.6)	1(4)	2(4)
50.0	0.9(6)	1.1(2.1)	1.0(7)	2(4)	3(9)		
54.0	2.1(1.8)						

E_T (GeV)	n/p (Cu)						
	^2H	^3H	^3He	^4He	^6He	^5Li	^6Li
2.9	1.19(24)	1.30(8)	1.60(9)	1.38(10)	1.49(12)	2.04(20)	1.65(7)
8.8	1.92(19)	1.49(6)	1.60(6)	1.61(6)	1.55(8)	1.81(11)	1.57(4)
14.6	1.83(10)	1.61(6)	1.74(7)	1.65(5)	1.66(9)	1.92(10)	1.62(4)
20.4	1.65(7)	1.51(6)	1.79(7)	1.65(4)	1.49(10)	1.88(11)	1.52(5)
26.2	2.11(7)	1.54(7)	1.73(7)	1.66(5)	1.36(13)	1.56(16)	1.39(7)
32.1	1.73(6)	1.59(9)	1.83(10)	1.39(7)	1.23(19)	1.25(17)	1.40(14)
37.9	1.46(6)	1.39(10)	1.46(13)	1.43(10)	2.1(8)	1.3(4)	1.00(17)
43.8	1.48(9)	1.18(18)	1.70(25)	0.81(13)	3.6(1.7)	3.6(1.3)	0.8(5)
49.6	1.39(13)	1.5(5)	1.3(4)	1.0(4)	0.9(1.8)	3.0(1.8)	1.3(2.4)
55.4	1.10(29)	1.4(1.6)	0.9(1.0)	2(3)	2(3)	1.0(1.4)	0.9(2.8)
61.2	1.3(1.1)	1.0(1.9)	1.0(1.6)				

E_T (GeV)	n/p (Pb)						
	^2H	^3H	^3He	^4He	^6He	^5Li	^6Li
2.9	0.69(16)	1.22(11)	1.69(17)	1.45(14)	1.54(19)	1.53(22)	1.35(8)
8.6	1.47(22)	1.47(8)	1.62(9)	1.52(8)	1.36(10)	1.60(11)	1.60(5)
14.3	1.66(15)	1.52(8)	1.65(9)	1.72(6)	1.51(10)	1.65(12)	1.62(4)
20.0	1.68(13)	1.62(9)	1.71(9)	1.59(6)	1.42(11)	1.68(14)	1.42(5)
25.7	1.66(11)	1.65(10)	1.96(11)	1.60(6)	1.24(13)	1.73(17)	1.34(6)
31.4	1.45(10)	1.36(11)	1.57(13)	1.66(10)	1.6(3)	1.60(29)	1.81(17)
37.1	1.49(13)	1.75(22)	1.80(23)	1.46(15)	3.7(1.5)	2.4(9)	1.12(26)
42.8	1.25(18)	1.1(3)	1.4(3)	1.49(28)	1.4(6)	0.25(10)	0.28(20)
48.6	1.9(6)	1.3(1.6)	0.7(3)	1.1(8)	0.20(11)	6(7)	5(8)
54.3	3.0(9)		1.0(1.3)	1.00(17)			
60.0	0.33(3)

Figura 6.12: Gráfico do número de nucleons espectadores N_S em função da energia transversa E_T referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Os valores de N_S em função de E_T são comparados com os resultados obtidos por meio dos programas de computador FRITIOF (versão 7.02), UrQMD (versão 1.3) e, também, são apresentados os resultados obtidos com o modelo de Glauber descrito na seção 6.4. O número de espectadores N_S é obtida dividindo a energia total depositada na região dianteira pela energia depositada por um único nucleon (o 13.8 GeV) nos calorímetros U/Cu.

Figura 6.13: Gráficos das distribuições de energia transversa referentes aos eventos em que houve a ocorrência de um dos fragmentos ^2H (a), ^3H (b), ^3He (c), ^4He (d), ^6He (e), ^5Li (f) e ^6Li (g). Os gráficos são referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al (círculo), Cu (quadrado) e Pb (triângulo). A largura do canal de energia transversa escolhida foi $\Delta E_T = 5$ GeV.

Figura 6.14: Histogramas da soma das alturas de pulsos dos cintiladores dianteiros localizados em frente aos calorímetros U/Cu da região de fragmentos com $0 < Z/A < 1$ e os dados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. Na figura são apresentados histogramas com $M = 1$, $M = 2$ e $M \geq 3$, onde M é o número de fragmentos que são detectados na região de fragmentos com $0 < Z/A < 1$ dos calorímetros U/Cu em altas energias transversas ($E_T \geq 40$ GeV).

6.6 Um modelo estatístico

Foi escolhido um modelo estatístico simples (pequeno número de parâmetros a serem ajustados) fundamentado no modelo físico do “espectador” (fig. 6.15). É suposto que os nêutrons dianteiros são emitidos do projétil espectador na velocidade do feixe e que para um dado valor de E_T o número de espectadores é fixo. Esta não é uma idéia correta desde que ocorrem flutuações na energia transversa, de modo que para qualquer valor de E_T existe uma distribuição no número de participantes. Apesar disso, será adotado este modelo simples para investigar a relação entre o número de espectadores e a distribuição de energia das partículas neutras.

Figura 6.15: Modelo do espectador.

O projétil incidente contém N_A nucleons, dos quais N_n são nêutrons e N_p são prótons. Para uma colisão com N_s espectadores, considerando a suposição de que todas as configurações de nêutrons e prótons são igualmente prováveis, a distribuição $Q(n)$ para o número de nêutrons n entre os espectadores é aquela de uma amostra sem reposição (distribuição hipergeométrica),

$$Q(n) = \frac{\binom{N_n}{n} \binom{N_A - N_n}{N_s - n}}{\binom{N_A}{N_s}} = \frac{\binom{N_n}{n} \binom{N_p}{N_s - n}}{\binom{N_A}{N_s}} \quad (6.11)$$

onde,

$$\binom{N}{n} = \frac{N!}{n!(N-n)!}. \quad (6.12)$$

Será introduzido agora um parâmetro p , que representa a probabilidade de um nêutron espectador seguir adiante, e não ligado, com a velocidade do feixe. Está sendo suposto que o número desses nêutrons obedece uma distribuição de probabilidade binomial. A distribuição geral de probabilidade binomial é dada por

$$P(m, n, x) = \binom{n}{n-m} (1-x)^{n-m} x^m. \quad (6.13)$$

A probabilidade para detecção do nêutron é descrita de forma similar. Após o nêutron seguir em linha reta ele atinge a região de nêutrons dos calorímetros U/Cu. Estudos anteriores fornecem a probabilidade de encontrar um nêutron incidente nesta região dos calorímetros U/Cu denominada área de confiança (“fiducial”) [19]. A fração de nêutrons que incidem dentro da área de confiança é dada por uma distribuição de probabilidade binomial, com uma probabilidade de sucesso f . Este parâmetro f é calculado assumindo que a energia depositada na região de nêutrons é distribuída na forma de uma gaussiana bidimensional. A equação ajustada pelo método de mínimos quadrados sobre esta distribuição de energia é dada por

$$E_n(x, y) = A e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad (6.14)$$

onde $E_n(x, y)$ é a energia depositada nas coordenadas x e y , A é uma constante de normalização, x_0 e y_0 são as coordenadas da posição de incidência da linha imaginária que representa o feixe de nêutrons e σ é o desvio padrão que representa a dispersão da distribuição de energia. O parâmetro f será a fração da gaussiana, que representa esta distribuição de energia, coberta pelos calorímetros U/Cu da região de confiança ($\approx 75\%$).

Considerando a distribuição do número de nêutrons entre os espectadores, a distribuição do número de nêutrons que seguem adiante e a distribuição do número de nêutrons

Tabela 6.3: Resultados do programa de computador, obtidos com dados referentes ao alvo de Al. Neste ajuste foram escolhidos quatro intervalos de energia transversa ΔE_T . Aqui σ_{N_s} e σ_p são os desvios-padrão resultantes do ajuste. Na sexta coluna são mostrados os números de canais presentes na distribuição de E_n . Na última coluna são apresentados os valores de χ^2_{red} para avaliação da qualidade do ajuste.

ΔE_T (GeV)	N_s	σ_{N_s}	p	σ_p	n ^o . canais	$\chi^2/\text{N.D.F.}$
30-32	14.0	2.8	0.22	0.04	7	0.90
36-38	8.1	0.9	0.31	0.03	7	3.28
42-44	4.5	0.5	0.42	0.04	6	1.98
46-48	3.3	0.6	0.49	0.09	5	0.58

que são detectados, podemos definir a probabilidade em que $k > 0$ nêutrons são detectados,

$$\begin{aligned}
 R(k) = & Q(k)P(k, k, p)P(k, k, f) + \\
 & Q(k+1)[P(k+1, k+1, p)P(k, k+1, f) + \\
 & P(k, k+1, p)P(k, k, f)] + \dots \\
 & + Q(N_s)[P(N_s, N_s, p)P(k, N_s, f) + \dots \\
 & + P(k, N_s, p)P(k, k, f)].
 \end{aligned} \tag{6.15}$$

A equação acima, escrita de forma mais compacta, será,

$$R(k) = \sum_{n=k}^{N_s} Q(n) \sum_{m=k}^n P(m, n, p)P(k, m, f) \quad (k > 0), \tag{6.16}$$

e a probabilidade que nenhum nêutron será detectado é dado por

$$R(0) = Q(0) + \sum_{n=1}^{N_s} Q(n)[P(0, n, p) + \sum_{m=1}^n P(m, n, p)P(0, m, f)]. \tag{6.17}$$

Ao combinar estas três distribuições ($Q(n)$, $P(m, n, p)$ e $P(m, n, f)$) nós temos uma função (eq. 6.16) para realizar um ajuste de mínimos quadrados sobre a distribuição do número de nêutrons em qualquer canal E_T com somente dois parâmetros livres: N_s , o número de espectadores e p , a probabilidade dos nêutrons espectadores emergirem não ligados. O programa de computador para realizar este ajuste (apêndice C) foi desenvolvido em código C++ utilizando a plataforma de trabalho **ROOT** [80], onde os parâmetros

Figura 6.16: Curvas de ajuste sobre os histogramas de energia depositada na região de partículas neutras dos calorímetros U/Cu para alguns intervalos de energia transversa ΔE_T ("bin"): (a) 30-32 GeV (b) 36-38 GeV (c) 42-44 GeV (d) 46-48 GeV. Os valores dos parâmetros ajustados e de $\chi^2/D.F.$ estão na tabela 6.3.

de saída são o número de espectadores N_S e a probabilidade dos nêutrons espectadores emergirem não ligados p . Alguns resultados deste programa, obtidos com dados referentes a alvo de Al, são apresentados na tabela 6.3. Na figura 6.16 são apresentadas as curvas de ajuste sobre os histogramas de energia depositada na região de partículas neutras dos calorímetros U/Cu, correspondentes aos intervalos de energia transversa ΔE_T apresentados na tabela 6.3. O valor da largura de cada canal do histograma é igual a 13.8 GeV, e este histograma equivale à distribuição experimental do número de nêutrons detectados pelos calorímetros U/Cu.

Tabela 6.4: Faixas de energia transversa E_T escolhidas para realização dos ajustes. A faixa varia de acordo com o alvo e com o intervalo de energia transversa ΔE_T escolhido para realização do ajuste sobre espectros de energia das partículas neutras. Em cada uma destas faixas está inserida toda a região linear dos gráficos de $\langle E_n \rangle$ versus E_T para os eventos referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb (fig. 6.8).

ΔE_T	Al	Cu	Pb
1 GeV	35.0-55.0 GeV	35.0-59.0 GeV	35.0-65.0 GeV

As figuras 6.17 e 6.18 mostram os gráficos dos parâmetros N_S e p , em função da energia transversa E_T , obtidos no programa de ajuste para dados referentes a alvos de Al, Cu e Pb. Nestes gráficos as barras de erro verticais em N_S e p representam os erros retornados pelo programa de ajuste através da matriz de covariância resultante. Além disso, o ajuste foi realizado sobre os histogramas de energia depositada na região de partículas neutras dos calorímetros U/Cu em intervalos de energia transversa $\Delta E_T=1$ GeV.

A tabela 6.4 apresenta as faixas de energia transversa E_T escolhidas para a realização dos ajustes. A faixa varia de acordo com o alvo escolhido para a realização do ajuste da distribuição $R(k)$ sobre os histogramas de energia depositada na região de partículas neutras dos calorímetros U/Cu. Em cada uma destas faixas está inserida toda a região linear dos gráficos de $\langle E_n \rangle$ versus E_T da fig. 6.8 para os eventos referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb.

