

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE FISICA GLEB WATAGHIN

*Este exemplar corresponde a redação final da
Tese defendida pelo aluno Carlos E. Navia O.
e aprovada pela Comissão Julgadora.*

27 de fevereiro de 1986

~~Kotaro Sawayanagi~~

OBSERVAÇÕES SOBRE CARACTERÍSTICAS DE INTERAÇÕES NUCLEA-
RES DE ALTA ENERGIA ($\Sigma E_{\gamma} > 10$ Tev) : PARA EVENTOS DE
GRANDE MASSA INVARIANTE ($M^{(\gamma)} > 25$ Gev/c²) E DE LARGO MO-
MENTO TRANSVERSAL ($\langle Pt_{\gamma} \rangle \sim 0.5$ GeV/c).

CARLOS ENRIQUE NAVIA OJEDA

Orientadores: Prof^o Dr. CESARE M. G. LATTES

Prof^o Dr. KOTARO SAWAYANAGI

Tese submetida ao Instituto de Física
Gleb Wataghin da Universidade Esta-
dual de Campinas como parte dos re-
quisitos para a obtenção do grau de
Doutor em Ciências.

Fevereiro de 1985

RESUMO

Realizamos uma análise sistemática sobre interações atmosféricas induzidas pela radiação cósmica e detetadas pela Colaboração Brasil-Japão, com a finalidade de obter parâmetros que caracterizem eventos tipo Guaçú (massa invariante sob a forma de gamas $> 25 \text{ GeV}/c^2$, multiplicidade de gamas ~ 75 , é momento transversal médio $\sim 0.5 \text{ GeV}/c$).

Estes eventos foram observados pela Colaboração Brasil-Japão no experimento com Câmaras de Emulsões Nucleares em Chacaltaya durante os últimos 23 anos.

Dos 195 analisados na faixa de energia de 12 a 1000 TeV, só 6 eventos satisfazem os critérios estabelecidos aqui, este resultado permite obter o limite inferior para a produção de eventos tipo Guaçú.

Realizamos também uma análise individual, sobre os 6 eventos candidatos a tipo Guaçú.

ABSTRACT

A systematic analysis is made on cosmic-ray induced atmospheric interactions detected by Brazil-Japan Collaborations, with the purpose of obtaining parameters which characterize Guaçú-Type (invariant gamma ray mass $> 25 \text{ GeV}/c$, multiplicity $N_\gamma \sim 75$ and $\langle Pt_x \rangle \sim 0,5 \text{ GeV}/c$) events.

The described events have been observed by the Brazil-Japan Collaboration on Chacaltaya Emulsion Chamber Experiment during past 23 years.

They are part of 195 events with observed energies in the gamma-ray part, ranging from 12 to 1000 TeV. Six events are found to pass criteria used here; this result may be used to obtain a lower limit for Guaçú-Type event productions.

An individual analysis is made on six candidates of Guaçú-Type event.

"Em questões de ciência, a autoridade de mil homens vale menos que o modesto raciocínio de um só indivíduo."

Galileo Galilei (1632)

INDICE

	Pág
PREFACIO.....	1
CAPÍTULO I : INTRODUÇÃO.....	12
CAPÍTULO II: MÉTODO EXPERIMENTAL	
11.1 Câmaras de Emulsões Nucleares e Chumbo.....	15
11.2 Chuveiros Eletromagnéticos.....	16
11.3 Grandezas Observadas na Experiência.....	22
11.4 Determinações das Energias	23
11.5 Interações Nucleares no Chumbo (Pb-Jatos).....	27
CAPÍTULO III: CARACTERÍSTICAS DAS FAMÍLIAS DE GAMAS ATMOSFÉRICOS	
111.1 Intensidade das famílias de gamas.....	29
111.2 Descascatização	33
111.3 Multiplicidade de gamas	37
111.4 Massa invariante sob raios-gamas dos 'Estados Intermediários'.....	41
111.5 Grau de degradação das famílias.....	45
111.6 Coeficiente de isotropia	50
111.7 Extensão Lateral de gamas nas famílias.....	52
CAPÍTULO IV: ANÁLISES DE JATOS	
IV.1 Introdução.....	62

IV.2 Método de agrupamento.....	62
IV.3 Coeficiente de Isotropia em Jatos... ..	63
IV.4 Extensão Lateral de Jatos.....	71
IV.5 Energia Transversal de Jatos.....	80

CAPÍTULO V: CRITÉRIOS DE SELEÇÃO DE EVENTOS TIPO GUAÇÚ

V.1 Introdução.....	88
V.2 Multiplicidade.....	89
V.3 Extensão Lateral.....	93
V.4 Energia Transversal.....	98
V.5 Resumo e seleção de eventos.....	101

CAPÍTULO VI: ANÁLISE INDIVIDUAL DE EVENTOS TIPO GUAÇÚ

VI.1 Determinação da Massa e Fator de Lorentz.....	114
VI.2 Distribuição de Energia.....	119
VI.3 Distribuição de Momento Transversal.....	122
VI.4 Resumo.....	128

CONCLUSÕES.....	130
APÊNDICE	132
REFERÊNCIAS.....	134
AGRADECIMENTOS.....	138

PREFACIO

O presente trabalho se enquadra dentro da Física de Altas Energias onde são estudadas interações nucleares produzidas pela Radiação Cósmica na atmosfera, na tentativa de classificar sistematicamente e obter regras de seleção para um tipo de interação nuclear denominada fenomenologicamente como Guaçú (muito grande), interpretada pela emissão de um estado intermediário (massa $\sim 200 \text{ Gev}/c^2$) entre a colisão e a produção múltipla de partículas e cujas características serão indicadas oportunamente, usando os dados acumulados da Colaboração Brasil-Japão (C.B.J.).

Porque modelos de bolas de fogo?

Porque velhos modelos de bolas de fogo ainda são utilizados?.

Dar uma resposta implica necessariamente fazer considerações sobre modelos de bolas de fogo, já que alguns grupos junto conosco tem insistido em aplicar estas idéias nos dados experimentais. Talvez seja mais vantajoso perguntar porque os modelos de bolas de fogo sobrevivem. Atualmente não temos uma resposta definitiva para esta questão, entretanto trataremos de enumerar alguns fatos que de alguma forma esclareçam esta questão.

Uma análise desta questão não é o objetivo deste trabalho, entretanto podemos indicar alguns artigos /1/, onde são discutidos estes problemas com detalhe.

A possibilidade de produção múltipla de 'partículas' foi discutida primeiramente por G.Wataghin (1934) /40/ e W.Heisenberg (1936) /41/.

Em 1940 G.Wataghin, M.D.Souza Santos e P.A Pompeia /39/ utilizando técnicas de coincidência rápida entre contadores Geiger Muller observaram chuviscos penetrantes em espessa camada de chumbo, sendo interpretados como produção múltipla de 'mesotrons' (mais tarde identificados como mésons /47/). Sendo também Wataghin o primeiro (1941) em formular um modelo termodinâmico para descrever o fenômeno /48/.

Na década de 1950 com a introdução das emulsões nucleares sensíveis ao mínimo de ionização foi possível mostrar de maneira conclusiva a existência de produção múltipla de mésons, que motivaram a formulação e reformulação de modelos dinâmicos e/ou fenomenológicos.

Uma descrição sobre o desenvolvimento histórico da produção múltipla de mésons pode ser encontrada nas referencias /44/ e /49/.

Um resumo sobre os primeiros modelos de produção múltipla é mostrado na Tabela 1 onde são indicadas algumas características com relação a dados experimentais.

TABELA 1

Modelo	Partícula líder	Inelasticidade $K < 1$	Razão $dN/(N \tan \theta) \neq 1$	$K/r, M/r, 1/2 \sec^2(\ln \tan \theta)$	Flutuações $dN/(N \tan \theta)$	Pt ilimitado
Termodinâmico /Watashin /48/	Não	Não	Não	Não	Não	Não
Termodinâmico /Fermi /42/ *	Não	Não	Não	Não	Não	Não
Hidrodinâmico /Landau /43/	Não	Não	Sim	Sim	Não	Sim
Barson excitado /50/, /51/	Não	Não	Sim	Sim	Não	Sim
Dois Bolas de Fogo /3/	Sim	Sim	Sim	Sim	Não	Sim
Bolas de Fogo múltiplas /10/	Sim	Sim	Sim	Sim	Sim	Sim

* Num 2° trabalho, /44/, Fermi obteve anisotropia com conservação de momento angular.

Estes são alguns fatos, que indicam porque modelos de

bolas de fogo continuam a serem usados:

- Interpretação da contribuição não resonante da correlação de rapidez de duas partículas.

- Interpretação direta e simples da correlação $\langle Pt \rangle - dN/d\eta$.

$$(\eta = \ln(\tan \theta/2)).$$

Os seguintes fatos também são favoráveis para o modelo de bola de fogo.

- O aumento das distribuições de momento transversal com o aumento da energia, como também a multiplicidade e produção de bárions, kaons, charme, etc podem ser descritos assumindo massas e tempe-

raturas diferentes para bolas de fogo.

- Interpretações de tipo termodinâmico (que foram desenvolvidas através de modelos de bolas de fogo) são novamente pesquisadas, especialmente em relação a possibilidade da formação do denominado 'plasma de quark-gluons'

- Possibilidade de uma simples e útil classificação fenomenológica de eventos, mesmo com características exóticas.

- Não existe uma teoria estabelecida para descrever a denominada interação mole e semi-dura pelo fato de que nesta região as teorias perturbativas desenvolvidas não são aplicáveis.

Na faixa de energia pesquisada pela Colaboração Brasil-Japão ($E_0 \sim 10^{13} - 10^{17}$ Tev), são observadas em duas formas /4/ interações nucleares induzidas pela radiação cósmica.

C-jatos são interações que acontecem num alvo localizado de carbono ($C_{26}H_{52}$), que faz parte do aparelho detetor, e A-jatos, são interações nucleares que acontecem na atmosfera acima do detetor. Foi desenvolvido um modelo de formação de Estados Intermediários para descrever esses processos /2/, /4/. Os primeiros resultados observados, principalmente com C-jatos, podem ser interpretados com a formação de um estado intermediário ou bola de fogo entre a colisão e a produção múltipla, com massa e temperatura fixas ($M \sim 3 \text{ Gev}/c^2$, $KT \approx m_{\pi} c^2$) e um momento transversal médio (para gamas) de $0,13 \text{ Gev}/c$, este tipo de eventos é denominado pelo nome fenomenológico de Mirim (pequeno).

Com o estudo de C-jatos e em especial A-jatos em larga escala, foi encontrado um número grande de eventos que não podem ser interpretados como tipo Mirim. Na 10a. Conferência Internacional de Raios Cósmicos, Calgary (1967), a C.B.J. apresentou resultados experimentais que podem ser interpretados com a formação de um novo estado intermediário com uma massa invariante de pions de $20-30 \text{ GeV}/c^2$, sendo que a multiplicidade média destes eventos é da ordem de $\langle N_{\gamma} \rangle \sim 20$ e o valor do momento transversal médio $\langle P_{T\gamma} \rangle \sim 0,25 \text{ GeV}/c$. Este tipo de evento recebeu o nome fenomenológico de Açú (grande).

Na 8a. Conferência Internacional de Raios Cósmicos-Jaipur (1963) /5/, foram apresentados pelo grupo de Bristol dados de um evento de grande energia ($\Sigma E_{\gamma} = 230 \text{ TeV}$.) e de grande multiplicidade ($N_{\gamma} > 100$) denominado 'Texas Lone Star'. Uma análise feita do evento sob a hipótese de emissão de pions a partir de um centro único, por M.S.M.Mantovani /44/ dá para a massa sob a forma de gamas do estado intermediário o valor de $70-80 \text{ GeV}/c^2$ e um momento transversal médio de gamas de $350 \text{ GeV}/c$. Fora este evento que é considerado o primeiro exemplo de um terceiro estado intermediário, a detecção de um A-jato na câmara 14 da C.B.J de 'super alta energia' ($\Sigma E_{\gamma} > 1000 \text{ TeV}$) denominado Andrômeda, evento que junto ao evento Texas Lone Star não pode ser interpretado como tipo Açú, permitiu novamente a C.B.J. introduzir em 1968 um novo estado intermediário ($M^{(\pi)} \approx 70 \text{ GeV}/c^2$). Este tipo de evento foi denominado pelo nome fenomenológico de Guaçú (muito grande).

Os dois exemplos acima citados com multiplicidade excep-

cionalmente alta, podem não ser o resultado de uma única interação hadron-núcleo; o primeiro exemplo claro de Guaçú foi um grande jato atmosférico detectado na câmara 17 da C.B.J. com uma energia total observada de 878 TeV /15/. O evento examinado é interpretado como uma única interação e a altura foi estimada em 250 metros acima da câmara, esta foi obtida por medidas estatísticas da materialização de raios gamas durante a passagem pela atmosfera. O estudo do evento, considerando a hipótese de bolas de fogo, dá para a massa invariante do estado intermediário (parte eletromagnética) $70 \text{ GeV}/c^2$. Tanto as distribuições do momento transversal como a energia dos gamas, sustentam que o estado intermediário Guaçú decai em mésons através de estados intermediários Mirins.

O primeiro e único exemplo de evento tipo Guaçú em C-jato foi observado na câmara 17 inferior da C.B.J./14/. O evento tem uma multiplicidade de 40 gamas cujas energias somam 42 TeV. As características mais relevantes deste evento são: 1) Momento transversal, onde o momento transversal médio dos gamas é $0,5 \text{ GeV}/c$, sendo maior do que o dos eventos tipo Açú $0,25 \text{ GeV}/c$ e Mirim $0,13 \text{ GeV}/c$. 2) Estrutura angular de multi-jatos. 3) Momento transversal por intervalo de rapidez muito grande em relação ao Mirim e Açú. Considerando a hipótese de bolas de fogo, a massa invariante (parte eletromagnética) do estado intermediário para este evento é estimada ser maior que $40 \text{ GeV}/c^2$, sendo o valor mais provável por volta de $60-80 \text{ GeV}/c^2$.

Fora destes eventos tipo Mirim, Açú, e Guaçú, que são considerados como produção normal de mésons, causou surpresa um

evento detectado na câmara N^o 15 /6/, pelo fato de ser a parte da família observada na câmara superior menor do que a continuação da família observada na parte inferior da câmara. Usualmente um evento observado na parte superior da câmara é várias vezes maior do que a sua continuação observada na parte inferior. Para este evento a situação é contrária. Foram praticamente eliminadas as possibilidades de flutuações, e aquelas que podem acontecer no curto período de montagem e desmontagem das câmaras. O fato de que a altura da interação foi obtida com boa precisão pelo método de triangulação, possibilitando a determinação do momento transversal, chegando-se a conclusão de que se trata de um novo tipo de produção de partículas, sem acompanhamento de produção do pión neutro: possivelmente bárions, sendo o evento fenomenologicamente denominada como Centauro. Com base neste evento outros eventos similares foram observados, como também eventos com as mesmas características do Centauro entretanto de multiplicidade menor, os quais foram denominados como Mini-Centauros. Na procura de Centauros foram achados eventos binoculares, ou seja eventos com dois grupos (apinhados) de secundários. O exemplo mais claro deste tipo de evento é o denominado 'Castor-Pollux'/7/ observado na parte inferior da câmara 17. A distância entre os dois jatos Castor e Pollux é de 1,6 mm, sendo que os dois jatos convergem para uma altura de 3 metros acima da câmara inferior dando um momento transversal de 7-8 GeV/c, muito maior do que o Pt observado nos eventos com produção normal de mésons.

Na linguagem de bolas de fogo, os eventos binoculares são consistentes com a formação de um estado intermediário denominado 'Geminion' com uma massa entre 17-30 GeV/c, o qual decai em dois 'bárions', dando origem a dois jatos. A massa do Geminion é da mesma ordem que a massa do Açú e Mini Centauro 15-30 GeV/c, e a massa do Centauro é da mesma ordem da massa do Guaçú 100-300 GeV/c.

Posteriormente em 1981 foram observados pela C.B.J. eventos similares ao Centauro, entretanto com um momento transversal bem alto, da mesma ordem dos eventos binoculares 5-15 GeV/c, e apresentando formação de aglomerados de secundários (estrutura em apinhados), em número maior a 2. Estes eventos foram denominados como 'Chiron', /8/.

Com a colocação em operação do SP \bar{P} S 'Collider' do CERN, uma das tarefas dos grupos UA1, UA2 e UA5 foi a procura de eventos com características exóticas (Centauro), sendo os resultados negativos /9/. O resultado negativo do SP \bar{P} S 'Collider' talvez possa ser explicado pelo fato de que a energia disponível no SP \bar{P} S, que é de 540 GeV é 1/3 inferior, à necessária para produzir eventos Centauros.

Os primeiros resultados do SP \bar{P} S 'Collider' em operação pulsada /25/, com $\sqrt{s} = 900$ GeV, indicam que não mais de 3 eventos de um total de 600 eventos analisados apresentam características do Centauro. Estimando-se o limite superior para a produção do Centauro em aproximadamente 0,5% para 900 GeV.

Uma outra hipótese para explicar estes resultados negativos seria genética, ou seja eventos exóticos só são originados por interações de partículas exóticas. No caso de raios cósmicos os eventos exóticos observados seriam produzidos por partículas exóticas originadas anteriormente em interações das partículas da radiação cósmica primária com os núcleos atmosféricos /10/, ou mesmo primários exóticos.

Uma outra possibilidade é a de que estes eventos exóticos só são produzidos nas interações núcleo-núcleo e não próton próton ou próton antipróton. A próxima geração de aceleradores poderá confirmar estes fatos.

O estudo de interações nucleares em grande escala utilizando câmaras de emulsões nucleares e chumbo começou em 1954, quando um grupo japonês constrói este novo detetor baseado num arranjo de detetor com emulsões nucleares Ilford, desenvolvido pelo grupo da Universidade de Rochester /2/, /11/, expondo as câmaras ao fluxo da radiação cósmica primeiramente utilizando Balões e posteriormente (1958) ao nível de montanha (monte Norikura 2270 m.s.n.m.).

A C.B.J. expõe este tipo de câmaras desde 1962, no monte Chacaltaya Bolívia (5200 m.s.n.m.). Posteriormente outros grupos foram formados utilizando basicamente a mesma técnica. Na atualidade os principais grupos são:

TABELA 2

Experimento	Grupo	Profundidade atmosférica	Exposição
Chacaltaya	Brasil-Japão	540 g/cm ²	450 (m ² .ano)
Pamir	URSS-Polonia	596 g/cm ²	1500 (m ² .ano)
Fuji	Japão(I-Univ)	650 g/cm ²	983 (m ² .ano)
Kambala	China-Japão	520 g/cm ²	281 (m ² .ano)

Os resultados morfológicos destes grupos são consistentes entre si, em especial respeito ao fluxo observado de famílias (nuclear e eletromagnéticas) /37/. O mesmo não acontece com respeito à interpretação de dados de famílias eletromagnéticas, existindo divergências.

De um lado estão os grupos que assumem uma quebra da similaridade 'scaling' na interação nuclear em altas energias, sugerida pela C.B.J. e o grupo Pamir, e de outro lado os grupos que assumem a validade da hipótese do 'scaling', proposto pelo grupo Fuji e alguns grupos de físicos norte-americanos através de trabalhos de simulação; segundo eles as mudanças observadas nas interações são aparentes, podendo ser explicadas pela interação plural dos fragmentos de núcleos de ferro. Aliás estes grupos

assumem um aumento considerável de núcleos pesados (ferro) no fluxo da radiação cósmica primária na faixa de energia $E_0 > 100$ Tev.

Resultados preliminares do grupo JACEE /12/, sobre a determinação da composição química da radiação cósmica, mostra uma queda e não um aumento de núcleos de ferro na região de 100 Tev por núcleon. Resultados do 'Fly's Eye' /13/ sugerem também uma predominância de prótons na região de $3 \cdot 10^{17}$ ev.

Também os resultados do experimento NUSEX /26/ sustentam que a fração de núcleos pesados não aumenta significativamente acima de 10^{16} ev.

