

CBPF-NF-080/83

REAÇÕES NUCLEARES RELATIVÍSTICAS

por

T. Kodama

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CNPq/CBPF
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150
22290 - Rio de Janeiro, RJ - Brasil

REAÇÕES NUCLEARES RELATIVÍSTICAS

T. Kodama

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
CBPF/CNPq

1 - INTRODUÇÃO

Reações Nucleares Relativísticas (RNR), como o próprio nome já diz, são colisões entre núcleos complexos, a velocidades relativísticas.

O que se espera da física de RNR¹⁻⁵ ? Durante os quase 50 anos da busca de informação sobre a estrutura nuclear e o mecanismo de reação nuclear, esta pergunta nunca foi levada a sério. Isto talvez tenha sido devido a uma espécie de preconceito de que tais processos apenas complicariam a situação, não trazendo nenhuma informação útil, além daquelas obtidas nos estudos de sistemas mais simples. Pessoas da física de partículas pensavam: "Por que complicar, podendo simplificar?"; e pessoas da física nuclear diziam para seus botões: "Isto é coisa de altas energias. Não tem interesse para a física nuclear".

Hoje, muitos físicos acreditam que a teoria das interações fortes seja a Cromodinâmica Quântica (QCD). Na QCD, os constituintes fundamentais (i.e. quarks) são confinados nos hádrons através do mecanismo chamado "escravidão infravermelha". Em outras palavras, não podemos observar os quarks isolados uns dos outros. Por outro lado, a QCD possui também uma propriedade chamada "liberdade assintótica", pela qual os quarks podem manifestar suas características individuais em certos processos. Em par

ticular, alguns cálculos de QCD prevêm uma transição de fase da matéria nuclear para um estado em que os quarks ficam desconfinados, formando um plasma de quarks e gluons.

Desta maneira, parece existir uma possibilidade de se estudarem as propriedades intrínsecas dos quarks e gluons e suas interações, através de propriedades termodinâmicas da matéria a altíssima densidade e/ou temperatura, além do limiar de formação do plasma.

Mas, como realizar o estado da matéria a tal condição extrema? Os processos, tais como a colisão de próton-antipróton ($p\bar{p}$) ou a aniquilação de elétron e pósitron ($e\bar{e}$), parecem pouco prováveis como meios de se atingir o estado desejado. Nestes processos, o sistema é pequeno demais para se "depositar" a energia suficiente. Assim, as colisões relativísticas dos núcleos são consideradas um bom candidato, e até mesmo exclusivo, para se realizar o estado da matéria na condição desejada.

A expectativa é a de que o processo de colisões entre dois núcleos pesados produza uma região no espaço-tempo suficientemente grande para se alcançar o equilíbrio térmico da matéria. Ainda, espera-se que as propriedades termodinâmicas sejam detectáveis por meio de quantidades observáveis.

A situação acima faz-nos lembrar a situação análoga da época da teoria atômica da matéria, antes da descoberta do elétron por J.J. Thomson (1897). Mesmo não podendo ter "o contato imediato" com os átomos, pesquisadores, tais como Dalton, Avogadro, Boltzmann e outros, conseguiram discutir várias propriedades dos átomos, simplesmente através do comportamento termodinâmico e químico da matéria.

Estamos, agora, partindo para a busca da natureza dos constituintes fundamentais, pesquisando as propriedades termodi-

nâmicas da matéria a altíssima densidade e temperatura.

Além da perspectiva estimulante de formação de plasma de quarks e gluons, as RNR ainda podem fornecer importantes informações sobre questões básicas da Física Nuclear, tais como o comportamento da matéria nuclear fora de equilíbrio, a formação de onda de choque na matéria nuclear, e o fenômeno de condensação de méson π .

Neste trabalho, gostaríamos de apresentar uma breve revisão das atividades nesta nova linha de pesquisa, sem entrar em muitos detalhes.

Na Seção II, abordamos rapidamente as principais fontes atuais de dados experimentais, inclusive as perspectivas neste campo em futuro próximo. Na Seção III, vamos discutir alguns pontos que caracterizam a física da faixa de energia $0.5 \lesssim E/A \lesssim 2$ GeV, e que têm sido analisados nesta última década. A seguir, discutimos a física da faixa de energia superior, até a região de velocidades ultrarelativísticas. Naturalmente, as discussões aqui são apenas expectativas ou até mesmo especulações teóricas. Na Seção V, relatamos alguns eventos "exóticos" já observados, para os quais, até agora, não existe explicação convencional. É bem provável que eles sejam manifestações de novo estado da matéria.

Na última seção, resumimos o "status" da RNR.

II - FONTES EXPERIMENTAIS

Até o momento, os principais dados experimentais das RNR foram obtidos praticamente do acelerador Bevalac do L.B.L., U.S.A. Esta máquina é capaz de acelerar o núcleo projétil de mas

sa intermediária até uma energia de ~ 2 GeV.A. Contudo, a partir de setembro de 1982, estão disponíveis também feixes de ^{238}U de $E/A \sim 1$ GeV.

A máquina mais energética de íons pesados é, atualmente, o Synchrotron de Dubna, que pode acelerar núcleos leves até 4 GeV.A. Porém, devido à sua baixa intensidade, poucos dados foram extraídos. Para outras máquinas, existentes ou em projeto, referimo-nos à palestra de Mariscotti⁶.

Como fontes alternativas de dados em RNR, vale a pena mencionar as experiências de raios cósmicos^{7,8}, que usualmente se fazem em montanhas (por exemplo, Chacaltaya) e em balões. Eventualmente, também em espaçonaves e satélites artificiais. As experiências em montanhas têm a vantagem de ser, em princípio, livres de limite de espaço e tempo para observação, podendo assim dar melhor estatística. Por outro lado, as experiências com balão têm mais chance de observar as radiações de alta energia. Dados tirados de espaçonaves ou satélites vêm sendo obtidos apenas muito recentemente. Este último meio deve ser, entretanto, explorado mais para o futuro.

De modo geral, o fato de que não existe praticamente limitação para a energia disponível ($E_{\text{lim}} \sim 10^{21}$ eV) nas experiências de raios cósmicos cobre a desvantagem destas de terem caráter apenas observacional. Recentemente, a técnica de identificação de raios cósmicos incidentes também está sendo aperfeiçoada. Dada a larga experiência do Brasil em raios cósmicos (cf. o grupo do Prof. C. Lattes e Colaboração Brasil-Japão), a pesquisa experimental de RNR pode perfeitamente ser desenvolvida aqui no País.

III - FÍSICA DA FAIXA DE ENERGIA $0.5 \leq E/A \leq 2$ GeV

Nesta seção, relatamos alguns aspectos da RNR identificados nesta última década. Uma das características básicas dos processos de RNR é o aspecto geométrico. Por exemplo, as seções de choque total de reação se aproximam do valor geométrico, $\sigma_{tot} \cong \sigma_{geom} = r_0^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2$ onde A_P e A_T são números de massa do projétil e alvo, respectivamente. Um outro ponto importante a mencionar é que a quantidade que caracteriza o processo não é a energia total incidente, mas sim a energia por partícula E_{in}/A , mostrando que o grau de liberdade de cada nucleon individual é que faz o papel fundamental.

Do ponto de vista teórico, é bem justificado olhar o processo de RNR em termos de desenvolvimento temporal do sistema. Isto porque, devido ao grande número de graus de liberdade e grande quantidade de energia disponível, a incerteza no tempo durante o processo fica reduzida. Claro, isto não significa que cada cenário do desenvolvimento temporal seja diretamente observável. Afinal, os dados observáveis são nada mais do que as configurações finais do processo. Contudo, a utilização de modelos permite simular a dinâmica do processo que resultou na configuração final observada.

As questões levantadas nesta faixa de energia são:

- a) formação de onda de choque,
- b) condensação de mésons,
- c) mecanismo de formação das partículas compostas.

A seguir, apresentamos os aspectos característicos dos dados analisados e modelos propostos.

3.1 - Aspecto Geométrico dos Dados Experimentais

Nas RNR, inúmeras partículas são emitidas no estado final, quase impossibilitando uma análise completa de todas elas. Uma quantidade básica da análise de RNR é a seção de choque duplamente diferencial, $d^2\sigma/dEd\Omega$ (ou sua versão invariante, $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$) de uma partícula. Esta quantidade é chamada de espectro inclusivo, e corresponde à função de distribuição de um-corpo no estado final. As partículas emitidas são prótons, neutrons, π , d, t, ^3He , α e eventualmente outras partículas ou núcleos mais pesados.

Segundo Nagamiya³, atualmente se medem espectros inclusivos de até o valor igual a $10^{-(5\sim 6)} (E \frac{d^3}{dP^3})_{\text{max}}$, (que é da ordem de $10 \sim 100 \mu\text{b}/\text{sr}/(\text{GeV}/c)^3$), podendo este limite inferior ser ainda abaixado. Porém, o limite observacional está bem longe do limite cinemático. Nestes últimos anos, apenas alguns espectros não-inclusivos são disponíveis, mas recentemente experiências de caráter 4π -exclusivo vêm sendo realizadas com o detetor "bola de plástico".

Na Fig. 1, mostramos dois eventos bem distintos da colisão do ^{238}U com núcleos na emulsão nuclear (AgBr), à energia incidente $E_{in}/A = 0.96 \text{ GeV}$. O evento 1-a corresponde ao processo de colisão periférica, provocando apenas a fragmentação suave do projétil, num processo semelhante à fissão. Em contraste, 1-b mostra uma colisão violenta, indicando que ocorreu uma colisão frontal entre U e AgBr.

A multiplicidade de partículas emitidas, neste caso, é bem alta. Em geral, a multiplicidade das partículas finais tem uma forte correlação com o parâmetro de impacto da colisão. Com isto, podemos ter uma imagem geométrica do processo de colisão

a



b

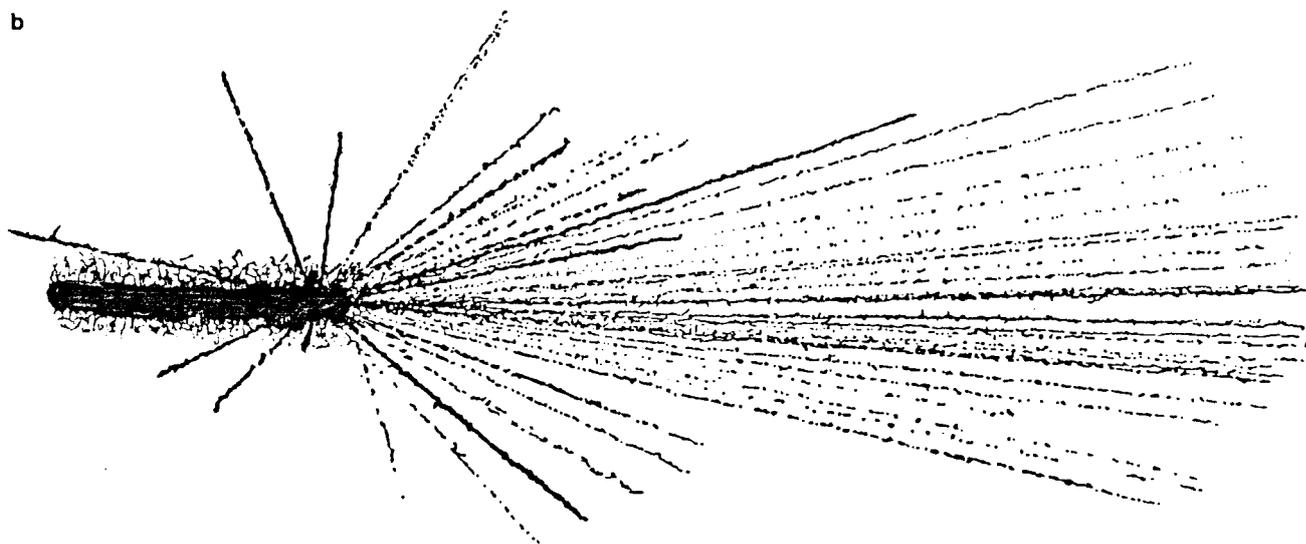


FIGURA 1 - Interações do núcleo ^{238}U ($E_{in}/A = 0.96$ GeV) na emulsão nuclear (AgBr). a) Exemplo de colisão periférica, mostrando a fragmentação do U, em processo semelhante à fissão. b) Evento que mostra a destruição catastrófica tanto do projétil como do alvo. Isto é uma indicação de uma colisão frontal. Retirada da ref. 2.

como ilustrado na Fig. 2. Dentro desta imagem, podemos ver que existem dois grupos de nucleons que não sofrem diretamente os efeitos da colisão violenta. Estes grupos atravessam a região de interação mantendo as características cinemáticas do canal de entrada. Tais nucleons são chamados de espectadores. Os espectadores, então, dão origem às partículas observadas nas regiões cinemáticas de fragmentação do projétil e do alvo. Por outro lado, os nucleons que caem na região de interação violenta são chamados de participantes. Tal visão geométrica de espectadores-participantes é bem compatível com os dados observados, e útil para classificar as partículas emitidas. A situação fica mais clara se utilizarmos o plano y - P_T , onde y é a rapidez das partículas emi-

FIGURA 2 - Imagem de espectadores-participantes de colisão nuclear a altas energias. Os espectadores atravessam a região da interação, preservando a característica cinemática da entrada, enquanto os participantes formam uma "bola de fogo". A escala de tempo indicada é na unidade de fm/c. Retirada da Ref. 2.

tidas e P_T o momento transverso. A rapidez y é definida por

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+P_z}{E-P_z} \right) = \tanh^{-1} \beta_z \quad (1)$$

onde E é energia, P_z a componente longitudinal do momento, e β_z a componente longitudinal da velocidade.

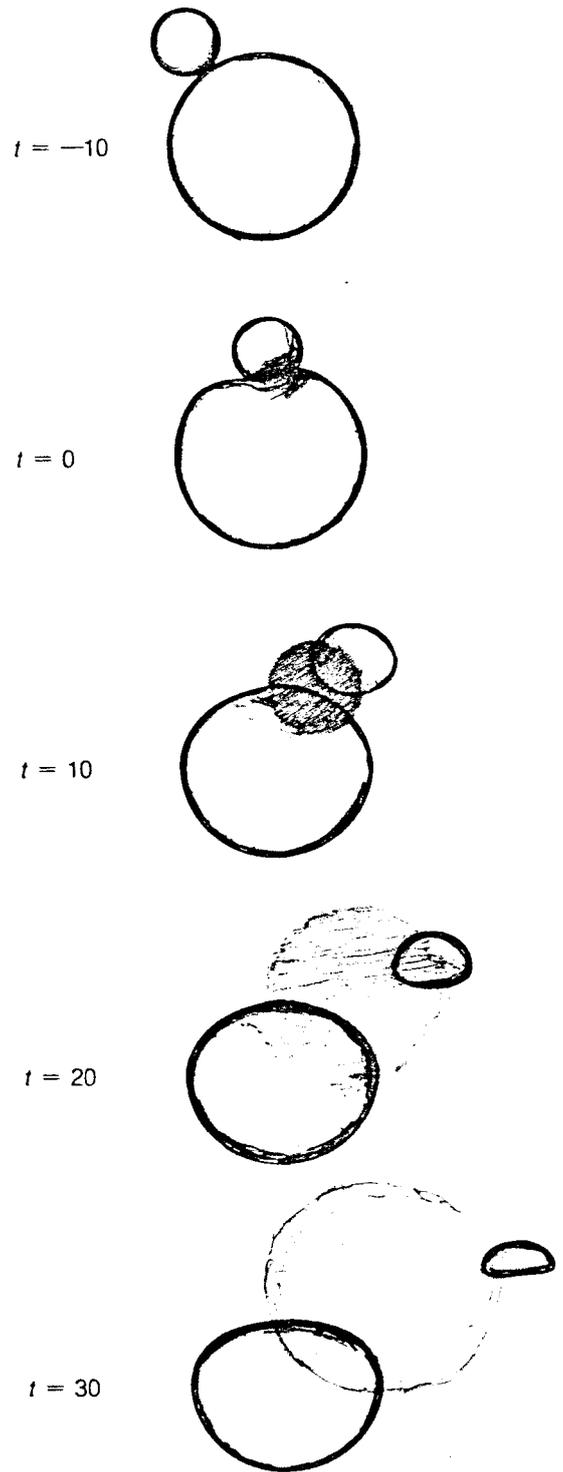
Esta variável tem a vantagem de que a diferença de rapidez de duas partículas é invariante sob a transformação de Lorentz na direção z . Assim, uma distribuição em rapidez so

fre apenas um simples deslocamento, quando, por exemplo, se muda do sis

tema de laboratório para o de CM. Na

Fig. 3, o contorno do limite cinemá

tico para prótons emitidos na reação $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (1 GeV/A) é mostrado no plano $y-P_T$, onde P_T é o momento transverso. Neste plano, as partículas de fragmentação do projétil e alvo aparecem, respectivamente, concentradas em torno de $y \cong y_p$ e $y \cong y_T$, onde y_p é a rapidez do projétil e y_T , a do alvo. Os participantes aparecem na região central. Com tal distribuição de partículas no plano $y-P_T$, podemos estimar o número de partículas do tipo participante. Na Fig. 4, é mostrada a se