O programa de computador desenvolvido para ajustar a distribuição $R(k)$, fundamentada no modelo estatístico proposto, não fornece valores consistentes de N_S e p para valores inferiores a $E_T=30$ GeV. As faixas de ajuste foram escolhidas, portanto, para não considerar esta região na análise de dados. Os valores de N_S (fig. 6.17), obtidos do ajuste do modelo estatístico, em função de E_T , são comparados com os resultados obtidos por meio dos programas de computador FRITIOF (versão 7.02), UrQMD (versão 1.3) e, também, são apresentados os resultados obtidos com o modelo de Glauber descrito na seção 6.4.

Figura 6.17: Gráficos de N_s , obtido do ajuste da função $R(k)$ sobre o espectro de energia das partículas neutras, para dados referentes a alvos de (a) Al (b) Cu e (c) Pb, em intervalos de energia transversa $\Delta E_T = 1$ GeV. Os valores de N_s em função de E_T são comparados com os resultados obtidos por meio dos programas de computador FRITIOF (versão 7.02), UrQMD (versão 1.3) e, também, são apresentados os resultados obtidos com o modelo de Glauber descrito na seção 6.4.

Figura 6.18: Parâmetros p (probabilidade dos nêutrons espectadores emergirem não ligados) do ajuste da função $R(k)$ sobre o espectro de energia das partículas neutras, para dados referentes a alvos de (a) Al (b) Cu e (c) Pb, em intervalos de energia transversa $\Delta E_T=1$ GeV.

6.7 Investigação das distribuições de momento dos fragmentos

As distribuições para as três componentes do vetor momento foram obtidas a partir da reconstrução da trajetória dos fragmentos, de acordo com os procedimentos descritos na seção 5.5. Nesta seção serão apresentados os resultados da investigação das distribuições das componentes do momento transversal p_x e p_y dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li emitidos em colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. A correlação entre as distribuições de momento transversal p_x e p_y destes fragmentos, em função da energia transversal E_T , também foi investigada. A figura 6.19 apresenta histogramas bidimensionais resultantes da correlação da distribuição de momento transversal p_y em função da distribuição de momento transversal p_x de eventos com emissão do fragmento ^2H correspondentes aos intervalos de energia transversal ΔE_T entre 0 e 55 GeV. Os histogramas são referentes à análise de dados com alvo de Al. A mesma investigação foi realizada com todos os outros fragmentos citados acima e referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb.

Na figura 6.20 são apresentadas as distribuições da componente transversal p_x do vetor momento referentes aos eventos com emissão do fragmento ^2H , correspondentes aos intervalos de energia transversal ΔE_T entre 0 e 55 GeV. A figura também mostra os valores dos desvios padrões σ_{p_x} e as suas incertezas δ_{p_x} obtidas por meio do ajuste de mínimos quadrados de gaussianas sobre as distribuições, representadas por linhas sólidas. Os eventos são referentes à análise de dados com alvo de Al. Os valores σ_{p_x} e δ_{p_x} foram posteriormente utilizados para o cálculo do desvio padrão σ_0 da distribuição de momento dos nucleons no projétil e seu desvio. Esta análise, também, foi realizada com todos os outros fragmentos citados acima e referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb.

Possíveis interpretações para os desvios padrões das distribuições podem ser obtidas a partir do modelo estatístico de Goldhaber para a fragmentação nuclear, discutido no

capítulo 2. Numa das interpretações, a da fragmentação súbita, o fragmento é formado tomando K nucleons aleatoriamente escolhidos de um núcleo com A nucleons e momento líquido nulo no sistema de referência do projétil. Nesta interpretação o desvio padrão σ das distribuições de cada componente cartesiana está relacionado ao momento de Fermi p_F do projétil através do parâmetro σ_0 como pode ser previsto nas equações

$$\begin{aligned}\sigma^2 &= \sigma_0^2 \frac{K(A-K)}{A-1} \quad \text{e} \\ \sigma_0 &= \frac{p_F}{\sqrt{5}}.\end{aligned}\tag{6.18}$$

Um dos objetivos deste trabalho foi investigar a dependência de uma das distribuições das componentes transversas, no caso p_x , em relação à energia transversa E_T . A figura 6.21 mostra os gráficos dos valores de σ_{p_x} em função dos intervalos de energia transversa E_T , representados pelas barras de erro horizontais, para eventos referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Al em que houve emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . A tabela 6.6 mostra os valores do parâmetro σ_0 calculados em relação aos intervalos de energia transversa, indicados na primeira coluna, referentes aos dados do gráfico da fig 6.21. As figuras 6.22 e 6.23 mostram os gráficos de σ_{p_x} em função dos intervalos de energia transversa para os eventos referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Cu e Pb, respectivamente. As tabelas 6.7 e 6.8 mostram os valores de σ_0 do projétil referentes aos dados dos gráficos das figs. 6.22 e 6.23, respectivamente.

Uma fonte de erros sistemáticos importante (tabela 6.5) que incide sobre as larguras de distribuições de momento dos fragmentos é originada pelo método de seleção de eventos descrito na seção 5.6. Como é discutido nesta seção, a curva fechada de seleção de eventos foi definida de modo a selecionar os eventos com emissão de determinado fragmento. Além disso, a curva fechada deve vetar o maior número possível de eventos referentes à emissão de outros fragmentos que não estão sendo investigados. Para estimar quantitativamente estes erros sistemáticos foram definidas curvas fechadas de tamanhos diferentes em volta das “ilhas” do gráfico da fig. 5.13 referentes aos eventos com emissão dos fragmentos

Tabela 6.5: Os valores de erros sistemáticos obtidos por meio da análise descrita no texto referentes aos eventos com emissão dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Esses valores foram obtidos por meio da análise de dados com alvo de Al e foram utilizados, também, na análise de dados com alvos de Cu e Pb.

^2H	^3H	^3He	^4He	^6He	^5Li	^6Li
2.5%	5%	3%	2%	6%	7%	2%

que estão sendo estudados. As curvas de seleção investigadas são aquelas que compõem um grupo de possíveis escolhas devido ao fato de apresentarem as menores perdas de bons eventos e também a menor contaminação com eventos provenientes da emissão de outros fragmentos. A variação máxima percentual da largura da distribuição obtida entre as curvas de tamanhos diferentes em relação à curva de seleção original, escolhida na seção 5.6, será o erro sistemático escolhido. A tabela 6.5 apresenta os valores de erros sistemáticos estimados obtidos por meio da análise descrita acima referentes aos eventos com emissão dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Esses valores foram obtidos por meio da análise de dados com alvo de Al e foram utilizados, também, na análise de dados com alvos de Cu e Pb.

As barras de erro verticais, presentes nos gráficos 6.21, 6.22 e 6.23, representam a raiz quadrada da soma quadrática dos desvios estatísticos, dos desvios sistemáticos da tabela 6.5 e 1% de σ_{p_x} . O desvio referente a 1% de σ_{p_x} representa os desvios sistemáticos que incluem contribuições de múltiplo espalhamento, incerteza na reconstrução da trajetória e contribuição do campo magnético efetivo utilizado no Experimento 814 [52, 90].

A tabela 6.9 apresenta os valores médios do parâmetro σ_0 do projétil, considerando todos os intervalos de energia transversa ΔE_T , referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb em que houve emissão de um dos fragmentos citados acima.

A fig. 6.24 apresenta um gráfico da largura da distribuição da componente p_x do momento em função do número de massa referente aos eventos em que houve emissão dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Os dados são referentes às colisões de ^{28}Si

com alvos de Al, Cu e Pb. As linhas sólidas representam o modelo de Goldhaber com σ_0 igual a 0.1185 GeV/c que é o valor obtido por meio de experimentos com espalhamento de elétrons [53]. As linhas tracejadas representam o modelo de Goldhaber cujos parâmetros são resultados do ajuste de mínimos quadrados considerando σ_0 como um parâmetro livre e o número de massa do projétil igual a 28.

A fig. 6.25 apresenta o mesmo gráfico da figura anterior mas referente às distribuições da componente p_y do momento. A tabela 6.10 apresenta os valores de σ_0 e χ^2_{red} , correspondentes à análise de dados de cada alvo, obtidos por meio do ajuste de mínimos quadrados do modelo de Goldhaber sobre os gráficos das figs. 6.24 e 6.25.

Figura 6.19: Histogramas bidimensionais resultantes da correlação da distribuição de momento transverso p_y em função da distribuição de momento transverso p_x de eventos com emissão do fragmento ^2H correspondentes aos intervalos de energia transversa ΔE_T de (a) 0-5 GeV, (b) 5-10 GeV, (c) 10-15 GeV, (d) 15-20 GeV, (e) 20-25 GeV, (f) 25-30 GeV, (g) 30-35 GeV, (h) 35-40 GeV e (i) 40-55 GeV. Os histogramas são referentes à análise de dados com alvo de Al.

Figura 6.20: Distribuições da componente transversa p_x do vetor momento do fragmento ${}^2\text{H}$, referentes aos intervalos de energia transversa ΔE_T de (a) 0-5 GeV, (b) 5-10 GeV, (c) 10-15 GeV, (d) 15-20 GeV, (e) 20-25 GeV, (f) 25-30 GeV, (g) 30-35 GeV, (h) 35-40 GeV e (i) 40-55 GeV. Os eventos são referentes à análise de dados com alvo de Al.

Figura 6.21: Gráficos da largura da distribuição da componente p_x em função da energia transversa referente aos eventos em que houve emissão do fragmento (a) ${}^6\text{Li}$, (b) ${}^5\text{Li}$, (c) ${}^6\text{He}$, (d) ${}^4\text{He}$, (e) ${}^3\text{He}$, (f) ${}^3\text{H}$ e (g) ${}^2\text{H}$. As barras de erro verticais representam os valores dos desvios de sigma. Os dados são referentes às colisões de ${}^{28}\text{Si}$ com alvo de Al.

Tabela 6.6: Valores de σ_0 em função de ΔE_T referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Al em que houve emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Os valores de ΔE_T estão em unidades de GeV enquanto os valores de σ_0 do projétil estão em unidades de GeV/c.

Al									
^2H		^3H		^3He		^4He		^6He	
ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0
0-5	0.066(14)	0-5	0.077(6)	0-5	0.097(7)	0-5	0.084(6)	0-7.5	0.156(13)
5-10	0.084(10)	5-10	0.083(6)	5-10	0.107(6)	5-10	0.084(5)	7.5-15.0	0.161(13)
10-15	0.097(9)	10-15	0.081(6)	10-15	0.110(6)	10-15	0.104(5)	15.0-22.5	0.151(13)
15-20	0.090(5)	15-20	0.083(6)	15-20	0.111(7)	15-20	0.106(5)	22.5-30.0	0.149(11)
20-25	0.089(4)	20-25	0.075(5)	20-25	0.108(6)	20-25	0.104(5)	30.0-55.0	0.094(10)
25-30	0.092(4)	25-30	0.079(5)	25-30	0.103(5)	25-30	0.092(4)		
30-35	0.093(4)	30-35	0.068(5)	30-35	0.095(5)	30-35	0.083(4)		
35-40	0.098(4)	35-55	0.075(5)	35-55	0.077(5)	35-55	0.087(5)		
40-55	0.098(4)								

Al			
^5Li		^6Li	
ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0
0-5	0.120(13)	0-5	0.099(6)
5-10	0.123(11)	5-10	0.108(5)
10-15	0.130(12)	10-15	0.118(5)
15-20	0.134(13)	15-20	0.121(5)
20-25	0.129(11)	20-25	0.111(5)
25-30	0.097(9)	25-30	0.104(5)
30-55	0.089(9)	30-55	0.093(5)

Figura 6.22: Gráficos da largura da distribuição da componente p_x em função da energia transversa referente aos eventos em que houve emissão do fragmento (a) ${}^6\text{Li}$, (b) ${}^5\text{Li}$, (c) ${}^6\text{He}$, (d) ${}^4\text{He}$, (e) ${}^3\text{He}$, (f) ${}^3\text{H}$ e (g) ${}^2\text{H}$. As barras de erro verticais representam os valores dos desvios de sigma. Os dados são referentes às colisões de ${}^{28}\text{Si}$ com alvo de Cu.

Tabela 6.7: Valores de σ_0 em função de ΔE_T referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Cu em que houve emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Os valores de ΔE_T estão em unidades de GeV enquanto os valores de σ_0 estão em unidades de GeV/c.