Estes fatos mostram que a quebra do 'scaling' nas interações nucleares na região energética maior a 100 Tev é o mais provável, sendo necessário introduzir um ou mais processos novos para explicar porque a energia primária pode ser distribuída tão rapidamente em secundários.

Uma interpretação para este fato é que a multiplicidade deve aumentar muito rapidamente com a energia primária; podendo ser descrito por um aumento significativo da secção de choque da produção tipo Guaçú.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

O objetivo principal deste trabalho é determinar critérios de seleção para eventos tipo Guaçú e sua correlação com os eventos tipo Açú e Mirim, com esta finalidade realizamos análises sistemáticas em 195 famílias de gamas atmosféricas, na faixa de energia de $12 < \Sigma E_x / \text{TeV} < 1000$, observados pela Colaboração Brasil Japão.

Com a análise de interações atmosféricas do tipo A-Jatos pode-se fazer um estudo de tendências sistemáticas, observadas em interações nucleares produzidas no alvo de 'piche' C-Jatos. Assim eventos tipo Mirim e Açú observados tanto em A-Jatos como em C-Jatos, podem ser confrontados, já que o número observado deste tipo, tanto em A-Jatos como C-Jatos permite fazer uma análise estatística limitada porém razoável o que permite caracterizar A-Jatos, determinando algumas grandezas físicas que nem sempre podem ser medidas em forma direta.

Isto não acontece com os eventos tipo Guaçú, pelo fato principal de que só existe um C-Jato, com as características do tipo Guaçú /14/, e porque o número de A-Jatos 'razoavelmente limpos' com as características do Guaçú também é limitado (até agora só três trabalhos sobre este tipo de eventos foram publicados /15/, /27/).

Estes fatos mostram a importância de tentar caracterizar sistematicamente, eventos tipo Guaçu.

Das análises foram excluídas famílias consideradas 'exóticas' (Centauro, MiniCentauro) e as denominadas super famílias ($\Sigma E > 1000$ TeV) pelo fato que estas apresentam uma estrutura complexa, com superposição de cascatas eletromagnéticas e interações sucessivas, 'camuflando' de certa forma as características da interação nuclear e não permitindo fazer uma análise direta das mesmas.

Inicialmente as famílias de gamas são divididas em 3 faixas de energia:

$$12 < \Sigma E_{\gamma} / \text{TeV} < 100$$

$$100 < \Sigma E_{\gamma} / \text{TeV} < 300$$

$$300 < \Sigma E_{\gamma} / \text{TeV} < 1000$$

Préviamente as famílias são descascatizadas (Capítulo III) para procurar eliminar flutuações devidas a degradação dos gamas em cascatas eletromagnéticas. O método de descascatização também normaliza as famílias de gamas minimizando possíveis diferenças devido às condições de detecção que variam de câmara para câmara.

A análise sistemática é feita construindo as seguintes grandezas:

- a) Número de gamas 'decaescatizados'
- b) $\langle R_\gamma \rangle$ distância média dos gamas de uma família ao centro ponderado de energia da mesma
- c) $\langle E_\gamma R_\gamma \rangle$ parâmetro proporcional ao valor médio do momento transversal da família de gamas.
- d) $\Sigma E_\gamma R_\gamma$ parâmetro proporcional a soma de energia transversal da família de gamas.
- e) b_γ coeficiente de isotropia e uma família de gamas
- f) G coeficiente que determina o grau de degradação de uma família

Nestas mesmas famílias é analisada a formação de aglomerados (apinhados) de gamas, utilizando métodos de agrupamento, sendo que cada aglomerado é identificado como a parte eletromagnética de um jato hadrônico originado na interação nuclear.

O estudo é feito utilizando os valores médios $\langle R_j \rangle$, $\langle E_j R_j \rangle$, $E_j R_j$ e b_j , definidos em forma semelhante de que para gamas e o número de jatos N_j em cada família.

Finalmente é realizado uma análise individual dos eventos candidatos a tipo Guaçu.

CAPÍTULO II

MÉTODOS EXPERIMENTAL

11.1 CÂMARAS DE EMULSÕES NUCLEARES E CHUMBO

Entre as 22 câmaras expostas ao fluxo da radiação cósmica em Chacaltaya Bolívia (5200 m.s.n.m.) pela C.B.J./4/, existem câmaras de um e dois andares; as primeiras câmaras foram de um andar e a partir da câmara 12 foram construídas de dois andares, nas últimas exposições foram adicionadas câmaras de um andar, construídas e expostas simultaneamente.

As câmaras de dois andares constam de um alvo de hidrocarboneto (piche) de 23 cm de espessura que é aproximadamente $1/3$ do caminho livre médio de interação dos hádrons, a câmara superior é construída acima deste alvo e a câmara inferior é instalada abaixo do alvo existindo um vazio de ar de 1,6 metros entre o alvo e a câmara inferior.

A câmara inferior com esta configuração permite detectar as partículas originadas nas interações nucleares que acontecem no alvo (piche), C-Jatos, e a câmara superior detecta a componente eletromagnética e nuclear, originadas nas interações nucleares atmosféricas acima da câmara, A-Jatos. A câmara inferior permite observar também a continuação das interações atmosféricas registradas na câmara superior, permitindo em alguns casos aplicar métodos de triangulação, para determinar a altura da interação com boa precisão, este fato permitiu confirmar eventos exóticos com

momento transversal médio maior ao dos eventos considerados como produção normal de mésons. As câmaras simples ou de um andar, são semelhantes a parte superior das câmaras de dois andares.

Cada câmara é constituída por blocos, sendo que cada bloco é constituído por uma pilha de chapas de chumbo de 40 x 50 cm e de 1.0 cm de espessura, intercalados por envelopes com material fotossensível, 3 chapas de raios x Sakura (dois do tipo N, e um do tipo RR ou #100 (Fuji)), e uma chapa de emulsão nuclear MA7B da Fuji. As figuras (1) e (2) mostram esquematicamente a estrutura de uma câmara e de um bloco respectivamente.

11.2 CHUVEIROS ELETROMAGNÉTICOS

Quando uma partícula da componente eletromagnética ou 'nuclear' incide na câmara, um chuvaireto eletromagnético é originado no chumbo do detetor e o desenvolvimento longitudinal e transversal do chuvaireto é registrado no material fotossensível, localizado nas diversas profundidades da câmara.

A posição dos chuvairetos registrados nos filmes em sucessivas profundidades dá a direção de chegada do gama ou elétron que originou o chuvaireto.

A escala para o desenvolvimento longitudinal do chuvaireto eletromagnético é dada pelo comprimento de radiação X_0 (unidade de cascata) definido como:

$$\langle E \rangle' = E \exp(X/X_0)$$

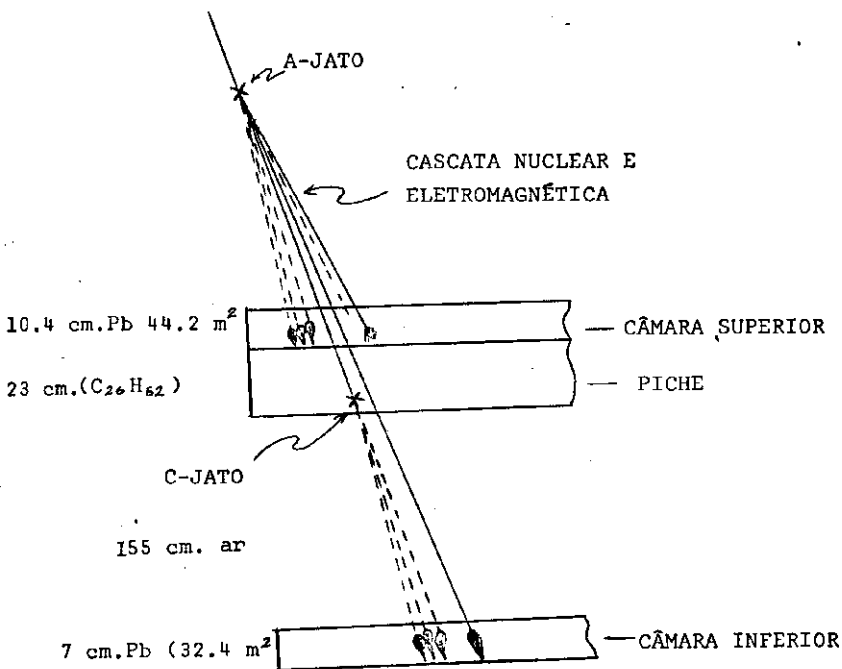


Fig 1 Configuração da Câmara de Emulsões Nucleares e Chumbo de 2 Andares da C.B.J.

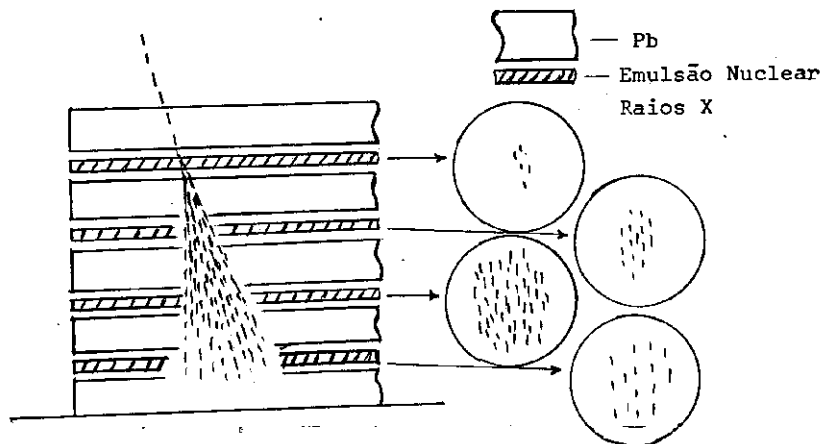


Fig 2 Esquema de um Bloco Detetor

onde $\langle E \rangle$ é a energia média dos elétrons, na profundidade X originados por um 'elétron' de energia E. Evidente que X_0 depende das características do meio, no qual o chuveiro se propaga.

$$X_0^{-1} = (4/137)(N/A) r^2 Z(Z+5)(\log 183 Z^{-1/3} + 1/18)$$

onde $\xi = \log(1440 Z^{-2/3}) / \log(183 Z^{-1/3})$

A = Pêso atômico } que caracterizam o meio no
 Z = Número atômico } qual o chuveiro se propaga

N = Número de Avogadro

r = $e^2/m c^2$ Raio clássico do eletron

Alguns valores numéricos de interêsse são:

TABELA 3

Material	X_0	
	gr/cm ²	cm
Pb	6,4	0,56
Ar(Chacaltaya)	36,7	5×10^4
Ar(nível mar)	36,7	3×10^4
Água	36,1	36,1

Inicialmente os grupos de emulsões nucleares utilizavam curvas de transição analíticas, obtidas por Kamata e Nishimura, /18/, para determinar a energia dos chuveiros eletromagnéticos. Isto era possível pelo fato de que para as seções de choque dos diversos processos elementares (bremsstrahlung e produção de pares), eram utilizadas expressões simples (Bethe-Heitler) para facilitar os cálculos analíticos. Entretanto quando se considera outras contribuições aos processos elementares como: O efeito Landau Pomeranchuk Migdal; o efeito devido a inhomogeneidade da câmara, efeito Chudakof, etc, obter a solução em forma analítica torna-se muito complicado, sendo oportuno recorrer a métodos de simulação.

Resultados obtidos por métodos de simulação tipo monte-carlo Urca, que consideram estes efeitos, foram obtidos por vários autores. T. Shibata et. al /30/, Konishi et.al /31/, Ellsworth et.al /29/ e outros. Os efeitos considerados são:

-Efeito Landau Pomeranchuk Migdal.- Em 1953 Landau e Pomeranchuk /16/ deram um argumento clássico para prever que a seção de choque para os processos de bremsstrahlung e produção de pares num material muito denso cresce em forma brusca como $E^{-1/2}$ com a energia incidente E. Migdal em 1956 /28/ deu um tratamento mecânico-quântico para descrever o fenômeno, sendo desde então conhecido como o efeito Landau Pomeranchuk Migdal (LPM). Este efeito se manifesta em chuveiros eletromagnéticos iniciados por (e^{\pm}, γ) a partir de uma energia característica denominada como E_{LPM} e que é dada por:

$$E_{LPM} = 61.4 (X_0/cm) \text{ Tev}$$

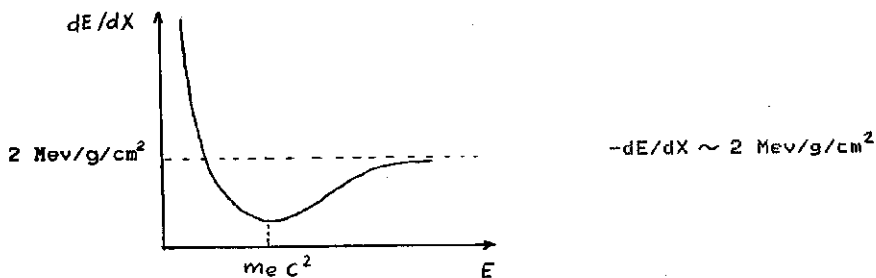
onde X_0 é o comprimento de radiação.

Alguns valores de interesse desta energia são:

3×10^{13}	ev	no chumbo
2×10^{18} (Patm)	ev	no ar

onde Patm é a pressão (em atmosferas) do ar. Para energias menores a E_{LPM} a seção de choque dos processos bremsstrahlung e produção de pares obtidos por Migdal, praticamente coincidem com os obtidos por Bethe-Heitler.

-Efeito de perda de energia por ionização.- No caso de propagação de chuueiros em meios com valores grandes de Z, é necessário tomar em conta a perda de energia dos elétrons por ionização, esta perda tende assintoticamente a um valor constante com o aumento da energia



A perda de energia por radiação (bremsstrahlung) é maior que a perda de energia por ionização, só a partir de um certo valor da energia, denominada energia crítica, que é definida como:

O valor da energia para a qual a igualdade

$$-dE/dX \text{ (radiação)} = -dE/dX \text{ (ionização)}$$

é satisfeita. Este valor depende do número atômico Z do meio

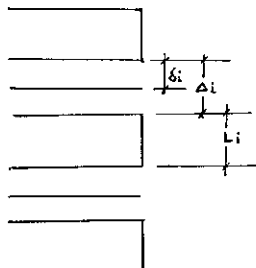
$$E(\text{crítica}) = (6 \sim 8)/(Z+1) 10^2 \text{ Mev.}$$

-Efeito de inhomogeneidade da câmara.- J. Nishimura /32/ introduziu o fator de espaçamento, para o tratamento da inhomogeneidade das câmaras em seus cálculos teóricos. Este fator de espaçamento inclui dois efeitos:

O primeiro denominado efeito diluição originado pelo espaçamento entre placas definido como:

$$d_1 = 1 + \sum \Delta l / L l$$

onde Δl e $L l$ são as espessuras geométricas entre as placas e das placas respectivamente a uma dada profundidade l da câmara (ver figura). Para uma câmara com estrutura pe-



riódica simples temos:

$$d = 1 + \Delta / L$$

O segundo é devido ao espaço existente entre as placas e o material fotográfico, que permite definir o fator de redução para uma câmara periódica simples como:

$$g = (1 + a_1 \frac{\delta}{d} + a_2 \frac{\delta^2}{d^2})$$

onde a_1 e a_2 são funções que dependem fracamente da 'idade' do

chuveiro e que foram obtidas por Ivanenko et.al /33/.

Assim o número de elétrons a uma dada profundidade de um chuveiro propagando-se numa câmara com estrutura periódica simples decresce por um fator $1/(d g)^5$ comparado com o número de elétrons de um chuveiro propagando-se num meio homogêneo ($\delta=0$, $\Delta=0$), aqui s é a 'idade' do chuveiro.

-Efeito por inclinação.- Para o tratamento deste efeito, geralmente é usada a aproximação 'elíptica' /34/ na qual é introduzido o fator β como $\beta = 1/\sqrt{\cos \theta}$, onde θ é o ângulo do chuveiro com o eixo vertical.

II.4 GRANDEZAS OBSERVADAS DIRETAMENTE NA EXPERIÊNCIA

a) As coordenadas (X , Y) - Dos gamas e hadrons, observados (através dos chuveiros eletromagnéticos que originam) a olho nú, nas chapas de raios X, e/ou nas emulsões nucleares, mediante o uso do microscópio.

$\Delta X = \Delta Y = 0,5 \text{ mm}$

b) A energia E - Dos gamas e hadrons (chuveiros eletromagnéticos), obtida por contagem de traços nas emulsões e/ou mediante a medida da opacidade nas chapas de raios X, utilizando fotodensitrometria.

$\Delta E / E = 20\%$

c) O ângulo zenital e azimutal - De gamas e hádrons (chuveiros eletromagnéticos).

$$\Delta \theta \approx 6^\circ ; \Delta \varphi \sim 5^\circ$$

II.5 DETERMINAÇÃO DA ENERGIA

A determinação da energia em A-Jatos é feita em forma individual para cada chuva, através da medida da opacidade da mancha deixada pelo chuva nas chapas de raios X, utilizando um fotomicrodensitômetro. O valor da opacidade obtidos em diversas profundidades da câmara é correlacionada com uma curva esperada, sendo que o valor máximo da opacidade é proporcional a energia do chuva.

As manchas deixadas pela passagem do chuva nas chapas de raios X podem ser observadas a olho nú desde que a energia do chuva esteja acima do limiar de detecção (1-2 Tev). A superposição de filmes de raios X com a placa de emulsões nucleares, facilita a busca do evento na emulsão, já que os chuvas nas emulsões geralmente só são observados utilizando um microscópio.

A presença de duas chapas de raios X tipo N no mesmo envelope é para distinguir as manchas ocasionadas por agentes químicos ou mecânicos, assim manchas causadas por chuvas aparecem nas duas chapas, e as outras dificilmente aparecem nos dois filmes.

Quando a energia do chuva eletromagnético é muito grande pode acontecer a saturação nos filmes de raios X tipo N,

para estes casos é colocado junto com as chapas de raios X tipo N, uma outra chapa de raios X tipo RR ou tipo 100, que são filmes com um tamanho de grão menor ao tamanho de grão do filme tipo N, os filmes tipo RR são de menor sensibilidade porém tem mais capacidade a saturação.

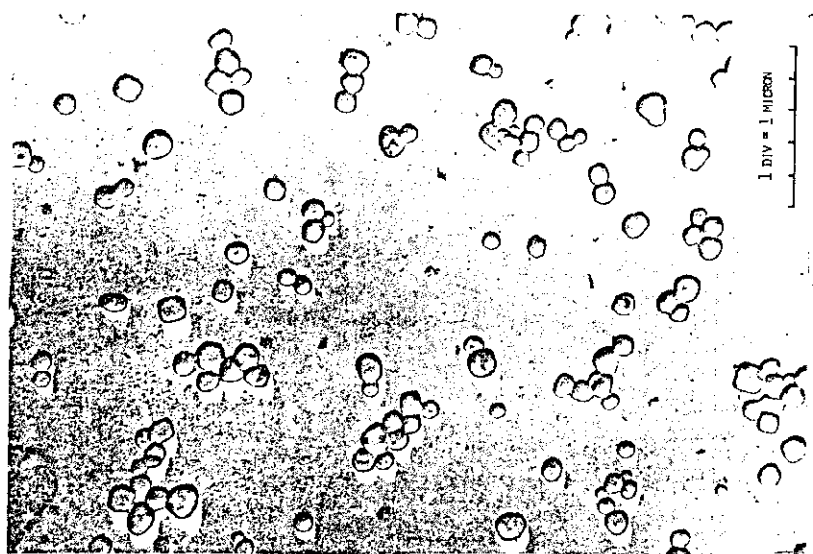
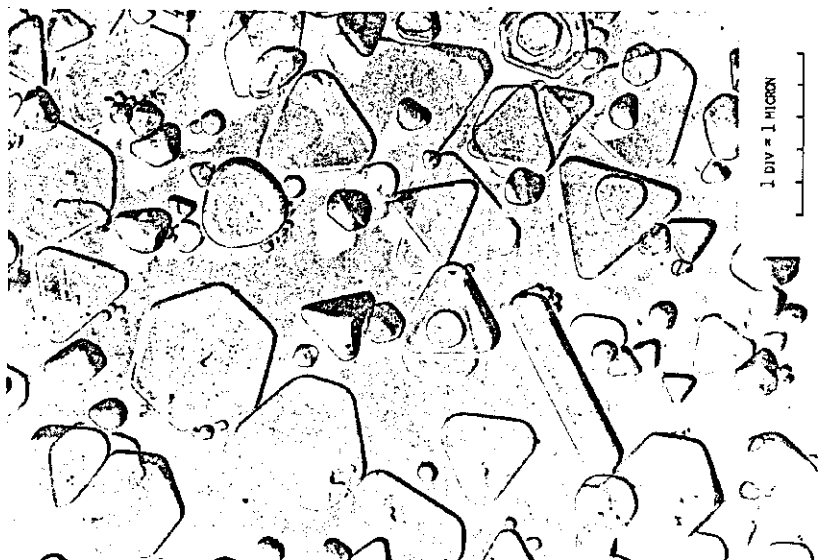
A figura (3) mostra uma fotomicrografia eletrônica dos grãos fotosensíveis nas chapas de raios X tipo N e RR respectivamente /35/. Na tabela abaixo são indicadas as especificações do material fotográfico empregado nas câmaras.