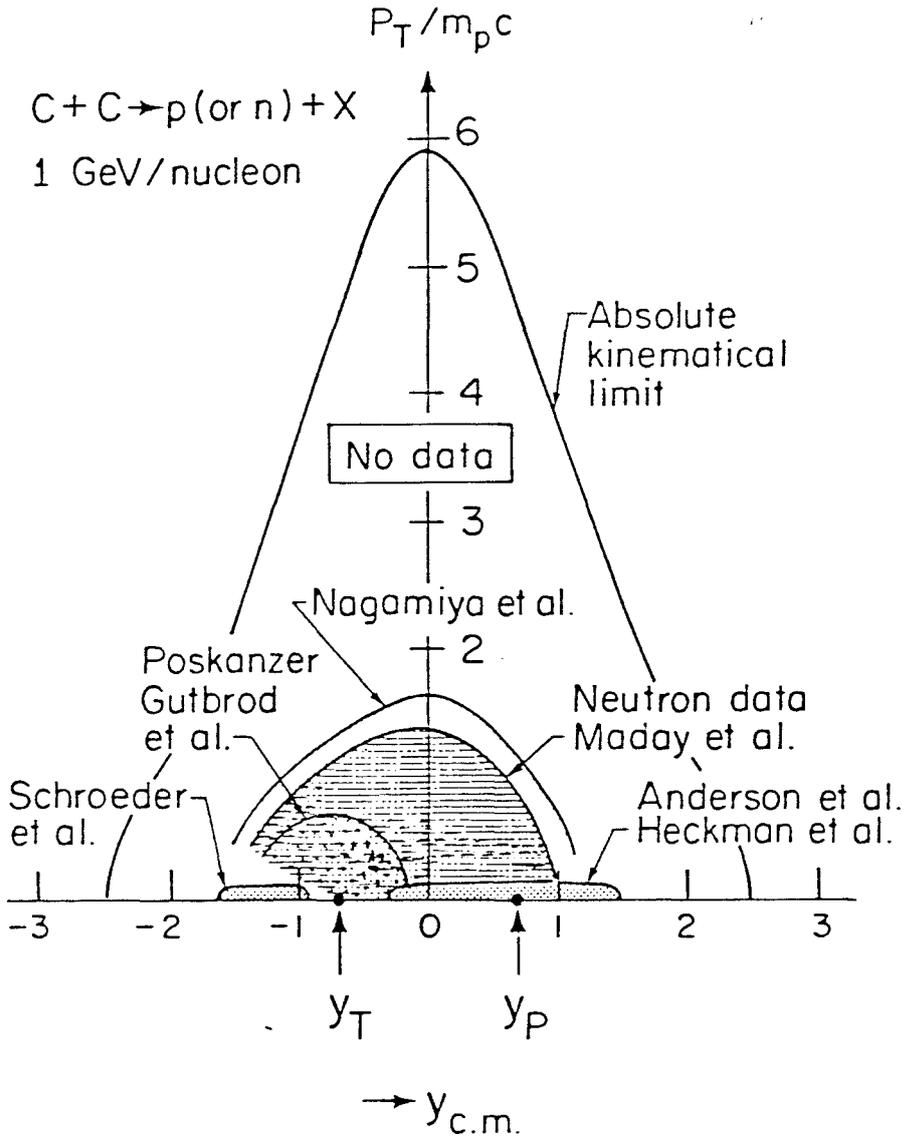
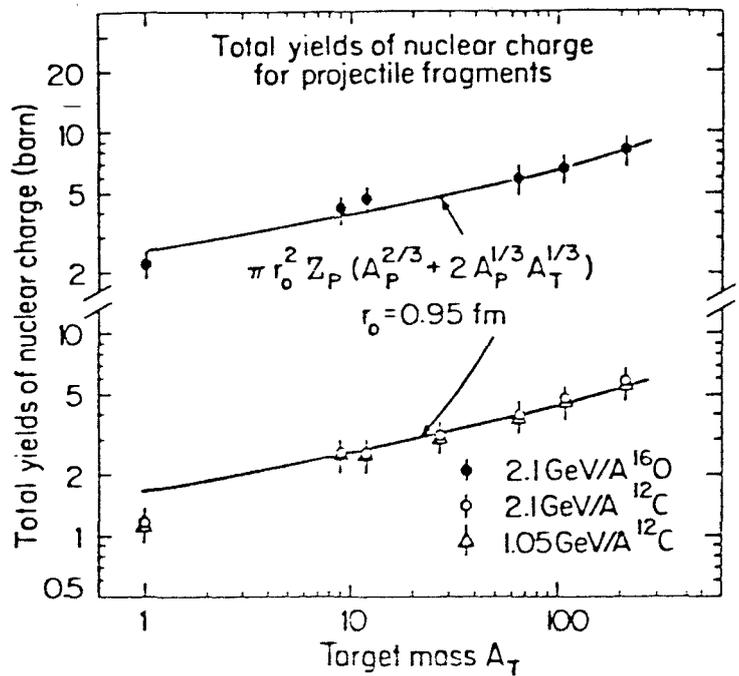


FIGURA 3 - Mapa de contorno das regiões cinemáticas de um nucleon no plano y - P_T .

FIGURA 4 - Rendimento total de cargas nucleares do tipo fragmentação do projétil. As curvas contínuas são da Eq. (2). Retirada da Ref. 3.



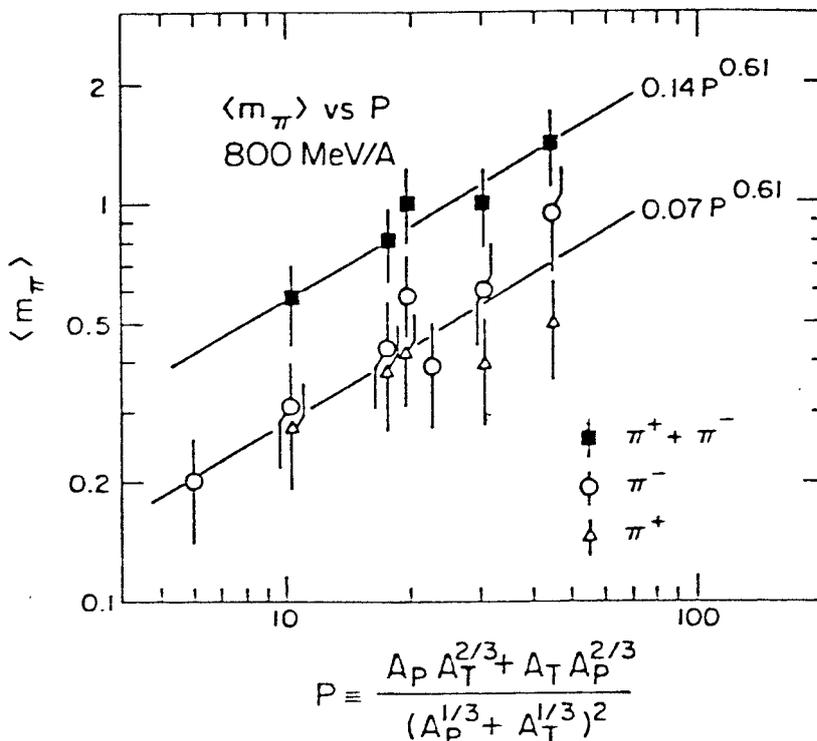
ção de choque de produção de partículas carregadas do tipo fragmentação do projétil em função do número de massa do alvo A_T , nos casos das reações $^{16}_0 + A_T$ e $^{12}_6 + A_T$, ambos com $E_{in}/A \approx 2.1$ GeV.

Por outro lado, podemos estimar, do ponto de vista geométrico³, a seção de choque de produção de partículas carregadas do tipo fragmentação do projétil

$$\begin{aligned} \sigma_{geom}^{carga}(\text{frag.proj}) &= \sigma_{tot} \times (\text{n}^\circ \text{ médio de prótons participantes no projétil}) \\ &= \pi r_0^2 Z_P (A_P^{2/3} + 2A_P^{1/3} A_T^{1/3}) \end{aligned} \quad (2)$$

As curvas contínuas são da Eq. (2), com o valor de $r_0 = 0.95$ fm. A concordância com os valores experimentais é ótima, verificando a importância do efeito geométrico. Naturalmente, não devemos levar tão a sério esta concordância, desde que existem ambigüidades na identificação experimental de partículas como sendo espectadores. Contudo, a visão de "espectadores-participantes" da RNR é muito útil em analisar os dados experimentais e em construir os modelos.

Por exemplo, vamos investigar a multiplicidade de partículas produzidas. Na Fig. 5, as multiplicidades médias de mésons π^+ e π^- são plotadas, na escala log-log, em função do número médio de participantes,



sons π^+ e π^- são plotadas, na escala log-log, em função do número médio de participantes,

FIGURA 5 - Multiplicidade média de píons $\langle m_\pi \rangle$. Retirada da Ref. 3.

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

As retas representam $\langle m_\pi \rangle \propto P^{2/3}$. Associando uma densidade universal na região da interação, concluímos que o número de mésons produzidos é proporcional à área da região de interação. Isto pode ser entendido em termos de absorção de mésons na região de interação, isto é, a produção de mésons ocorre na superfície da região. Por outro lado, como é de se esperar, o número de prótons produzidos é diretamente proporcional ao volume (ver Fig. 6).

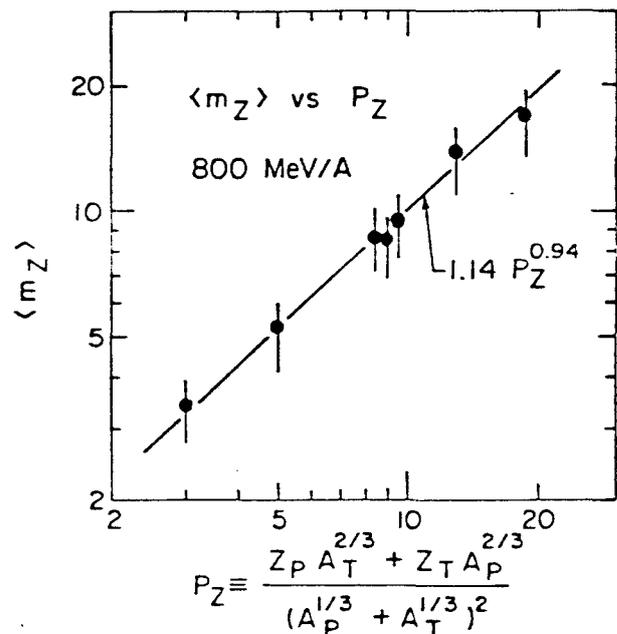
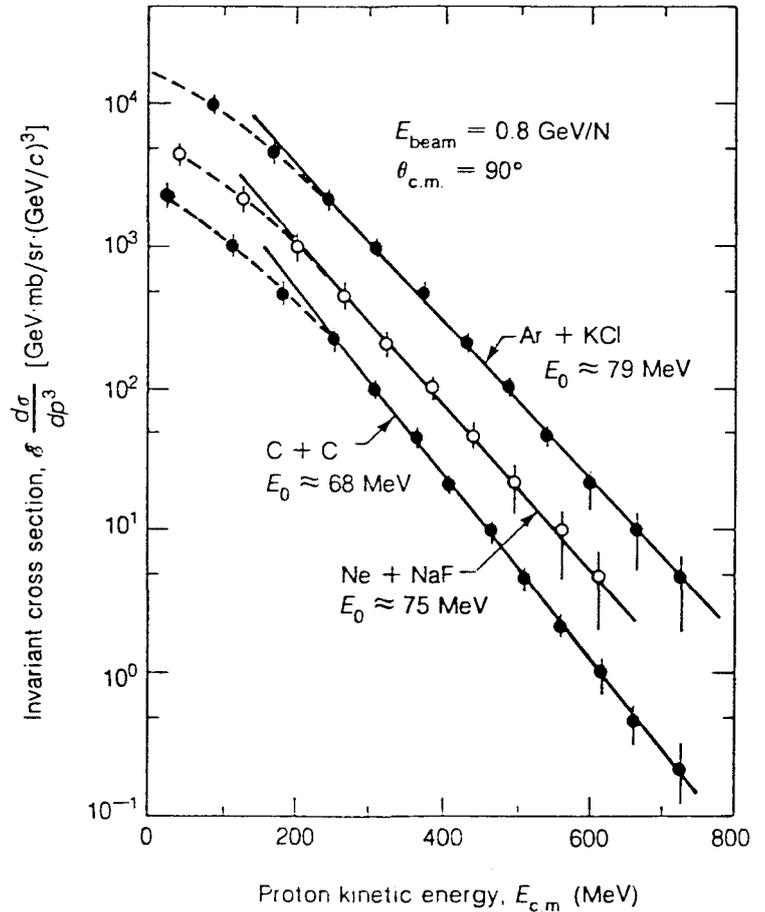


FIGURA 6 - Multiplicidade média de prótons $\langle m_Z \rangle$. Retirada da Ref. 3.

3.2 - Espectros Inclusivos

O espectro inclusivo é nada mais do que a distribuição de 1-corpo no estado final, e é comumente expresso em termos da seção de choque invariante, $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}(E, \theta)$. Na Fig. 7, são mostrados os espectros inclusivos de próton nas reações simétricas (Ar+KCl, Ne+NaF e C+C) com energia incidente $E_{in}/A = 0.8 \text{ GeV}$. Nas RNR, todos os espectros inclusivos têm um comportamento qualitativamente análogo ao da Fig. 7, a saber, uma suave curvatura nas baixas energias ("ombro"), e uma queda exponencial nas altas energias ($\propto e^{-E/E_0}$) ("braço"), sem, contudo, apresentar nenhuma es -

FIGURA 7 - Espectro de prótons para ângulo $\theta_{CM}=90^\circ$ nas reações C+C, Ne+NaF e Ar+KCl, todos à energia incidente de 0.8 GeV/A. Os valores de E_0 (ver no texto) são indicados na figura. Retirada da Ref. 2.



trutura fina significante. A predominante dependência exponencial logo nos lembra a distribuição de energia em equilíbrio térmico. Se isto for o caso, o parâmetro E_0

deveria ser entendido como a temperatura de equilíbrio kT , e a distribuição angular deveria ser isotrópica no sistema de repouso da matéria em equilíbrio. Aqui, na Fig. 7, o ângulo $\theta_{CM} = 90^\circ$ foi escolhido a fim de se reduzir o efeito dos espectadores nos espectros. À primeira vista, a interpretação de equilíbrio térmico é bem razoável. No entanto, há pequeno problema: como interpretar o comportamento não-térmico a baixas energias? Já que é de se esperar que as componentes de baixa energia sofreram mais colisões do que as de alta energia, a característica térmica não deveria aparecer melhor na região de baixas energias?