Cu									
^2H		^3H		^3He		^4He		^6He	
ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0
0-15	0.093(8)	0-5	0.080(8)	0-5	0.081(8)	0-5	0.075(10)	0-7.5	0.139(13)
15-20	0.101(8)	5-10	0.082(6)	5-10	0.106(7)	5-10	0.095(6)	7.5-15.0	0.147(13)
20-25	0.095(6)	10-15	0.081(6)	10-15	0.109(7)	10-15	0.109(6)	15.0-22.5	0.169(16)
25-30	0.100(6)	15-20	0.080(6)	15-20	0.110(7)	15-20	0.104(5)	22.5-30.0	0.159(17)
30-35	0.089(4)	20-25	0.092(7)	20-25	0.106(7)	20-25	0.105(5)	30.0-60.0	0.115(12)
35-40	0.088(4)	25-30	0.080(6)	25-30	0.088(6)	25-30	0.104(6)		
40-45	0.090(5)	30-35	0.078(5)	30-35	0.100(6)	30-35	0.104(5)		
45-60	0.093(4)	35-40	0.070(5)	35-40	0.084(5)	35-40	0.090(5)		
		40-60	0.066(5)	40-60	0.086(6)	40-60	0.076(5)		

Cu			
^5Li		^6Li	
ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0
0-7.5	0.133(15)	0-5	0.085(6)
7.5-15.0	0.128(12)	5-10	0.116(6)
15.0-20.0	0.119(12)	10-15	0.116(6)
20.0-25.0	0.124(14)	15-20	0.124(6)
25.0-60.0	0.107(10)	20-25	0.117(6)
		25-30	0.119(7)
		30-35	0.065(4)
		35-60	0.086(7)

Figura 6.23: Gráficos da largura da distribuição da componente p_x em função da energia transversa referente aos eventos em que houve emissão do fragmento (a) ${}^6\text{Li}$, (b) ${}^5\text{Li}$, (c) ${}^6\text{He}$, (d) ${}^4\text{He}$, (e) ${}^3\text{He}$, (f) ${}^3\text{H}$ e (g) ${}^2\text{H}$. As barras de erro verticais representam os valores dos desvios de sigma. Os dados são referentes às colisões de ${}^{28}\text{Si}$ com alvo de Pb.

Tabela 6.8: Valores de σ_0 em função de ΔE_T referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Pb em que houve emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li . Os valores de ΔE_T estão em unidades de GeV enquanto os valores de σ_0 estão em unidades de GeV/c.

Pb									
^2H		^3H		^3He		^4He		^6He	
ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0
0-15	0.098(10)	0-10	0.085(7)	0-10	0.112(8)	0-10	0.084(5)	0-10	0.140(14)
15-20	0.091(9)	10-15	0.087(7)	10-15	0.118(8)	10-15	0.109(6)	10-15	0.158(17)
20-25	0.101(8)	15-20	0.082(6)	15-20	0.114(7)	15-20	0.105(5)	15-20	0.153(15)
25-30	0.098(7)	20-25	0.086(7)	20-25	0.104(7)	20-25	0.114(6)	20-25	0.133(16)
30-35	0.104(7)	25-30	0.084(7)	25-30	0.122(8)	25-30	0.103(6)	25-30	0.164(28)
35-40	0.082(5)	30-60	0.086(7)	30-35	0.110(8)	30-35	0.102(6)	30-60	0.104(17)
40-60	0.078(5)			35-60	0.101(7)	35-60	0.102(6)		

Pb			
^5Li		^6Li	
ΔE_T	σ_0	ΔE_T	σ_0
0-10	0.123(13)	0-5	0.082(6)
10-15	0.130(14)	5-10	0.109(6)
15-20	0.138(14)	10-15	0.119(6)
20-25	0.111(14)	15-20	0.116(6)
25-30	0.131(18)	20-25	0.126(7)
30-60	0.120(18)	25-30	0.127(8)
		30-60	0.096(7)

Tabela 6.9: Valores médios de σ_0 do projétil, em unidades de GeV/c, considerando todos os intervalos de energia transversa ΔE_T , referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb em que houve emissão de um dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li .

	Al		Cu		Pb	
	$\sigma_0 (p_x)$	$\sigma_0 (p_y)$	$\sigma_0 (p_x)$	$\sigma_0 (p_y)$	$\sigma_0 (p_x)$	$\sigma_0 (p_y)$
^2H	0.0928(17)	0.1025(19)	0.0925(18)	0.1044(20)	0.0887(24)	0.1061(28)
^3H	0.0769(19)	0.1056(27)	0.0776(20)	0.1073(28)	0.0850(27)	0.113(4)
^3He	0.0991(20)	0.1109(22)	0.0957(20)	0.1095(24)	0.1113(29)	0.1108(29)
^4He	0.0927(16)	0.1110(19)	0.0969(18)	0.0995(19)	0.1025(22)	0.1121(24)
^6He	0.137(5)	0.155(6)	0.142(6)	0.147(6)	0.141(7)	0.140(7)
^5Li	0.113(4)	0.127(5)	0.120(5)	0.144(6)	0.126(6)	0.142(7)
^6Li	0.1078(19)	0.1243(22)	0.0995(20)	0.1170(24)	0.1097(23)	0.1257(26)

Figura 6.24: Gráficos da largura da distribuição da componente p_x do momento em função do número de massa referente aos eventos em que houve emissão dos fragmentos 2H , 3H , 3He , 4He , 6He , 5Li e 6Li . Os dados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. As linhas sólidas representam o modelo de Goldhaber com σ_0 igual a 0.1185 GeV/c. As linhas tracejadas representam o modelo de Goldhaber cujos parâmetros são resultados do ajuste de mínimos quadrados considerando σ_0 como um parâmetro livre e o número de massa do projétil igual a 28.

Figura 6.25: Gráficos da largura da distribuição da componente p_y do momento em função do número de massa referente aos eventos em que houve emissão dos fragmentos 2H , 3H , 3He , 4He , 6He , 5Li e 6Li . Os dados são referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. As linhas sólidas representam o modelo de Goldhaber com σ_0 igual a 0.1185 GeV/c. As linhas tracejadas representam o modelo de Goldhaber cujos parâmetros são resultados do ajuste de mínimos quadrados considerando σ_0 como um parâmetro livre e o número de massa do projétil igual a 28.

Tabela 6.10: Valores de σ_0 e χ_{red}^2 , correspondentes à análise de dados com alvos de Al, Cu e Pb, obtidos por meio do ajuste de mínimos quadrados do modelo de Goldhaber sobre os gráficos das figs. 6.24 e 6.25.

Alvo	P_x		P_y	
	σ_0	χ_{red}^2	σ_0	χ_{red}^2
Al	0.0972(6)	33.22	0.1117(7)	25.43
Cu	0.0928(7)	21.79	0.1077(8)	24.52
Pb	0.0991(9)	26.49	0.1142(11)	13.44

Capítulo 7

Considerações finais

Neste trabalho foi investigada a correlação entre a energia transversa E_T e a energia, medida nos calorímetros U/Cu, de nucleons e de fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li , referente às colisões de ^{28}Si ($P_{\text{LAB}}=14.6$ GeV/c por nucleon) com alvos de Al, Cu e Pb. Os dados em questão foram obtidos no Experimento 814 que foi realizado no Síncrotron de Gradiente Alternado (AGS) localizado no Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL).

O comportamento dos gráficos $\langle E_0 \rangle$ versus E_T , $\langle E_n \rangle$ versus E_T e $\langle E_p \rangle$ versus E_T , observado nas figs. 6.8, 6.9, 6.10 e 6.11, pode ser analisado dentro da descrição de espectadores e participantes. Em colisões centrais e semi-centrais os nucleons do projétil e alvo colidem produzindo muitas partículas, que depositam sua energia no calorímetro participante, e alguns poucos nucleons espectadores do projétil, dentro de uma pequena região de ângulo sólido, seguem para a região dianteira. Em colisões periféricas um grande número de nucleons espectadores do projétil e fragmentos depositam sua energia nos calorímetros U/Cu e nenhuma energia é esperada ser depositada no calorímetro participante. A correlação entre a energia das partículas emitidas na direção dianteira e a energia transversa reflete o grau de centralidade da colisão entre os íons pesados.

Os gráficos de $\langle E_0 \rangle$ versus E_T referentes aos eventos com emissão de um dos fragmentos citados (figs. 6.9, 6.10 e 6.11) apresentam uma dependência quase linear entre $\langle E_0 \rangle$ e E_T . Entretanto, os gráficos de $\langle E_n \rangle$ versus E_T e $\langle E_p \rangle$ versus E_T apresentam

um máximo de energia medida na região dianteira na faixa de energias transversas entre 0 e 20 GeV. Esse comportamento também foi observado em estudos semelhantes realizados em experimentos operando em regimes de energias mais altas. Como exemplo podemos citar o experimento NA49 [91, 92] em que íons de ^{208}Pb ($E_{lab}=158 \text{ A GeV}$) colidem com alvo de Pb.

A tendência de aumento da energia medida na região dianteira em altas energias transversas, ou diminuição de “stopping”, é observado nos gráficos de $\langle E_n \rangle$ versus E_T da fig. 6.8. Entretanto, nesta região o número de eventos dentro dos intervalos ΔE_T , representados pelas barras de erro horizontais, é pequeno em comparação com o número de eventos dos intervalos ΔE_T em energias transversas mais baixas. A baixa estatística na região de energias transversas mais altas é refletida no aumento do espalhamento dos dados em torno do valor médio dentro dos intervalos ΔE_T e, portanto, no aumento dos valores de RMS representados pelas barras de erro verticais.

A tabela 6.2 apresenta as razões entre os números de nêutrons e prótons (n/p), não ligados, produzidos em uma colisão e que seguem para a região dianteira do experimento. Os valores de n/p são referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb, em que houve a ocorrência de um dos fragmentos que estão sendo investigados. Algumas conclusões podem ser obtidas dos resultados apresentados na tabela 6.2. É observado que a razão n/p cresce quando a energia transversa E_T também cresce, até atingir um valor máximo que está no intervalo entre 10 GeV e 30 GeV. Após atingir este valor máximo a razão n/p decresce quando E_T cresce, e este aspecto pode ser explicado pelo fato de que em altas energias transversas os remanescentes do projétil são compostos por um número pequeno de fragmentos e um grande número de nucleons livres. Assim, a tendência de n/p é se aproximar de 1.0 pois para ^{28}Si a razão n/p é $14/14=1$.

O gráfico da fig. 6.12 apresenta, como era esperado, uma tendência de diminuição do número de espectadores N_S quando a energia transversa E_T aumenta. Neste gráfico

a dependência de N_S em relação a E_T , obtida por meio da soma da energia depositada nos calorímetros U/Cu, é comparada com a dependência de N_S em relação a E_T obtida por meio dos geradores de eventos FRITIOF e UrQMD. No mesmo gráfico, também, são apresentados os resultados obtidos da aplicação do modelo de Glauber aos dados experimentais descrita na seção 6.4. O acordo entre os resultados experimentais, referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Al (6.12(a)), e os eventos FRITIOF só é razoável em altas energias transversas ($E_T \geq 40$ GeV). Em seguida, a diferença entre os eventos UrQMD e os resultados experimentais é menor na faixa de energia transversa de 10-18 GeV e $E_T \geq 40$ GeV. Foi observada, também, grande diferença entre os resultados do modelo de Glauber e os resultados experimentais, principalmente na região de $E_T \geq 40$ GeV. Nesta região de energia transversa é previsto pelo modelo de Glauber o número mínimo de aproximadamente 6.7 nucleons espectadores. Entretanto, o número mínimo previsto pelos modelos FRITIOF e UrQMD, respectivamente, de 3.5 e 3.0 nucleons espectadores está próximo do número mínimo de 2.8 nucleons espectadores obtidos pelos resultados experimentais.

Em relação aos eventos referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Cu (6.12(b)) é possível observar grande diferença entre os eventos FRITIOF, UrQMD e Glauber, principalmente na região de $E_T < 40$ GeV. Entretanto, na região onde $E_T \geq 40$ GeV, é previsto pelos modelos FRITIOF e UrQMD o número mínimo aproximado de 0.6 nucleons espectadores. Em seguida, na mesma região, é previsto pelo modelo de Glauber o número mínimo aproximado de 2 nucleons espectadores, que é próximo ao número mínimo aproximado de 1.6 nucleons espectadores obtidos pelos resultados experimentais.

Já para a análise de colisões de ^{28}Si com alvo de Pb (6.12(c)), é possível observar grande diferença entre os eventos UrQMD e os resultados experimentais principalmente na região de $0 \leq E_T \leq 30$ GeV. É observada, também, grande diferença entre o modelo FRITIOF e os resultados experimentais na região entre $0 \leq E_T \leq 60$ GeV. Entretanto, é

observado que o modelo de Glauber se ajusta bem aos resultados experimentais em quase todo intervalo de energia transversa. Na região de altas energias transversas ($E_T \geq 60$ GeV) é previsto pelo modelo de Glauber o número mínimo aproximado de 0.15 nucleons espectadores. Em seguida, nesta região de energia transversa, é previsto pelos modelos FRITIOF e UrQMD o número mínimo aproximado de 0.6 nucleons espectadores, que é igual ao número mínimo aproximado de 0.6 nucleons espectadores obtidos pelos resultados experimentais.