TABELA 4

Material Fotográfico	Diâmetro médio dos grãos (μm)	Espessura da emulsão (μm)	Espessura da base (μm)
Raio X N	1,38	25	Polióstor
Raio X RR	0,53	20	175
Emulsão Nuclear ET7B	0,26	50	Acrílico 1500

A calibração da opacidade máxima com a energia é feita determinando a energia do chuveiro pelo método de contagem dos traços de ionização, originados pelo chuveiro nas emulsões nucleares. A calibração é feita para cada câmara.

A figura (4) mostra a dependência entre a opacidade com a densidade de e^{\pm} , para os dois tipos de raios X, após 10 minu-



Fíg 3 Fotomicrografia dos grãos fotosensíveis das chapas de raios X, foto superior tipo N e foto inferior tipo RR

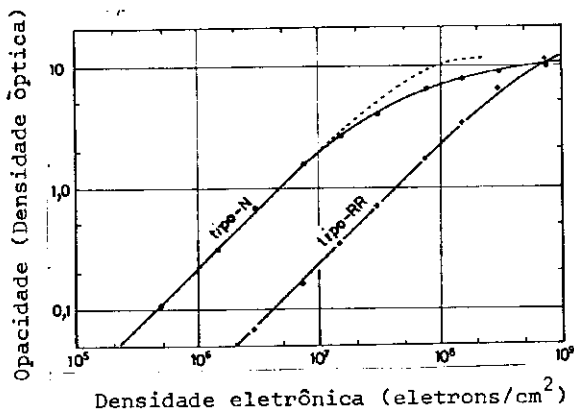


Fig 4 Correlação entre a opacidade (densidade óptica) com a densidade eletrônica para as chapas de raios X tipo N e tipo RR. A linha tracejada é uma previsão teórica do modelo 'One Hit' e a linha cheia representa uma modificação do modelo 'One Hit' ref. /35/.

tos de revelação. A linha tracejada é uma previsão teórica /34/.

A vantagem das emulsões sobre os raios X é a alta resolução, isto é, a emulsão nuclear permite observar, utilizando um microscópio a estrutura de um chuveiro, dificilmente observada nas chapas de raios X. Em contra partida a determinação da energia dos chuveiros utilizando fotomicrodensitometria nas chapas de raios X é de 10 - 15 vezes mais rápida que o método de contagem nas emulsões. O alto custo das emulsões comparado com o custo dos raios X, limita o número de emulsões em cada câmara.

11.6 INTERAÇÕES NUCLEARES LOCAIS

É comum encontrar chuveiros em grandes profundidades da câmara (maior que 6 u.c.), inicialmente estes chuveiros foram interpretados como partículas duras da componente eletromagnética. Na realidade estes chuveiros são originados por interações nucleares locais (no chumbo da câmara) de hádrons, e que são denominados como Pb-Jatos.

Muitos Pb-Jatos também são identificados pelas distorções que apresentam suas curvas de transição, apresentando dois ou mais picos, não admitindo ser correlacionados por uma curva de transição eletromagnética teórica, sendo interpretados como interações nucleares sucessivas originadas por hádrons no chumbo.

Um critério largamente utilizado para distinguir chuveiros iniciados pela componente eletromagnética dos chuveiros iniciados pela componente hadrônica, é utilizando a quantidade Δt

definida como a diferença entre a profundidade (do chuveiro) com opacidade máxima, dos dados experimentais, e da opacidade esperada (simulada).

$$\Delta t = \Delta t_{exp}^{max} - \Delta t_{SIM}^{max}$$

Pelo fato de que o caminho livre médio de interação dos gamas que é $\lambda = (9/7) X_0$, ou seja 1.3 unidades de cascata, a probabilidade de encontrar um chuveiro iniciado por um gama sendo $\Delta t = 4$ uc é:

$$\exp(-\Delta t / \lambda) \sim 4.6 \times 10^{-2}$$

Isto mostra que chuveiros com $\Delta t \gg 4$ uc (dependendo das contribuições relativas de chuveiros hadrônicos), podem ser considerados como Pb-Jatos. Entretanto com o novo tratamento dado nas curvas de transição (incluindo vários efeitos) foram encontrados valores absolutos para as opacidades um tanto diferentes, como também mudanças no desenvolvimento longitudinal 'esperado' dos chuveiros, e o critério foi substituído pelo:

$$\Delta t (\text{novo}) = \Delta t (\text{antigo}) - 1 \text{ uc}$$

Ou seja: chuveiros com $\Delta t \geq 3$ uc são considerados Pb-Jatos.

Neste trabalho foi utilizado o critério antigo para identificar Pb-Jatos, pelo fato de que se levaria muito tempo fazer uma reanálises de todos os dados da C.B.J. aqui utilizados.

CAPÍTULO III

CARACTERÍSTICAS DAS FAMÍLIAS DE GAMAS ATMOSFÉRICAS

III.1 INTENSIDADE DAS FAMÍLIAS DE GAMAS

A dependência do número de famílias analisadas neste trabalho com a energia das mesmas é mostrada na Figura (5), um ajuste supondo o espectro tipo potência dá:

$$F(\Sigma E_{\gamma}) \propto (\Sigma E_{\gamma})^{-\beta}$$

$$\beta = 1,55$$

Uma correlação da mesma forma se encontra entre o número de famílias com a multiplicidade ou tamanho das mesmas, figura (6).

$$N(N_{\gamma}) \propto (N_{\gamma})^{-\delta}$$

$$\delta = 1,76$$

Estas famílias pertencem a diversas câmaras da C.B.J. A tabela 5, mostra o número de famílias por câmara, que foram utilizadas neste trabalho.

Queremos indicar que os valores dos expoentes aqui encontrados diferem um tanto, dos valores encontrados na literatura, isto se deve ao fato de que neste trabalho não estão sendo consideradas todas as famílias de raios gama observadas nas di-

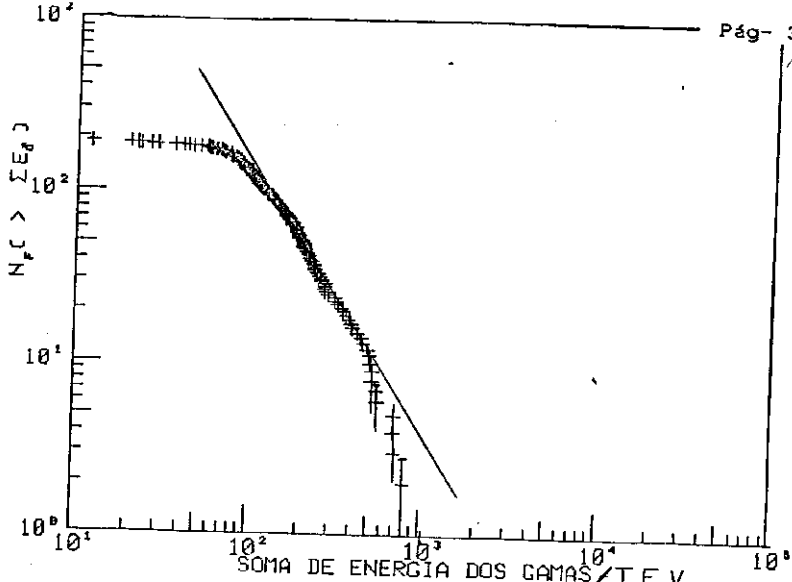


Fig 5 Espectro integral de energia obtido com 195 famílias de gamas analisadas neste trabalho. Um ajuste supondo o espectro tipo potência da $\Sigma E_\gamma^{-1,55}$

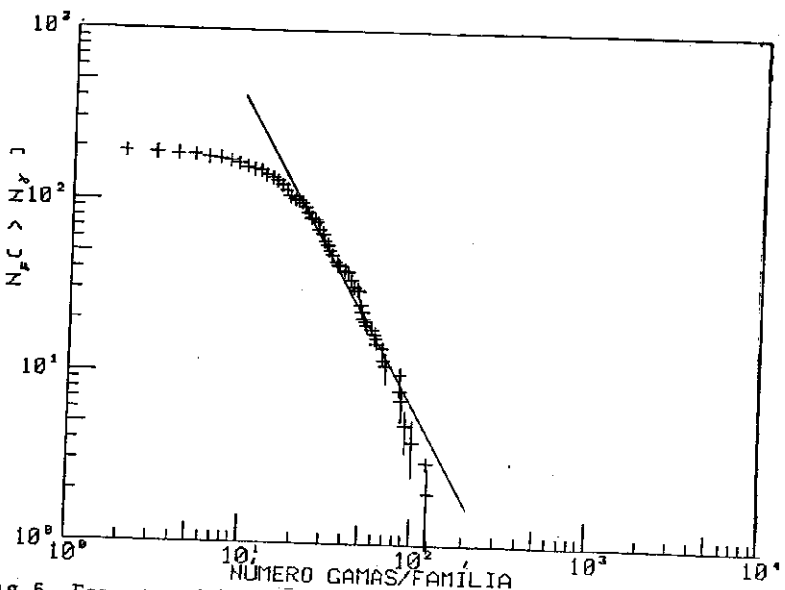


Fig 6 Espectro integral de multiplicidade obtido com 195 famílias de gamas analisadas neste trabalho. Um ajuste supondo o espectro tipo potência da $N_\gamma^{-1,76}$

versas câmaras. A frequência total de famílias obtida pela C.B.J. é mostrada na figura (7).

Trabalhos de simulação realizados por diversos autores, sobre famílias de gamas chegam a uma conclusão comum de que a frequência de famílias em função da energia, obtidas por simulação utilizando modelos que satisfazem a hipótese do 'scaling' e considerando como prótons as partículas primárias da radiação cósmica é sempre maior do que a frequência de famílias obtida em forma experimental. Para explicar esta discrepância várias possibilidades são indicadas, sendo as principais:

- a) Aumento da proporção de núcleos pesados (predominância de Fe) na composição da radiação cósmica primária.
- b) Mudança das características da interação nuclear (quebra de 'scaling').

Trabalhos de simulação que tomam em conta quaisquer destas possibilidades, mostram concordância com os dados experimentais. Mas como já foi dito no prefácio, existem maiores evidências (não conclusivas) em favor da possibilidade b. Sendo esta uma área de pesquisa bastante ativa no momento.

Para uniformizar a análise das famílias, observadas nas câmaras de um andar, com as das câmaras de dois andares, não foram consideradas as continuações na câmara inferior, das famílias observadas na câmara superior.

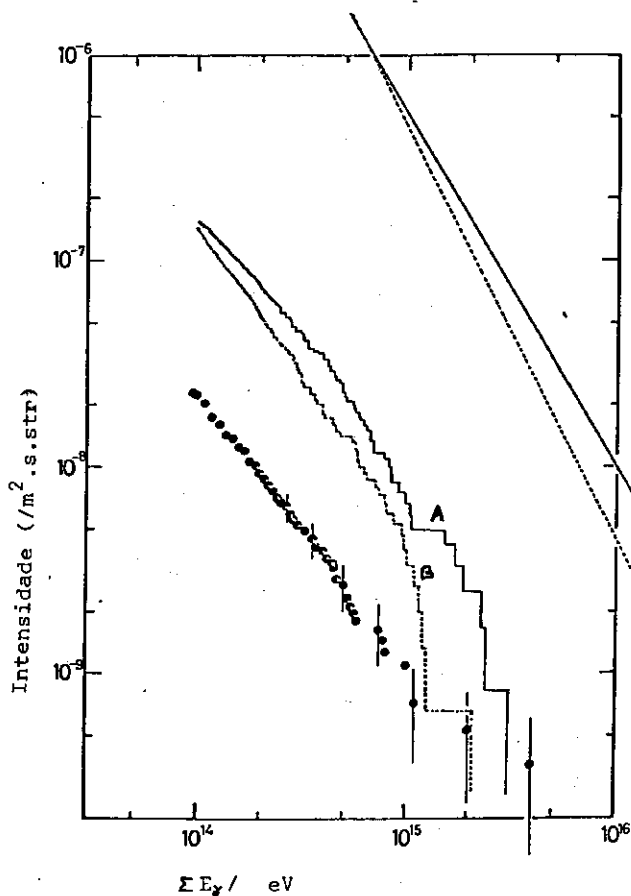


Fig 7 Espectro integral de energia.

- 123 A-Jatos com $\Sigma E_2 \geq 100$ TeV da C.B.J.

Linhas retas cheia e pontilhada mostram o espectro primário com índices 1,7 e 2,0 respectivamente.

As linhas A e B mostram o espectro de energia de famílias de gamas simuladas utilizando o modelo H-Quantum + protons primários com índices 1,7 e 2,0 respectivamente.

TABELA 5

Câmara	Nº de Famílias
C19 Superior	34
C18 Superior	39
C18 Sala A	26
C17 Superior	30
C16 Superior	14
C15 Superior	13
C14 Sala B	24
C13 Sala B	8
C12 Sala B	2
C11 Sala B	6

III.2 DESCASCATIZAÇÃO

Neste trabalho estamos interessados no estudo dos chamados gamas 'diretos', ou seja produzidos logo após a interação nuclear, pois estes gamas revelam diretamente as características das interações nucleares, com esta finalidade todas as famílias de gamas aqui analisadas, foram submetidas a um processo de descascatização /17/, que "elimina" de certa forma os efeitos de degradação dos gamas em cascatas eletromagnéticas, é um método artificial e iterativo para reconstruir em forma inversa as cascatas eletromagnéticas prováveis.

De acordo com a teoria de cascatas eletromagnéticas /18/ a dispersão lateral média, r_γ , por processos eletromagnéticos de um gama de energia E de uma cascata é:

$$r_\gamma \text{ (eletromagnético)} = C (K/E) X_0$$

onde

K é a constante de espalhamento de Moliere (21 MeV)

X Unidade de cascata (500 metros para Chacaltaya)

C = 0,1 parâmetro que varia muito pouco com o desenvolvimento da cascata.

Assim o momento transversal médio entre gamas pertencentes a uma mesma cascata é proporcional a:

$$\langle E_\gamma r_\gamma \rangle = C K X_0$$

que para Chacaltaya é da ordem de 1,0-1,2 Tev.cm. sendo de 1,2 tev.cm o valor utilizado neste trabalho

Gamas de uma família com espalhamento lateral relativo igual ou menor que 1,2 TeV.cm. podem ser considerados pertencentes a uma mesma cascata eletromagnética.

Tomando como base este argumento ordena-se os N gamas observados da família de acordo com sua energia:

$$E_1 < E_2 < \dots < E_N$$

Para cada par de gamas com energias E_i e E_j é construída

a relação:

$$D_{ij} = (E_i E_j) / (E_i + E_j) \times |\vec{R}_i - \vec{R}_j|$$

a quantidade D_{ij} é proporcional ao momento transversal relativo entre gamas, o qual é comparado com o valor obtido da teoria de cascatas eletromagnéticas $K_d = 1,2 \text{ TeV.cm}$.

Se $D_{ij} > K_d$ para todo j consideramos que o i -ésimo gama é isolado

Se $D_{ij} < K_d$ o gama i é ligado ao j formando um outro gama cuja energia e posição são tomados:

$$E_j = E_j + E_i$$

$$\vec{R}_j = (E_j \vec{R}_j + E_i \vec{R}_i) / (E_j + E_i)$$

Repetindo o processo para todas as combinações, chegaremos a uma situação com N_g^* gamas em que a condição $D_{ij} > K_d$ é satisfeita para qualquer par de gamas. Estes N_g^* gamas podem ser esperados como os gamas 'diretos', formados logo após da interação nuclear.

A figura (8) mostra a dependência entre o número de gamas descascatisados com o parâmetro K_d , pode-se observar que a escolha do valor $K_d = 1,2 \text{ TeV.cm}$ é bastante adequada já que a partir deste valor o número de gamas descascatisados tem dependência fraca com o parâmetro K_d .

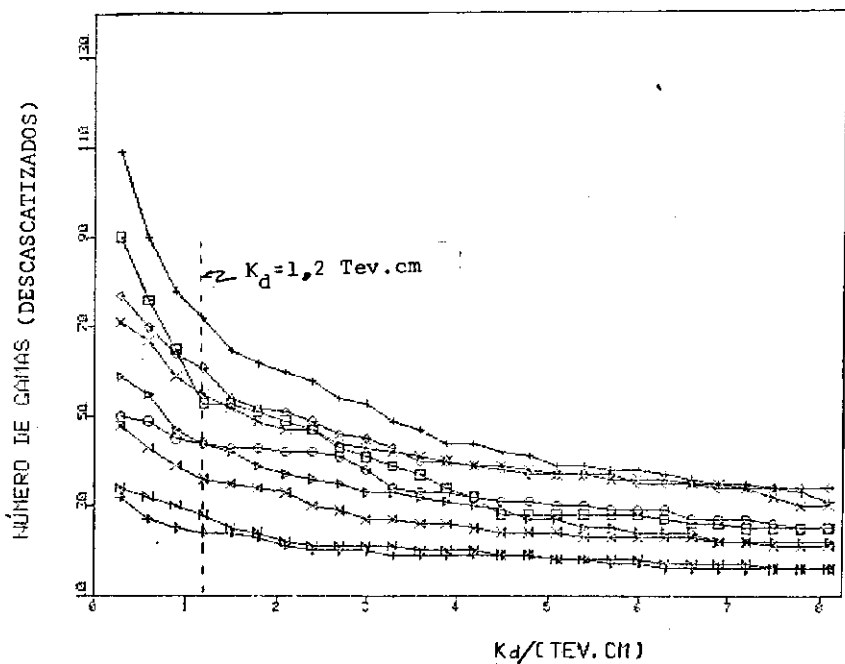


Fig 8 Dependência entre o número de gamas descascatiszados e o parâmetro K_d

Finalmente queremos indicar que o número de gamas descascatizados não corresponde necessariamente aos gamas originados logo após da interação nuclear um por um. Mas estamos interessados em que as distribuições obtidas através desta forma fiquem estatisticamente tanto perto das verdadeiras. Daqui para frente todas as grandezas com asterisco se referem a gamas decaascatizados.

III.3 MULTIPLICIDADE

A dependência do número de gamas descascatizados com a energia é mostrada na figura (9), observando-se uma tendência de aumento da multiplicidade com o aumento da energia. Isto se observa em forma mais clara na figura (10), onde é mostrado a dependência da multiplicidade média dos gamas descascatizados com a energia, admitindo uma correlação do tipo $\langle N_g^* \rangle \propto (\sum E_g)^\delta$, as correlações para $\delta = 0,8$ e $\delta = 1/2$ são também mostradas nessa figura.

A distribuição do número de famílias com a mesma multiplicidade é mostrado na figura(11) e na figura (12) esta mesma distribuição é mostrada em 3 faixas de energia diferentes.

A região com multiplicidade entre 6-10 é esperada para eventos tipo Mirim e a região de multiplicidade entre 15-20 é a esperada para eventos tipo Açú.