Na Fig. 8, os espectros de méson π são mostrados. Outra vez, manifesta-se a dependência exponencial, e daí, podemos extrair os valores de E_0 . Notamos que o valor de E_0 para o méson π é menor do que o E_0 para próton na reação Ne+NaF (Fig. 7). Na Fig. 9, vários E_0 's para diferentes partículas são plotados em função da energia incidente. A "temperatura" vista por píons é

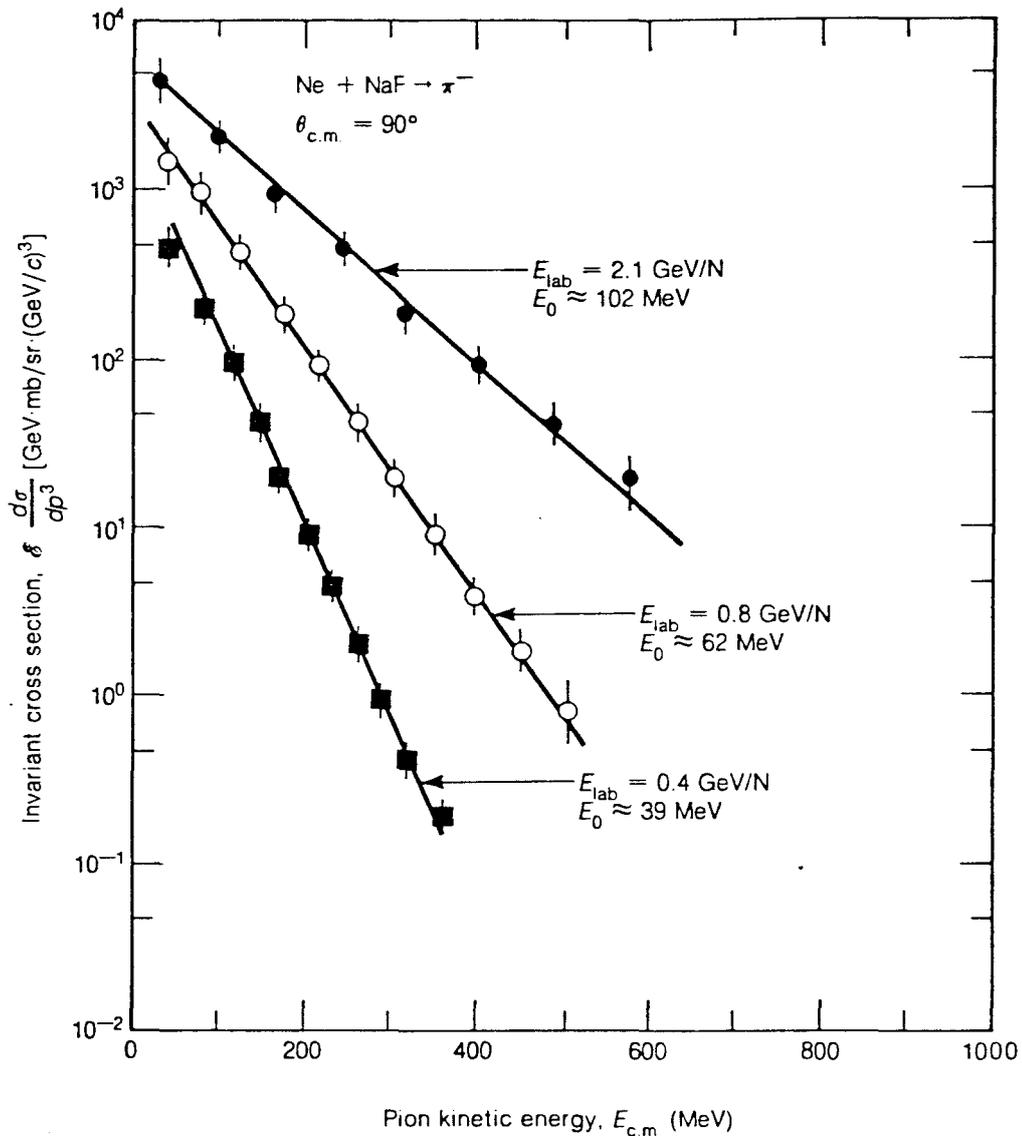


FIGURA 8 - Espectro de energia de pions para ângulo $\theta_{CM} = 90^\circ$, nas reações de Ne+NaF às energias incidentes $E_{in}/A = 0.4, 0.8$ e 1 GeV. Retirada da Ref. 2.

sempre menor do que a vista por próton. Este fato é pelo menos consistente com a conclusão anterior de que os pions são produzidos na superfície da região de interação. A superfície é mais "fria" do que o miolo. No entanto, a questão de se atingir ou não o equilíbrio térmico numa RNR não é trivial. O fato é que o espectro inclusivo não é uma quantidade sensível quanto ao mecanismo de colisão. A Fig. 10 fornece os resultados preliminares do detetor "bola de plástico". Nesta experiência, mediante seleção por multiplicidade, apenas as colisões frontais foram in

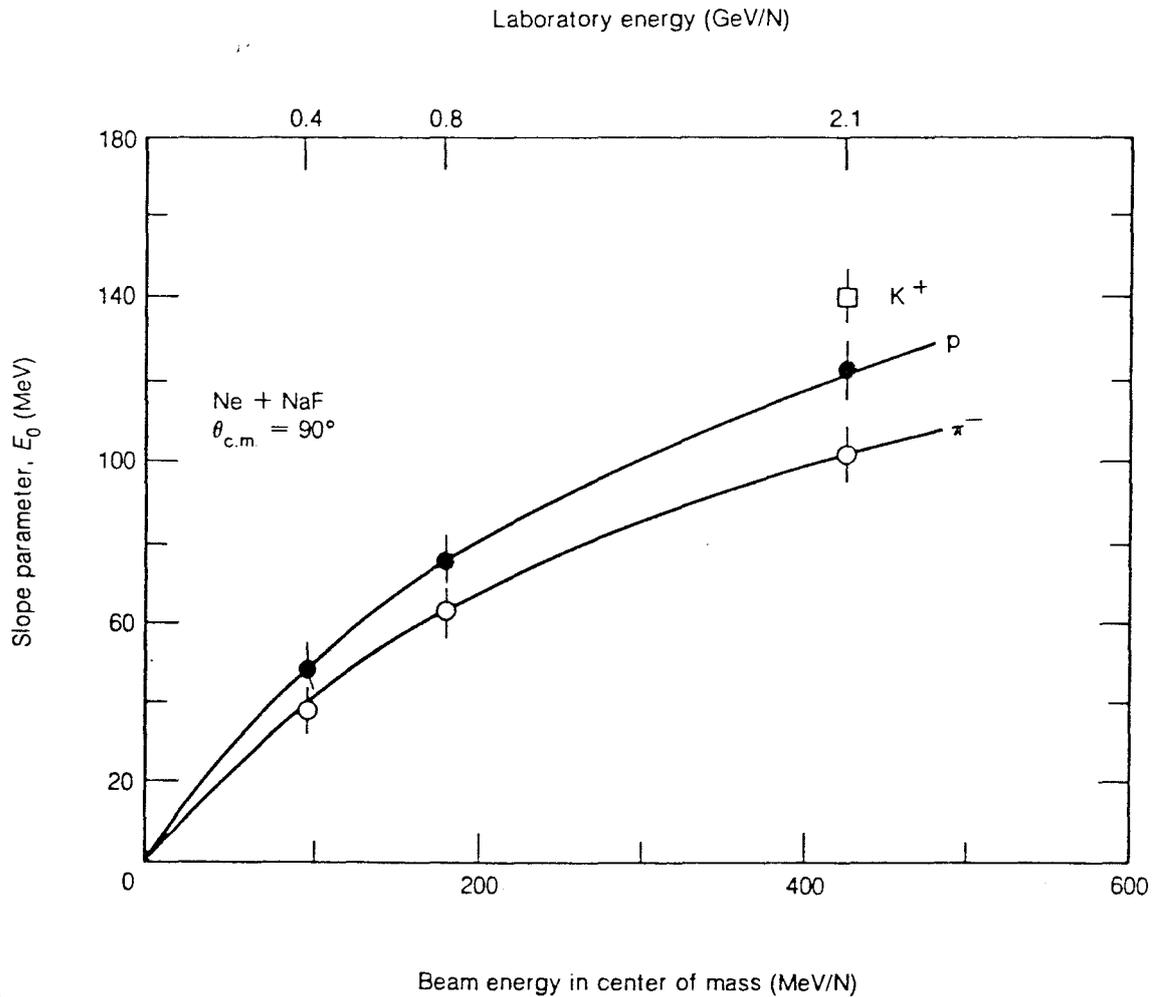


FIGURA 9 - Valores do parâmetro de inclinação para pions, kaons e prótons em função da energia incidente na reação $Ne+NaF$ ($\theta_{CM} = 90^\circ$). Retirada da Ref. 2.

cluídas. Distribuições dos eventos de colisões frontais são plotadas no plano $(\sum_{i=1}^N |p_{\parallel}|/A, \frac{2}{\pi} \sum |p_{\perp}|/A)$, onde p_{\parallel} é a componente longitudinal do momento, e p_{\perp} a transversal. Se o equilíbrio térmico for atingido, a distribuição deve ficar centralizada na reta de 45° . A Fig. 10 mostra que, na reação $^{40}Ca+^{40}Ca$, o equilíbrio não é atingido, no entanto, na $^{93}Nb+^{93}Nb$, sim.

Uma questão interessante nas RNR é o mecanismo de formação de núcleos compostos, tais como d , t , 3He , α etc. Os espectros inclusivos observados destas partículas podem ser expressos, numa boa precisão, em termos de espectro inclusivo de prótons. Mais especificamente, o espectro de partícula composta de número de massa A obedece à seguinte lei da potência

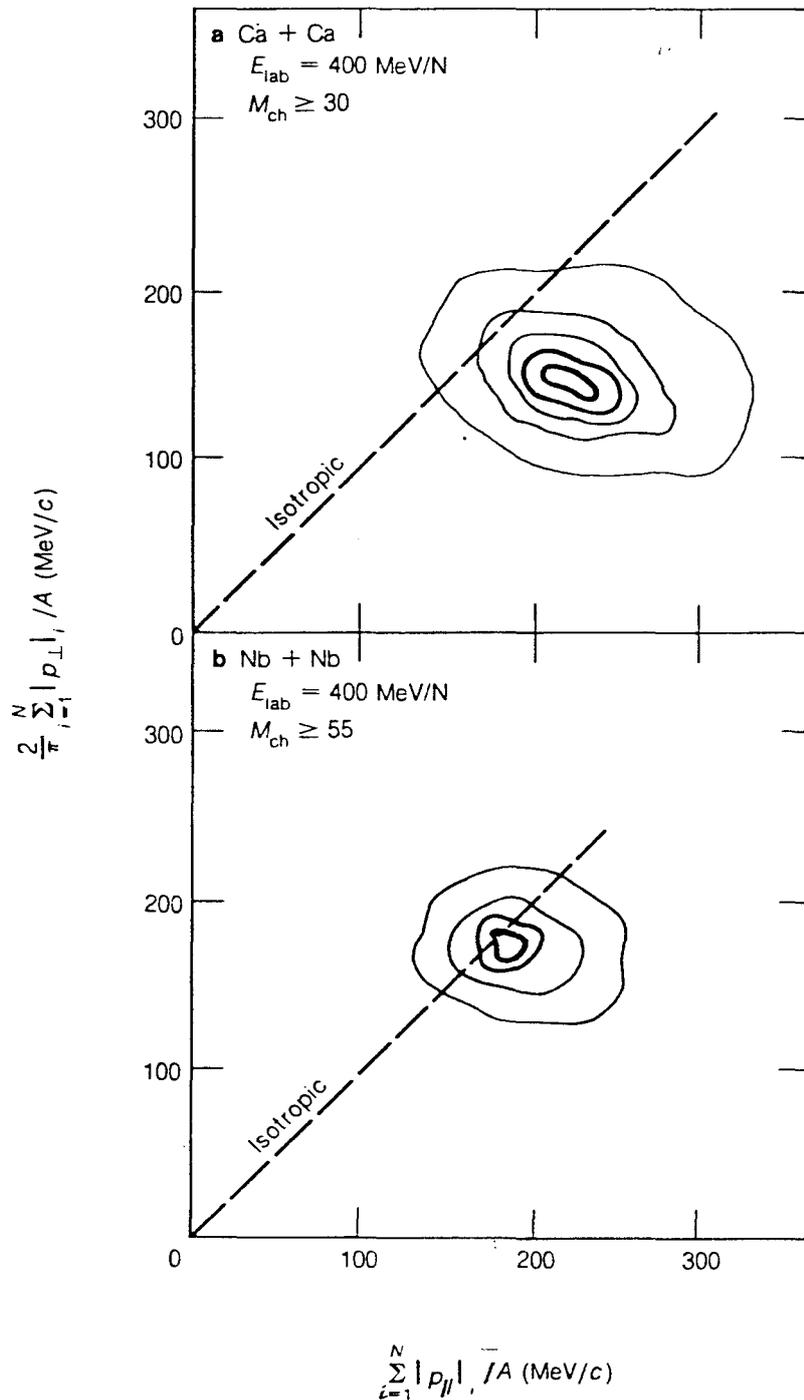


FIGURA 10 - Distribuição dos eventos de "colisão frontal". Os dados são resultados preliminares da colaboração GSI/LBL usando "bola de plástico". Retirada da Ref. 2.

$$E_A \frac{d^3\sigma}{dP_A^3} = C_A \left\{ E_P \frac{d^3\sigma}{dP_P^3} A \right\} \quad (4)$$

onde C_A é uma constante que não depende do ângulo θ nem da energia. Na Fig. 11, o espectro inclusivo de dêuteron $E_d \frac{d^3}{dP_d^3}$ e a lei da potência Eq. (4) são comparados. Como se vê, a concordância é excelente. Na Fig. 12, são mostrados os valores da constante C_d , determina

dos pelo rendimento de dêuteron para cada ângulo, energia de dêuteron e, inclusive, energia incidente. Dentro do erro experimental, a constante, de fato, não depende destes parâmetros.

A lei da potência, outra vez, lembra-nos a imagem de equilíbrio, em analogia com a lei de ação de massa (tipo equação Saha) para o equilíbrio químico. Existem alguns modelos mas o problema está bem longe de ser resolvido e aberto ainda para investigação com mais detalhe.

FIGURA 11 - Espectro de dêuterons comparado com a lei de potência Eq. (4). Retirada da Ref. 3.