Os gráficos das figuras 6.17 e 6.18 apresentam os resultados da parametrização da dependência entre a distribuição de energia das partículas neutras E_n emitidas na direção dianteira e a energia transversa E_T , utilizando o modelo estatístico proposto. Entretanto, na região de energia transversa entre 0 e 30 GeV, o programa de ajuste da distribuição $R(k)$ sobre o espectro de energia das partículas neutras, correspondentes aos intervalos ΔE_T , produziu resultados incoerentes. Este aspecto mostra que o modelo estatístico é limitado pois falha quando é aplicado nesta região, aonde a correlação entre $\langle E_n \rangle$ e E_T apresenta um máximo de energia $\langle E_n \rangle$. Portanto, as faixas de energias transversas escolhidas para realização do ajuste foram aquelas apresentadas na tabela 6.4 para os eventos referentes às colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb.

O gráfico da fig. 6.17 apresenta, também, a tendência de diminuição do número de espectadores N_S quando a energia transversa E_T aumenta. O gráfico da fig. 6.18 apresenta a tendência de aumento da probabilidade p do nêutron seguir adiante e não ligado quando a energia transversa E_T aumenta, como era esperado. No gráfico da fig. 6.17 a dependência de N_S em relação a E_T , obtida do ajuste da distribuição $R(k)$ sobre as distribuições experimentais de E_n , é comparada com a dependência de N_S em relação a E_T , obtida por meio dos geradores de eventos FRITIOF e UrQMD. No mesmo gráfico, também, são apresentados os resultados obtidos com o modelo de Glauber descrito na seção 6.4.

O acordo entre os resultados experimentais, referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Al (6.17(a)), e os eventos FRITIOF e UrQMD é razoável em $E_T > 40$ GeV. Ao contrário, o acordo entre os dados experimentais e os resultados do modelo de Glauber não é razoável, principalmente em $E_T > 40$ GeV. Em relação às colisões de ^{28}Si com alvo de Cu (6.17(b)), os resultados experimentais estão em uma região limitada pelos resultados dos eventos FRITIOF e UrQMD. Além disso, o acordo entre os resultados obtidos com o modelo de Glauber não é razoável em $E_T > 55$ GeV. Já para os resultados experimentais, referentes às colisões de ^{28}Si com alvo de Pb (6.17(c)), também, os resultados experimentais estão em uma região limitada pelos resultados dos eventos FRITIOF e UrQMD. Pode ser observado, também, que o acordo com os resultados obtidos por meio do modelo de Glauber não é razoável em $E_T > 40$ GeV.

A seguir são discutidos os resultados obtidos após a investigação das distribuições de uma das componentes transversas do momento dos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^6He , ^5Li e ^6Li resultantes de colisões de ^{28}Si com alvos de Al, Cu e Pb. A figura 6.21 mostra as larguras σ_{p_x} , em função de E_T , das distribuições de momento p_x referentes aos fragmentos citados acima resultantes de colisões de ^{28}Si com alvo de Al. É observado nítido aumento da largura σ_{p_x} em função de E_T , na região de baixas energias transversas (0-15 GeV), no gráfico referente ao fragmento ^2H . Nos gráficos da mesma figura referentes aos fragmentos ^3He , ^4He , ^5Li e ^6Li pode ser notado um aumento da largura σ_{p_x} em função de E_T até um valor para E_T de aproximadamente 15 GeV e, em seguida, pode ser notada a diminuição de σ_{p_x} em função de E_T na região de grandes energias transversas (15-60 GeV). Esse comportamento da largura σ_{p_x} não é claramente aparente nos gráficos referentes aos fragmentos ^3H e ^6He , onde pode ser notada pequena variação da largura σ_{p_x} em função de E_T . No gráfico referente ao fragmento ^6He é notada uma diminuição do valor de σ_{p_x} na região de grandes energias transversas, mas deve ser salientado que a análise de dados referentes ao fragmento ^6He foi realizado com pequeno número de eventos (baixa

estatística).

A figura 6.22 mostra as larguras σ_{p_x} , em função de E_T , das distribuições de momento p_x referentes aos fragmentos citados resultantes de colisões de ^{28}Si com alvo de Cu. Nos gráficos da mesma figura referentes aos fragmentos ^3He , ^4He e ^6Li pode ser notado um aumento da largura σ_{p_x} na região de baixas energias transversas (0-15 GeV), pequena variação de σ_{p_x} em energias transversas intermediárias (15-30 GeV) e diminuição de σ_{p_x} em função de E_T em grandes energias transversas (30-60 GeV). Entretanto, nos gráficos referentes aos fragmentos ^2H , ^3H e ^5Li , é notada pequena variação da largura σ_{p_x} em função de E_T . No gráfico referente ao fragmento ^6He é notado um aumento do valor de σ_{p_x} na região de pequenas energias transversas (0-15 GeV) e em seguida uma diminuição de σ_{p_x} em função de E_T em grandes energias transversas (15-60 GeV).

A figura 6.23 mostra as larguras σ_{p_x} , em função de E_T , das distribuições de momento p_x referentes aos fragmentos citados resultantes de colisões de ^{28}Si com alvo de Pb. Nos gráficos da mesma figura referentes aos fragmentos ^4He e ^6Li pode ser notado um aumento da largura σ_{p_x} em função de E_T na região de baixas energias transversas (0-20 GeV) e pequena variação de σ_{p_x} em função de E_T em $E_T > 20$ GeV. Entretanto, nos gráficos referentes aos fragmentos ^2H , ^3H , ^3He e ^5Li , pode ser notada pequena variação da largura σ_{p_x} em função de E_T . No gráfico referente ao fragmento ^6He não é notada nenhuma relação clara entre o valor de σ_{p_x} e a energia transversa E_T . Entretanto, é possível afirmar que σ_{p_x} é aproximadamente constante com o aumento de E_T entre 0 e 30 GeV e diminui na região de grandes energias transversas (30-60 GeV). Em alguns gráficos das figs. 6.21, 6.22 e 6.23, os valores de σ_{p_x} foram obtidos em grandes intervalos de energia transversa ΔE_T , representados pelas barras de erro horizontais. Isso foi necessário porque a região de energia transversa correspondente a estes intervalos apresentava pequeno número de eventos (baixa estatística) em relação a outras regiões de energias transversas.

No trabalho descrito na ref. [90], utilizando dados referentes às colisões de ^{28}Si

($P_{\text{LAB}}=14.6$ GeV/c por nucleon) com alvos de Al, Cu e Pb do Experimento 814, foi realizada uma investigação da dependência entre a largura σ_{p_y} das distribuições de momento de fragmentos leves (^1H , ^2H , ^3H , ^3He e ^4He) e a centralidade da colisão. O parâmetro escolhido para determinar a centralidade da colisão não foi a energia transversa E_T mas a energia medida na região dianteira. Foi observado um aumento da largura σ_{p_y} com a diminuição da energia medida na região dianteira, demonstrando que σ_{p_y} aumenta com a centralidade da colisão. Entretanto, o estudo foi realizado somente para quatro intervalos diferentes de energia medida na região dianteira.

Alguns trabalhos publicados, após a formulação do modelo de Goldhaber, demonstraram que algumas propriedades dos nucleons dentro do núcleo e das colisões nucleares influenciam substancialmente as distribuições de momentos dos fragmentos. Bertsch [46] estudou as correlações entre os componentes longitudinais dos momentos dos nucleons no espaço, por meio do princípio de exclusão de Pauli, e calculou um fator de correção que permitiu reduzir em 17 % a largura das distribuições de momento dos fragmentos de ^{40}Ar em relação às previsões de Goldhaber.

Friedman [93] em seu trabalho propôs um modelo que considera o fato de que os nucleons removidos da periferia do núcleo projétil reduzem a largura das distribuições de momento dos fragmentos. Ele obteve bom acordo entre os resultados obtidos dos cálculos de seu modelo com dados experimentais obtidos da fragmentação de projéteis de ^{12}C .

Em seu estudo de fragmentos da região espectadora Murphy [47] considerou o fato de que o fragmento também é um gás de Fermi. Esta suposição impôs a existência de um vínculo no espaço de fase dos momentos dos nucleons dos fragmentos resultantes de uma colisão de núcleos, já que o valor do momento do nucleon do fragmento deve ser menor ou igual ao momento de Fermi. O fato de que os nucleons do projétil não podem ser escolhidos completamente ao acaso para formar o fragmento permite reduzir as larguras das distribuições de momento dos fragmentos. Gan e colaboradores [94] demons-

traram que a largura das distribuições de momento dos fragmentos é sensível a função de distribuição de momento de um único nucleon no núcleo projétil. Eles provaram que o vínculo estabelecido em relação ao momento dos nucleons nos fragmentos produzidos na colisão, proposto no trabalho de Murphy, altera a forma gaussiana das distribuições das componentes do momento dos fragmentos.

Y. G. Ma e colaboradores [95] estudaram as larguras das distribuições de momento de fragmentos resultantes de colisões simuladas de projéteis de ^{40}Ar (200 MeV/nucleon) com alvo de ^{27}Al . O estágio inicial da colisão, caracterizado pela emissão de um fragmento primário, é simulado utilizando um programa de computador fundamentado no modelo AMD-V [96]. A simulação foi realizada na região de colisões periféricas ($b=6-8$ fm) e 10000 eventos foram gerados. O estágio de desexcitação deste fragmento primário foi simulado utilizando um programa de computador fundamentado no modelo estatístico GEMINI [103]. Os resultados do programa AMD-V foram utilizados como parâmetros de entrada no programa GEMINI que permitiu, também, a simulação de dados como massa e momento dos fragmentos finais resultantes da desexcitação dos fragmentos primários. Este estudo permitiu a investigação das larguras das distribuições de momento dos fragmentos primários e foi observado que elas eram bem descritas pelo modelo de Goldhaber. Foi observado, também, que a largura das distribuições de momento dos fragmentos finais, originários do decaimento secundário dos fragmentos primários, é mais estreita em comparação com as distribuições de momento dos fragmentos primários. O parâmetro σ_0 obtido por meio do ajuste do modelo de Goldhaber sobre os dados referentes aos fragmentos finais tem o seu valor reduzido de aproximadamente 20 MeV/c. Esta redução é consistente com muitas observações experimentais.

Besliu e colaboradores [97] estudaram a dependência entre σ_0 e a energia aparente do núcleo projétil após a colisão entre os núcleos terem ocorrido. O fator de correção de Bertsch e o fator de correção de Murphy foram aplicados no modelo de Besliu. As

energias aparentes do projétil ^{40}Ar foram calculadas para alguns canais de decaimento. Neste cálculo foram utilizados os valores experimentais de σ_0 , obtidos em outros trabalhos, para cada um destes canais de decaimento.

Moniz e colaboradores [53] determinaram o momento de Fermi por espalhamento de elétrons para nove isótopos entre o ^6Li e o ^{208}Pb . A partir de uma interpolação linear entre os valores medidos para o ^{24}Mg e o ^{40}Ca é possível obter, para o ^{28}Si , $p_F=240\pm5$ MeV/c. Neste trabalho, o valor médio do momento de Fermi obtido por meio dos dados da tabela 6.10 é $p_F=232\pm8$ MeV/c, e o valor médio obtido por meio dos dados da tabela 6.9 é $p_F=251\pm7$ MeV/c. As incertezas associadas nestes dois últimos resultados representam os desvios padrões da média da série de medidas.

Dreute e colaboradores [98] analisaram dados provenientes de colisões de projéteis de ^{197}Au contra alvos de Ag e CR39 com energias de 200 MeV/nucleon e 980 MeV/nucleon, e observaram distribuições de momento mais largas do que as previstas pelo modelo de Goldhaber. A partir desta observação eles notaram dois aspectos importantes. Primeiro, que existem diferenças entre os valores de σ_0 para colisões com multifragmentação e abrasão (“spallation”). Segundo, que as larguras das distribuições de momento dependem, também, do alvo e da energia do projétil. Brady e colaboradores [99], também, observaram distribuições de momento mais largas do que as previstas pelo modelo de Goldhaber. Eles analisaram dados provenientes da fragmentação de núcleos projéteis como ^{40}Ar , ^{93}Nb , ^{139}La e ^{197}Au . Em seu estudo eles observaram uma dependência entre o aumento das larguras das distribuições de momento e o aumento da massa dos núcleos projéteis e fragmentos (fig. 7.1).

Flesch e colaboradores [100] analisaram dados provenientes de colisões de um feixe de íons de Fe contra alvos de C, CH_2 , Al, Cu, Ag e Pb em uma energia de 700 MeV/nucleon. Estudando as distribuições de momento de fragmentos com $Z \geq 6$, eles notaram, também, um aumento dos valores de σ_0 com o aumento do número atômico Z dos núcleos alvos. O

trabalho de R. K. Tripathi e L. W. Townsend [101] sugere uma parametrização simples para investigar o comportamento da largura das distribuições de momento dos fragmentos em colisões de íons pesados. Nesta parametrização o valor de σ_0 , que está relacionado com o momento de Fermi do projétil, depende da energia de repulsão Coulomb entre projétil e alvo, da energia do feixe e do número de massa do projétil.