Em geral observa-se um aumento do desvio padrão das dis-

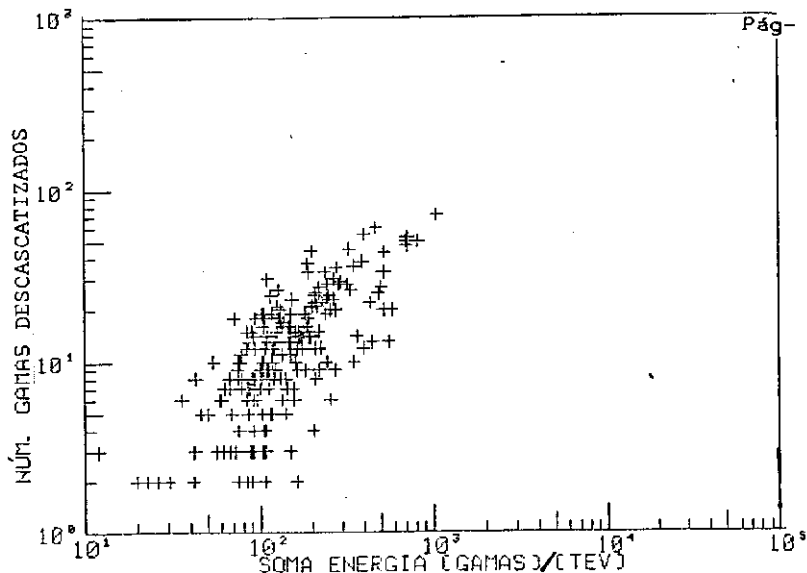


Fig 9 Dependência do número de gamas descascatzados (multiplicidade) com a energia, 195 A-Jatos.

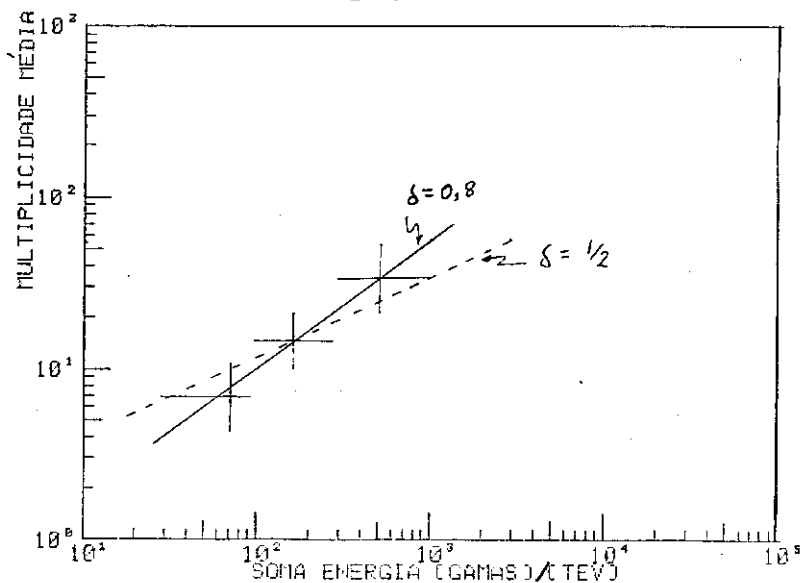


Fig 10 Dependência entre a multiplicidade média de gamas descascatzados por família com a energia 195 A-Jatos. linhas retas (cheia e pontilhada) são um ajuste tipo $\langle N \rangle \propto E^\delta$ com $\delta = 0,8$ e $\delta = 1/2$

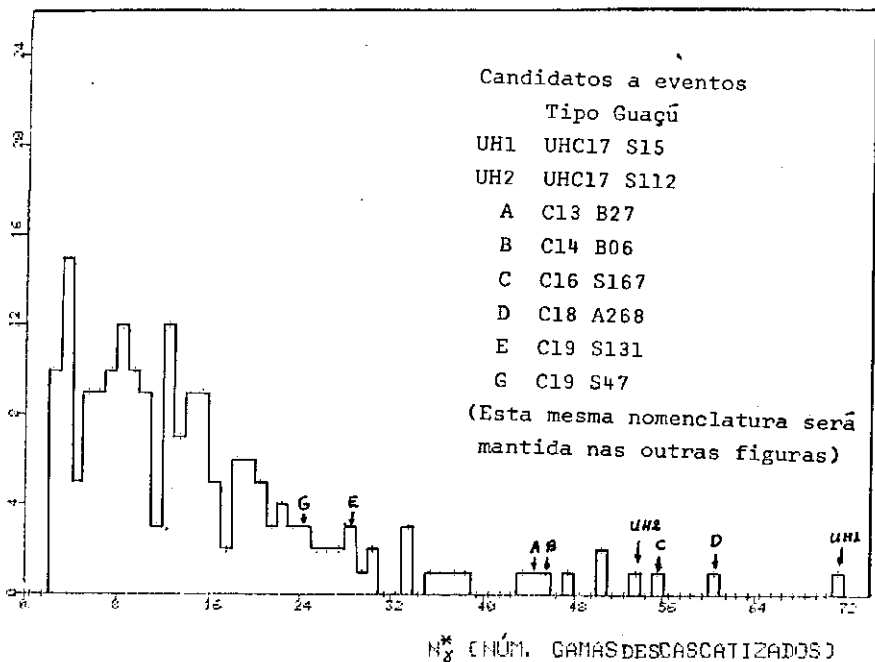


Fig 11 Distribuição de multiplicidade das famílias de gamas descascatizados, 195 A-Jatos.

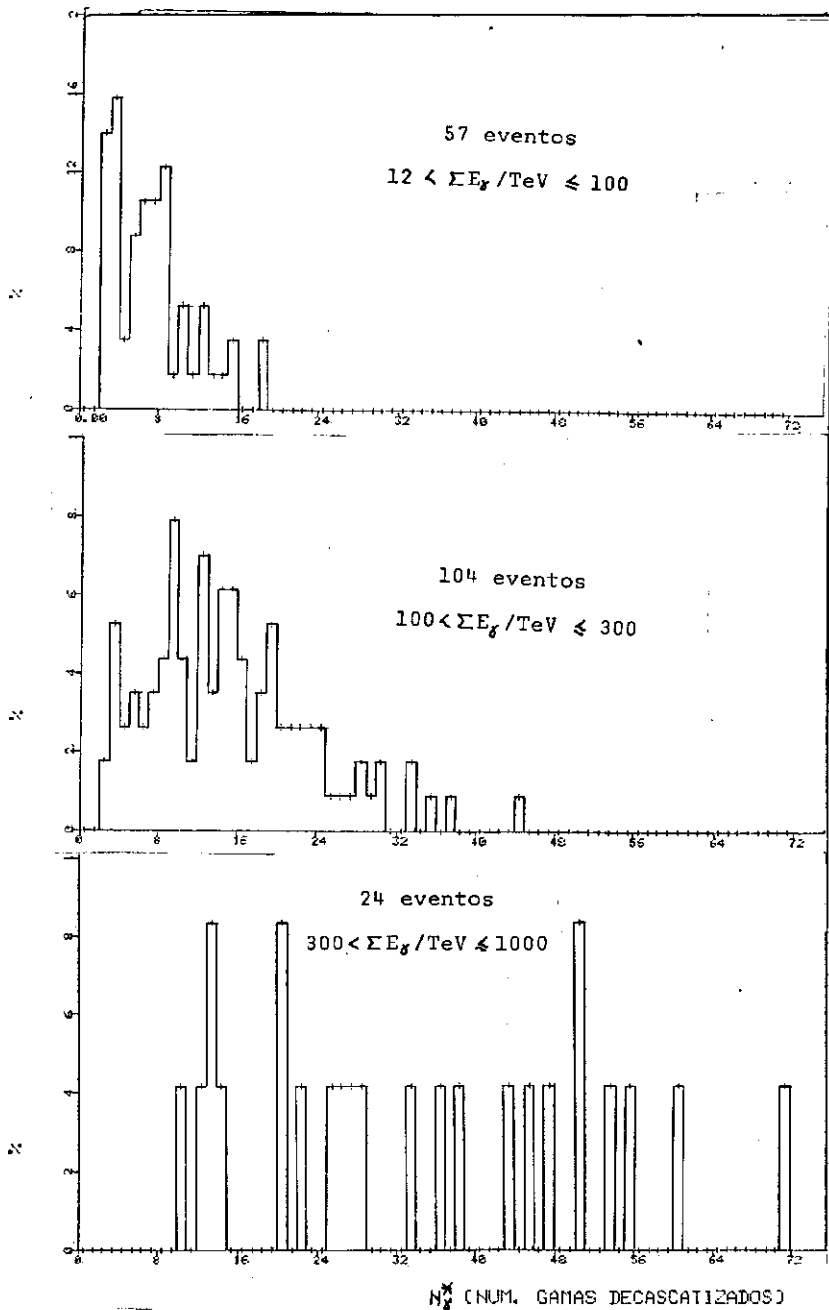


Fig 12 Distribuição de multiplicidade das famílias de gamasdescascatzados.

tribuições com o aumento da energia, Tabela 6.

TABELA 6

Faixa de Energia (TeV)	Desvio Padrão (TeV)
$12 < \Sigma E_{\gamma} < 100$	3,5
$100 < \Sigma E_{\gamma} < 300$	8,2
$300 < \Sigma E_{\gamma} < 1000$	16,7

Tanto na 2ª como na 3ª faixas de energia são observadas famílias de gamas com $N_{\gamma}^* > 25$, provavelmente devido a formação do estado Guaçú, a pouca estatística, junto ao fato de um aumento do desvio padrão nas distribuições de N_{γ}^* , não permite observar uma 3ª região em forma clara, em especial na faixa de energia $300 < \Sigma E_{\gamma} / \text{TeV} < 1000$ onde a probabilidade de formação do estado Guaçú é esperado ser maior.

Estes fatos mostram que é difícil separar eventos tipo Guaçú usando só o parâmetro multiplicidade. Aliás o parâmetro que será utilizado na seleção de eventos tipo Guaçú não é a multiplicidade mas é o número de gamas decascatizados por unidade de rapidez ($\eta = \ln \tan \theta/2$); é claro que a multiplicidade depende da esfera observada (de ângulo zenital), isto é; esfera de rapidez, para eliminar essa dependência, será usada densidade.

III.4 MASSA DOS ESTADOS INTERMEDIARIOS

A comparação dos dados de C-Jatos com A-Jatos permite encontrar em A-Jatos tendências sistemáticas já observadas nos C-Jatos. Isto se vê em forma clara nos diagramas de correlação $E_{\gamma} \Rightarrow R_{\gamma}$ mostrados nas figuras 14 A e 14 B.

Na figura (13) apresentamos a dependência de E_{γ} com R_{γ} . para A-Jatos antes de serem decascatizados podemos observar a falta de correlação entre E_{γ} e R_{γ} . A situação muda quando se faz este mesmo diagrama $E_{\gamma}^* \Rightarrow R_{\gamma}^*$ só que para gamas após a descascatização dos A-Jatos, encontrando-se uma correlação semelhante a observada no diagrama $E_{\gamma} \Rightarrow R_{\gamma}$ construída com C-Jatos, tal como é mostrado nas figuras 14 B e 14 A, respectivamente.

Confrontando estes dois diagramas observa-se que o valor do momento transversal para gamas em ambos casos (C-Jatos e A-Jatos) pode-se escrever como:

$$P_{T_{\gamma}} = E_{\gamma} R_{\gamma} / H(\text{C-Jato}) = E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* / H(\text{A-Jato})$$

As linhas diagonais nestes diagramas representam $E_{\gamma} R_{\gamma} = \text{constante}$, indicando de que R_{γ}^* dos A-Jatos é aproximadamente 1000 vezes maior que o R_{γ} dos C-Jatos. Dado que $H(\text{C-Jato})$ (altura dos C-Jatos) é conhecido sendo da ordem de um metro e para que a igualdade acima seja satisfeita $H(\text{A-Jato})$ deve ser da ordem de 1000 metros ou seja 1 Km; este valor é denominado como altura eficaz para os A-Jatos decascatizados.

Evidente esta aproximação é válida somente quando a hi-

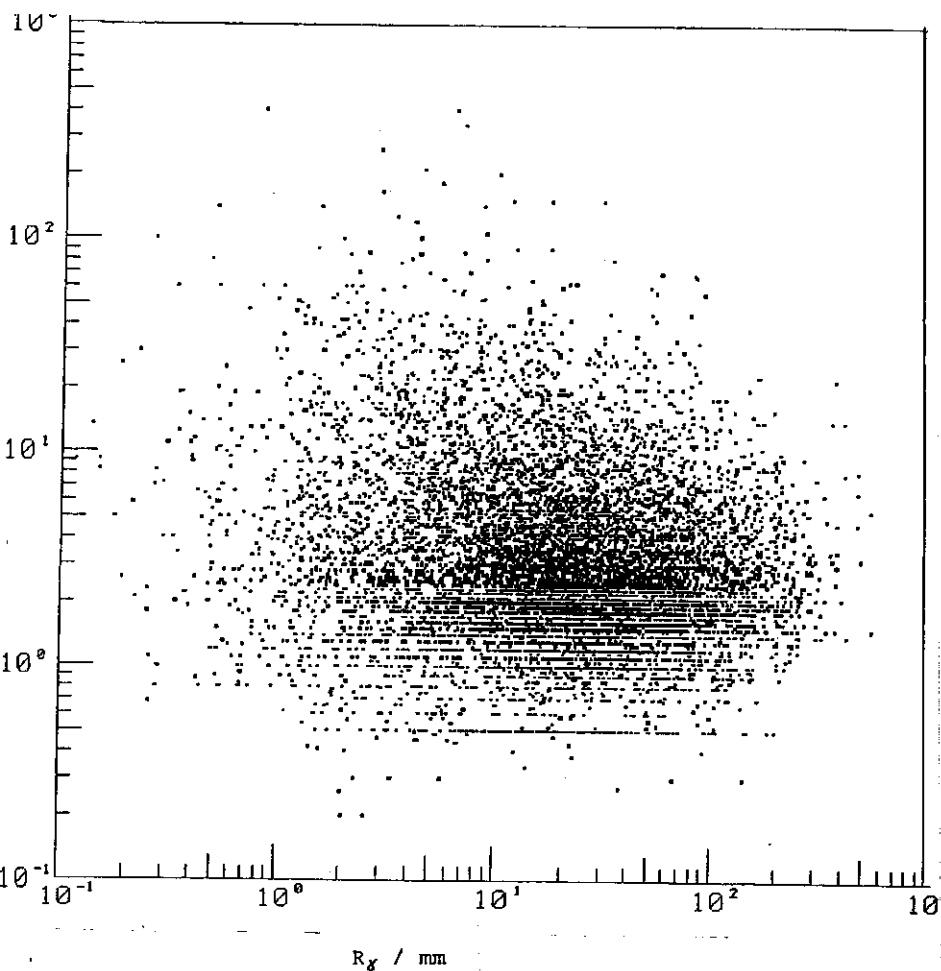


Fig 13 Correlação $E_g \rightarrow R_g$ 218 A-Jatos (antes de serem descascados).

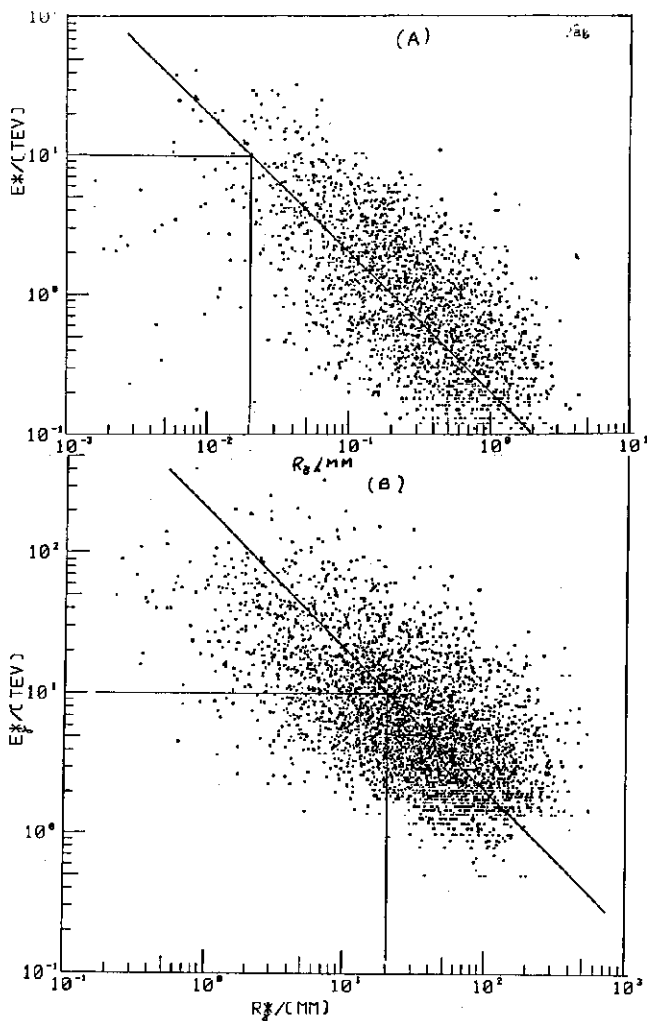


Fig 14 Correlação $E_x \rightarrow R_y$
 (A) 266 C-Jatos
 (B) 218 A-Jatos demascatzados

pótese de uma só interação é aplicável em A-Jatos.

Nesta aproximação pode-se estimar a massa dos estados intermediários através da relação

$$M^{(j)} c^2 \propto \Sigma P_{Tj} = \Sigma E_j^* R_j^* / H$$

onde $M^{(j)}$ é a massa (parte eletromagnética) do estado intermediário. Esta relação é considerada válida para alturas de interação nem muito pequenas, nem muito grandes ($H \sim 0,9-5$ Km.) /37/. Neste caso também a relação $\Sigma E_j^* R_j^* / 1$ Km corresponde ao valor denominado soma de energia transversal ($\Sigma E_j = \Sigma E_j \sin \theta$) largamente utilizado por grupos que trabalham com aceleradores.

A distribuição do parâmetro $\Sigma E_j^* R_j^*$, é mostrado na figura (15) e na figura (16), esta mesma distribuição é mostrado em 3 faixas de energias diferentes. A região em torno dos valores 1-2 GeV.Km é esperada para eventos tipo Mirim e a região em torno dos valores 4-6 GeV.Km é esperada para eventos tipo Açú.

Novamente aqui não se observa uma 3ª região, em forma clara, correspondente ao estado Guaçú, pelas mesmas causas anteriormente indicadas, o que se observa é que a distribuição se estende a valores maiores a 30 GeV.Km.