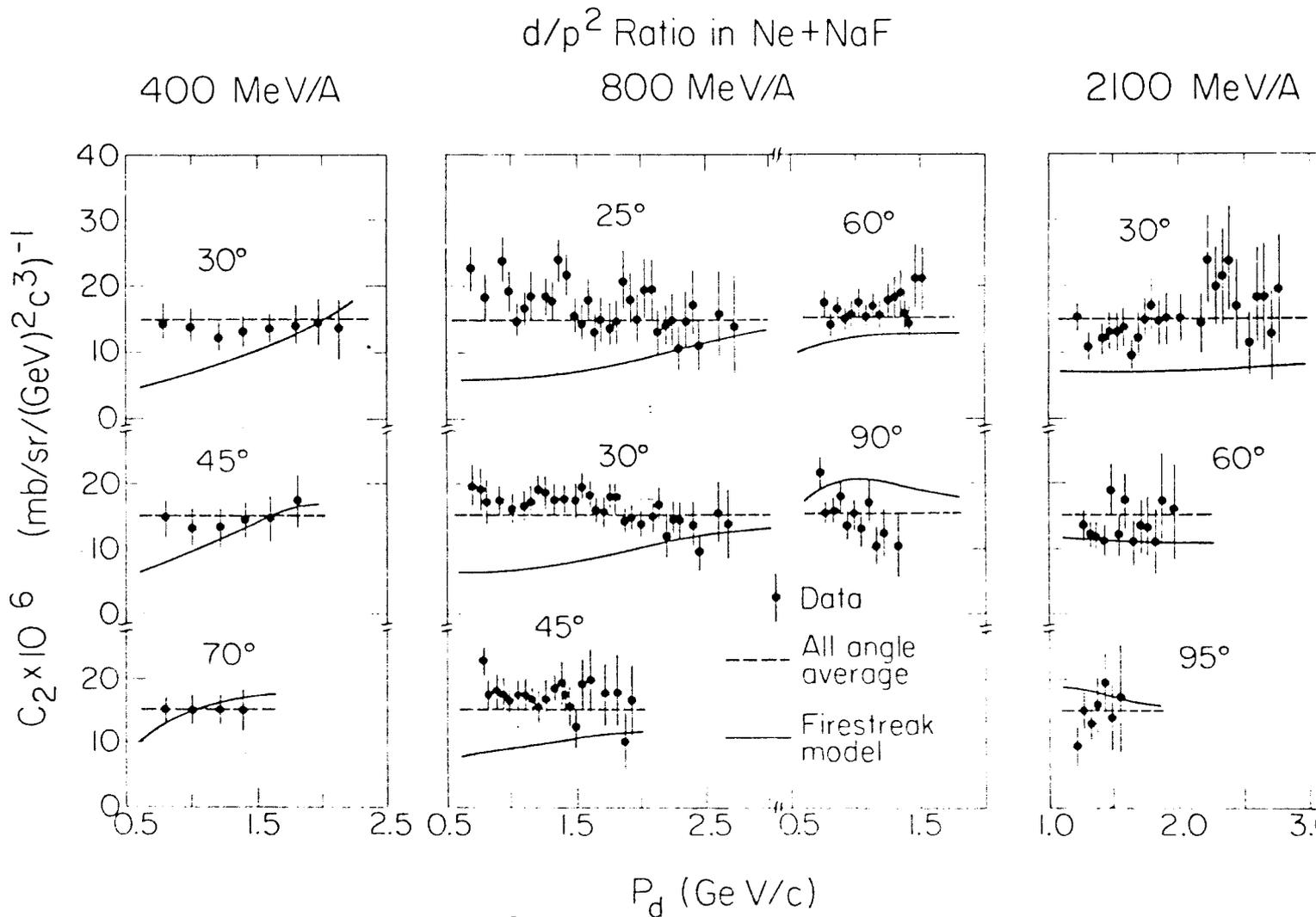
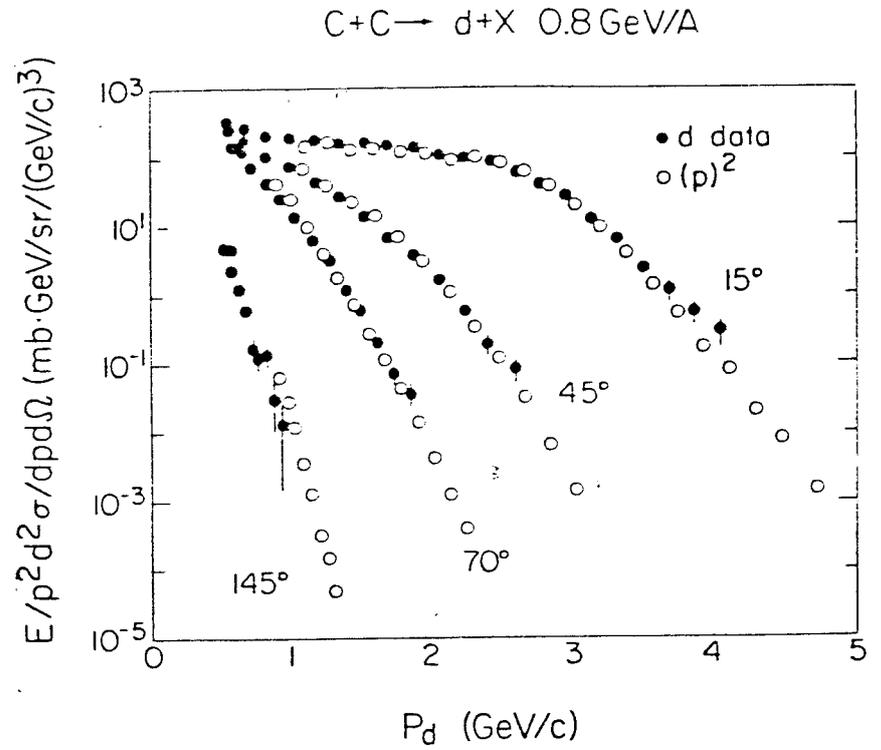


FIGURA 12 - Razão $C_a = d/p^2$ para reação Ne+NaF. Retirada da Ref. 3

3.3 - Aspectos Teóricos

Nesta faixa de energia ($0.5 < E_{iN}/A < 2$ GeV), os problemas mais atraentes são as possibilidades de formação de onda de choque e de ocorrência de condensação de píons.

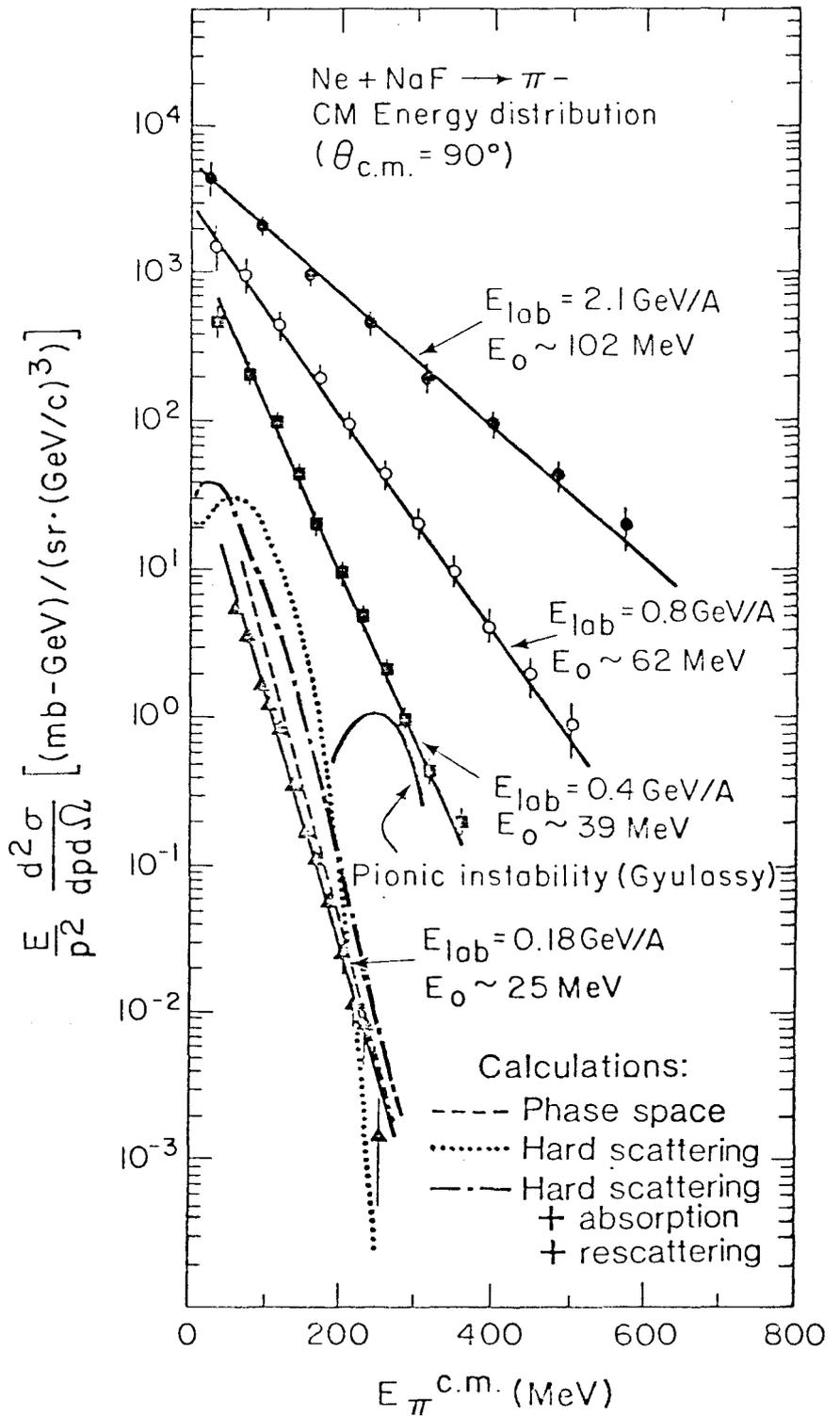
No que diz respeito ao fenômeno de condensação de píons, a sua possível ocorrência na matéria nuclear comprimida à baixa temperatura (ou até mesmo no estado fundamental dos núcleos), já tinha sido, há tempo, discutida⁹. Existe uma grande expectativa em poder produzir o estado de condensação de píons nas RNR, porque parece ser fácil atingir, através delas, a densidade necessária para provocar tal instabilidade coletiva de mésons π . Contudo, nenhum sinal de condensação de píons foi até hoje observado experimentalmente. Isto se deve ao fato de que, nas RNR, ao que tudo indica, não se pode aumentar a densidade sem aumentar também a temperatura. Com efeito, Gyulassy¹⁰ atribuiu o não-aparecimento de sinal de condensação nos dados experimentais à supressão nas RNR da degenerescência dos mésons devido a aquecimento, e mostrou que o espectro de píons, oriundo da instabilidade coletiva, é bem abaixo dos espectros não-coerentes, isto é, de píons produzidos por colisões nucleon-nucleon (Fig. 13). Entretanto, como o mecanismo da instabilidade coletiva do campo de píons é provocado por grau de liberdade transversal de spin-isospin, o espectro de píons, devido à condensação, não depende da energia incidente quando à baixa energia. Então, se existir tal fenômeno, o pico característico da instabilidade piônica deverá manifestar-se no espectro contra o fundo incoerente, quando este último for suficientemente baixo. Com esta motivação, o espectro de méson π na reação $Ne+NaF \rightarrow \pi^-$ à energia incidente abaixo do limiar de $NN \rightarrow NN\pi$ ($E_{iN}/A = 0.18$ GeV) foi estudado. Nada de

FIGURA 13 - Espectro de energia de pions no ângulo $\theta_{CM} = 90^\circ$ na reação $Ne+NaF$ com a energia incidente $E_{in}/A = 0.2, 0.4, 0.8$ e 2.1 GeV. A curva indicada é a predição para instabilidade piônica calculada por Gyulassy. Retirada da Ref. 1.

pico de instabilidade piônica (Fig.13). Por que então? Talvez o sistema $Ne+NaF$ ainda seja pequeno demais? Ou não há mesmo chance de condensação de pions nas RNR? Aqui, mais uma questão em aberto.

Em relação ao mecanismo de RNR, uma dúzia de mo-

delos foram propostos¹¹. Na Figura 14, são mostrados os principais modelos, junto com as aproximações envolvidas. Do ponto de vista teórico, nenhuma aproximação é melhor do que a outra, e cada modelo parece enfatizar uma certa característica do processo. Por exemplo, o modelo hidrodinâmico toma como base o conceito de "fluidez" da matéria nuclear, ao passo que o cálculo de



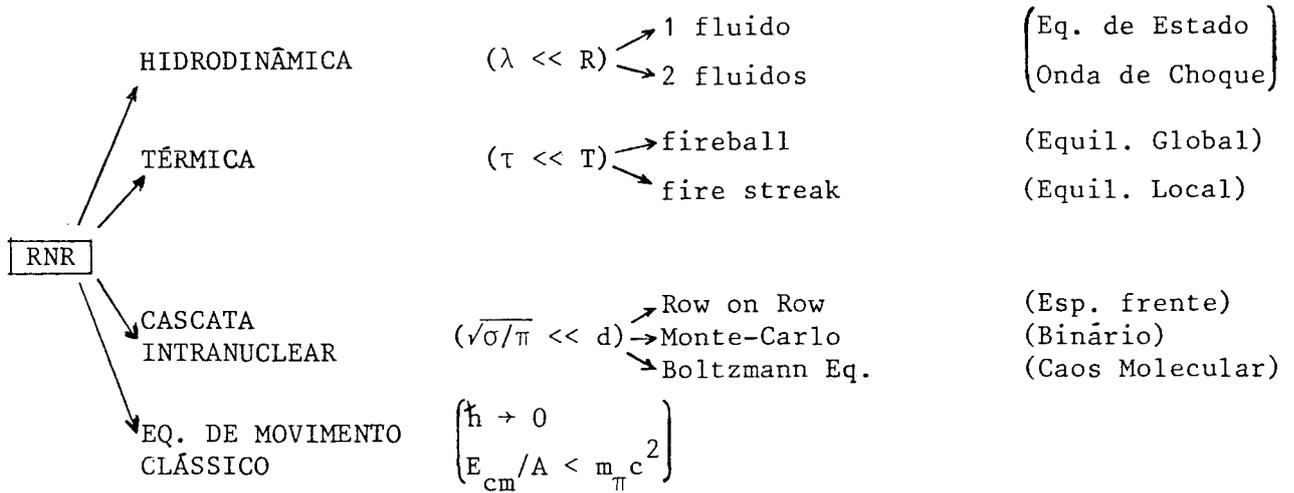


FIGURA 14 - Modelos teóricos da RNR na faixa de $E_{in}/A < 2$ GeV. λ : livre-camí - nho médio, R: dimensão do sistema, τ : tempo de relaxação, T: escala do tempo do processo, d: distância média entre nucleons. σ : seção de choque total do nu cleon-nucleon.

cascata intranuclear enfatiza o grau de liberdade de cada nucleon que é encarado como sendo independente. Mesmo profundamente dife - rentes nas hipóteses básicas, todos os modelos reproduzem razoa - velmente os dados experimentais de espectros inclusivos. Isto não é surpreendente, já que é o aspecto geométrico que predomina nos espectros inclusivos, tal como mostramos anteriormente. Em parti - cular, a superposição sobre todos os valores do parâmetro de im - pacto acaba apagando os sinais das características do processo di - nâmico.