Figura 7.1: Gráfico de σ_0 experimental em função do número de massa dos fragmentos, emitidos nas colisões e energias listadas na própria figura, resultantes do processo de abrasão. Na mesma figura são apresentadas as previsões referentes aos modelos de Goldhaber e Lepore-Riddell (linhas pontilhadas). Figura extraída da ref.[99].

Hüntrup e colaboradores [102] investigaram as colisões de projéteis de ^{197}Au ($E_{\text{lab}}=10.6$ GeV/nucleon) e ^{208}Pb ($E_{\text{lab}}=1.0$ GeV/nucleon ou 158 GeV/nucleon) com alvos de CH_2 , C, Cu e Pb. Eles mediram as distribuições de momento transversal dos fragmentos com $A \geq 12$, remanescentes do projétil, em diferentes processos de fragmentação como abrasão

, multifragmentação e fissão. O processo de abrasão pode ser entendido como a produção de um fragmento excitado com A grande resultante da região de superposição entre o núcleo projétil e o núcleo alvo. Durante a realização desse estudo eles notaram que existe uma dependência entre as distribuições de momento transversal dos fragmentos produzidos e a energia do projétil e o número de massa dos alvos utilizados. Eles notaram, também, que essa dependência é mais significativa nos processos de abrasão e multifragmentação. Além disso, neste trabalho, foi salientado outro aspecto importante da relação entre as distribuições de momento dos fragmentos e a energia do projétil. As larguras das distribuições de momento dos fragmentos resultantes de colisões de projéteis de ^{208}Pb ($E_{lab}=158 \text{ GeV/nucleon}$) com os alvos já citados são menores que a distribuição de momento em colisões de projéteis de ^{208}Pb ($E_{lab}=1.0 \text{ GeV/nucleon}$) com os mesmos alvos, principalmente para o processo de abrasão.

As informações apresentadas nos trabalhos citados podem ser reunidas para compor algumas conclusões importantes. Os trabalhos de Bertsch, Friedman, Murphy, Gan e Y. G. Ma demonstraram que a diminuição das larguras das distribuições de momento dos fragmentos ocorre principalmente em núcleos projéteis com baixas energias ($<1 \text{ GeV/nucleon}$) e fragmentos com $K \ll A$. Entretanto, nos trabalhos de Dreute e Brady é observado um aumento da largura das distribuições de momento dos fragmentos quando a energia dos núcleos projéteis aumenta ($>1 \text{ GeV/nucleon}$) e o número de massa do fragmento K é um pouco menor que o número de massa A do projétil. Este aumento das larguras das distribuições de momento dos fragmentos pode ser entendido por meio da equação 2.43 apresentada na seção 2.3.4. Esta equação propõe, como foi salientado por Chance e colaboradores [104], que a transferência de momento p_i para o núcleo projétil durante a colisão, na direção i , modifica a largura da distribuição de momento σ_i na direção i . A transferência de momento sugerida pela equação 2.43 é mais sensível para fragmentos pesados conforme pode ser observado pela fig. 7.1.

O trabalho de Hüntrup apresenta uma abordagem diferente para o problema quando ele propõe analisar as larguras das distribuições de momento considerando, também, os processos de colisão como abrasão, fissão e multifragmentação. No processo de abrasão, além da contribuição da distribuição estatística do momento dos nucleons, a repulsão Coulombiana mútua entre o núcleo projétil e o núcleo alvo terá uma contribuição significativa para o aumento da largura da distribuição de momento transversal dos fragmentos. Em relação ao processo de multifragmentação, a repulsão Coulombiana mútua entre os fragmentos produzidos também terá uma contribuição significativa para o aumento da largura da distribuição de seus momentos transversos. Khan e Townsend [105] incluíram a contribuição Coulombiana na equação 2.43 e, assim, ela é modificada para

$$\sigma_i'^2 = \sigma_i^2 + p_i^2 \left(\frac{K^2}{A^2} \right) + p_{i,Coul}^2 \left(\frac{K^2}{A^2} \right), \quad (7.1)$$

onde $p_{i,Coul}$ é a componente de momento i devido a contribuição Coulombiana.

Na análise desta tese, as distribuições de momento transversal foram estudadas em uma perspectiva diferente. A centralidade da colisão foi colocada em evidência por meio da investigação das larguras das distribuições de momento, dos fragmentos já citados, em função da energia transversal E_T produzida durante a colisão. Os resultados obtidos da análise de dados, principalmente para os alvos de Al e Cu, indicam que a largura das distribuições de momento transversal não são sempre constantes ao longo de todo intervalo de energia transversal estudado.

A ref.[90] sugere o modelo em que o processo de colisão pode ser dividido em dois estágios (modelo de abrasão-ablação) como ponto de partida para a investigação das distribuições de momento dos fragmentos. Durante o primeiro estágio os nucleons participantes do projétil são separados deste, sobrando somente a parte espectadora excitada remanescente. No segundo estágio a parte espectadora excitada decai formando outros fragmentos menores. Uma análise pode ser realizada, dentro do contexto deste modelo, em relação à diferença percebida nas tabelas 6.6, 6.7 e 6.8 entre as distribuições de mo-

mento, em uma dada faixa de energia transversa, de ^3H e ^3He . Apesar destes fragmentos terem o mesmo número de massa, este aspecto pode indicar a ocorrência de repulsão Coulombiana entre as partes espectadoras do projétil que se separam durante o segundo estágio. Pode ser percebido também que as distribuições são aproximadamente independentes do alvo indicando que esta separação ocorre longe do alvo. Entretanto, um estudo mais detalhado precisa ser realizado em relação à esta observação, já que a ref. [90] indica que para colisões com energia de feixe de 14.6 GeV/nucleon a energia associada à repulsão Coulombiana não varia mais do que 10% da energia cinética total dos fragmentos após a colisão. É importante salientar que neste caso o projétil passa menos tempo nas vizinhanças do alvo conduzindo a uma separação bem definida entre a parte espectadora e a parte participante. Esta afirmação pode ser reforçada em relação aos fragmentos ^6He e ^6Li pois, conforme as tabelas 6.6, 6.7 e 6.8, as larguras das distribuições de momento de ^6Li são menores do que as de ^6He , apesar de ^6Li ter um número atômico maior do que o de ^6He .

Quanto ao aumento das larguras das distribuições de momento dos fragmentos estudados, em função de E_T , as refs. [90] e [99] sugerem a seguinte explicação. Durante a colisão a parte participante é separada do projétil quando este interage com o alvo. Então a parte espectadora do projétil remanescente tem um excesso de energia de superfície associada quando comparada com a matéria nuclear normal com o mesmo número de nucleons. Entretanto, o excesso de energia de superfície não é o suficiente para explicar a energia de excitação por nucleon em colisões semi-centrais e centrais. Analisando o problema de uma outra forma, um nucleon da região participante pode ser espalhado para dentro da região espectadora transferindo sua energia e momento. Além de nucleons, partículas produzidas durante a colisão, como píons, também podem fazer o mesmo (“rescattering”).

É visível nos gráficos 6.21 e 6.22 a diminuição das larguras das distribuições de p_x em energias transversas mais altas ($E_T > 15$ GeV) para os fragmentos ^3H , ^3He , ^4He , ^6He ,

${}^5\text{Li}$ e ${}^6\text{Li}$, resultantes de colisões com alvos de Al e Cu. Este aspecto deve ser melhor investigado pois como pode ser observado, por exemplo, em colisões de ${}^{28}\text{Si}$ com alvo de Al com emissão do fragmento ${}^4\text{He}$, a largura da distribuição de p_x aumenta com E_T até um valor máximo e, em seguida, diminui com E_T . O valor máximo da largura da distribuição de p_x está no intervalo de E_T entre 10 e 30 GeV e, utilizando a eq. 6.2, este intervalo de E_T corresponde aos intervalos de parâmetro de impacto de 0.73-3.19 fm para alvo de Al, 2.31-4.13 fm para alvo de Cu e 2.95-5.09 fm para alvo de Pb. Isto significa que o valor máximo da largura da distribuição de p_x está relacionado ao limite entre colisões com predomínio do processo de abrasão e colisões mais centrais. A observação da variação das larguras das distribuições de p_x dos fragmentos estudados, em função da energia transversa, revela uma dependência em relação ao alvo. As larguras das distribuições de p_x dos fragmentos ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ e ${}^5\text{Li}$, resultantes de colisões de ${}^{28}\text{Si}$ com alvo de Pb (fig. 6.23), apresentam valores aproximadamente constantes em todo o intervalo de energia transversa.

O trabalho de Hüntrup demonstrou que o processo de dissociação eletromagnética presente em colisões periféricas com alvos de alto número atômico Z (eq. 2.13) tem o efeito de aumentar as larguras das distribuições das componentes de momento dos fragmentos produzidos nessas colisões. Apesar da análise desta tese ter sido realizada com um procedimento para veto de eventos originários de colisões periféricas, em colisões com produção de baixa energia transversa ($E_T < 5$ GeV) a interação eletromagnética não pode ser desprezada. Assim, este aspecto pode explicar porque para $E_T < 5$ GeV as larguras das distribuições de p_x dos fragmentos ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ com alvos de Pb da fig. 6.23 apresentam um valor maior que os observados para os mesmos fragmentos em colisões de ${}^{28}\text{Si}$ com alvos de Al e Cu.

Os processos envolvidos na transferência ou supressão de momento para os fragmentos resultantes em colisões de íons pesados em altas energias podem ser melhor compreendidos com a utilização de simuladores de colisões de íons pesados em altas energias. Neste caso,

as distribuições das componentes de momentos dos fragmentos e nucleons resultantes das colisões, gerados por simuladores de eventos, são comparadas com as mesmas distribuições obtidas da análise de dados experimentais. Dessa forma, novos trabalhos de pesquisa, mais esclarecedores, poderão ser escritos com a utilização dos atuais simuladores e os novos simuladores de colisões de íons pesados, cada vez mais elaborados, que irão surgir.

Para finalizar, deve ser salientado que, apesar de os novos experimentos estarem operando com feixes de energias muito maiores que 14.6 GeV/nucleon, o trabalho de pesquisa desta tese contribuiu com novos dados e métodos de análise sobre a investigação da fragmentação nuclear. O estudo das propriedades associadas com o número de espectadores do projétil, remanescentes da colisão, e as distribuições de momentos das componentes transversas dos fragmentos, indicaram que é possível compreender melhor os processos dinâmicos envolvidos em colisões de íons pesados em altas energias.

Bibliografia

- [1] Seminário da “**International School on High Energy Physics (LISHEP 2006)**”, Sandra S. Padula, <http://www.lishep.uerj.br/lishep2006/> ou <http://ipht.cea.fr/Images/Pisp/fgelis/Physics/2009-spp.pdf>.
- [2] **The search for the quark-gluon plasma**, J. W. Harris and B. Müller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46**, p. 71-107 (1996).
- [3] **The quark plasma**, H. Satz, Nature, vol. **324**, p. 116-120, (1986).
- [4] **Statistical thermodynamics of strong interactions at high energies**, Nuovo Cimento Suppl. 3, p. 147-186 (1965).
- [5] **Quark gluon plasma signatures in nucleus-nucleus collisions at CERN SPS**, M. I. Gorenstein, hep-ph/0011304 (2000).
- [6] S. Nagamiya and M. Gyulassy, Advances in Nucl. Phys. Vol. 13.
- [7] **Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic ^{12}C and ^{16}O projectiles**, D. E. Greiner et al., Phys. Rev. Lett. **35**, 152 (1975).
- [8] **Search for direct photons from S-Au collisions at 200 GeV/nucleon**, Z. Phys., C71, p. 571-577 (1996).
- [9] **Enhanced dilepton production in sulphur induced reactions at 200 GeV/nucleon**, Proc. of 30th Recontres de Moriond (1995).

- [10] **Production of strange and multistrange hadrons in nucleus-nucleus collisions at the SPS**, Nucl. Phys. A 661, p. 130c-139c (1999).
- [11] **Anomalous J/ψ suppression in Pb-Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon**, NA50 Collab., Phys. Letters B410, p. 337 (1997).
- [12] **Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/ψ suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SPS**, NA50 Collab., Phys. Letters B477, p. 28 (2000).
- [13] <http://www.bnl.gov/rhic>
- [14] **Forward Physics at the LHC**, David d'Enterria, hep-ex/0708.0551v3 (2007).
- [15] **Heavy Ion Physics at the LHC with the ATLAS Detector**, P. Steinberg (for the ATLAS Collab.), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 34 (2007) S527-S534.
- [16] **Heavy Ion Physics with the ALICE Experiment at LHC**, Chiara Zampolli, nucl-ex/0705.2154v1 (2007).
- [17] **Heavy Ion Physics with the CMS Detector at LHC**, L. I. Sarycheva, Nucl. Phys. B, Proceedings Supplements, March 2008, p. 173-177.
- [18] **Hypothesis of limiting fragmentation in high-energy collisions**, J. Be-necke et al., Phys. Rev. **188**, 2159 (1969).
- [19] **Studies of Forward Neutral Energy as a Centrality Trigger at a Relativistic Heavy Ion Collider**, W. E. Cleland, M. Clemen and H. Takai, unpublished.
- [20] **Phenix for beginners**, W. A. Zajc, Proceedings of New States of Matter in Hadronic Interactions, Pan-American Advanced Study Institute (PASI), São Paulo, Brazil (2002) ou <http://www.bnl.gov/rhic/PHENIX.htm>.