III.5 GRAU DE DEGRADAÇÃO DAS FAMÍLIAS

Introduzimos aqui o parâmetro denominado G e que permite estimar o grau de desenvolvimento das famílias. Este parâmetro é

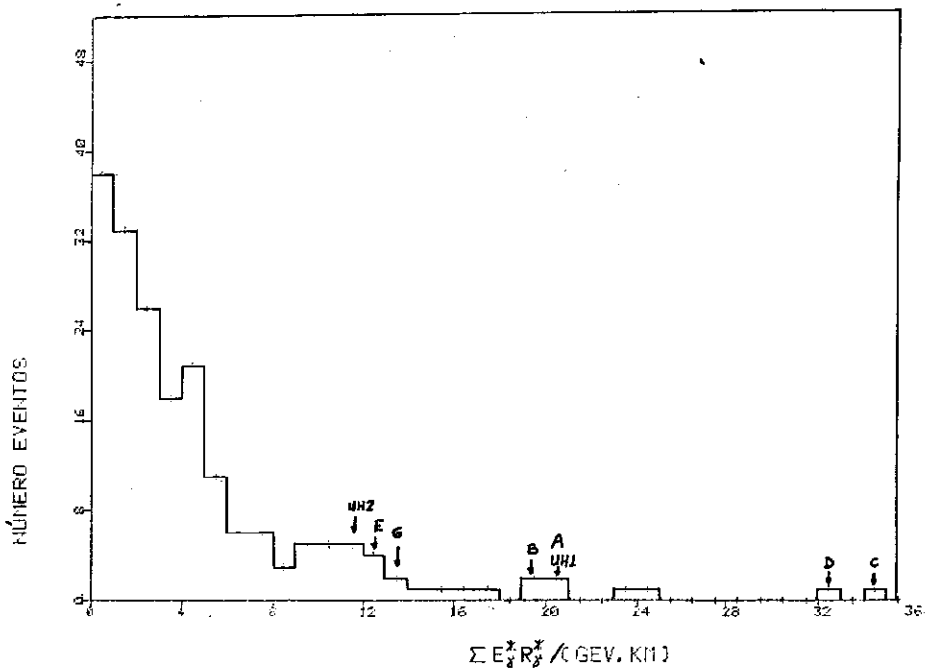
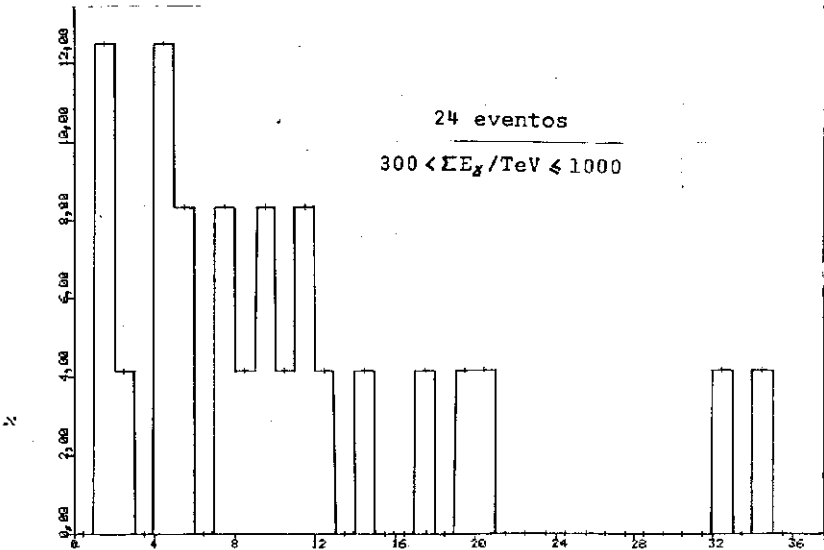
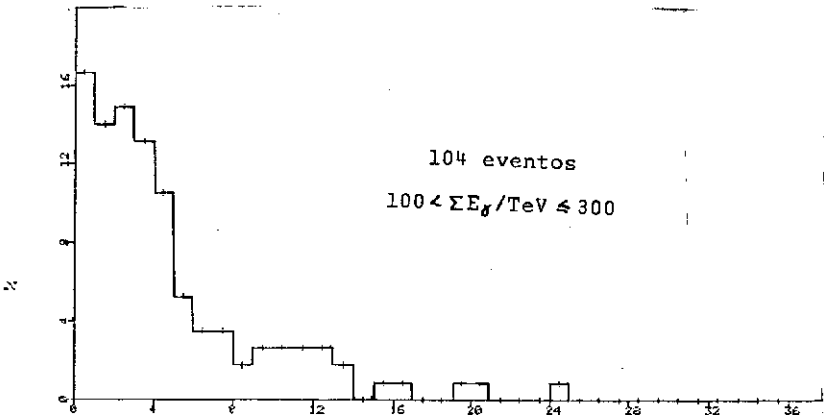
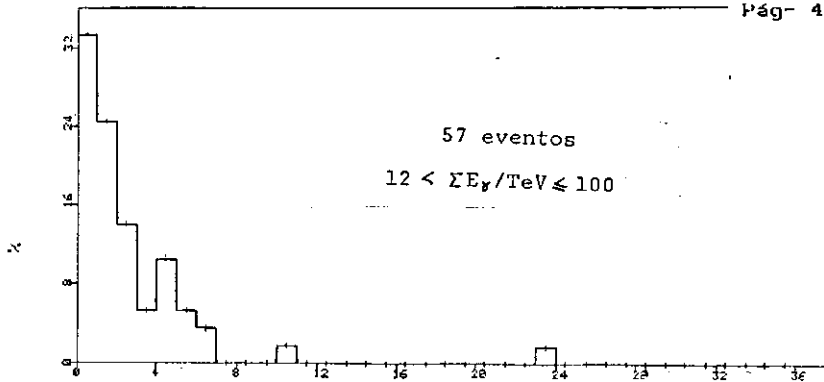


Fig 15 Distribuição do parâmetro $\Sigma E_{ij}^* R_{ij}^*$ 195 A_Jatos



$\Sigma E_{\gamma} R_{\gamma}^* / (\text{GeV. km})$

definido como:

$$G = N_{\gamma}^* / N_{\gamma}$$

onde

N_{γ}^* é o número de gamas após adescascatização da família
 N_{γ} é o número de 'gamas' (componente eletromagnética)
 (e^{\pm}, γ) observados, que por simplicidade denominamos N_{γ} . Se

$$G = 1$$

a família de gamas ainda não iniciaram cascatas eletromagnéticas
 Se

$$G < 0,5$$

a maior parte de gamas originados após a interação nuclear ini-
 ciou cascatas eletromagnéticas.

No caso geral

$$1 > G > 0$$

A figura (17) mostra a distribuição deste parâmetro, po-
 de-se observar que aproximadamente 5% das famílias têm $G = 1$ (não
 têm cascatas eletromagnéticas) e aproximadamente 40% das famílias
 têm $G < 0,5$ (A maior parte dos gamas iniciaram cascatas eletro-
 magnéticas).

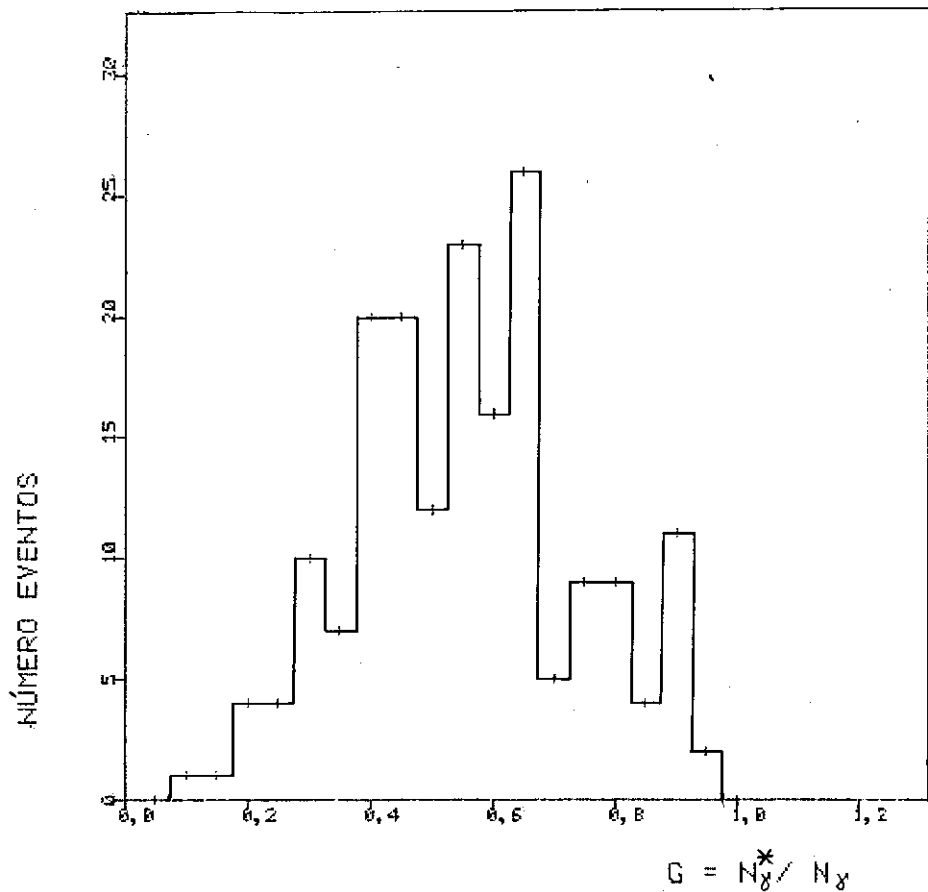


Fig 17 Distribuição do parâmetro $G = N_{\gamma}^* / N_{\gamma}$ 195 A-Jatos

A distribuição do parâmetro G nas 3 faixas de energia é mostrado na figura (18), observando-se um deslocamento das distribuições para valores pequenos de G com o aumento da energia, isto indica que as famílias de maior energia são também as mais contaminadas com cascatas eletromagnéticas.

III.6 COEFICIENTE DE ISOTROPIA DAS FAMÍLIAS DE GAMAS

Conhecendo o diagrama de alvo de uma família de gamas, onde são indicadas as coordenadas num sistema de referência cuja origem coincide com o centro ponderado em energia, da família, e a energia de cada gama, é possível construir parâmetros que indiquem o grau de isotropia azimutal das famílias.

Neste trabalho optaremos por um coeficiente que é uma versão bidimensional do parâmetro denominado 'esfericidade' e que é definido como /23/:

$$b_{\gamma} = \left(\sum_i E_{\gamma i} Y_{\gamma i}^2 \right)_{\min} / \left(\sum_i E_{\gamma i} X_{\gamma i}^2 \right)_{\max}$$

No apêndice deste trabalho apresentamos em detalhe as relações analíticas para determinar b_{γ} . Este coeficiente de isotropia está compreendido entre os valores:

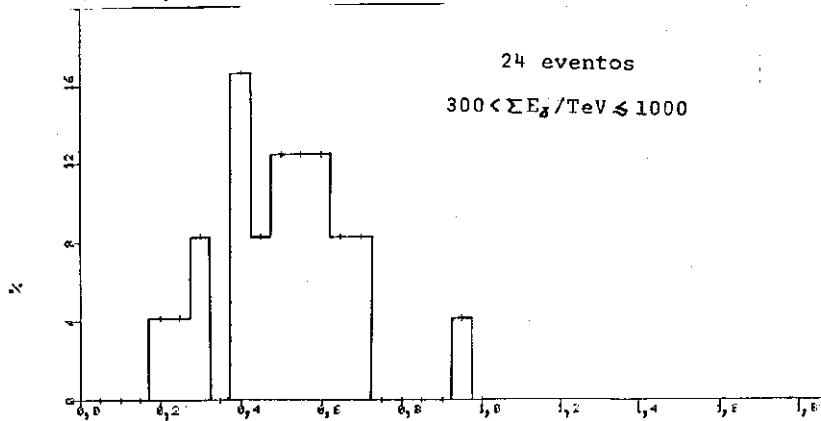
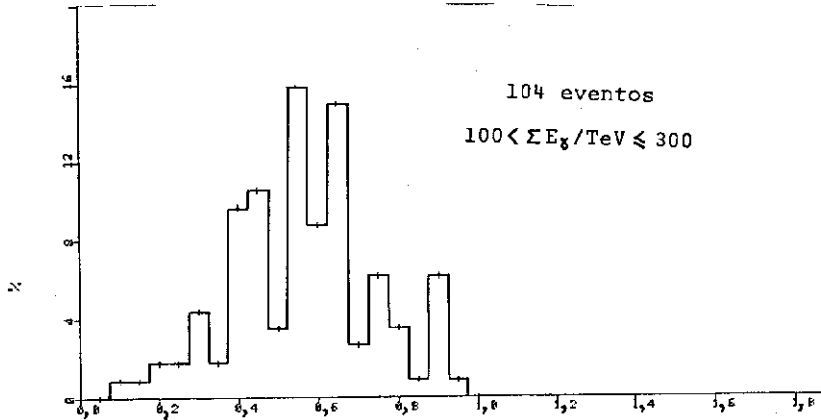
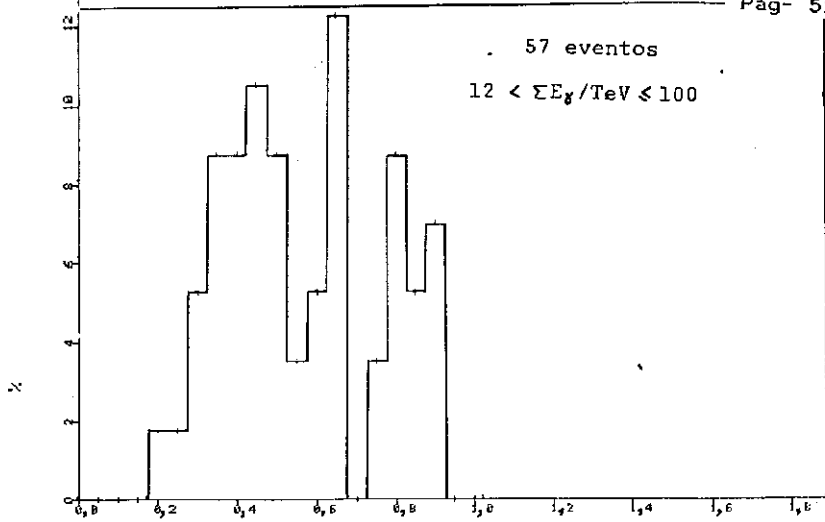
$$0 \leq b_{\gamma} \leq 1$$

sendo que:

$b_{\gamma} = 0$ para famílias de gamas altamente colineares

$b_{\gamma} = 1$ para famílias com completa isotropia

Pela sua própria definição, b_{γ} depende da multiplicidade



$G = N_{\gamma}^* / N_{\gamma}$

Fig. 10. Distribuição de G para diferentes faixas de energia $G = N_{\gamma}^* / N_{\gamma}$

de da família. A correlação entre b_{γ} e N_{γ}^* é mostrada na figura, (20) observando-se, uma fraca tendência de aumento de b_{γ} com um aumento de N_{γ}^* .

A correlação entre b_{γ} e a energia da família é mostrada na figura (19), observando-se uma significativa assimetria azimutal, mesmo para famílias com energia grande ($\Sigma E_{\gamma} > 300$ Tev).

A distribuição do parâmetro b é mostrada na figura (21) sendo que a dependência energética de b é notada em forma clara na figura (22), onde é observada a distribuição de b em 3 faixas de energia, verificando-se um aumento da simetria azimutal com a energia.

III.7 EXTENSÃO LATERAL DE GAMAS

Para o estudo da extensão lateral de gamas, são construídas duas grandezas que são sensíveis ao valor médio do momento transversal dos gamas de uma família, definidos como:

$$\langle R_{\gamma}^* \rangle = \Sigma R_{\gamma}^* / N_{\gamma}^*$$

$$\langle E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* \rangle = \Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* / N_{\gamma}^*$$

As distribuições integrais de $\langle R_{\gamma}^* \rangle$ obtidas com as 195 famílias em forma total e divididas em 3 faixas de energia são mostradas nas figuras (23) e (24) respectivamente. Em forma semelhante as distribuições integrais de $\langle E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* \rangle$ obtidas em forma total e divididas em 3 faixas de energia são mostradas nas figuras

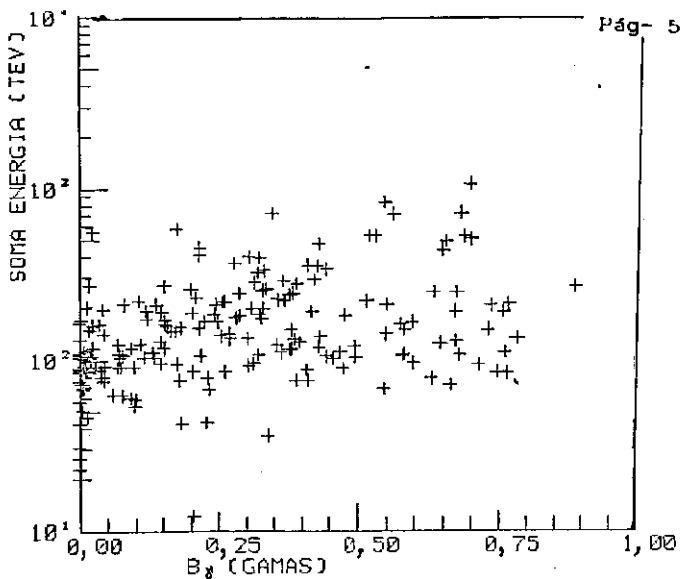


Fig 19 Dependência de b_x (coeficiente de isotropia) com a energia ΣE_x 195 A-jatos.

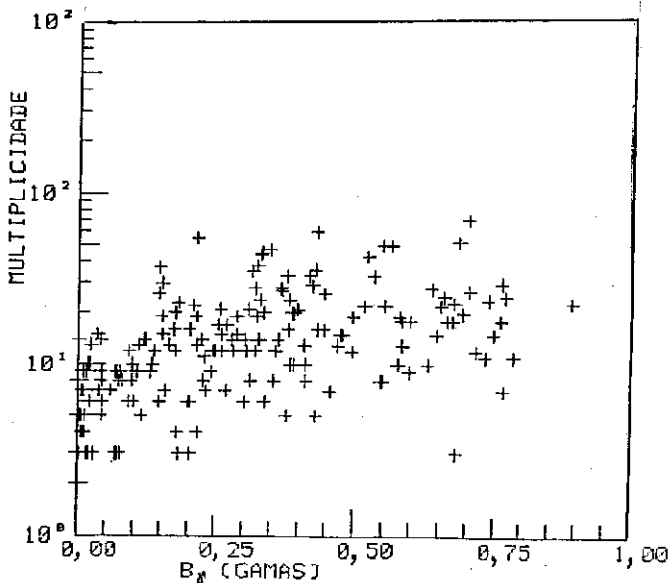


Fig 20 Dependência de b_x (coeficiente de isotropia) com multiplicidade N_x^* 195 A-jatos.