Quando se fala em fluidez da matéria nuclear, uma ques - tão interessante é a formação de onda de choque nas RNR. Para res - ponder a esta pergunta, antes de tudo, precisamos saber se a des - crição hidrodinâmica é boa ou não para o processo de RNR. Natu - ralmente, esperamos que a condição de validade para o modelo hi - drodinâmico seja a mais favorável possível nas colisões frontais entre núcleos pesados. Com esta perspectiva, as colisões frontais (selação via multiplicidade) entre ^{20}Ne e ^{238}U com a energia in - cidente $E_{in}/A = 0.393$ GeV foram analisadas¹². A distribuição an - gular experimental dos prótons emitidos é mostrada na Fig. 15, no

Ne (393 MeV/n) + U → p + high M

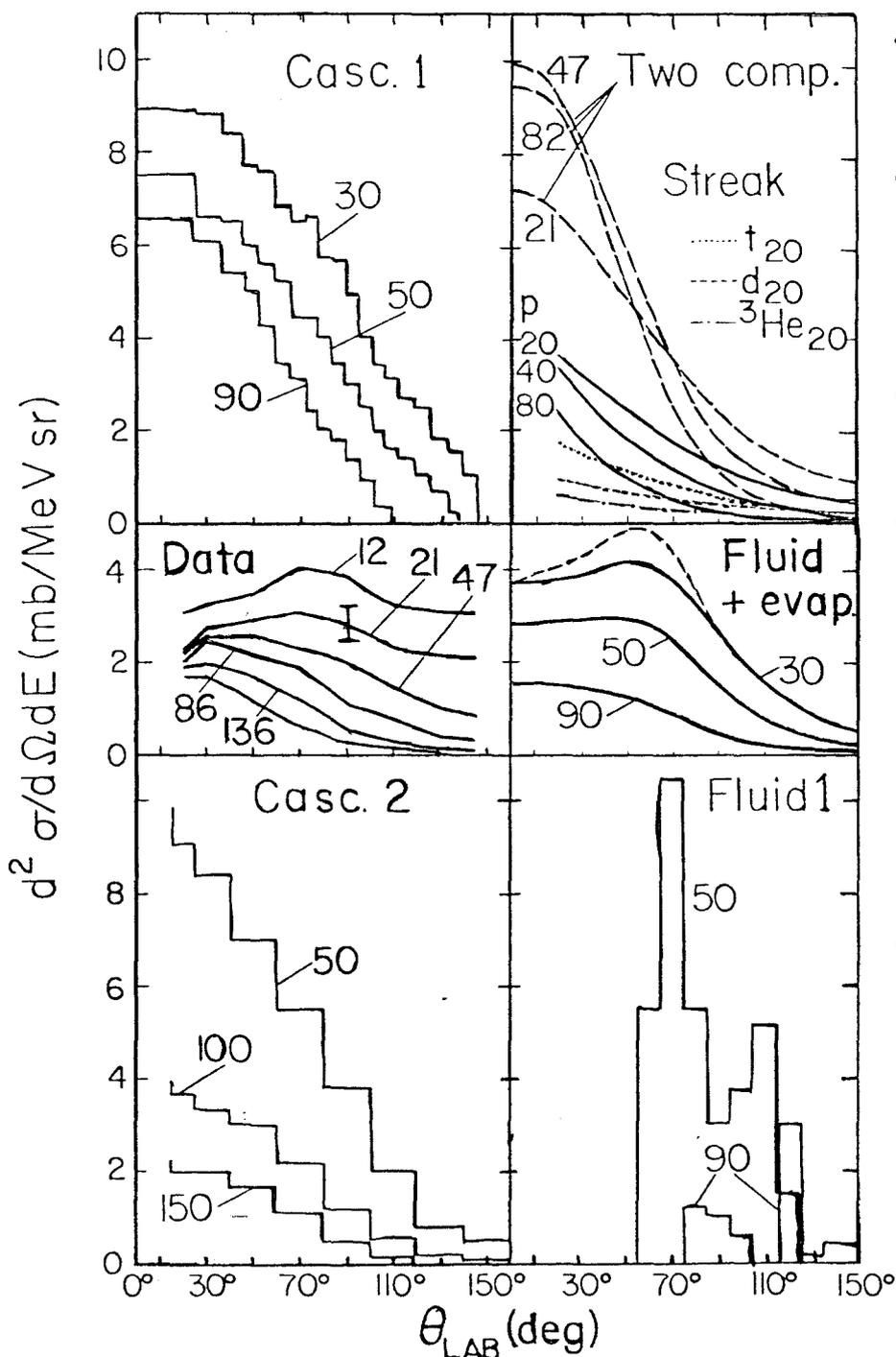


FIGURA 15 - Distribuição angular de prótons da reação Ne (393 MeV/A) + U ("frontal"). Os números indicados são a energia do próton emitido. Retirada da Ref. 1.

gráfico de centro-esquerda. Para fins de comparação, os resultados teóricos de alguns modelos também são colocados na Fig. 15. As distribuições angulares, calculadas pelos modelos de "fire-streak"¹³ e cascata intranuclear^{14,15}, apresentam a tendência de serem picados na direção para frente, desviando-se substancialmente dos dados experimentais. Por outro lado, cálculos hidrodinâmicos¹⁶ revelam picos laterais, o que parece dar ao modelo hidrodinâmico uma posição superior quando comparado com outros modelos.

Com este resultado, à primeira vista, a fluidez da matéria nuclear parece ser confirmada, encorajando a esperança de se observar onda de choque na matéria nuclear. Entretanto, a análise cuidadosa "a posteriori", coloca certas dúvidas¹⁷ na afirmação

acima. O ponto é que, além das incertezas nos dados e no cálculo, a distribuição angular dos prótons pode ser suficientemente modificada mediante a presença de interações de estado final. Em particular, o mecanismo de formação de partículas compostas possivelmente consome prótons à baixa energia em ângulos para frente, resultando num possível pico lateral aparente. Além disso, foi comunicado o resultado preliminar das medidas de distribuição angular de neutrons, segundo o qual o espectro de neutrons não apresenta o pico lateral, e coincide com os cálculos de cascata. Isto obviamente coloca em dúvida a interpretação hidrodinâmica dos picos laterais nas distribuições angulares de prótons.

Enfim, temos aqui mais um problema em aberto.

IV - FÍSICA DE RNR PARA $E_{in}/A > 2$ GeV

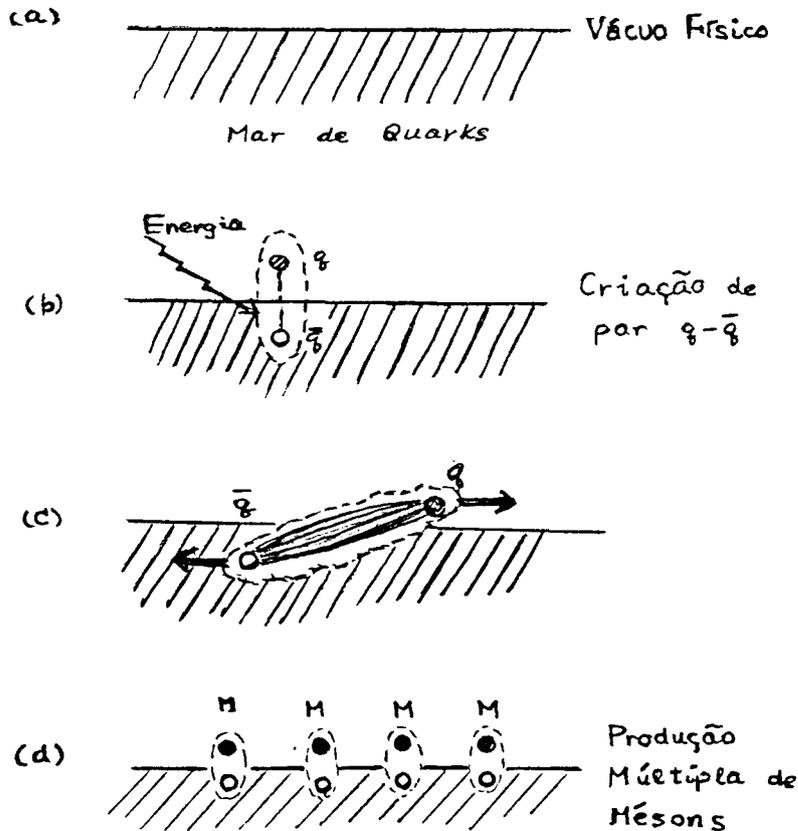
Nesta seção, vamos discutir as expectativas da RNR à altíssima energia. O objetivo final desta área, como foi mencionado na Introdução, é estudar os constituintes fundamentais da matéria e sua interação através de propriedades termodinâmicas do sistema. A transição de fase da matéria hadrônica para o plasma de quarks e gluons é o assunto central desta linha de pesquisa.

Para atingir tal objetivo, pelo menos os seguintes pontos deverão ser esclarecidos:

- 1) Será que o equilíbrio térmico, na densidade e temperatura necessárias à transição, pode ser realizado nas RNR ?
- 2) Se ocorrer a transição de fase, de que maneira ela se manifesta nos dados experimentais ?

Uma simples imagem de por que esperamos que RNR ofereça

chance maior de transição de fase da matéria do que outros processos, tais como $p\bar{p}$ ou $e\bar{e}$, pode ser obtida nos seguintes argumentos. Em primeiro lugar, vamos considerar o mecanismo de confinamento num processo de produção de mésons (Fig. 16). O vácuo físico é considerado como o mar de quarks, análogo ao nível de Fermi



de estado fundamental da matéria nuclear infinita (Fig. 16-a). Quando uma quantidade suficiente de energia for dada num ponto, ocorre a produção de par quark-antiquark, outra vez em analogia com a excitação de partícula-buraco da Física Nuclear (Fig.16-b). Porém, no caso de QCD, o quark e antiquark não podem separar-se simplesmente um do outro, devido à energia potencial crescente em relação à distância entre eles (escravidão infravermelha) (Fig.16-c). Assim, o sistema prefere consumir esta energia criando outros pares quark-antiquark, todos com pequena distância relativa (produção múltipla de mésons). Consequentemente, não podemos isolar um quark, qualquer que seja a energia inicial. Tal tentativa sempre acaba criando hadrons, e não quarks soltos (Fig. 16-d). Por outro lado, dentro de hadrons, os quarks são confinados com pequena interdistância. Neste caso, os quarks se comportam como se fossem partículas independentes (liberdade assintótica) no campo médio

Figura 16 - Produção de mésons e confinamento de quarks.

Assim, o sistema prefere consumir esta energia criando outros pares quark-antiquark, todos com pequena distância relativa (produção múltipla de mésons). Consequentemente, não podemos isolar um quark, qualquer que seja a energia inicial. Tal tentativa sempre acaba criando hadrons, e não quarks soltos (Fig. 16-d). Por outro lado, dentro de hadrons, os quarks são confinados com pequena interdistância. Neste caso, os quarks se comportam como se fossem partículas independentes (liberdade assintótica) no campo médio

de gluons (cf. nucleons no modelo de camada da Física Nuclear). É natural, então, considerar que, num volume macroscópico, se a densidade de hadrons for bem alta, de tal maneira que todos os hadrons se tocam entre si, a liberdade assintótica seja aplicada no volume inteiro, e os quarks dentro dos hadrons desse volume fiquem desconfinados. Ou seja, seria formado o plasma de quarks e gluons (Fig. 17). Tal situação pode ser obtida aumentando-se ou o número bariônico (efeito de densidade) ou a energia depositada (efeito térmico) no volume, ou ambos. De qualquer maneira, nas RNR, esperamos que a chance de ocorrer o desconfiamento seja maior que nos processos tais como $p\bar{p}$ ou $e\bar{e}$.

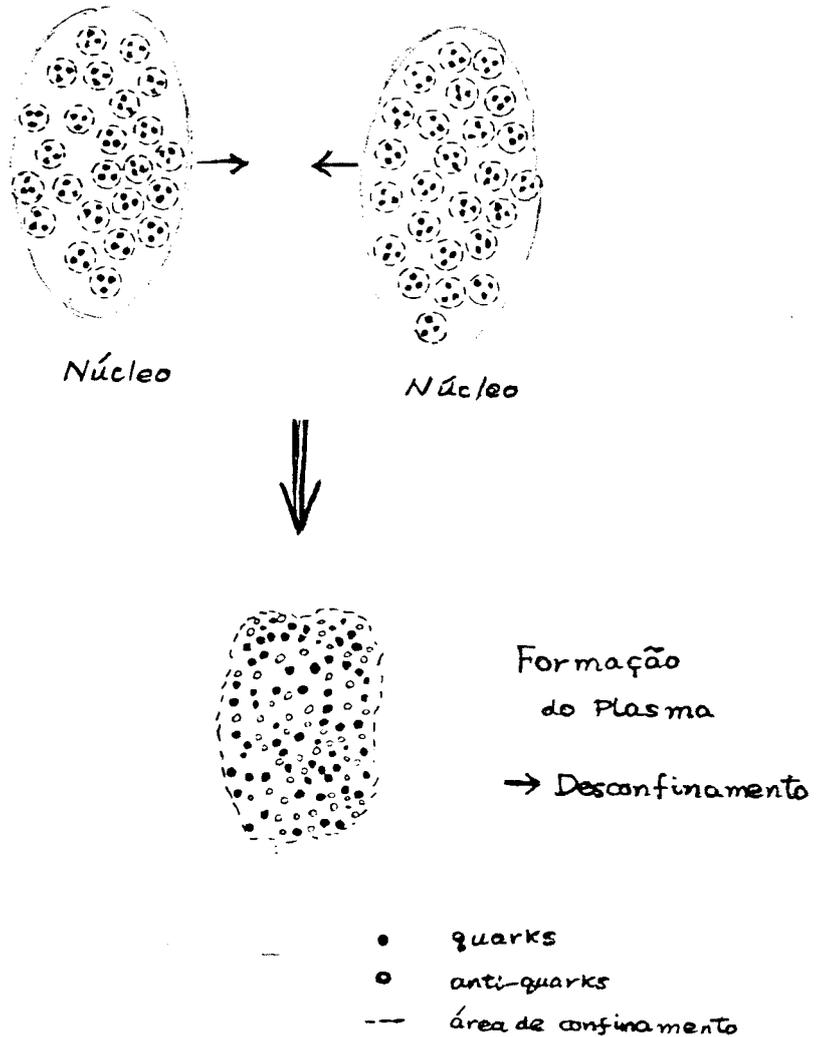


Figura 17 - Possível imagem da formação do plasma de quarks e gluons numa RNR.

A transição de fase da matéria hadrônica para plasma de quarks e gluons tem agora uma base mais concreta do que o argumento qualitativo acima. Recentemente, cálculos de Monte-Carlo da teoria de calibre em rede foram executados¹⁸⁻²¹ e ficou mostrado que o comportamento da densidade de energia exibe a característica de tal transição de fase¹⁸ (Fig. 18). Pelo aspecto, parece que a transição é da primeira espécie. Embora existam ainda

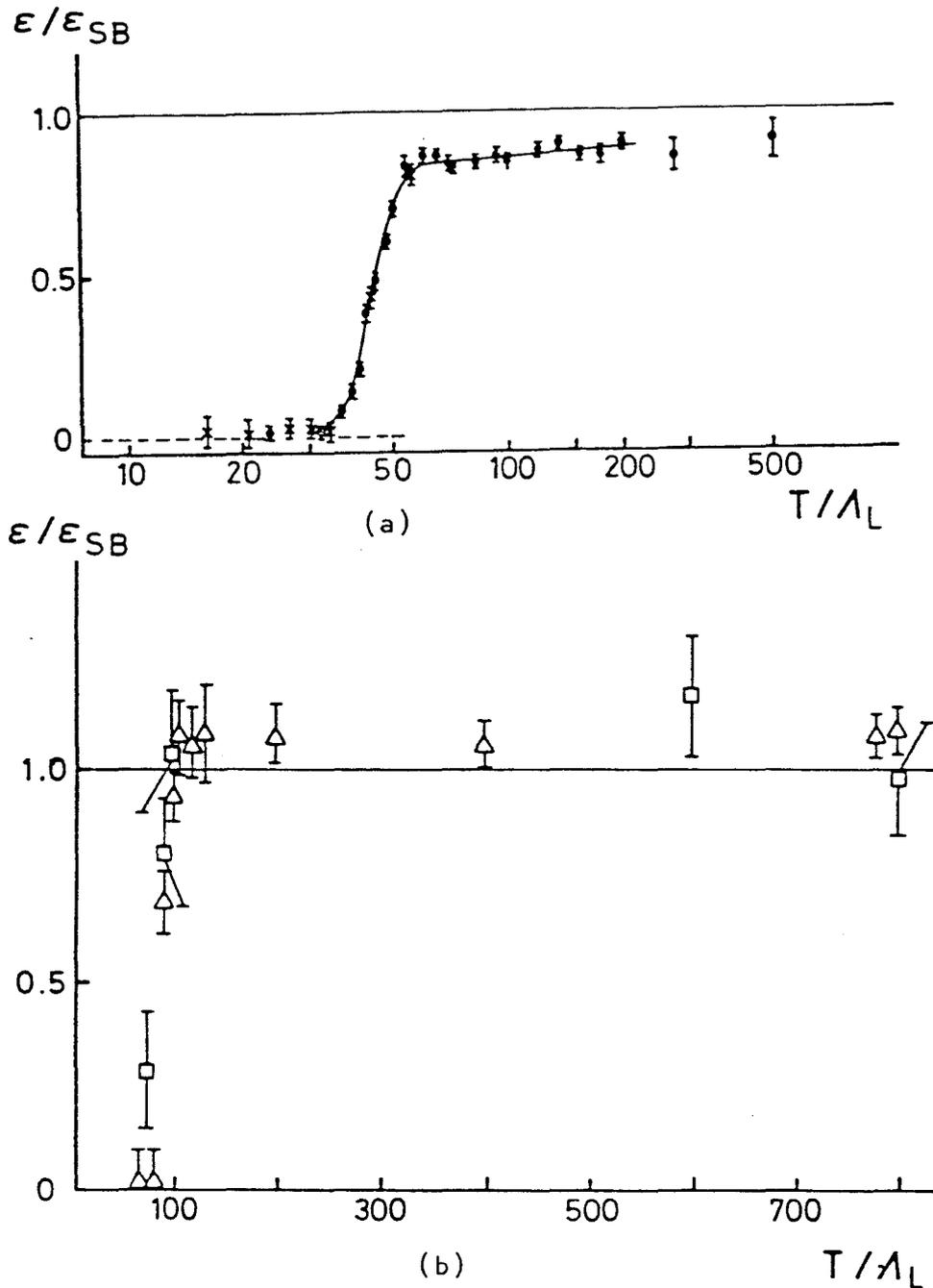


Figura 18 - Densidade de energia do campo de Yang-Mills (a) para SU(2), (b) para SU(3). ϵ_{SF} é a densidade de energia de Stefan-Boltzmann. A subida indica a existência de transição de fase (com calor latente) Retirada da Ref. 2.

incertezas na associação do valor do parâmetro de rede para a temperatura real, a temperatura crítica T_c da transição foi estimada como $160 < T_c < 200$ MeV. Este valor, também, é consistente com a estimativa fenomenológica²⁰, utilizando-se o valor do parâmetro dado pelo modelo da sacola do MIT²². A densidade de energia necessária para a transição é da ordem de $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$.