-
- [21] **First physics results from STAR**, J. W. Harris, Proceedings of the Sixth International Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics, São Paulo, Brazil, p. 7-26 (2000) ou <http://www.bnl.gov/rhic/STAR.htm>.
- [22] <http://www.phobos.bnl.gov>
- [23] <http://www.bnl.gov/rhic/BRAHMS.htm>
- [24] **The RHIC zero-degree calorimeters**, C. Adler et al., Nucl. Instr. Meth. A461, p. 337-340 (2001).
- [25] **Statistical Models of Fragmentation Process** A. S. Goldhaber, Phys. Lett., **53B**, 306 (1974).
- [26] **Cross sections in deuterium at high energies** R. J. Glauber, Phys. Rev. **100**, 242 (1955).
- [27] **Z Dependence of Coulomb Dissociation Cross Sections In Heavy Ion Reactions**, D. Lissauer and H. Takai, Phys. Rev., **C41**, 2410 (1990).
- [28] **Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region**, J. D. Bjorken, Phys. Rev., **D27**, 140 (1983).
- [29] **Introduction to high-energy heavy-ion collisions**, C. Y. Wong, World Scientific, Singapore, 1994.
- [30] **Über die Theorie des Stoßes zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen**, E. Fermi, Z. Phys. 29 (1924) 315.
- [31] **Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen** C. F. Weizsäcker, Z. Phys. 88 612 (1934).

- [32] **Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionization and radiation Formulae**, E. J. Williams, Phys. Rev. 45 729 (1934).
- [33] **Eletrodinâmica Clássica**, J. D. Jackson, Ed. Guanabara.
- [34] **Electromagnetic Processes in Relativistic Heavy Ion Collisions** C. A. Bertulani and G. Baur, Physics Reports (Review Section of Physics Letters) **163**, Nos.5&6 299-408, North-Holland, Amsterdam (1988).
- [35] **Correlated forward-backward dissociation and neutron spectra as a luminosity monitor in heavy-ion colliders**, A. J. Baltz et al., Nucl. Instr. and Meth. **A417**, 1 (1998).
- [36] **Measurement of Mutual Coulomb Dissociation in $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV Au+Au collisions**, M. Chiu et al., nucl-ex/0109018 (2002).
- [37] **Review of Particle Physics**, K. Hagiwara et al., Particle Data Group, Phys. Rev. **D66**, 1-I, p. 264 (2002).
- [38] **Nuclear transparency in heavy-ion collisions at 14.6 GeV/nucleon**, H. M. Ding et al., Nucl. Phys. **A692**, p. 549-556 (2001).
- [39] **Central collisions of relativistic heavy ions**, J. Gosset et al., Phys. Rev. **C16**, 629 (1977).
- [40] **Determination of the cross sections for the production of fragments from relativistic nucleus-nucleus interactions. I. Measurements**, J. R. Cummings et al., Phys. Rev. C, **42**, 2508 (1990).
- [41] **Proc. Fifth Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nuc. Struc**, J. H. H. Heckmann et al., Upsala, June 1973, LBL 2052 (1973).

-
- [42] **Proc. Fifth Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nuc. Struc**, D. L. Olson et al., Phys. Rev. C, **28**, 1602 (1983).
- [43] **Fragmentation of Relativistic Heavy Ions**, H. Feshbach and K. Huang, Phys. Lett., **47B**, 300 (1973).
- [44] **Glauber model for heavy ion collisions from low energies to high energies**, P. Shukla, nucl-th/0112039 (2001).
- [45] Atomic Data and Nuclear Data Tables 14, 485, C. W. de Jager et al.(1974).
- [46] **Pauli supression of momentum fluctuations**, G. Bertsch, Phys. Rev. Lett. **46**, 472 (1981).
- [47] **Phase-space constraints on the momenta of projectile fragments**, M. J. Murphy, Phys. Lett. **135B**, 25 (1984).
- [48] **Fragmentations of ^{40}Ar at 213 MeV/nucleon**, Y. P. Viyogi et al., Phys. Rev. Lett. **42**, 33 (1979).
- [49] **Inclusive particle production at forward angles from collisions of light relativistic nuclei: nuclear fragments**, L. Anderson et al., Phys. Rev. C **28**, 1224 (1983).
- [50] **Charges and angular distributions of fast fragments produced in 3.2 TeV ^{16}O collisions with Pb**, G. Gerbier et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2535 (1987).
- [51] **Production of neutron-rich isotopes from the fragmentation of ^{28}Si projectiles at $p_{lab}=14.6$ GeV/c per nucleon**, J. Barrette et al., E814 Collaboration, Phys. Rev. **C52**, 956 (1995).

-
- [52] **Produção de fragmentos ricos em nêutrons através da fragmentação do ^{28}Si com momento de $P_{lab}= 14.6 \text{ GeV}/c$ por nucleon**, N. C. da Silva, Tese de doutoramento, Universidade de São Paulo, 1994.
- [53] **Nuclear Fermi momenta from quasielastic electron scattering**, E. J. Moniz et al., Phys. Rev. Lett. **26**, 445 (1971).
- [54] **Electromagnetic Dissociation of ^{28}Si at $E_{lab}/A = 14.6 \text{ GeV}$ by Nucleon Emission**, J. Barrette et al., E814 Collaboration, Phys. Rev. **C41**, 1512 (1990).
- [55] **Electromagnetic Dissociation of Relativistic ^{28}Si into $p + ^{27}\text{Al}$** , J. Barrette et al., E814 Collaboration, Phys. Rev. **C45**, 2427 (1992).
- [56] **Electromagnetic Dissociation of Relativistic ^{28}Si** , J. Barrette et al., E814 Collaboration, Phys. Rev. **C51**, 865 (1995).
- [57] **Electromagnetic dissociation of relativistic ^{28}Si by nucleon emission**, U. J. Sonnadara, Ph.D. Thesis, University of Pittsburg, 1992.
- [58] **Transverse Energy Measurements in Collisions of $14.6 \text{ GeV}/c$ ^{28}Si and $11.4 \text{ GeV}/c$ ^{197}Au beams**, Z. Zhang, Ph.D. Thesis, University of Pittsburg, 1993.
- [59] **Studies of Relativistic Heavy Ion Collisions at the AGS (Experiment 814)**, W. E. Cleland, E. M. Takagui et al., Annual Progress Report DOE Grant No. DE FG02 87ER40363 (1991).
- [60] **Colisões semi-periféricas de íons pesados relativísticos**, C. L. da Silva, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, 2002.

-
- [61] **Charged Multiplicity Distributions in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions at 14.6 GeV/A**, M. K. Jayananda, Ph. D. Thesis, University of Pittsburg, 1991.
- [62] **The design and construction of a Pb/scintillator sampling calorimeter with wavelength shifter fiber optic readout**, J. Simon-Gillo et al., Nucl. Instr. and Meth. **A309**, 427 (1991).
- [63] **Proceedings of the RHIC Workshop I**, T. Ludlam et al., RHIC Workshop I, eds. P. Haustein and C. Woody (Brookhaven, April 1985), BNL - 51921.
- [64] **Effects of secondary interactions in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions using the hijet event generator**, A. Shor et al., Phys. Lett. **B218**, 100 (1989).
- [65] **An event generator for interactions between hadrons and nuclei - Fritiof version 7**, H. Pi, Comput. Phys. Commun., **71**, 173, (1992).
- [66] **PROPHET, Calorimeter Simulation Program**, S. Dagan Y. Oren, Helio Notes 184, CERN.
- [67] **Parametrization of the longitudinal development of hadronic showers in sampling calorimeters**, R. K. Bock et al., Nucl. Instr. Methods **186**, 553 (1981).
- [68] **GEANT 3.15 User's Guide**, R. Brun et al., CERN Data Handling Division Report Nr. DD/EE/84-1, revised 92-1, 1992 (unpublished).
- [69] **Radiation Detection and Measurement**, G. F. Knoll, 2nd. Ed., John Wiley Sons, pp. 328, 1989.

-
- [70] **On the energy loss of fast particles by ionisation**, L. D. Landau, Collected Papers, p. 417, Pergamon Press, Oxford, 1965.
- [71] **A program package for the Landau Distribution**, K. S. Kölbig, B. Schorr, Computer Physics Communications **31**, p. 97-111, (1984).
- [72] **Introduction to experimental particle physics**, R. C. Fernow, Cambridge University Press, 1986.
- [73] **The Theory and Practice of Scintillation counting**, J. B. Birks, ed. Macmillan, NY, (1964).
- [74] **Excitação Eletromagnética em Colisões de Íons Pesados a Energias Relativísticas**, R. G. Burgugi, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, 1998.
- [75] **Gas proportional detectors with interpolating cathode pad readout for high track multiplicities**, B. Yu, Ph.D. Thesis, University of Pittsburgh, 1991.
- [76] **A many particle-tracking detector with drift planes and segmented cathode readout**, J. Fisher, D. Lissauer et al., IEEE Trans. on Nucl. Science, **37**, 82 (1990).
- [77] **MWPC with highly segmented cathode pad readout**, R. Debbe et al., Nucl. Instrum. and Methods vol. A283, pp. 772-777 (1989).
- [78] **A study of wire chambers with highly segmented cathode pad readout for high multiplicity charged particle detection**, R. Debbe et al., IEEE Trans. on Nucl. Science, **37**, 88 (1990).

- [79] **Fast Monte Carlo simulation of segmented U/Cu/Scint calorimeters** M. Fatyga, D. Makowiecki and W. J. Llope, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., **A284**, 323 (1989).
- [80] <http://root.cern.ch/>
- [81] <http://na49info.cern.ch/Public/>
- [82] <http://lhc-new-homepage.web.cern.ch/lhc-new-homepage/>
- [83] **Statistical methods in experimental physics**, W. T. Eadie et al., American Elsevier Pub. Co., 1971.
- [84] **Principal Component Analysis and its Applications to Track Finding**, H. Wind, in *Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation* (European Physical Society, 1984), Vol 3, Chap. K.
- [85] **Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model**, M. Bleicher et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **25**, p. 1859-1896, (1999).
- [86] **Multiplicity distributions in nucleus-nucleus collisions at high energies**, A. Bialas et al., Nucl. Phys. **B111**, p. 461-476, (1973).
- [87] **Pion and thermal photon spectra as a possible signal for a phase space transition**, A. Dumitru et al., Phys. Rev. **C51**, p. 2166, (1995).
- [88] **Energy and particles densities in ultra-relativistic heavy ion collisions from string model VENUS**, K. Werner, Phys. Lett. **B219**, p. 111 (1989).
- [89] **Meson production in P-A and A-A collisions at AGS energies**, H. Sorge, R. Marttiello, A. Jahns, H. Stöcker and W. Greiner, Phys. Lett. **B271**, 37, (1991).

-
- [90] **A study of projectile fragmentation in high energy nuclear collisions**, M. S. Muthuswamy, Ph.D. Thesis, State University of New York at Stony Brook, 1992.
- [91] **Spectator nucleons in Pb+Pb collisions at 158 A GeV**, H. Appelshauser et al., Eur. Phys. J. A. **2**, p. 383 (1998).
- [92] **Transverse energy production in $^{208}\text{Pb}+\text{Pb}$ collisions at 158 GeV per nucleon**, T. Alber et al., Phys. Rev. Letters **75**, 21 (1995).
- [93] **Heavy ion projectile fragmentation: A reexamination**, W. A. Friedman, Phys. Rev. **C27**, 569 (1983).
- [94] **Momentum distribution of fragments from a Fermi sphere**, H. H. Gan et al., Phys. Letters **B234**, 4 (1990).
- [95] **Sequential decay distortion of Goldhaber model widths for spectator fragments**, Y. G. Ma et al., Phys. Rev. **C65**, 051602-1 (2002).
- [96] **Improvement of the nucleon emission process and the statistical property in molecular dynamics**, A. Ono and H. Horiuchi, Phys. Rev. **C53**, 845 (1996).
- [97] **Correlation between excitation energy and nucleonic phase space in the projectile fragmentation process**, C. Besliu et al., Phys. Rev. **C60**, 024609-1 (1999).
- [98] **Fragmentation of gold projectiles with energies of 200-980 MeV/nucleon. Experimental method, charge yields, and transverse momenta**, J. Dreute et al., Phys. Rev. **C44**, 1057 (1991).