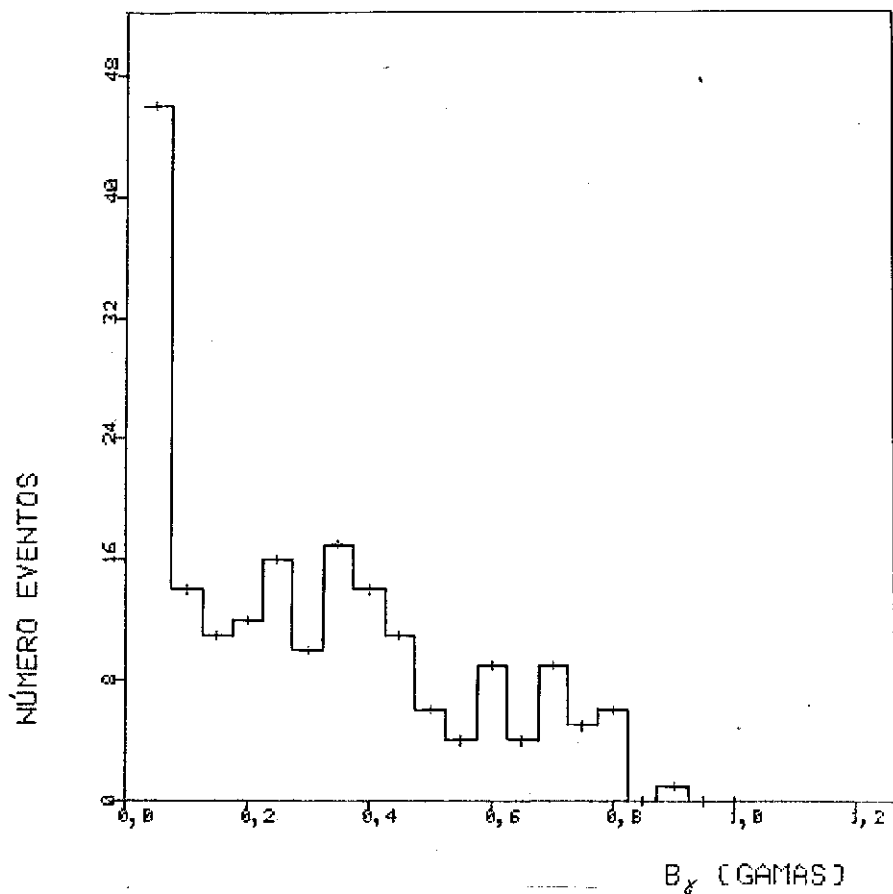
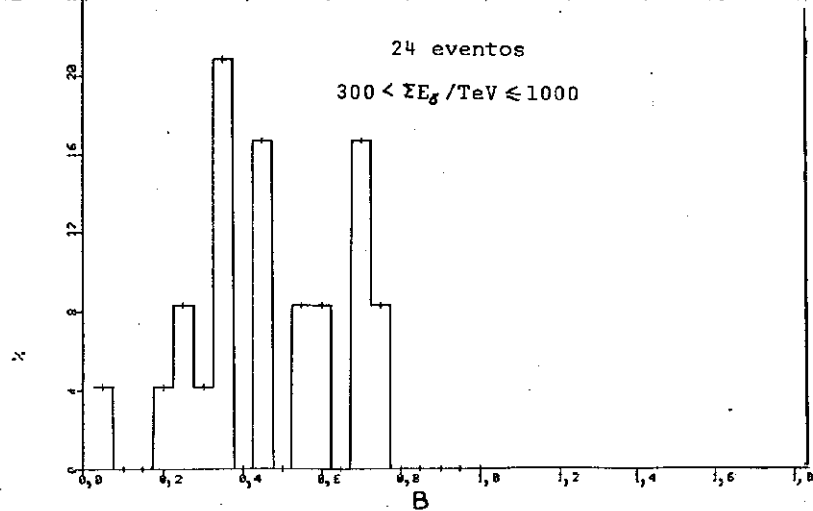
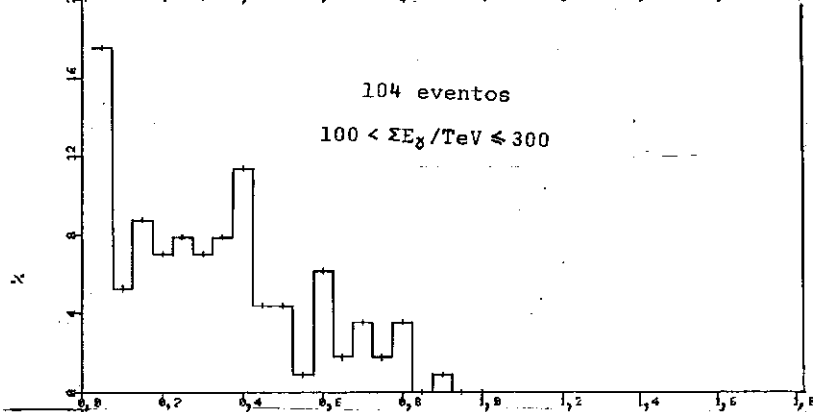
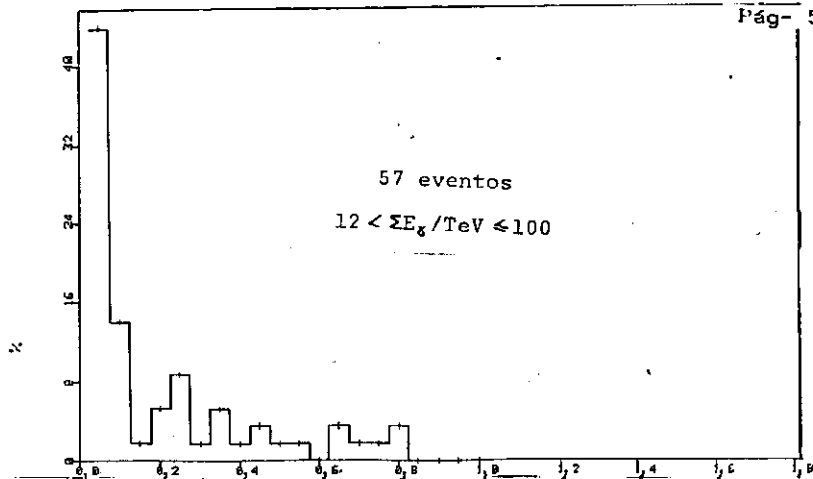


Fig 21 Distribuição de b_γ (coeficiente de isotropia) 195 A-Jatos.



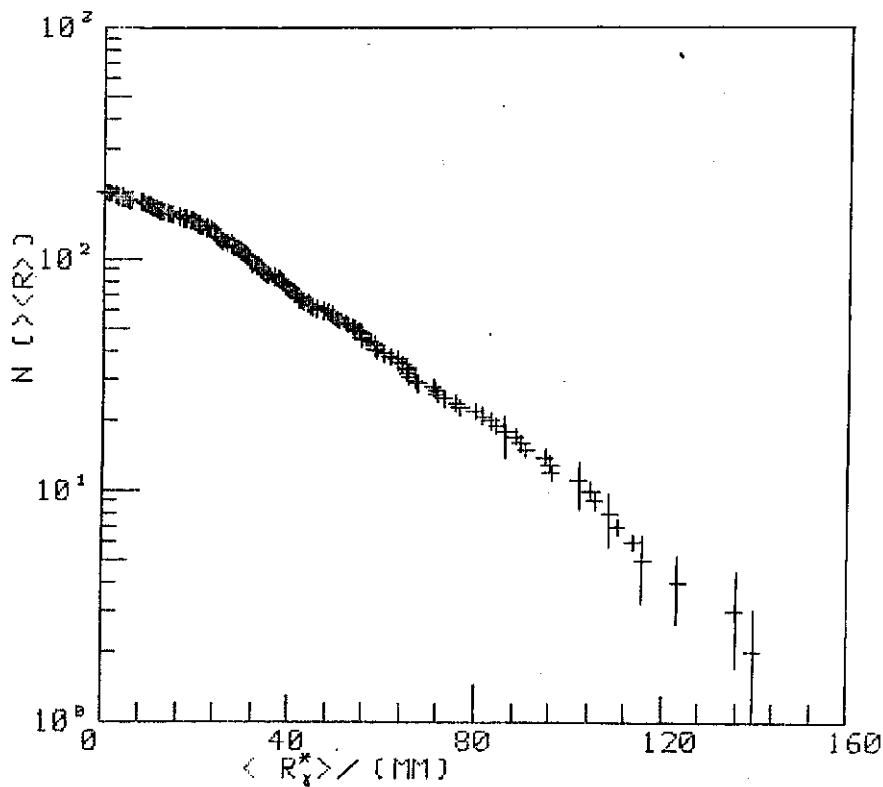


Fig 23 Distribuição integral de $\langle R_Y^* \rangle$ 195 A-Jatos.

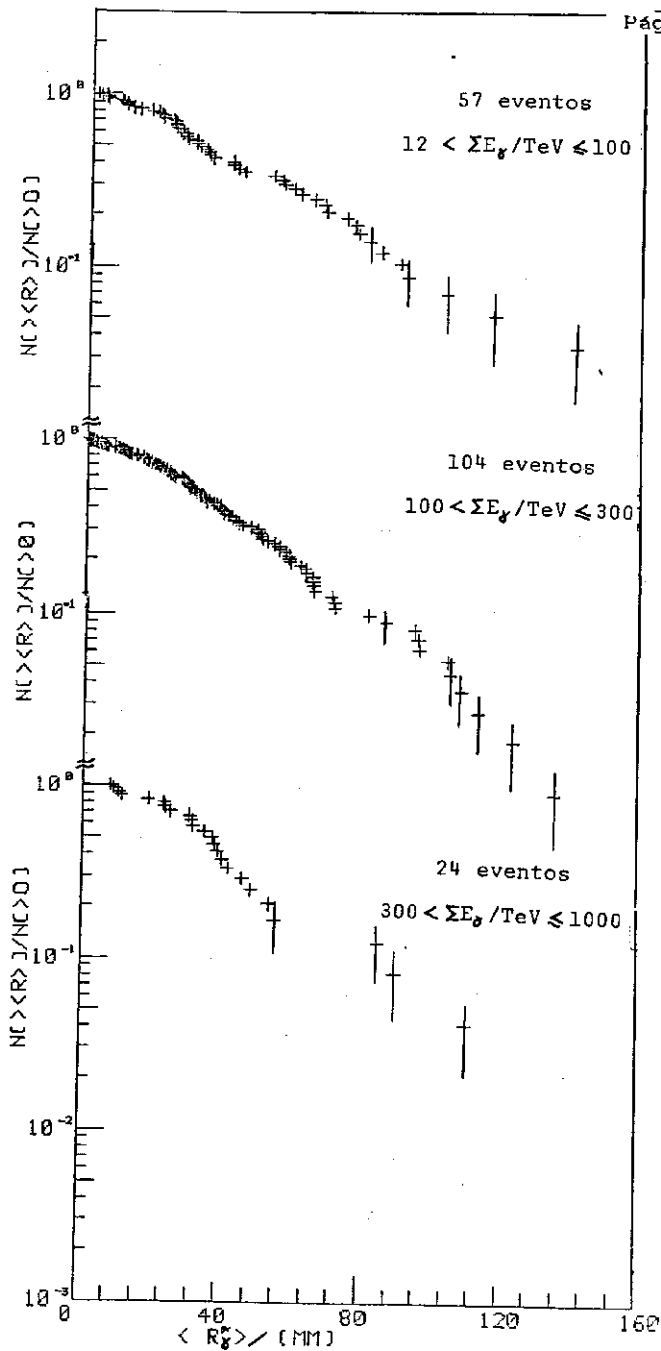


Fig 24 Distribuição integral de $\langle R_g^* \rangle$

(25) e (26) . Tanto as distribuições de $\langle R_y^* \rangle$ e $\langle E_y^* R_y^* \rangle$. admitem uma correlação tipo exponencial da forma:

$$N (>\langle R_y^* \rangle) / N (>0) = \exp (-\langle R_y^* \rangle / \langle\langle R_y^* \rangle\rangle)$$

$$N (>\langle E_y^* R_y^* \rangle) / N (>0) = \exp (-\langle E_y^* R_y^* \rangle / \langle\langle E_y^* R_y^* \rangle\rangle)$$

onde $\langle\langle R_y^* \rangle\rangle$ e $\langle\langle E_y^* R_y^* \rangle\rangle$ são os valores globais médios de $\langle R_y^* \rangle$ e $\langle E_y^* R_y^* \rangle$, a Tabela 7 mostra estes valores, observando-se uma diminuição dos mesmos com o aumento da energia. Isto é observado claramente nas figuras (27) e (28), onde também são mostrados dados experimentais obtidos no monte Kambala /36/ pelo grupo China-Japão.

TABELA 7

Faixa de Energia	$\langle\langle R_y^* \rangle\rangle / (\text{mm})$	$\langle\langle E_y^* R_y^* \rangle\rangle / (\text{Gev.m})$
$12 < E / \text{TeV} < 100$	43 ± 10	0.4 ± 0.1
$100 < E / \text{TeV} < 300$	38 ± 9	0.3 ± 0.1
$300 < E / \text{TeV} < 1000$	39 ± 9	0.3 ± 0.1

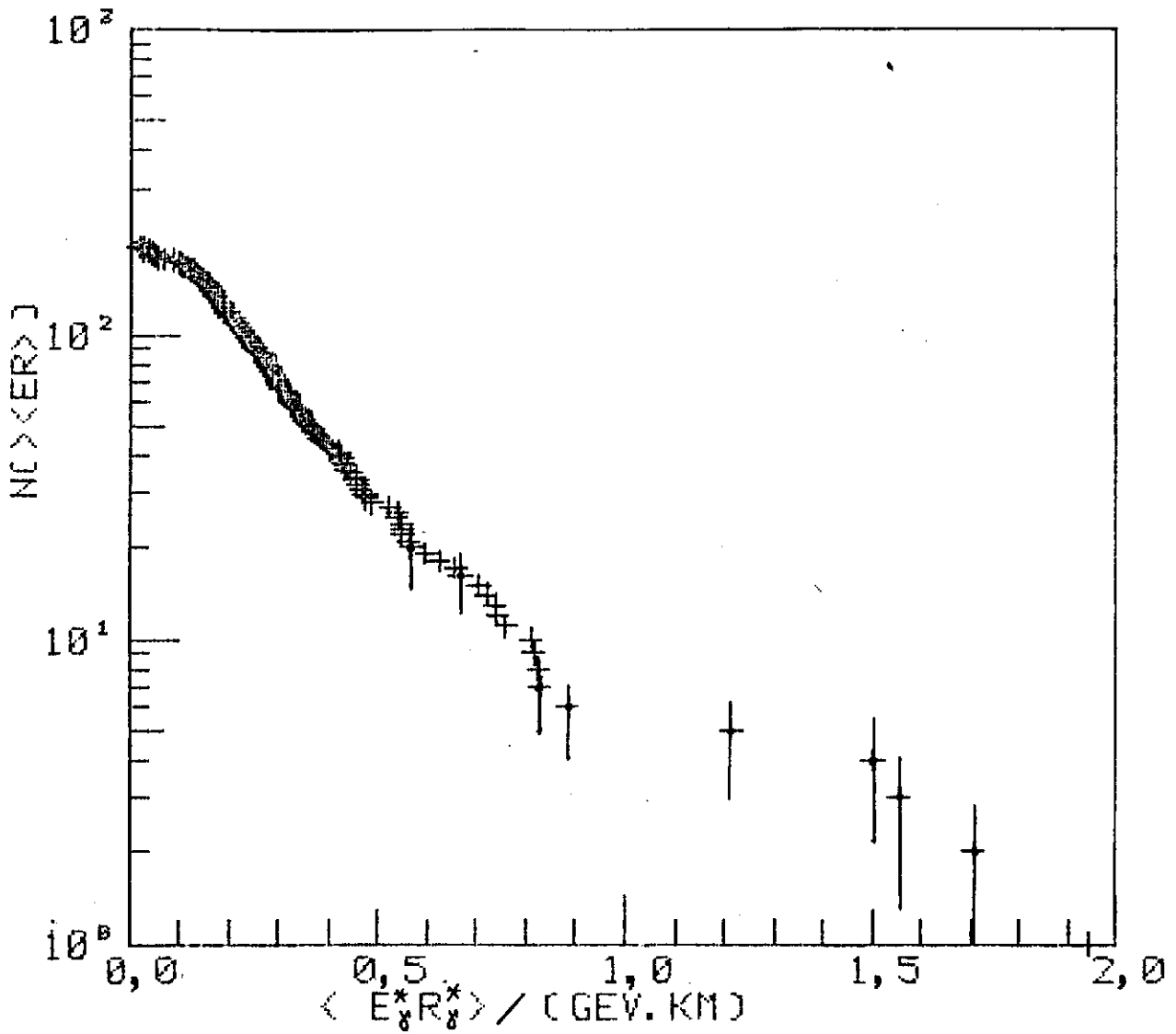


Fig 25 Distribuição integral de $\langle E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* \rangle$ 195 A-Jatos

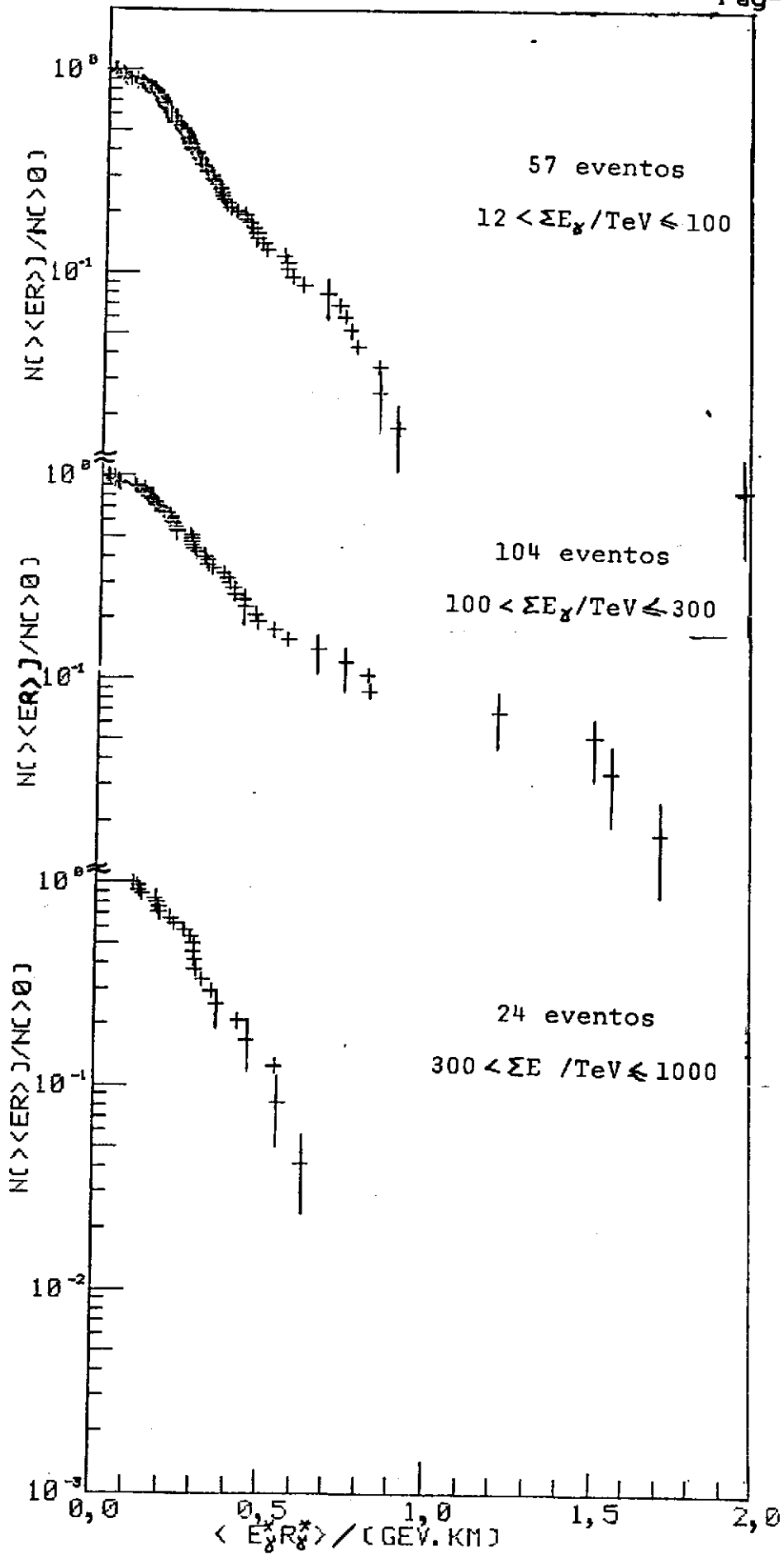


Fig 26 Distribuição integral de $\langle E_y^* R_y^* \rangle$

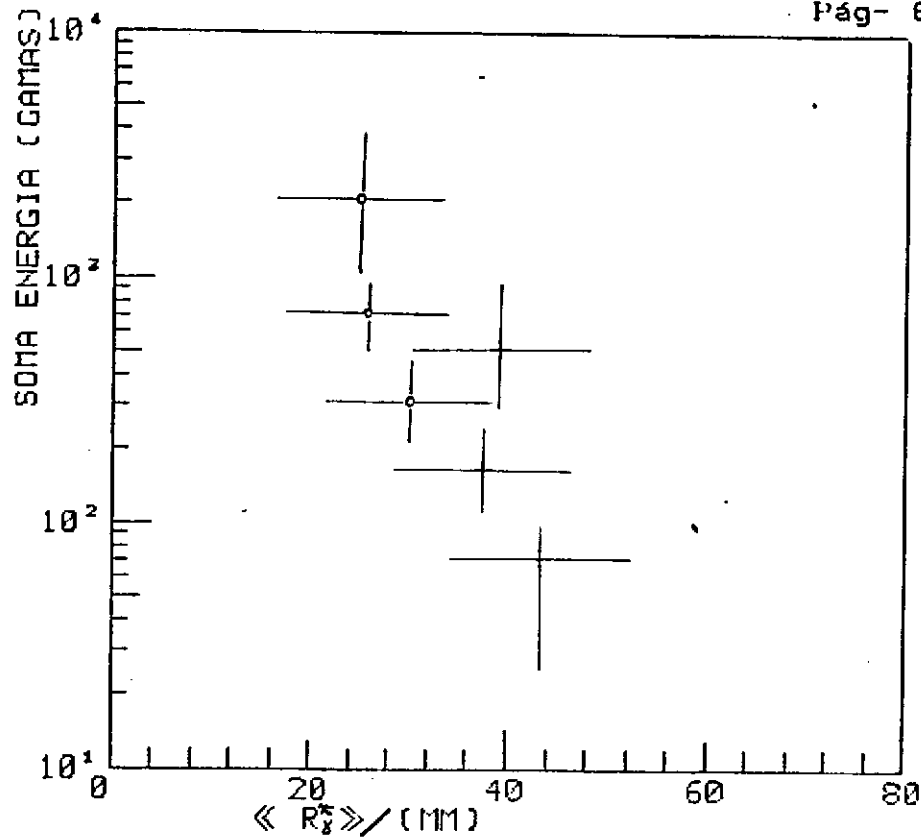


Fig 27 Dependência de $\langle R_{\gamma}^* \rangle$ com a energia ΣE_{γ}
 + 195 A-Jatos analisados neste trabalho (Chacaltaya)
 o A-Jatos Colaboração China-Japão (Kambala)