Então, a primeira questão objetiva é: o processo de RNR pode depositar energia acima deste valor? No momento, o método mais usado para estimar a energia e a densidade atingidas nas RNR

é a cascata intranuclear. O método de cascata intranuclear tem, apesar de alguns inconvenientes, uma vantagem no sentido de que ele é livre de parâmetro de modelo. Especificamente, ele é o método talvez mais eficiente para calcular, por exemplo, o poder de frenamento do núcleo.

Na Fig. 19, são mostrados os resultados de tal cálculo do poder de frenamento nuclear². A Fig. 19 mostra que, para energia incidente $E_{in}/A = 1.5$ GeV em ambos os sistemas de $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ e $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$, os nucleons perdem rapidez. Para energia $E_{in}/A = 10$ GeV,

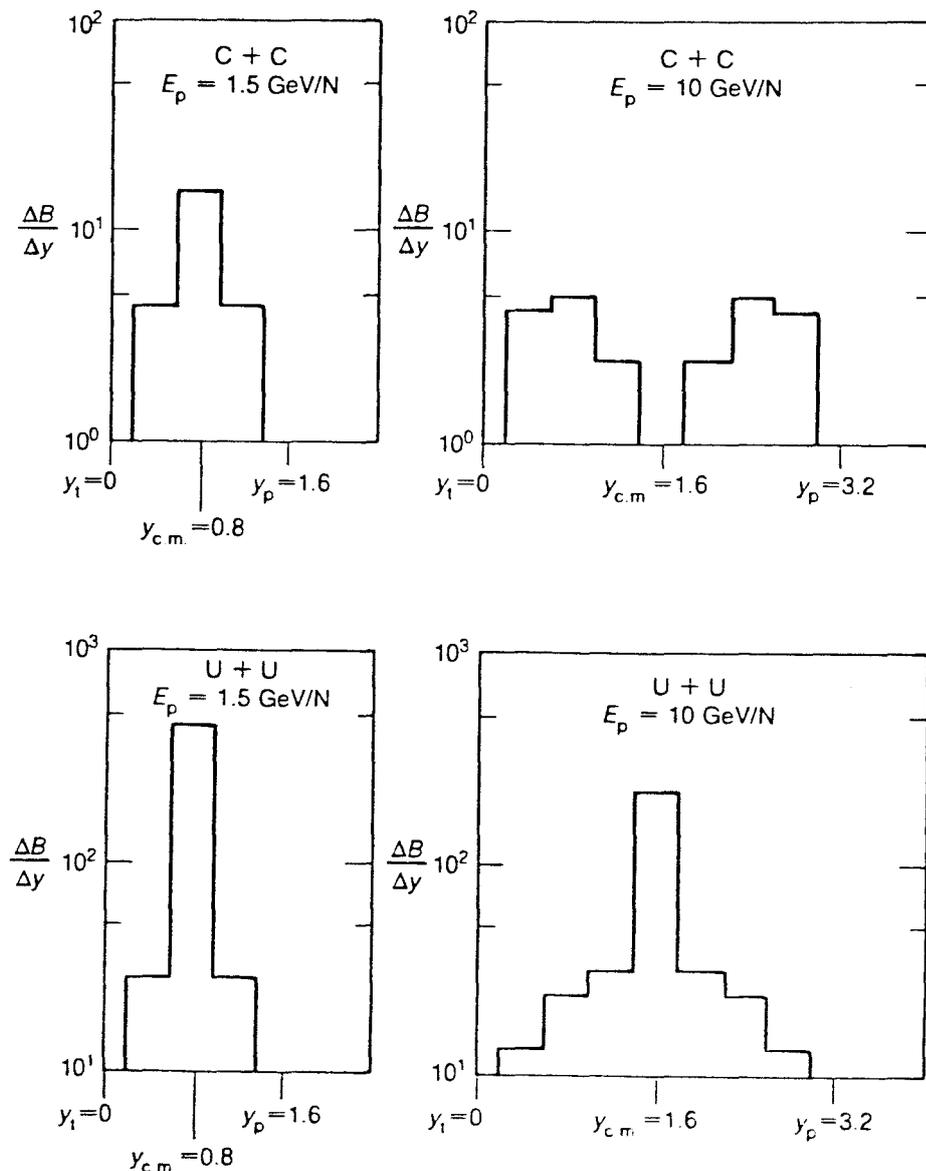


Figura 19 - Distribuição de rapidez após a colisão, mostrando transparência nuclear no caso de sistema leve (estimada através de transparência nuclear). Os dois gráficos acima são para o sistema C+C, e os dois abaixo, para U+U. Retirada da Ref. 2.

o sistema leve não tem poder de frenamento suficiente, isto é, o sistema se torna transparente devido ao efeito de crescimento longitudinal^{17,23,24}. Por outro lado, o sistema pesado (U+U) ainda mostra um poder de frenamento substancial. Em outras palavras, no sistema pesado esperamos que a grande parte da energia incidente seja transferida para calor.

Na Fig. 20, é mostrada uma estimativa pela cascata intranuclear sobre a densidade máxima atingida na RNR em função da energia incidente. Observamos que a densidade chega a valores tão altos como quatro vezes a densidade da matéria nuclear. Para

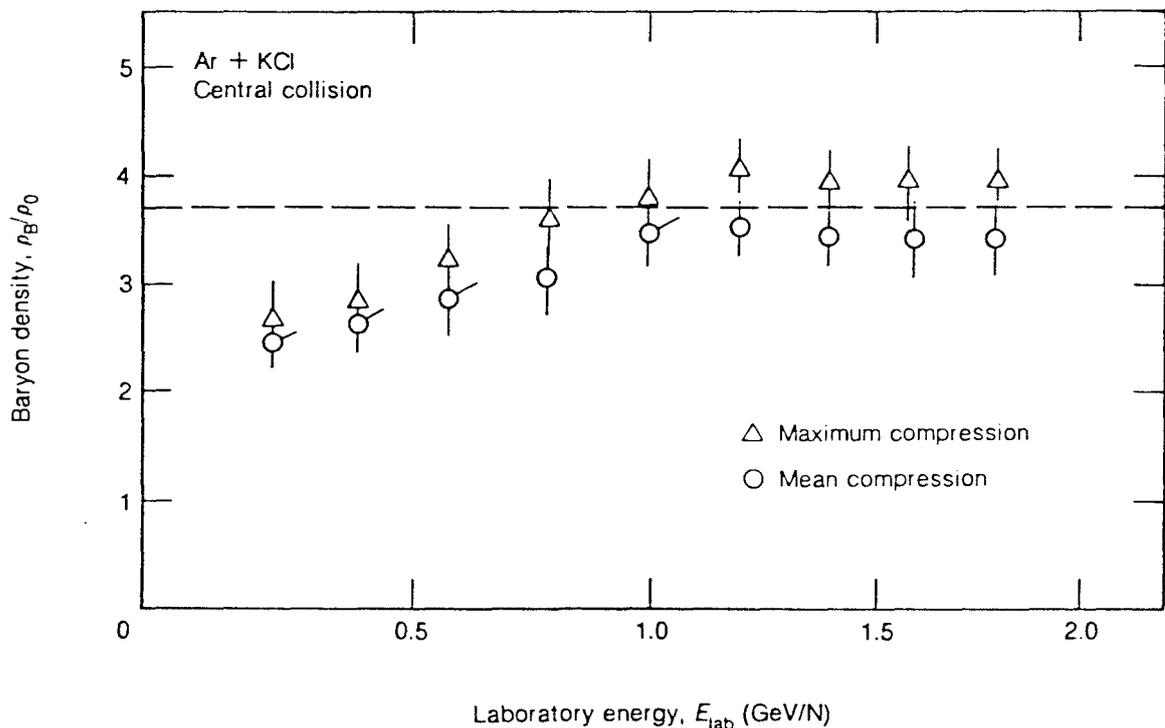


Figura 20 - Compressão máxima (triângulos) estimada na colisão frontal de Ar+KCl como função da energia incidente. Os círculos representam a compressão média, incluindo a taxa de produção de mésons e deltas. Retirada da Ref. 2.

o sistema mais pesado, este valor é ainda maior. Uma possível trajetória de RNR no diagrama de fase da matéria é, então, desenhada na Fig. 21, onde a previsão teórica da área de transição de fase está também indicada. O sistema quando suficientemente pesado, pode atravessar, durante a colisão frontal, esta região, formando o plasma de quarks e gluons e voltar novamente ao estado

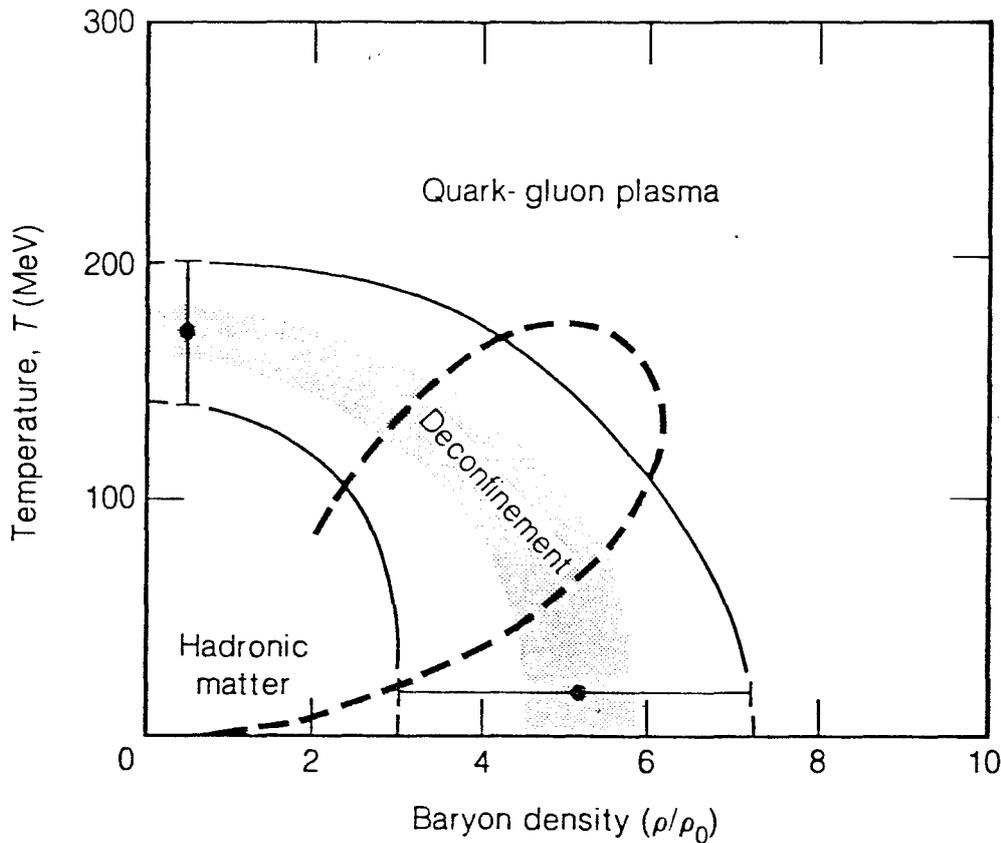


Figura 21 - Diagrama de fase da matéria. A curva tracejada é uma possível trajetória do processo de RNR em colisão frontal. Retirada da Ref. 2.

de hádrons, com posterior esfriamento do sistema.

To -

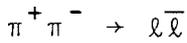
das as análises indicam que teremos a transição de fase da matéria hadrônica para plasma de quarks e gluons nas RNR! Mas, então, como observá-la? Como não há meio de observar a transição de fase diretamente durante o processo, temos que procurar alguns sinais que refletem o aparecimento da nova fase no estado final de RNR. Que tipo de quantidade, então, devemos procurar? Como as interações no estado final poderiam modificar as informações sobre o novo estado da matéria, os hádrons dificilmente carregariam o sinal da transição de fase. Por outro lado, os gamas e léptons devem ser um bom transportador de informação no auge da colisão (Fig. 22). Os gamas diretos ($q\bar{q} + \gamma$) são, talvez, difíceis de serem analisados experimentalmente, devido ao fundo oriundo de $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. No momento, o processo considerado mais promissor é a criação de par de léptons, via a reação



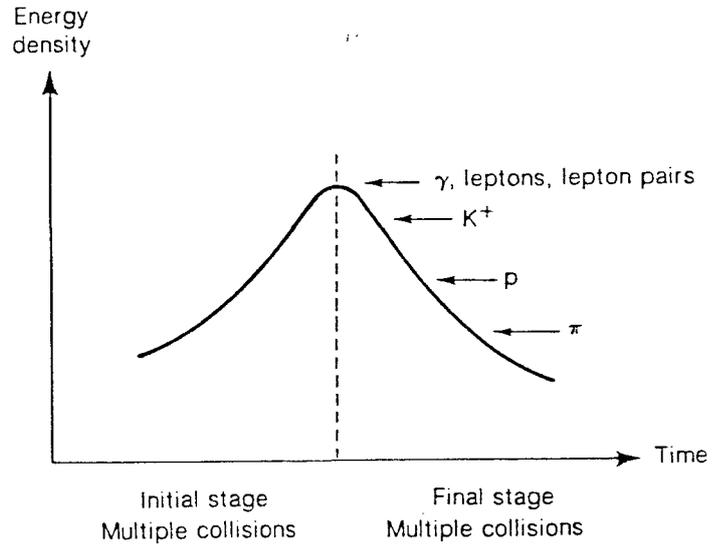
Esta produção de dileptons existe também na matéria hadrônica em

Figura 22 - Diagrama de desenvolvimento temporal de densidade de energia numa RNR. Cada partícula específica é considerada carregar informações de diferentes etapas do processo.

equilíbrio, através do processo



(b)



Portanto, os processos (a) e (b) têm os espectros em função da massa de pares de leptons $M_{\ell\bar{\ell}}$ bastante diferentes e seria fácil distinguir um do outro. O processo (b) apresenta o pico em torno de $M_{\ell\bar{\ell}} \approx 0.75$ GeV, no entanto (a) tem corcova em torno de $M_{\ell\bar{\ell}} \sim 0.4$ GeV (Fig. 23). Outras possíveis quantidades que poderão trazer sinais da transição de fase são:

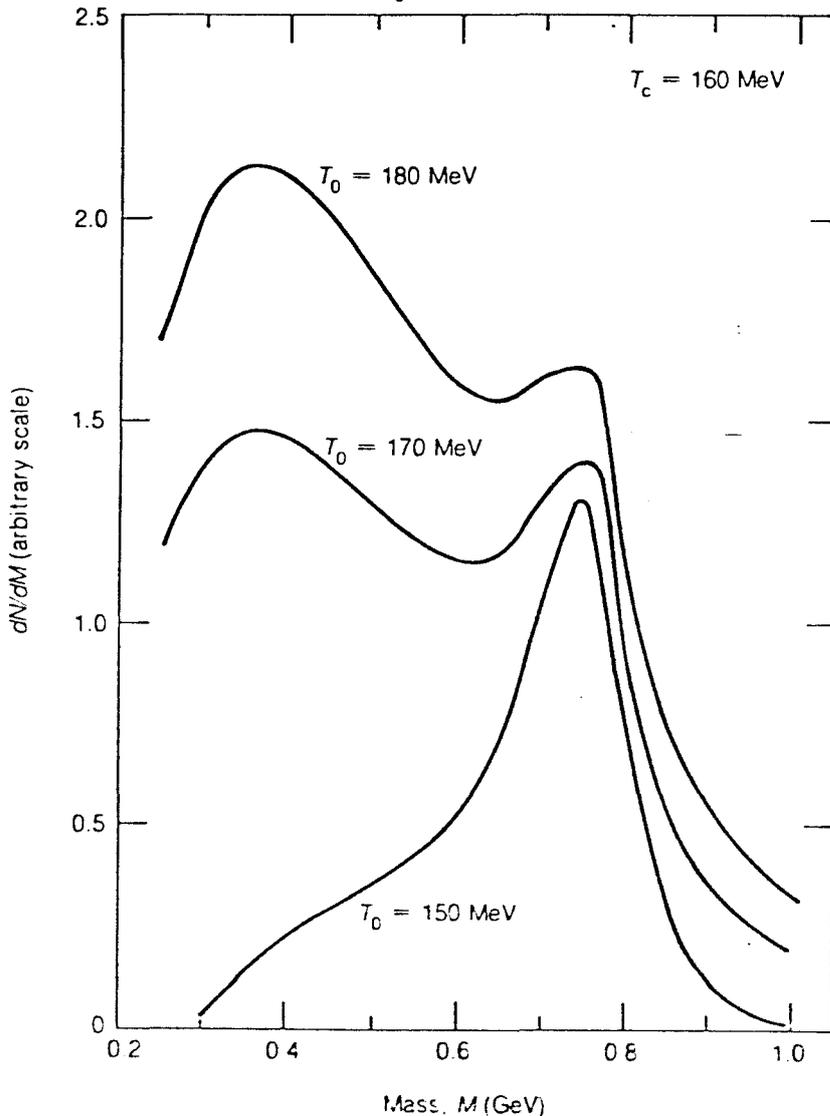


Figura 23 - Possível forma do espectro de dileptons, onde apenas processos (a) e (b) do texto foram considerados. O valor da temperatura crítica foi escolhido como 160 MeV. Retirada da Ref. 2.