-
- [99] **Fragment mass dependence of p_T at GeV per nucleon energies**, F. P. Brady et al., Phys. Rev. **C50**, 525 (1994).
- [100] **Study of projectile fragmentation for Fe and Si nuclei in collisions with H, C, Al, Cu, Ag and Pb**, F. Flesch et al., Proceedings of 26th ICRC, 1999.
- [101] **Simple parametrization of fragment reduced widths in heavy ion collisions**, R. K. Tripathi and L. W. Townsend, Phys. Rev. **C49**, 2237 (1994).
- [102] **Investigation of transverse momentum distributions for fragments produced in reactions of ^{197}Au and ^{208}Pb projectiles with different targets in the energy range from 1.0 to 158 GeV/nucleon**, G. Hüntrup et al., Phys. Rev. **C65**, 014605 (2001).
- [103] **Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions**, R. J. Charity et al., Nucl. Phys. **A483**, 371 (1988).
- [104] **Mass dependence of the transverse momenta of Au projectile fragments at 1.0A GeV**, J. L. Chance et al., Phys. Rev. **C64**, 014610-1 (2001).
- [105] **Widths of transverse momentum distributions in intermediate-energy heavy-ion collisions**, F. Khan and L. W. Townsend, Phys. Rev. **C48**, 513 (1993).

Apêndice A

Dinâmica Relativística

Em física de altas energias as colisões de partículas devem ser tratadas utilizando as expressões relativísticas para a velocidade, momento e energia. O momento de uma partícula, na mecânica relativística, é dado pelo quadri-vetor $p_\mu = (p_0, p_1, p_2, p_3) = \gamma(mc, p_x, p_y, p_z)$. O produto escalar do quadri-vetor p_μ é definido como

$$p^\mu p_\mu = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 - p_0^2 = -m^2 c^2 = p^2 - \frac{E^2}{c^2}, \quad (\text{A.1})$$

onde p_1 , p_2 e p_3 são as componentes espaciais do momento, p_0 é a componente energia-momento, m a massa da partícula e E é a sua energia total.

Define-se, agora, o momento total de um sistema de partículas como o quadri-vetor obtido somando o momento das j -ésimas partículas individuais

$$P_\mu = \sum_j p_{j\mu}. \quad (\text{A.2})$$

Neste caso o produto escalar é definido como

$$P_\mu P_\mu = P_1^2 + P_2^2 + P_3^2 - P_0^2 = -M^2 c^2, \quad (\text{A.3})$$

onde M é a chamada massa invariante do sistema.

O referencial do centro de massa é o sistema de referência onde as componentes espaciais do quadri-vetor P_μ são iguais a zero. O produto escalar do quadri-vetor P'_μ no referencial do centro de massa será portanto

$$P'_\mu P'_\mu = -\frac{E_{cm}^2}{c^2}, \quad (\text{A.4})$$

onde E_{cm} é a energia total do sistema no referencial do centro de massa.

O produto escalar do quadri-vetor P_μ para o caso em que duas partículas, com quadri-vetores momento $p_{1\mu}$ e $p_{2\mu}$, colidem é

$$P_\mu P_\mu = -(m_1^2 + m_2^2)c^2 + 2p_{1\mu}p_{2\mu}, \quad (\text{A.5})$$

onde m_1 e m_2 são as massas das partículas.

Considerando que o produto escalar de P_μ é invariante em uma mudança de referencial, a energia no referencial do centro de massa para este sistema é

$$E_{cm}^2 \equiv M^2 c^4 = (m_1^2 + m_2^2)c^4 + 2(E_1 E_2 - c^2 \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2), \quad (\text{A.6})$$

onde E_1 e E_2 são as energias totais das partículas.

Supondo que a partícula 2 tem $\mathbf{p}_2=0$ no sistema de referência do laboratório, então $E_2 = m_2 c^2$ e a energia do sistema no referencial do centro de massa será

$$E_{cm} = \sqrt{(m_1^2 + m_2^2)c^4 + 2m_2 c^2 E_1}, \quad (\text{A.7})$$

e a energia da partícula incidente é dada por

$$E_1 = \sqrt{p_1^2 c^2 + m_1^2 c^4}. \quad (\text{A.8})$$

Utilizando as equações acima e o fato que no referencial do centro de massa o sistema de partículas com massa invariante M está em repouso, pode ser demonstrado que o fator de Lorentz do movimento do sistema do centro de massa é

$$\gamma_{cm} = \frac{E_1 + m_2 c^2}{E_{cm}}. \quad (\text{A.9})$$

Utilizando a equação A.9 é possível deduzir que

$$\beta_{cm} = \frac{\sqrt{\gamma_{cm}^2 - 1}}{\gamma_{cm}} = \frac{p_1 c}{E_1 + m_2 c^2}. \quad (\text{A.10})$$

Pode ser demonstrado facilmente que a rapidez de uma partícula com velocidade v_z na direção positiva z é dada por

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right), \quad (\text{A.11})$$

onde $\beta = v_z/c$. A rapidez do centro de massa será então

$$y_{cm} = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 + \beta_{cm}}{1 - \beta_{cm}}\right), \quad (\text{A.12})$$

e utilizando a equação A.10 é possível obter

$$y_{cm} = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E_1 + m_2 c^2 + p_1 c}{E_1 + m_2 c^2 - p_1 c}\right). \quad (\text{A.13})$$

Apêndice B

O modelo de Glauber

A seção de choque total referente a uma colisão de dois núcleos, aplicando o método de ondas parciais da mecânica quântica, é dada por

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_l^{\infty} (2l+1)(1 - |S_l|^2), \quad (\text{B.1})$$

onde l é o número quântico de momento angular, k é o número de onda associado ao momento da partícula e $S_l = \exp(-2i\delta_l)$. A variável δ_l é chamada de desvio de fase (“phase shift”). O fator $(1 - |S_l|^2)$ é o coeficiente de transmissão e $|S_l|^2$ é conhecido como função de transparência ou a probabilidade de que não ocorra nenhuma interação entre projétil e alvo. Em uma aproximação semi-clássica é possível escrever l em termos de k e parâmetro de impacto b conforme a relação

$$l + \frac{1}{2} = kb. \quad (\text{B.2})$$

Assim, usando $(2l+1) = 2kb$ e $\sum_l = k \int db$, é possível obter a seção de choque total em função de b dada por

$$\sigma_R = 2\pi \int b db (1 - |S(b)|^2). \quad (\text{B.3})$$

Se dois núcleos que colidem são esferas rígidas com raios R_1 e R_2 então temos

$$Tr(b) = \begin{cases} 1 & b \leq R_1 + R_2 \\ 0 & b > R_1 + R_2. \end{cases}, \quad (\text{B.4})$$

onde $Tr(b) = 1 - |S(b)|^2$ é o coeficiente de transmissão. A seção de choque total neste caso é dada por

$$\sigma_R = 2\pi \int_0^{R_1+R_2} b db = \pi(R_1 + R_2)^2. \quad (\text{B.5})$$

Esta é a bem conhecida equação para o cálculo da seção de choque geométrica.

O modelo de Glauber está fundamentado em duas suposições básicas:

- A interação núcleo-núcleo ocorre em termos de interações elementares nucleon-nucleon.
- O núcleo projétil viaja em linha reta antes da colisão com o núcleo alvo.

Considere a colisão entre um núcleo projétil A e um núcleo alvo B, respectivamente com raios R_A e R_B , na direção do eixo z . O termo $t(\mathbf{b}_{\text{rel}})d\mathbf{b}_{\text{rel}}$ é definido como a probabilidade de ocorrer uma colisão, dentro do elemento de área transversa $d\mathbf{b}_{\text{rel}}$, entre dois nucleons com parâmetro de impacto relativo $\mathbf{b}_{\text{rel}}$. Esta probabilidade pode ser normalizada de acordo com

$$\int t(\mathbf{b}_{\text{rel}})d\mathbf{b}_{\text{rel}} = 1. \quad (\text{B.6})$$

A probabilidade de encontrar um nucleon no elemento de volume $d\mathbf{s}^{A(B)}dz^{A(B)}$ do núcleo A ou B na posição $(\mathbf{s}^{A(B)}, z^{A(B)})$ é definida como $\rho_{A(B)}(\mathbf{s}^{A(B)}, z^{A(B)})d\mathbf{s}^{A(B)}dz^{A(B)}$ que é normalizada de acordo com

$$\int \rho_{A(B)}(\mathbf{s}^{A(B)}, z^{A(B)})d\mathbf{s}^{A(B)}dz^{A(B)} = 1, \quad (\text{B.7})$$

onde $\rho_{A(B)}$ é a função densidade de nucleons do núcleo A ou B, $dz^{A(B)}$ é o elemento de comprimento na direção longitudinal e $d\mathbf{s}^{A(B)}$ é o elemento de coordenada do nucleon do núcleo A ou B no plano ortogonal ao eixo da colisão.

A probabilidade de ocorrência de uma colisão nucleon-nucleon (fig. B.1) quando os núcleos A e B colidem com um parâmetro de impacto $\mathbf{b}$ é dada por

$$T(b)\sigma_{NN} = \int \rho_A(\mathbf{s}^A, z^A)d\mathbf{s}^A dz^A \rho_B(\mathbf{s}^B, z^B)d\mathbf{s}^B dz^B t(\mathbf{b} - \mathbf{s}^B + \mathbf{s}^A)\sigma_{NN}, \quad (\text{B.8})$$

Figura B.1: Desenho esquemático da colisão entre o núcleo projétil A e o núcleo alvo B. Na figura $s^{A(B)}$ é a coordenada do nucleon do núcleo A ou B no plano ortogonal ao eixo da colisão. A expressão $b - s^A + s^B$ se refere ao parâmetro de impacto relativo entre um nucleon do projétil e um nucleon do alvo, indicados na figura por meio de flechas.

onde σ_{NN} é a seção de choque inelástica nucleon-nucleon e $T(b)$ é a função de superposição nuclear.

Seja A o número de massa do núcleo A e B o número de massa do núcleo B, o número máximo de colisões é $A \times B$. A probabilidade para ocorrência de n colisões será

$$P(n, b) = \binom{AB}{n} (1 - s)^n s^{AB-n}, \quad (\text{B.9})$$

onde $s = 1 - T(b)\sigma_{NN}$. A probabilidade para ocorrência de no mínimo uma colisão inelástica nucleon-nucleon, durante a colisão entre os núcleos A e B, em um parâmetro de impacto $\mathbf{b}$ é

$$\sigma_{in}^{AB}(b) = \frac{d\sigma_{in}^{AB}}{d^2b} = \sum_{n=1}^{AB} P(n, b) = 1 - s^{AB}. \quad (\text{B.10})$$

Finalmente, a seção de choque total inelástica referente à colisão entre os núcleos A e B pode ser escrita como

$$\sigma_{in}^{AB} = 2\pi \int b db (1 - s^{AB}) = 2\pi \int b db (1 - |S(b)|^2), \quad (\text{B.11})$$

onde

$$s^{AB} = |S(b)|^2 = (1 - T(b)\sigma_{NN})^{AB}. \quad (\text{B.12})$$

O modelo de Glauber, também, possibilita o cálculo do número de nucleons feridos ou participantes no núcleo A ou B. O número total de nucleons participantes na colisão entre A e B será a soma dos nucleons participantes do núcleo A e do núcleo B. Para isso é conveniente adotar um modelo onde n nucleons do núcleo A, em fileira, colidem com m nucleons do núcleo B, também em fileira. A probabilidade de encontrar um nucleon em um cilindro com seção de choque σ_{NN} na coordenada transversa $\mathbf{s}$ é $T_A(\mathbf{s})\sigma_{NN}$. Portanto, a probabilidade de encontrar n nucleons em um cilindro com seção de choque σ_{NN} na coordenada transversa $\mathbf{s}^A$ no núcleo A é dada por

$$\binom{A}{n} [T_A(\mathbf{s}^A)\sigma_{NN}]^n [1 - T_A(\mathbf{s}^A)\sigma_{NN}]^{A-n}. \quad (\text{B.13})$$

Analogamente, a probabilidade de encontrar m nucleons em um cilindro com seção de choque σ_{NN} na coordenada transversa $\mathbf{s}^B$ no núcleo B é dada por

$$\binom{B}{m} [T_B(\mathbf{s}^B)\sigma_{NN}]^m [1 - T_B(\mathbf{s}^B)\sigma_{NN}]^{B-m}. \quad (\text{B.14})$$