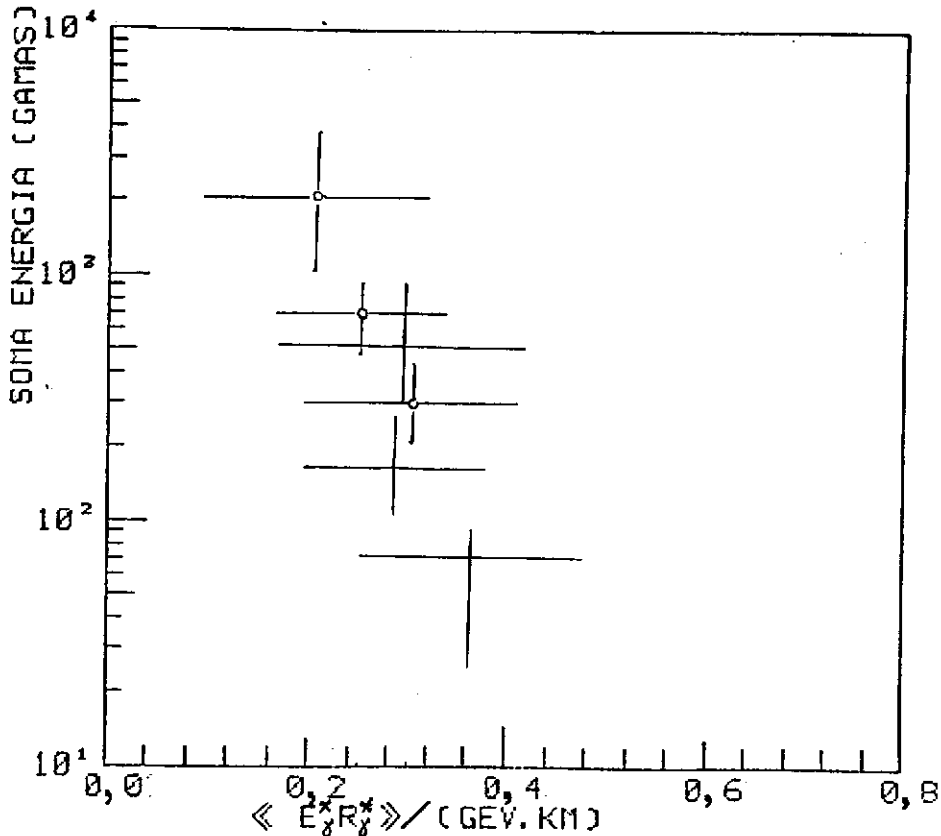


Fig 28 Dependência de $\langle E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* \rangle$ com a energia ΣE_{γ}
 + 195 A-Jatos analisados neste trabalho (Chacaltaya)

CAPÍTULO IV

ANÁLISES DE JATOS

IV.1 INTRODUÇÃO

Uma característica importante observada, nas famílias de gamas, é a presença de aglomerados (apinhados) de gamas. Estes aglomerados são interpretados como a parte eletromagnética dos jatos hadrônicos, originados na interação nuclear.

No caso de famílias de gamas provenientes de interações atmosféricas é bom identificar aglomerados após o processo de decascatização para evitar efeitos devido a formação de cascatas eletromagnéticas.

A identificação de aglomerados, as vezes é feita em forma direta, na chapa de raio X, observando-se claramente a olho nú a presença de aglomerados, isto acontece geralmente com os eventos binoculares (dois aglomerados), a identificação de aglomerados em famílias de gamas de multiplicidade alta, evidentemente requer métodos mais elaborados.

IV.2 MÉTODO DE AGRUPAMENTO

A decomposição de gamas em constituintes de, aglomerados pode ser feita aplicando o mesmo algoritmo utilizado na decascatização (ver capítulo III), unicamente é necessário mudar o valor do parâmetro de decascatização para um outro apropriado.

A escolha do valor de K_j pode ser feita, com ajuda de C-Jatos, onde a altura da interação é 'conhecida'. Observa-se em C-Jatos /21/ que o momento transversal relativo apropriado entre gamas para formar um aglomerado é da ordem de 0,25 - 0,30 GeV/c. Considerando a altura eficaz da interação de 1 Km para A-Jatos decascatilizados /19/; pode-se escolher o valor de K_j entre 0,25-0,30 GeV.Km.

Das 195 famílias de gamas analisadas neste trabalho 166 apresentam jatos separados em número igual ou maior a 2 para $K_j = 0,3$ GeV.Km.

A figura (29) mostra a multiplicidade de jatos por família obtidos para $K_j = 0,3$ GeV.Km. em função da energia ΣE_γ , observando-se um aumento da multiplicidade de jatos com o aumento da energia.

De maneira semelhante como foram confrontadas as correlações $E_\gamma \Rightarrow R_\gamma$ dos A-Jatos decascatilizados com C-Jatos, apresentamos aqui as correlações $E_j \Rightarrow R_j$ obtidas tanto com C-Jatos como com A-Jatos, e que são mostradas nas figuras (30 A) e (30 B) respectivamente; confrontando estes dois diagramas, observa-se que tem uma correlação semelhante e que ambos coincidem se R_j dos A-Jatos é dividido por 1000. Chegando-se a mesma conclusão indicada no parágrafo III.4 do capítulo III, de que pode-se considerar como 1000 metros a altura eficaz dos A-Jatos.

IV.3 COEFICIENTE DE ISOTROPIA EM JATOS

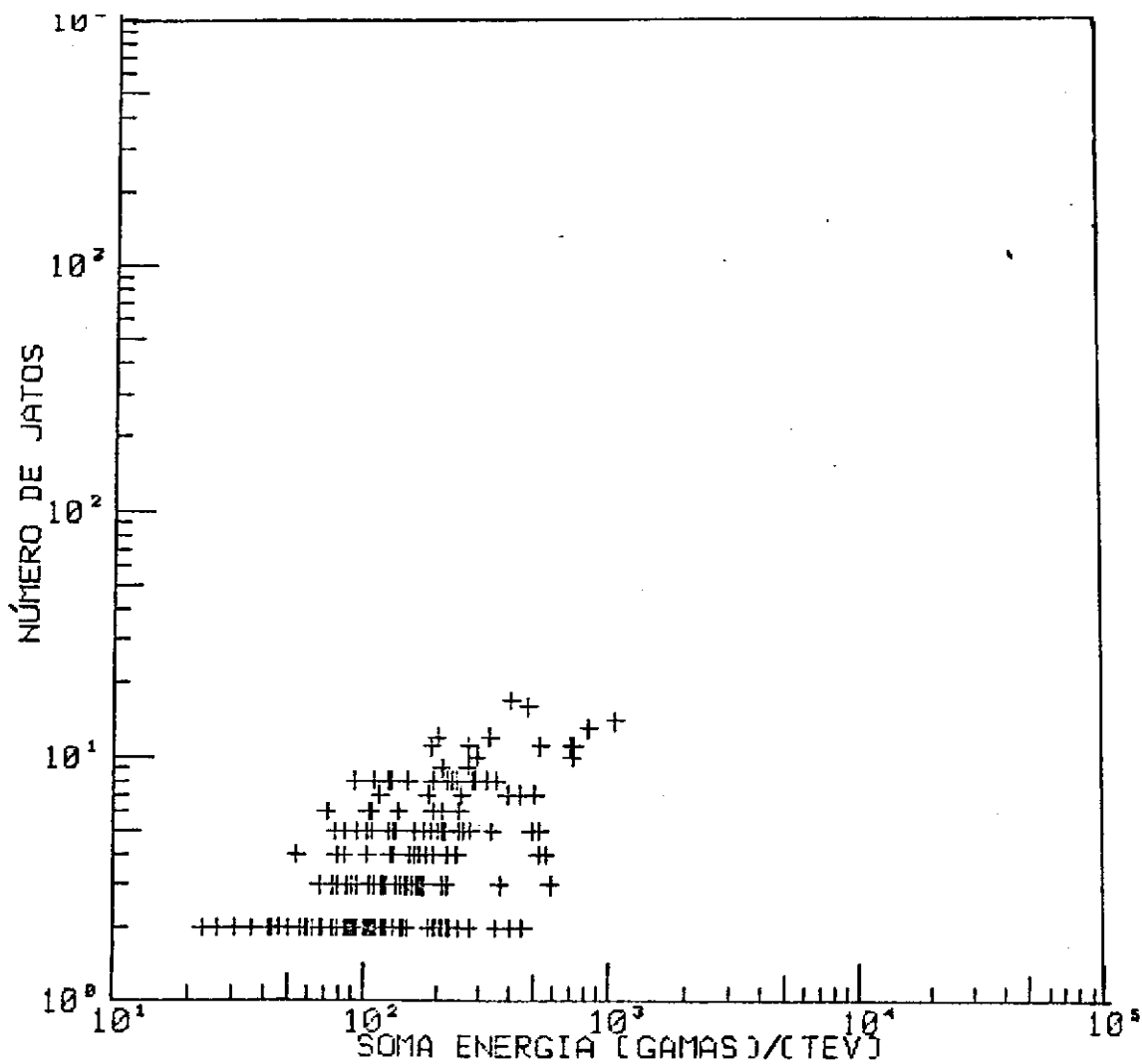


Fig 29 Dependência do número de Jatos por família (para $K_j \approx 0.3 \text{ GeV}, K_m$) com a energia ΣE_g 166 A-Jatos com $N_j \geq 2$

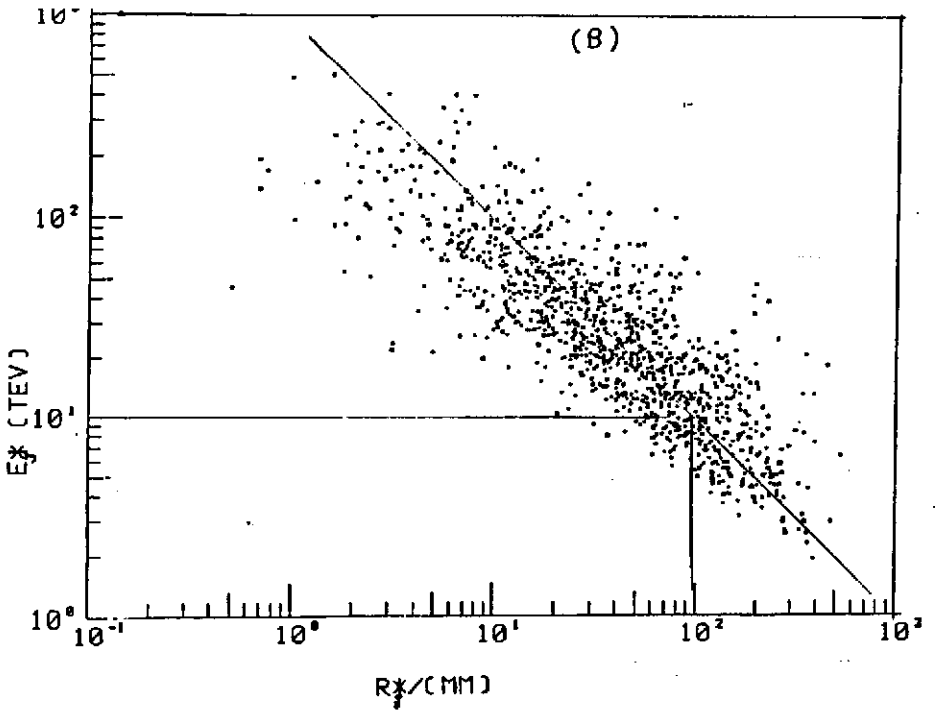
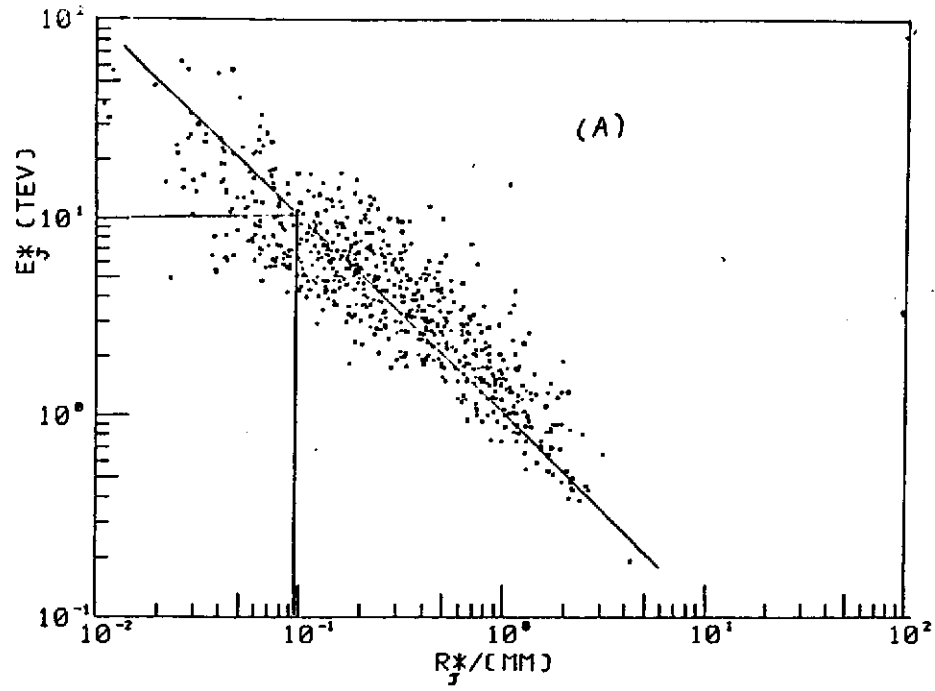


Fig 30 Correlação $E_j \rightarrow R_j$
 (A) C-Jatos
 (B) A-Jatos

Da mesma forma como foi definido o coeficiente de isotropia para uma família de gamas, pode-se definir o coeficiente de isotropia para jatos:

$$b_j = (\sum E_j Y_j^2)_{\min} / (\sum E_j X_j^2)_{\max}$$

Este coeficiente também está compreendido entre os valores:

$$0 \leq b_j \leq 1$$

sendo que:

$b_j = 0$ para famílias com jatos altamente colineares

$b_j = 1$ para famílias com jatos com completa isotropia

No apêndice A deste trabalho apresentamos em detalhe as relações analíticas para determinar b_j .

O coeficiente b_γ dá informação sobre a estrutura azimutal da família de gamas, e sendo os gamas parte (eletromagnética) dos jatos hadrônicos, b_γ também dará informação sobre a estrutura de jatos, assim por exemplo, para famílias com dois jatos, o coeficiente b_γ indica se eles são do tipo 'vassoura' ou tipo 'lápis' (ver figura).

Tipo vassoura

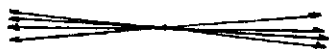
Jatos associados



$$b_{\gamma} \sim 0,3 \quad b_j = 0$$

Tipo lápis

Jatos associados



$$b_{\gamma} \sim 0,1 \quad b_j = 0$$

Em ambos casos b_j toma o mesmo valor. Em contra partida b_j pode dar informação dos mecanismos da interação nuclear; assim por exemplo, distribuições de b_j poderiam estar associadas com as distribuições dos 'constituintes' hadrônicos /22/.

Este exemplo indica também a tendência $b_{\gamma} > b_j$, para observar este fato, foi construída uma correlação entre b_j e b_{γ} que é mostrada na figura (31), confirmando claramente esta tendência, este fato também é devido a multiplicidade já que o número de jatos numa família é sempre muito menor que os gamas da mesma.

A figura (32) mostra as distribuições de b_j das 166 famílias de gamas e na figura (33) esta mesma distribuição é mostrada em 3 faixas de energia, é observado o aumento da simetria das famílias com o aumento da energia.