- 1) Taxa de produção de leptons estranhos;
- 2) Correlação entre P_T e dn/dy , respectivamente momento transverso e distribuição em rapidez;
- 3) Mudança quantitativa no valor de parâmetro de temperatura E_0 ;
- 4) Flutuação na curva de dn/dy em função de y .

A busca de sinal de transição de fase nas RNR é ainda um problema especulativo e bastante desafiante para os físicos.

V - ALGUNS FENÔMENOS EXÓTICOS

Nesta seção, gostaríamos de relatar alguns fenômenos já observados, para os quais, até o momento, não existe nenhuma explicação convencional satisfatória.

1) Efeito "EMC"²⁵⁻²⁸

Este efeito está relacionado mais com a correlação dos nucleons dentro de um núcleo no estado fundamental do que com o processo de RNR, propriamente dito.

O fenômeno de escalamento ("scaling") de Bjorken nos processos de espalhamento profundamente inelástico (DIS) de leptons por hadrons foi revelado no final da década de 60. Hoje, tanto a validade quanto a violação deste escalamento podem ser compreendidos, pelo menos qualitativamente, em termo da QCD, junto com a liberdade assintótica. No modelo de quark-parton, a seção de choque de DIS é expressa em termos de uma função de estrutura $F_2(x)$, onde $x = Q^2/2m_n v$ é interpretado como a fração de momento que os quarks carregam no nucleon. Q é o momento transferido, v a energia transferida. Sendo $f_i(x)$ a função de distribui -

ção do momentum do quark de sabor i ($i=1, \dots, 6$), temos

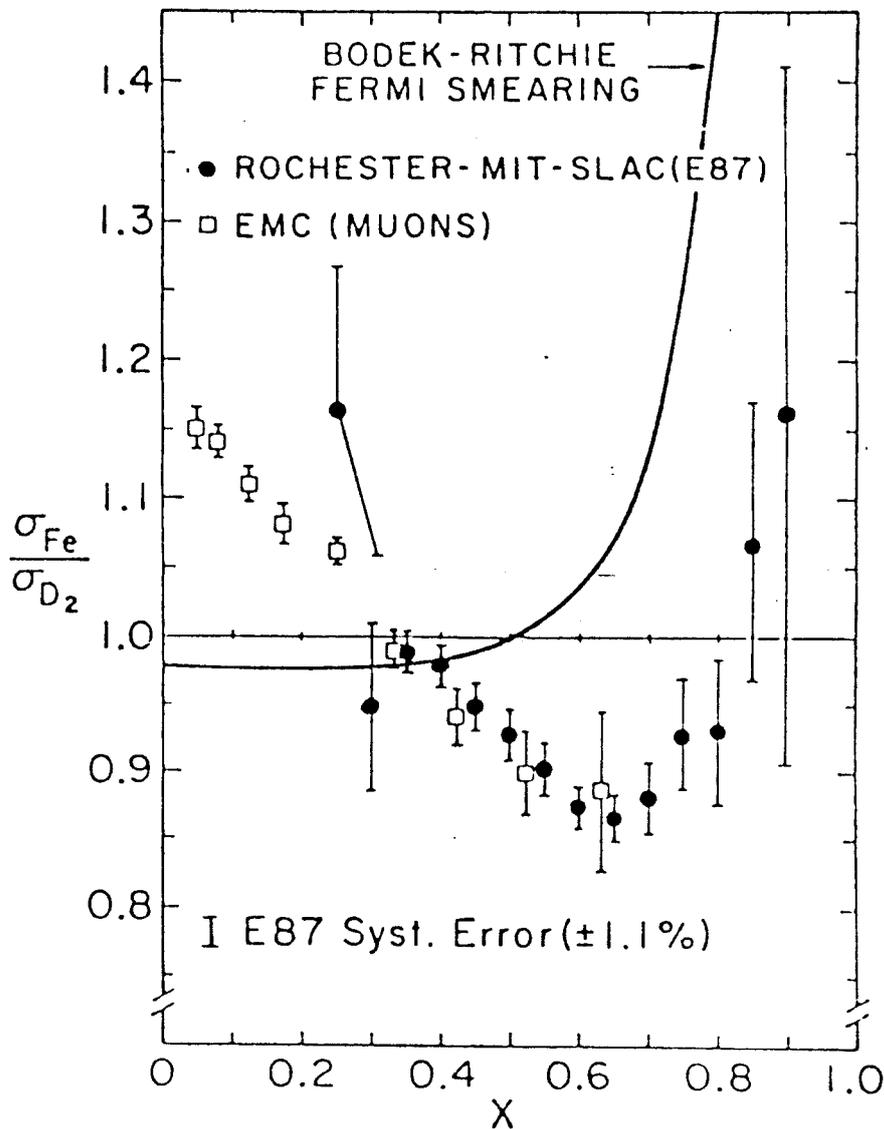
$$F_2(x) = \sum_{i=1}^6 q_i^2 x f_i(x) \quad , \quad (6)$$

onde q_i é a carga do quark i . Para o núcleo (A, Z) teremos

$$F_{2A,Z}(x) = Z F_{2p}(x) + (A-Z) F_{2n}(x) \quad (7)$$

se todos os nucleons forem livres.

O grupo de colaboração europeu em experiência com muons (EMC) tem estudado extensivamente o processo de DIS de muons por núcleo (^{56}Fe)²⁶. Seus recentes resultados indicam uma diferença entre os valores observados e a Eq. (7) (Fig. 24). Claro que os



nucleons num núcleo não são livres. Especialmente para $x \sim 1$, o efeito de movimento de Fermi dos nucleons é importante. A correção para a função de estrutura $F_{2,A,Z}$, devido ao movimento de Fermi dos nucleons, foi calculado e mostrado também na Fig. 24 (linha sólida). Podemos ver nitidamente o desvio sistemático entre as duas curvas, especialmente para $x < 0.7$. O que os dados experimentais mostram é que a distribuição de momentum dos quarks num núcleo não pode ser considerada apenas como fruto da superposição de nucleons. Uma interpretação interessante é a que atribui a origem deste fenômeno à existência de estados de 6-quarks no núcleo. De fato, o cálculo baseado nesta imagem reproduz a tendência observada do $F_{2,A,Z}^{28}$. Outra explicação, porém mais convencional, é a de supor a existência de mésons extras no núcleo. Em outras palavras, o lepton espalhado "vê" como centros espalhadores, não só nucleons, mas também mésons. De qualquer maneira, futuros estudos de RNR devem levar em conta este importante efeito.

2) Anômalons²⁹

A palavra "anômalons", no momento, representa um fenômeno estatístico na análise do livre percurso médio das partículas secundárias numa RNR. Em especial, ainda não foi identificada nenhuma partícula ou entidade, com as características apresentadas pelos anômalons. Já nos estudos de raios cósmicos, há tempos, vêm sendo observados os fenômenos anômalos quanto ao comportamento do fragmento do projétil após colisão com núcleos da emulsão nuclear (AgBr). Esses fragmentos têm o livre-caminho médio bem menor do que o esperado. Na Fig. 25, são mostradas as colisões sucessivas do fragmento do projétil (^{56}Fe , 1.88 GeV/A) observadas na emulsão nuclear. Se parametrizamos o livre percurso

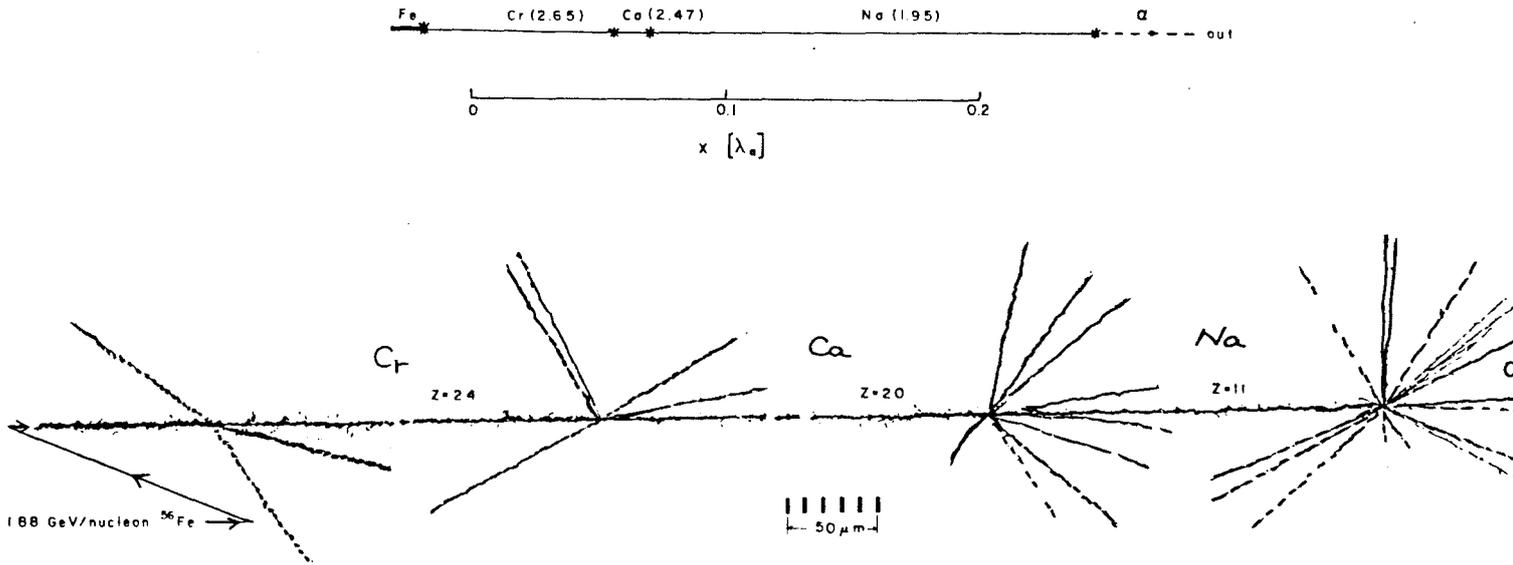


Figura 25 - Exemplo de colisões em cadeia, observadas na emulsão nuclear. O núcleo incidente (^{56}Fe , $E_{in}/A = 1.88\text{GeV}$) colide sucessivamente com o núcleo na emulsão, perdendo pouco a pouco nucleons. Retirada da Ref. 1.

médio $\lambda(Z)$ do fragmento com número atômico Z como

$$\lambda(Z) = \Lambda^* Z^{-b} \quad , \quad (7)$$

onde $b \sim 0.34 \pm 0.3$, o livre percurso médio efetivo Λ^* dos fragmentos é determinado por

$$\Lambda^* = \frac{\sum_{D < \ell_i < D + \Delta} (\ell_i - D) Z_i^b / N(D, \Delta)}{\quad} \quad , \quad (8)$$

onde ℓ_i é o comprimento do i -ésimo traço de fragmento cuja carga é Z_i , D a distância arbitrária medida para dentro da emulsão. A soma é feita sobre todos os traços cujo comprimento é dentro de D e $D + \Delta$, com Δ um parâmetro arbitrário. Por definição, Λ^* não deve depender nem de D nem de Δ para partícula cujo livre percurso médio seja bem definido. De fato, Λ^* assim calculado para o núcleo incidente não depende de D e Δ . No entanto, dentro de incertezas experimentais, Λ^* para os fragmentos secundários parece depender de D (Fig. 24). A Fig. 26 indica que os fragmentos, logo depois da colisão, parecem ter o livre percurso médio menor, ou

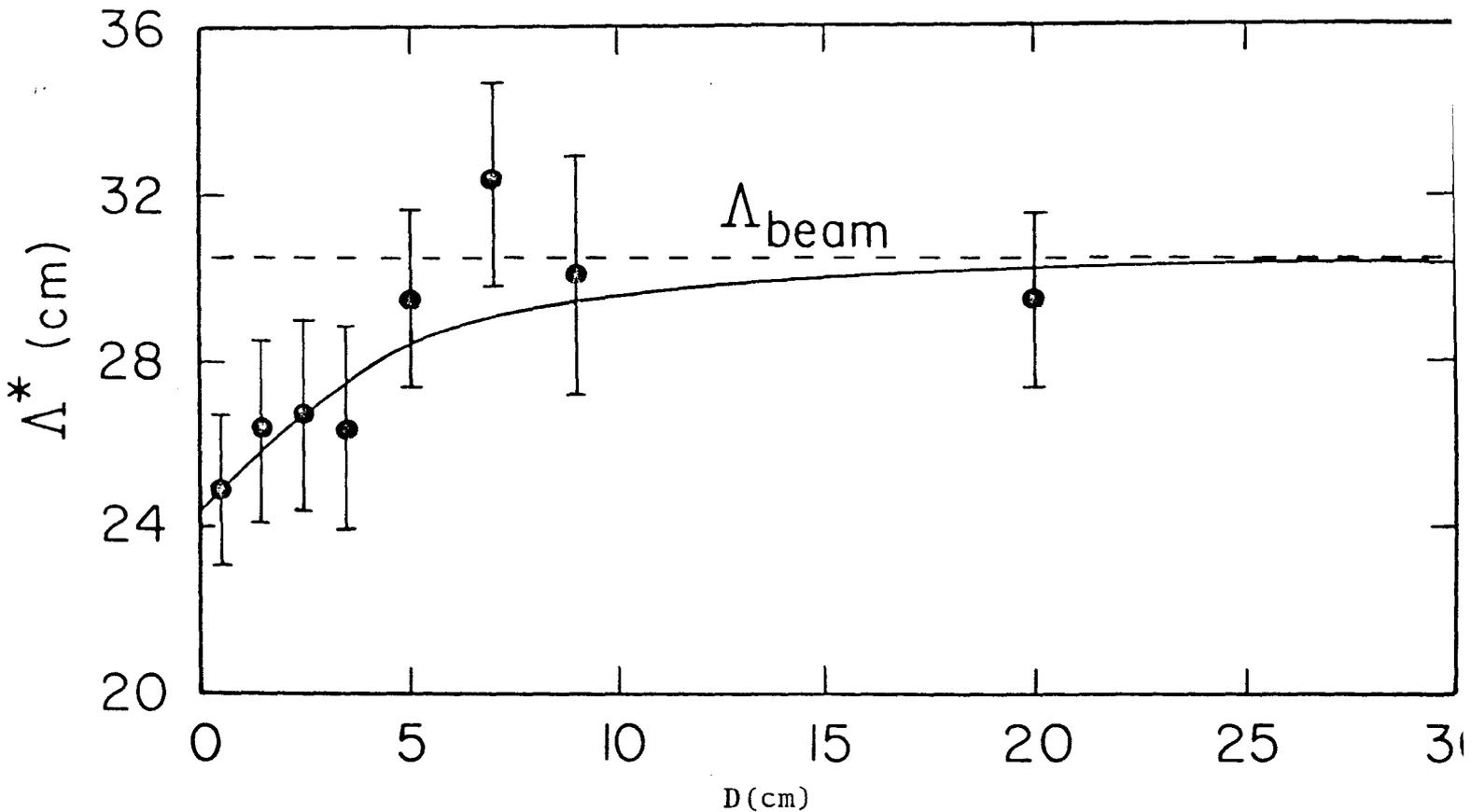


Figura 26 - Dependência do livre percurso médio efetivo Λ^* com o parâmetro D .

seja, a seção de choque maior do que as partículas normais ! Mais concretamente, podemos considerar as duas situações: a) nos fragmentos secundários, existe misturada uma porção α de partículas anômalas; b) todos os fragmentos são anômalos, mas eles decaem para partículas normais com vida média τ . No caso a), por exemplo, temos $\alpha = 0.06$ para o livre percurso médio anômalo $\lambda_\alpha = 2.5$ cm. ($\lambda_{\text{normal}} \gtrsim 10$ cm). Os dados indicam pelo menos $\alpha < .2$ e $\lambda_\alpha < 6$ cm. Na segunda hipótese b), temos $\tau \sim 10^{-10}$ sec. A existência deste fenômeno é verificada por vários grupos e sabemos agora que não é apenas devido à flutuação estatística.