A probabilidade de ocorrer uma colisão inelástica nucleon-nucleon no elemento de área $d\mathbf{s}^B$ é definida como $t(\mathbf{b} - \mathbf{s}^A + \mathbf{s}^B)d\mathbf{s}^B$ onde $\mathbf{b}$ é o parâmetro de impacto de A relativo a B. Em seguida, juntando todos os fatores, a probabilidade de ocorrer n nucleons de A no cilindro de seção de choque σ_{NN} colidindo com m nucleons de B em um cilindro similar é

$$\begin{aligned} P(n, m, \mathbf{s}^A, \mathbf{b}) &= \int t(\mathbf{b} - \mathbf{s}^A + \mathbf{s}^B) d\mathbf{s}^B \binom{A}{n} [T_A(\mathbf{s}^A)\sigma_{NN}]^n [1 - T_A(\mathbf{s}^A)\sigma_{NN}]^{A-n} \\ &\times \binom{B}{m} [T_B(\mathbf{s}^B)\sigma_{NN}]^m [1 - T_B(\mathbf{s}^B)\sigma_{NN}]^{B-m}. \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

A função de espessura nucleon-nucleon $t(\mathbf{b} - \mathbf{s}^A + \mathbf{s}^B)$ pode ser aproximada por uma função delta e, portanto, a função de probabilidade $P(n, m, \mathbf{s}^A, \mathbf{b})$ pode ser calculada e o resultado é

$$\begin{aligned} P(n, m, \mathbf{s}^A, \mathbf{b}) &= \frac{1}{\sigma_{NN}} \binom{A}{n} [T_A(\mathbf{s}^A)\sigma_{NN}]^n [1 - T_A(\mathbf{s}^A)\sigma_{NN}]^{A-n} \\ &\times \binom{B}{m} [T_B(\mathbf{s}^A - \mathbf{b})\sigma_{NN}]^m [1 - T_B(\mathbf{s}^A - \mathbf{b})\sigma_{NN}]^{B-m}. \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

Após integrar a função de probabilidade acima na coordenada transversa $\mathbf{s}^A$, é obtida a função de probabilidade de ter colisões de n nucleons em A com m nucleons em B no parâmetro de impacto $\mathbf{b}$. Esta função de probabilidade é definida como

$$P(n, m, \mathbf{b}) = \frac{1}{\sigma_{NN}} \int \frac{d\mathbf{s}^A}{\sigma_{in}^{AB}} \binom{A}{n} [T_A(\mathbf{s}^A) \sigma_{NN}]^n [1 - T_A(\mathbf{s}^A) \sigma_{NN}]^{A-n} \\ \times \binom{B}{m} [T_B(\mathbf{s}^A - \mathbf{b}) \sigma_{NN}]^m [1 - T_B(\mathbf{s}^A - \mathbf{b}) \sigma_{NN}]^{B-m}, \quad (\text{B.17})$$

onde σ_{in}^{AB} é a seção de choque inelástica total e o fator $1/\sigma_{in}^{AB}$ é uma constante de normalização pois

$$\sigma_{in}^{AB} = \int d\mathbf{b} \sum_{n=1, m=1} P(n, m, \mathbf{b}). \quad (\text{B.18})$$

Com a utilização da equação acima, a probabilidade de n nucleons de A colidirem é

$$P(n, \mathbf{b}) = \frac{1}{\sigma_{NN}} \int \frac{d\mathbf{s}^A}{\sigma_{in}^{AB}} \binom{A}{n} [T_A(\mathbf{s}^A) \sigma_{NN}]^n [1 - T_A(\mathbf{s}^A) \sigma_{NN}]^{A-n} \\ \times \sum_{m=1}^B \binom{B}{m} [T_B(\mathbf{s}^A - \mathbf{b}) \sigma_{NN}]^m [1 - T_B(\mathbf{s}^A - \mathbf{b}) \sigma_{NN}]^{B-m} = \\ = \frac{1}{\sigma_{NN}} \int \frac{d\mathbf{s}^A}{\sigma_{in}^{AB}} \binom{A}{n} [T_A(\mathbf{s}^A) \sigma_{NN}]^n [1 - T_A(\mathbf{s}^A) \sigma_{NN}]^{A-n} \\ \times (1 - [1 - T_B(\mathbf{s}^A - \mathbf{b}) \sigma_{NN}]^B). \quad (\text{B.19})$$

O número médio de nucleons n do núcleo A que colidem com os nucleons do núcleo B é

$$\langle n(b) \rangle = \sum_{n=1}^A n P(n, \mathbf{b}) = \int \frac{d\mathbf{s}^A}{\sigma_{in}^{AB}} \sum_{n=1}^A n \binom{A}{n} [T_A(\mathbf{s}^A) \sigma_{NN}]^n [1 - T_A(\mathbf{s}^A) \sigma_{NN}]^{A-n} = \\ = \frac{1}{\sigma_{NN}} \int \frac{d\mathbf{s}^A}{\sigma_{in}^{AB}} (1 - [1 - T_B(\mathbf{s}^A - \mathbf{b}) \sigma_{NN}]^B) A T_A(\mathbf{s}^A) \sigma_{NN}. \quad (\text{B.20})$$

Finalmente, o número médio de nucleons n que colidem com o núcleo B é o número médio de nucleons feridos ou participantes no núcleo A. Considerando que $\sigma_{in}^{AB}(b) = 1$ para qualquer parâmetro de impacto b , exceto quando b esta próximo de $b = R_A + R_B$, permite realizar uma aproximação que resulta em

$$N_w^A(\mathbf{b}) \approx A \int d\mathbf{s}^A (1 - [1 - T_B(\mathbf{s}^A - \mathbf{b}) \sigma_{NN}]^B) T_A(\mathbf{s}^A). \quad (\text{B.21})$$

A equação B.21, que representa o número médio de nucleons participantes no núcleo projétil A, poder ser escrita de forma definitiva como

$$N_w^A(b) = \frac{dN_w^A}{d^2b} = A \int d^2s \ T_A(\mathbf{s}) \{1 - [1 - T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b})\sigma_{NN}]^B\}. \quad (\text{B.22})$$

Após realizar um cálculo análogo ao exposto acima, o número médio de nucleons participantes no núcleo alvo B em um parâmetro de impacto b , será

$$N_w^B(b) = \frac{dN_w^B}{d^2b} = B \int d^2s \ T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) \{1 - [1 - T_A(\mathbf{s})\sigma_{NN}]^A\}. \quad (\text{B.23})$$

Portanto, o número total médio de nucleons participantes em uma colisão entre os núcleos A e B, em um parâmetro de impacto b , será

$$N_w^{AB}(b) = N_w^A(b) + N_w^B(b). \quad (\text{B.24})$$

Concluindo, para o caso de núcleos grandes com números de massa $A \gg 1$ e $B \gg 1$, o número total médio de nucleons participantes em uma colisão entre os núcleos A e B pode ser aproximado para

$$N_w^{AB}(b) = A \int d^2s \ T_A(\mathbf{s}) [1 - e^{-\sigma_{NN} B T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b})}] + B \int d^2s \ T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) [1 - e^{-\sigma_{NN} A T_A(\mathbf{s})}]. \quad (\text{B.25})$$

Apêndice C

Programa de ajuste da função $R(k)$

O programa de computador para ajuste pelo método de mínimos quadrados da distribuição $R(k)$ foi desenvolvido em código C++ utilizando a plataforma de trabalho **ROOT** e rotinas de minimização MINUIT, onde os parâmetros de saída são o número de espectadores N_S e a probabilidade dos nêutrons espectadores emergirem não ligados p .

Na primeira tentativa para desenvolvimento de um programa de ajuste foi utilizada a função $R(k)$ dada pela equação 6.16. Entretanto, o programa resultante era demasiadamente lento e muito sensível aos parâmetros iniciais. Para contornar este problema foi utilizado o programa MAPLE para obter uma nova forma que representasse a função $R(k)$. A nova função obtida é

$$R(k) = \frac{\Gamma(N_n + 1)\Gamma(N_p + 1)\Gamma(N_s + 1)\Gamma(N_A - N_S + 1)p^k f^k}{\Gamma(N_n + 1 - k)\Gamma(N_S + 1 - k)\Gamma(N_p - N_S + 1 + k)\Gamma(N_A + 1)\Gamma(k + 1)} \times \\ \times \text{hypergeom}([-N_S + k, -N_n + k], N_p - N_S + 1 + k, 1 - pf). \quad (\text{C.1})$$

A forma generalizada da função hypergeom é dada por

$$\text{hypergeom}(n[1] \dots n[l], d[1] \dots d[m], z) = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{\left(\prod_{i=1}^l \Gamma(n[i] + j) / \Gamma(n[i]) \right) z^j}{\left(\prod_{i=1}^m \Gamma(d[i] + j) / \Gamma(d[i]) \right) j!}, \quad (\text{C.2})$$

onde $n[i]$ é um vetor com l termos e $d[i]$ é um vetor com m termos. A função hypergeom terá, para o caso específico da função $R(k)$, a seguinte forma,

$$\text{hypergeom}([-N_S + k, -N_n + k], N_p - N_S + 1 + k, 1 - pf) =$$

$$= \sum_{j=0}^{\infty} \frac{[\Gamma(-N_S + k + j)/\Gamma(-N_S + k)][\Gamma(-N_n + k + j)/\Gamma(-N_n + k)](1 - pf)^j}{[\Gamma(N_p - N_S + 1 + k + j)/\Gamma(N_p - N_S + 1 + k)]j!} \quad (\text{C.3})$$

Esta nova forma da função $R(k)$ é mais conveniente porque contém somente um termo de somatória. A soma da equação C.3 se estende ao infinito e converge rapidamente, de forma que um número de termos finito e não muito grande pode ser escolhido. Foi verificado que o programa construído com esta nova forma da função $R(k)$ era mais rápido e mais estável, além de ser muito tolerante em relação aos parâmetros iniciais.

C.1 Teste do programa de ajuste

É possível, utilizando a plataforma de trabalho **ROOT**, construir um programa para gerar eventos que seguem uma determinada função de distribuição. Foi desenvolvido, portanto, um programa que produz histogramas com um determinado número de eventos que seguem a função de distribuição $R(k)$. Estes histogramas simulariam o espectro de energia das partículas neutras emitidas na direção dianteira.

Com este programa para geração de eventos é possível testar o programa de ajuste quanto a convergência do algoritmo e dependência em relação aos parâmetros iniciais. Como exemplo de eventos gerados com este programa são apresentados os espectros das partículas neutras emitidas na direção dianteira originárias de uma colisão de ^{28}Si com um núcleo alvo que produziu 14 espectadores e uma probabilidade $p=0.3$ dos nêutrons seguirem adiante e não ligados. O programa permitiu construir histogramas com 10 até 700000 eventos.

A figura C.1 mostra os histogramas com diferentes números de eventos, representando os espectros das partículas neutras emitidas na direção dianteira, e suas respectivas distribuições $R(k)$ ajustadas. A figura C.2(a) mostra o gráfico do número de espectadores N_S obtido no ajuste em função do número de eventos gerados para o respectivo histograma. Pode ser observado, como esperado, que o valor obtido do ajuste converge para o valor pré-determinado $N_S=14$ para um número grande de eventos. O mesmo ocorre para a pro-

habilidade p dos nêutrons seguirem adiante e não ligados cujo valor pré-determinado era $p=0.3$ (fig. C.2(b)). A figura C.2(c) mostra o gráfico do valor de qui quadrado reduzido (χ_{red}^2), para cada ajuste, em função do número de eventos gerados. A maioria dos valores de χ_{red}^2 estão próximos ao valor um e, como pode ser visto, apresentam uma tendência a ficarem abaixo deste valor. Pode ser notado, também, que os resultados obtidos do ajuste para os histogramas com um número de eventos inferior a 100 estão bem distantes dos valores pré-determinados. Desse estudo se conclui que é necessário especial cuidado no momento de determinar o intervalo de energia transversa ΔE_T (“bin”) para posterior ajuste da função $R(k)$ sobre o correspondente espectro de energia das partículas neutras. Os intervalos ΔE_T em que o espectro de energia das partículas neutras possuem menos de 100 eventos deverão ser ampliados.

Figura C.1: Histogramas com o número de eventos entre 10 e 700000 produzidos com o programa gerador de eventos (v. texto) e suas respectivas distribuições $R(k)$ ajustadas. Os eventos gerados obedecem uma distribuição $R(k)$ com $N_S=14$ e $p=0.3$. Os histogramas foram normalizados em relação ao número total de eventos.

Figura C.2: (a) Gráfico do número de espectadores N_S , obtido nos ajustes exibidos na fig. C.1, em função do número de eventos gerados para o respectivo histograma; (b) Gráfico da probabilidade p dos nêutrons seguirem adiante e não ligados, obtido nos ajustes exibidos na fig. C.1, em função do número de eventos gerados; (c) Gráfico do valor de qui quadrado reduzido dos ajustes em função do número de eventos gerados. As barras de erro com setas para N_S e p indicam que seus tamanhos excedem as dimensões do gráfico.