Uma explicação, talvez a mais não-convencional possível, é a de supor a existência de uma interação forte de longo alcance, baseando-se numa solução topológica da teoria de calibre não-abeliana (hadróide)³⁰. Existem também tentativas de explicar, na maneira mais convencional mas não tanto, atribuindo-se esse efeito ao aumento de raio nuclear nos fragmentos, através de,

por exemplo, estrutura molecular, ou efeito isotópico, ou outros modos de excitação.

A situação é ainda muito confusa e não existe nenhum modelo convincente para este fenômeno.

c) Evento Centauro

Estes fenômenos foram descobertos pelo grupo da colaboração Brasil-Japão em experiências de raios cósmicos. A experiência é composta de câmara de emulsão exposta no Monte Chacaltaya, Bolívia, a uma altitude de 5220 m acima do nível do mar⁸. A estrutura da câmara de emulsão é essencialmente uma pilha de blocos de chumbo, emulsão nuclear e filme de raio-X. Esta câmara serve como detector de raios γ , através de cascata eletromagnética, que é chamada de chuveiro eletromagnético. Os blocos de chumbo são justamente para desenvolver as cascatas eletromagnéticas. Pela forma de desenvolvimento do chuveiro na câmara, a energia deste raio γ é estimada. Um conjunto de chuveiros, associados a um evento de colisão hadrônica que criou estes raios gamas (os gamas vêm de decaimento $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$), é chamado uma família. A determinação de uma família é feita por medida da direção das cascatas. Assim, a câmara de emulsão mede essencialmente o espectro de mésons π^0 emitidos num processo de colisão hadrônica. Outras partículas, exceto elétrons, não geram o chuveiro e aparecem como um traço na emulsão, sendo impossível de serem detectadas devido ao fundo.

A experiência atual em Chacaltaya usa dois andares de câmara de emulsão. O primeiro evento Centauro foi observado em 1972, utilizando este tipo de câmara de dois andares. O fato que surpreendeu os pesquisadores no fenômeno Centauro foi que existe

a família de chuveiros, cuja energia aparentemente está acima de 100 TeV, na câmara de baixo, mas apenas pequenos pontos na câmara superior (Fig. 27), o que é completamente diferente dos eventos normais. O evento de colisão correspondente à esta família

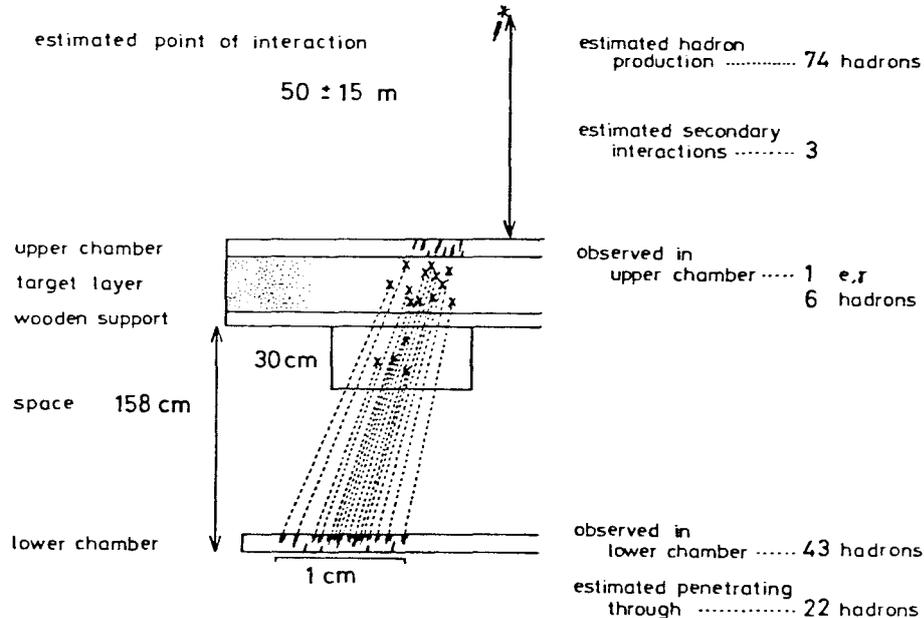


Figura 27 - Ilustrações do fenômeno Centauro observado na câmara de emulsão da experiência Colaboração Brasil-Japão. Retirada da Ref. 8.

foi estimado, por triangulação, como tendo ocorrido a ~ 50 m acima da câmara. Única interpretação coerente com os dados é a que esta colisão não produziu nenhum méson π^0 , e conseqüentemente nem π^+ ou π^- (simetria de carga). Ou seja, as partículas produzidas são somente barions (e antibarions)! Os gamas detectados na câmara de baixo são resultados de colisões destes barions secundários com núcleos na própria câmara.

Os estudos posteriores revelaram que existem vários padrões de eventos do tipo Centauro³¹, isto é, eventos que não são acompanhados de produção múltipla de mésons π^0 . As características típicas destes eventos são listadas na Tabela I. É extremamente difícil compreender estes fenômenos em termos de modelos convencionais de produção múltipla, no momento.

Quem sabe se estes fenômenos não são manifestação de novos estados da matéria no processo de RNR ?

TABELA I - Família Centauro. N_h é o número de hadrons produzidos, $P_t^{(\gamma)}$ soma dos momentos transversos de raios γ nas cascatas.

Tipo de Interações	N_h	$P_t^{(\gamma)}$ GeV/c
a) Centauro "original"	100 ± 20	0.35 ± 0.1
b) Mini-Centauro	15 ± 2	0.35 ± 0.1
c) Geminion	2	2.0 ± 0.3
d) Chiron	$10 \sim 20$	2.0 ± 0.5

VI - CONCLUSÃO

Tenho um pouco de receio de que este relatório sobre RNR tenha ficado algo diversificado e fragmentado em relação aos fatos e idéias. Aqui, tento resumir os essenciais.

Na Fig. 28, desenhamos um diagrama da densidade de energia num processo de RNR como função do tempo. Podemos classificar os problemas associados a RNR em três grupos.

O primeiro é a questão de formação da matéria em equilíbrio. O assunto central é o poder de frenamento nuclear. Em especial, um tratamento adequado ao mecanismo de produção múltipla de mésons deve ser crucial. Para este fim, precisamos analisar cuida

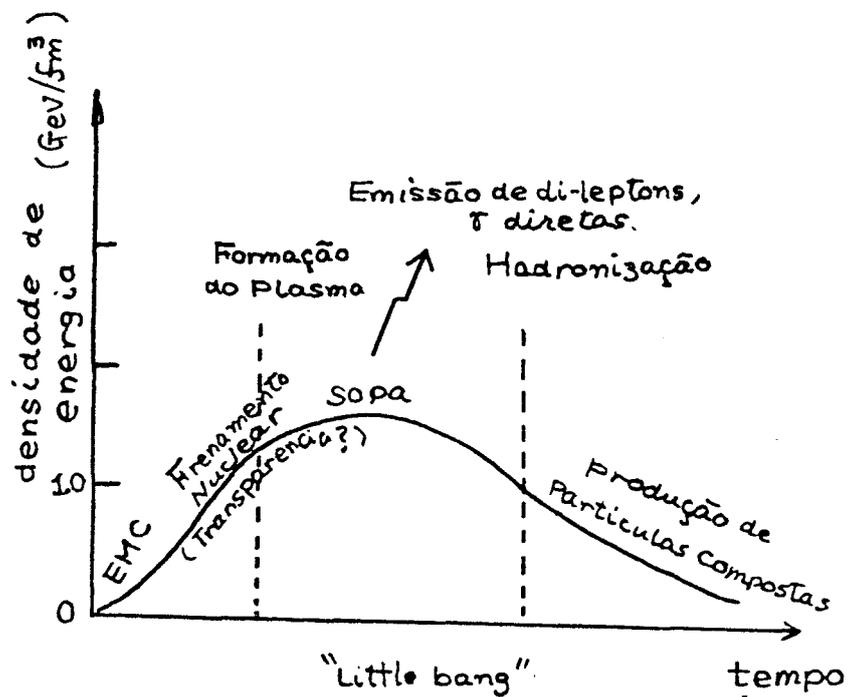


Figura 28 - Densidade de energia versus tempo.

dosamente os fenômenos de produção múltipla de mésons nos processos de colisão hadron-hadron e hadron-núcleo.

Além do problema acima, temos também que estudar o papel desempenhado na RNR pelas correlações presentes no estado fundamental dos núcleos, por exemplo, princípio de Pauli e movimento de Fermi. Em particular, uma questão interessante é a de saber qual é o significado do efeito EMC na RNR.

O segundo grupo contém as questões tais como:

- 1) Ocorre a transição de fase da matéria hadrônica para o plasma (sopa) de quarks e gluons ?
- 2) Se for o caso, quais são os sinais do acontecimento ?
- 3) Como é o mecanismo de hadronização ?

A última questão é intimamente relacionada com o problema de formação da matéria no Universo logo após o "Big-Bang". Neste sentido, estamos tentando realizar, através da RNR, o "Little Bang" no Laboratório.

O terceiro grupo se refere principalmente ao problema de formação dos núcleos compostos. A lei da potência e a questão da entropia oferecem, ainda dentro do contexto da Física Nuclear Convencional, um campo de pesquisa extremamente rico. Lembramos, também, o mistério dos anomálos que, apesar da necessidade de maior esclarecimento experimental, lança um problema interessante na área da estrutura nuclear.

Há muito tempo, a Física Nuclear se afastou do papel principal na área da física que busca a origem da matéria e suas interações. Agora, temos a grande esperança de que a RNR venha a oferecer uma nova área de pesquisa, em que a Física Nuclear se torna único sítio para estudar as propriedades da matéria fundamental. Tal entusiasmo pode ser visto no fato de que, recentemente

te, o Comitê do Departamento de Energia dos Estados Unidos recomendou como primeira prioridade a pesquisa de RNR, utilizando máquina de acelerador de íons pesados (Urânio) com energia acima de 30 GeV/A no CM.

Contudo, provavelmente ainda teremos que esperar a realização de tal máquina por mais alguns anos. Aqui no Brasil, considerando a excelente atividade de pesquisa em Raios Cômicos, o campo de RNR pode ser explorado, não apenas teoricamente mas também experimentalmente.

Agradecimentos

Este trabalho é o resultado de discussão com meus colegas, K.C. Chung, R. Donangelo, Rui Nazareth, Sergio Duarte, Maria Nazareth e Emil de Lima Medeiros. Especialmente, o autor deve a K.C. Chung a leitura crítica do e sugestões ao manuscrito.

Agradecemos também aos Profs. Neusa Amato, N. Arata e Alfredo Marques pela introdução à Física de Raios Cômicos.

À Helena de S. Ferreira pelo excelente trabalho de datilografia e ajuda na composição do mesmo.

REFERÊNCIAS

1. High-Energy Collisions, S. Nagamiya and M. Gyulassy, LBL-Preprint 14035, Feb. 1982, a ser publicado em Advances in Nuclear Physics.
2. The Tevalac (Proposta de facilidade de RNR com 10 GeV/A) LBL PUB 5081, Dec. 1982.
3. What can we learn from inclusive spectra ? S. Nagamiya, LBL-12950, May 1981.
4. D.K. Scott, Prog. Part. Nucl. Phys. 4, 5(1980).
5. J.R. Nix, Prog. Part. Nucl. Phys. 2, 237 (1979).
6. M. Mariscotti, Aceleradores de Ions Pesados, Colóquio apresentado na VI Reunião de Trabalhos sobre Física Nuclear no Brasil, Itatiaia, setembro, 1983.
7. E.L. Feinberg, Physics Report 5, 237 (1972).
8. C.M.G. Lattes, Y. Fujimoto e S. Hasegawa, Physics Report 65, 151 (1980).
9. A.B. Migdal, Rev. Mod. Phys. 50, 107 (1978).
10. M. Gyulassy, Nucl. Phys. A354, 395 (1981).
11. Ver referência na 1.
12. R. Stock et al., Phys. Lett. 44, 1243 (1980).
13. W.D. Myers, Nucl. Phys. A296, 177 (1978).
14. J.D. Stevenson, Phys. Rev. Lett. 41, 1702 (1978).
15. Y. Yariv e Z. Fraenkel, Phys. Rev. C20, 2227(1979), C24, 488 (1981).
16. H. Stocker et al., Phys. Rev. Lett, 47, 1807 (1981).
17. M. Gyulassy, Proceedings of NATO Advanced Study Institute, LBL Preprint LBL-15267, 1982.
18. J. Engels, F. Karsch e H. Satz, Phys.Lett. 113B, 398 (1982).
19. J. Engels and F. Karsch, Preprint a ser publicado.
20. H. Satz, Preprint, Univ. Bielefeld.

21. J. Engels, F. Karsch, I. Montvay e H. Satz, Phys. Lett. 101B, 89(1981), Nucl. Phys. B205 [FS5] (1982).
22. Ver por exemplo P. Hasenfratz e J. Kuti, Phys. Rep. 40, 75 (1978); T.A. De Grand e R.L. Jaffe, Ann. Phys. 100, 425(1976).
23. A.S. Goldhaber, Phys. Rev. Lett. 35, 748(1975).
24. R. Anishelty, P. Koehler e L. McLenan, Phys. Rev. D22, 2793 (1980).
25. Ver A.W. Thomas, CERN-TH 3368(1982) a ser publicado em Advances in Nuclear Physics Vol. 13 (1983).
26. J.J. Aubert et al., CERN EP/83-14, Phys. Lett. B (1983).
27. A.W. Thomas, CERN-TH 3600, Palestra apresentada em 3^{ème} Journées d'Etudes Saturne, Fontevrand, Abril 1983.
28. Ver Klaus Rith, Preprint THEP 83/4, Freiburg, Alemanha.
29. Ver referências na 1.
30. J. Boguta, a ser publicado.
31. Colaboração Brasil-Japão, Proceedings of International Workshops on Cosmic Ray Interactions (High Energy Results), p.42 La Paz e Rio de Janeiro, Julho 1982.