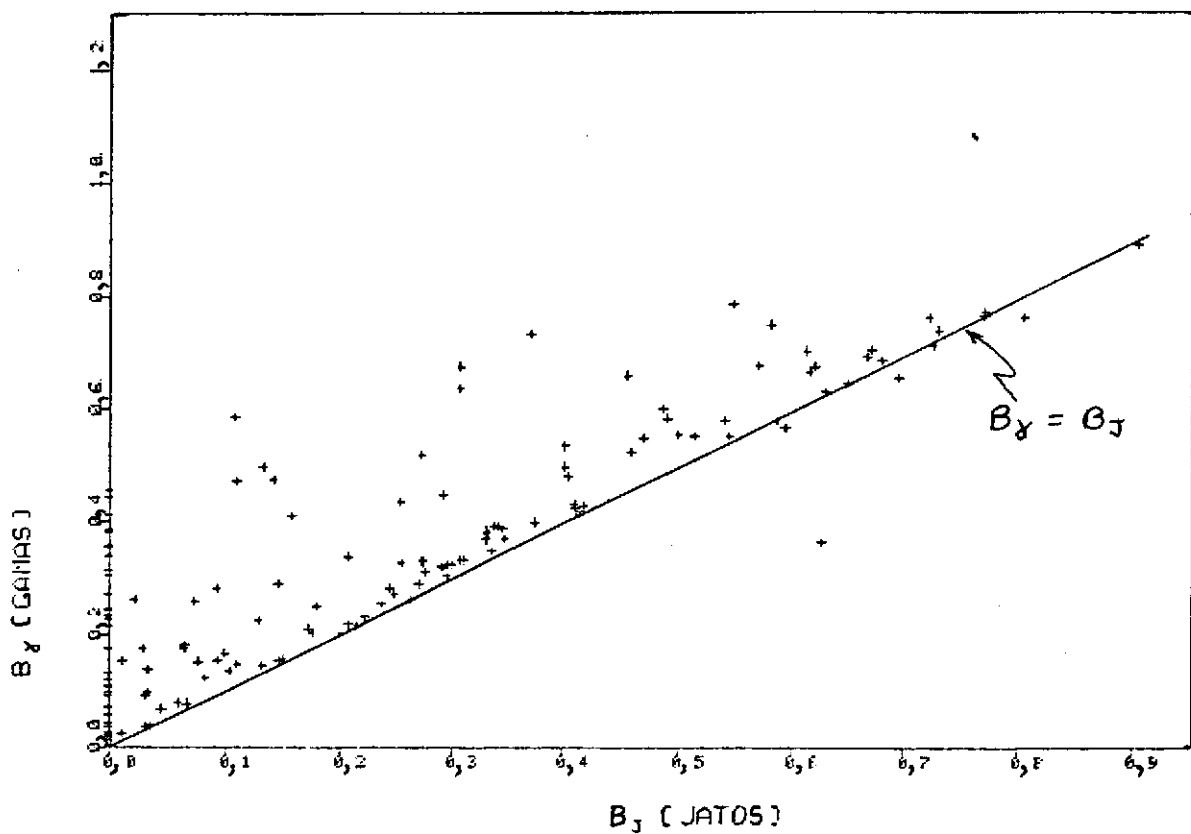
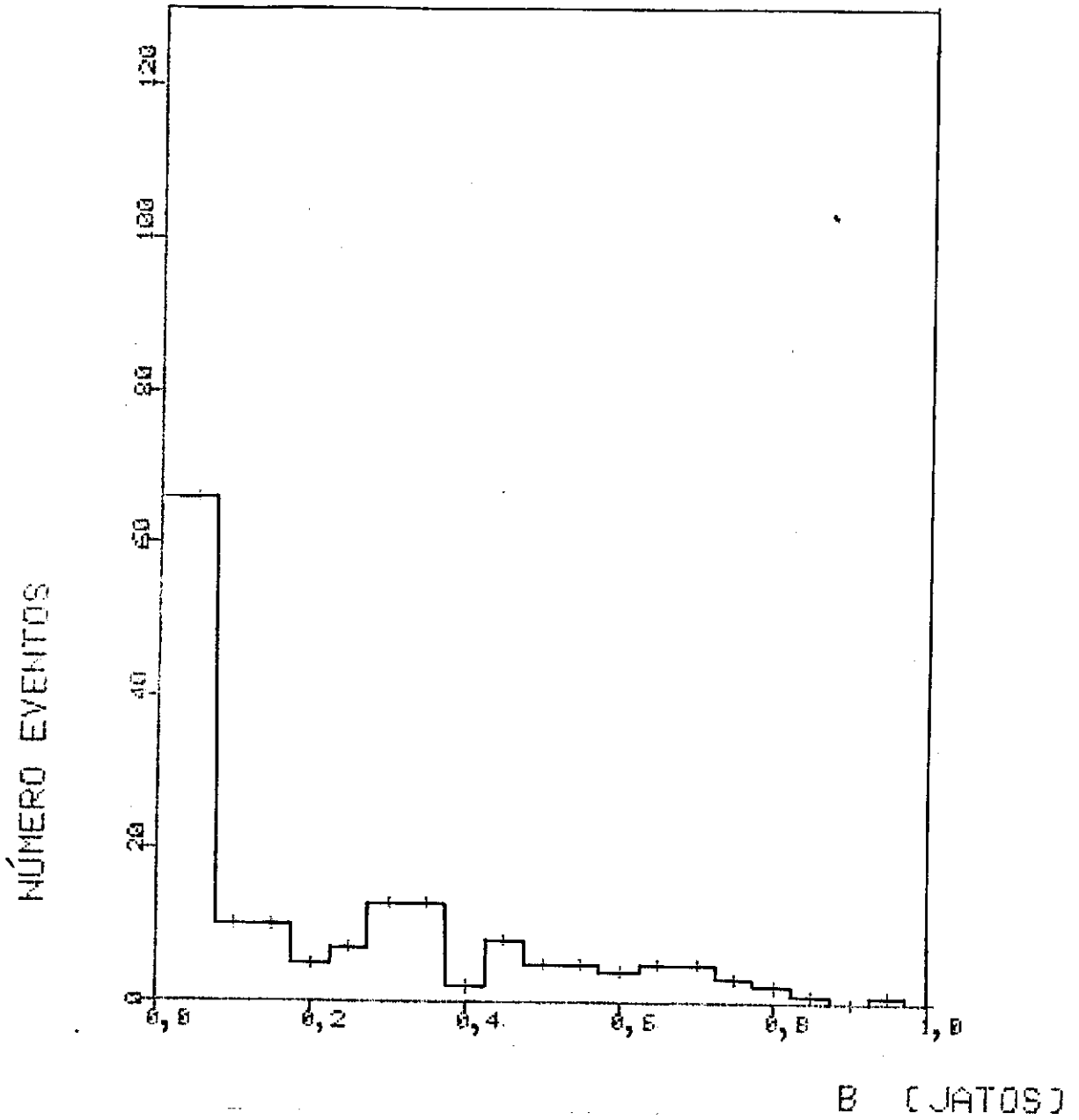
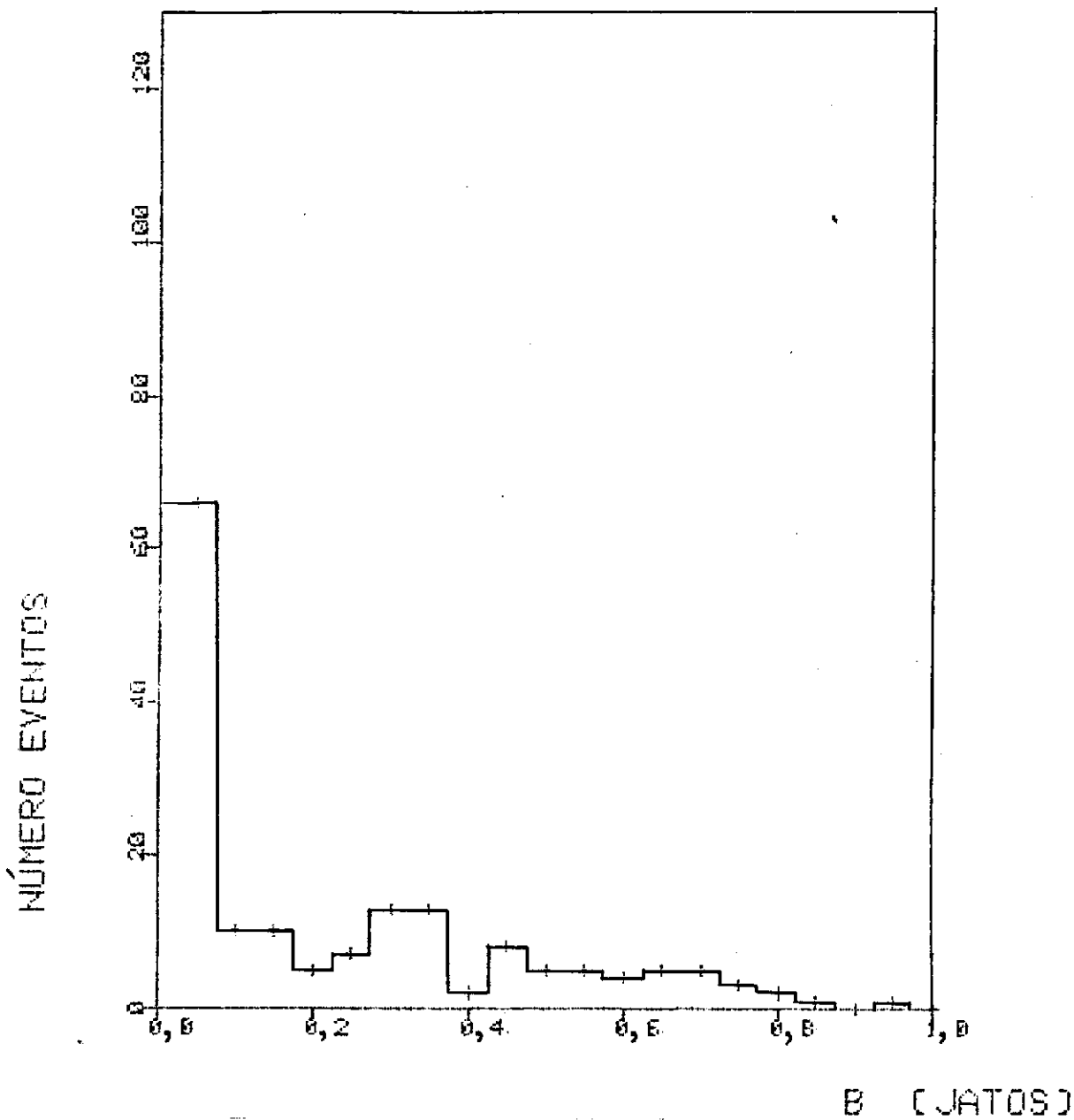


Fig 31 Correlação entre b_j (gamas) com b_j (jatos)
 166 A-Jatos com $N_j \geq 2$



Fíg 32 Distribuição de bj 166 A-Jatos com $N_j \geq 2$



Fíg 32 Distribuição de b_j 166 A-Jatos com $N_j \geq 2$

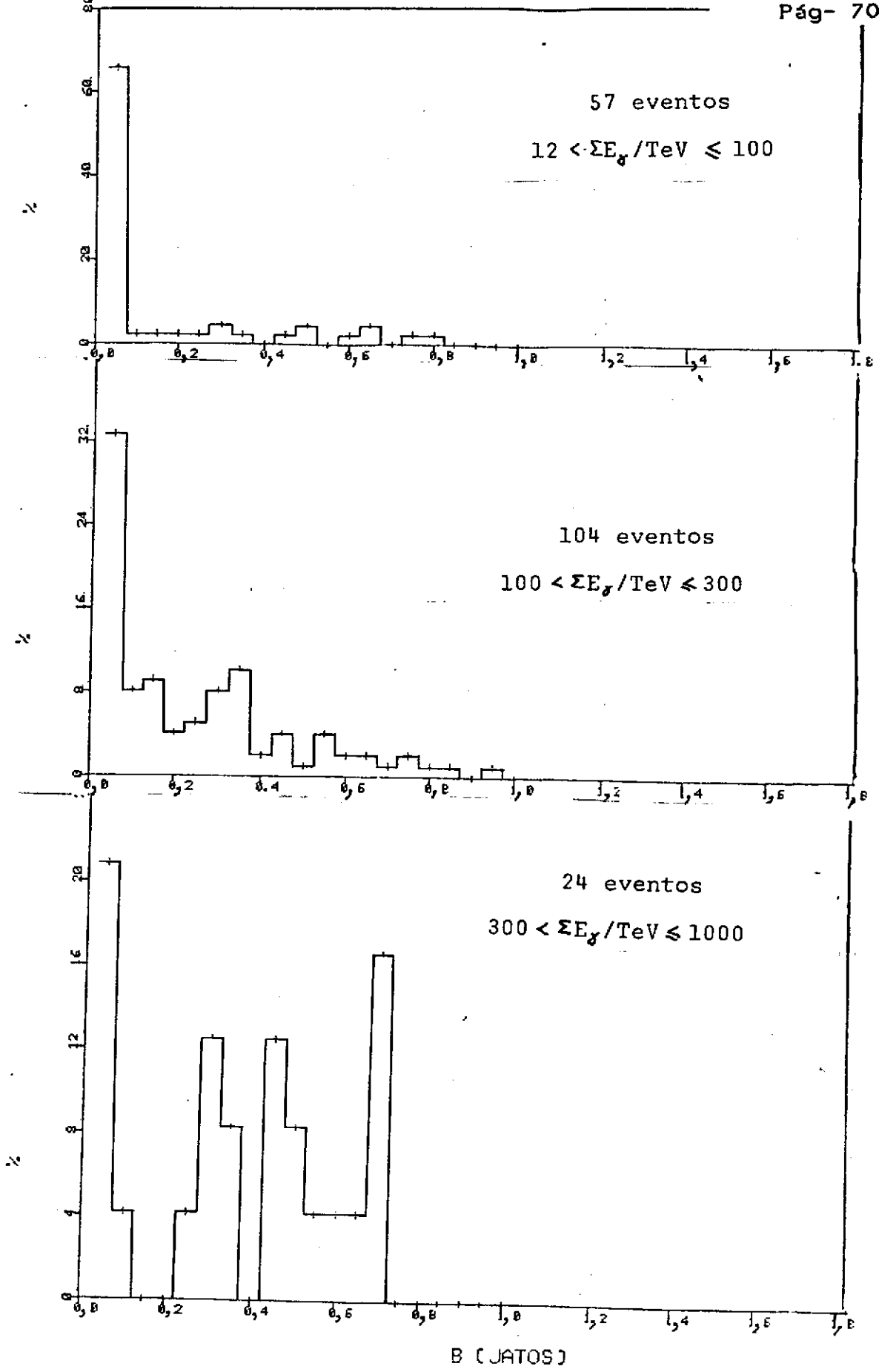


Fig 33 Distribuição de bj

A distribuição do número de jatos N_j nas famílias é mostrado na figura (34), e na figura (35) esta mesma distribuição é apresentada em 3 faixas de energia. Na faixa de energia $12 < \Sigma E_\gamma / \text{TeV} < 100$ pode-se observar que 60% das famílias são do tipo binocular ($N_j=2$). Na próxima faixa de energia $100 < \Sigma E_\gamma / \text{TeV} < 300$ observa-se um considerável aumento do número de jatos, aqui os eventos binoculares são só 26 %, conseqüentemente é observado também um aumento da isotropia, tal como indica a distribuição de b_j . Um aumento ainda maior de jatos nas famílias é observado na faixa de energia de $300 < \Sigma E_\gamma / \text{TeV} < 1000$, aqui os eventos binoculares são só 12% e a distribuição do número de jatos é quase uniforme estendendo-se até famílias com $N_j = 17$, esta faixa também exibe um aumento de isotropia das famílias.

IV.4 EXTENSÃO LATERAL DE JATOS

Da mesma forma como foi feito o estudo da extensão lateral dos gamas numa família, é feito o estudo da extensão lateral de jatos numa família. Para tal são construídas duas grandezas que são sensíveis ao valor médio do momento transversal de jatos (eletromagnéticos), definidas como:

$$\langle R_j \rangle = \Sigma R_j / N_j$$

$$\langle E_j R_j \rangle = \Sigma E_j R_j / N_j$$

A distribuição integral de $\langle R_j \rangle$ é mostrado na figura (36) e na figura (37) esta mesma distribuição é apresentada em 3

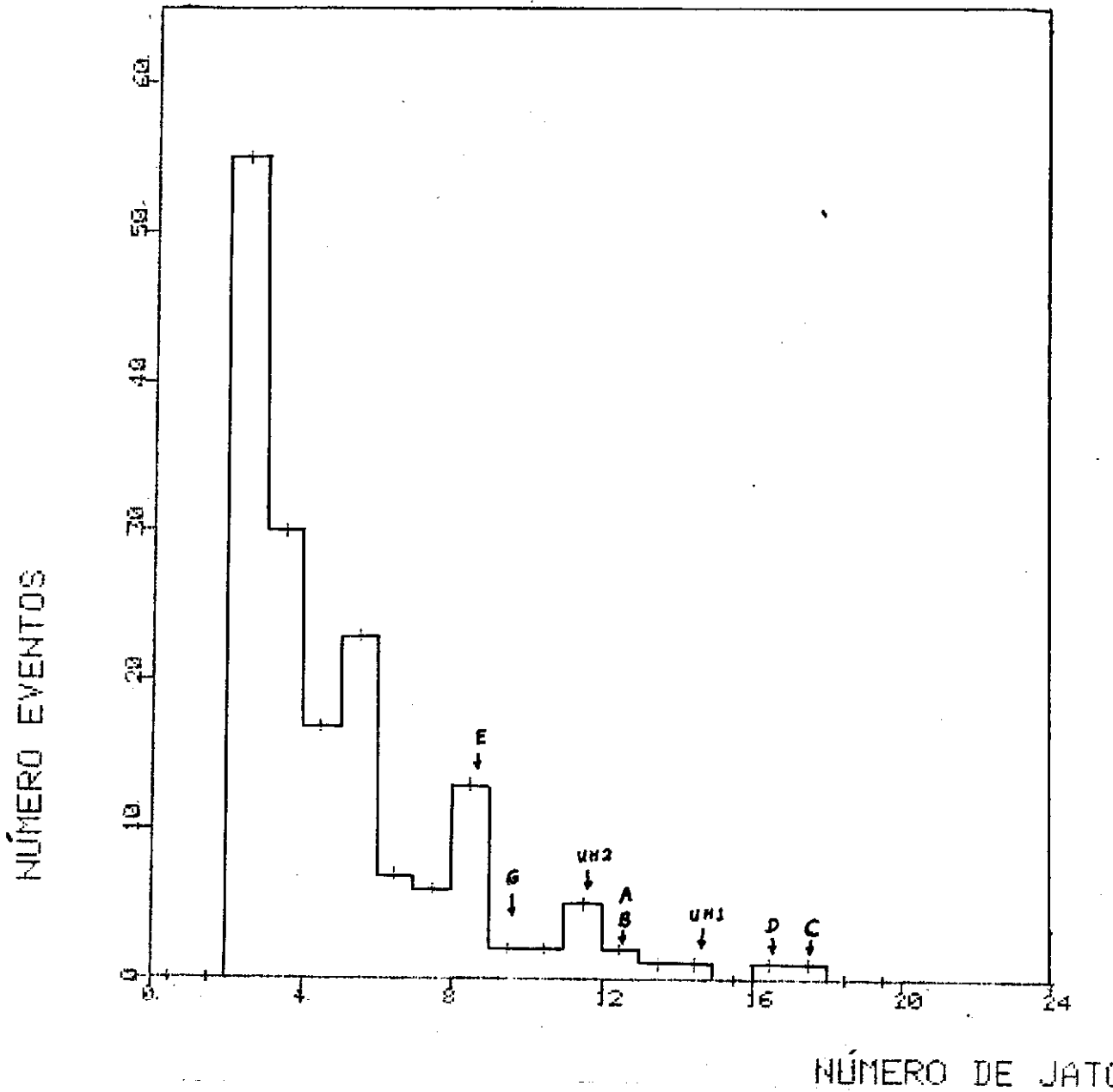


Fig 34 Distribuição do número de jatos por família
 166 A-Jatos com $N_j \geq 2$

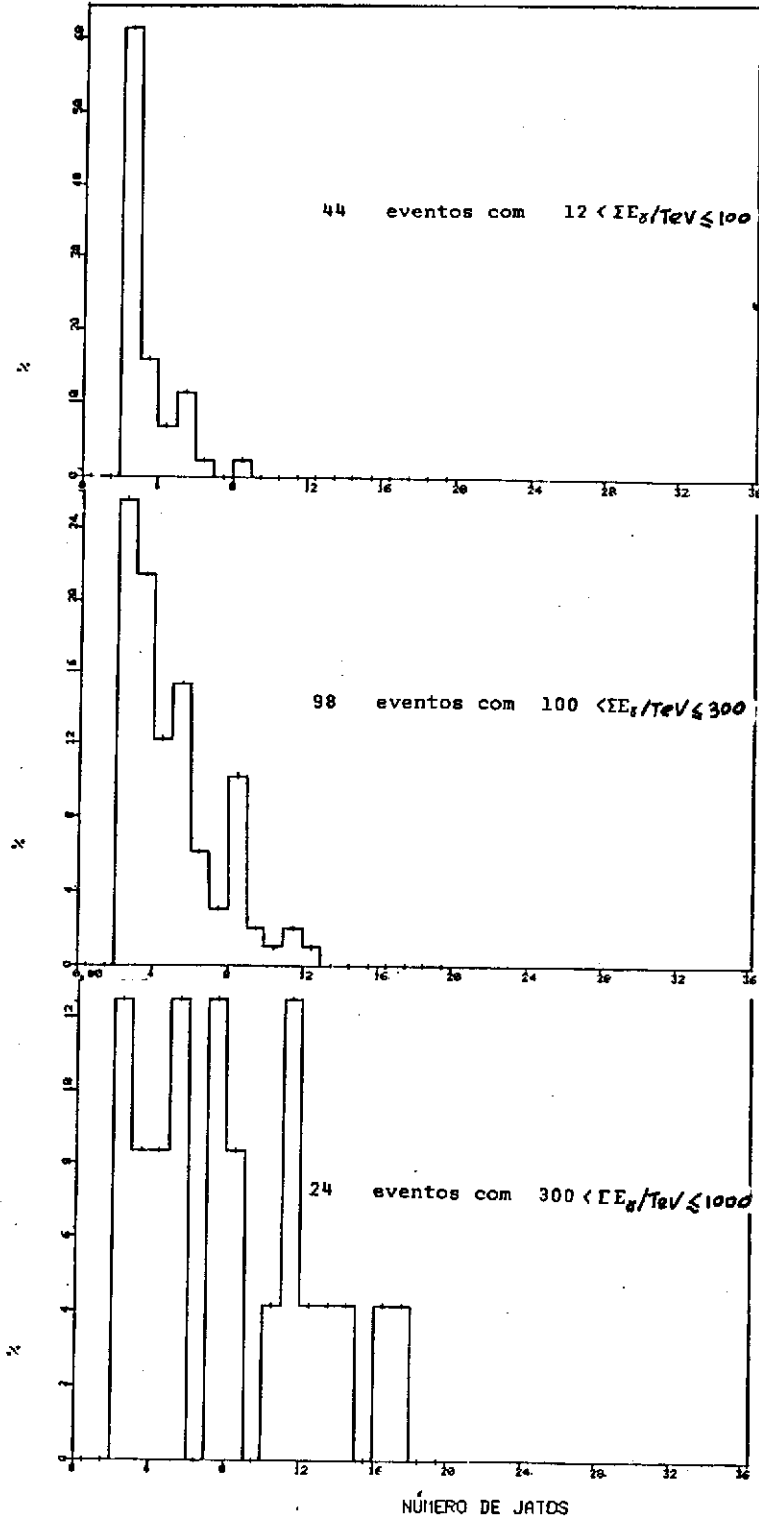
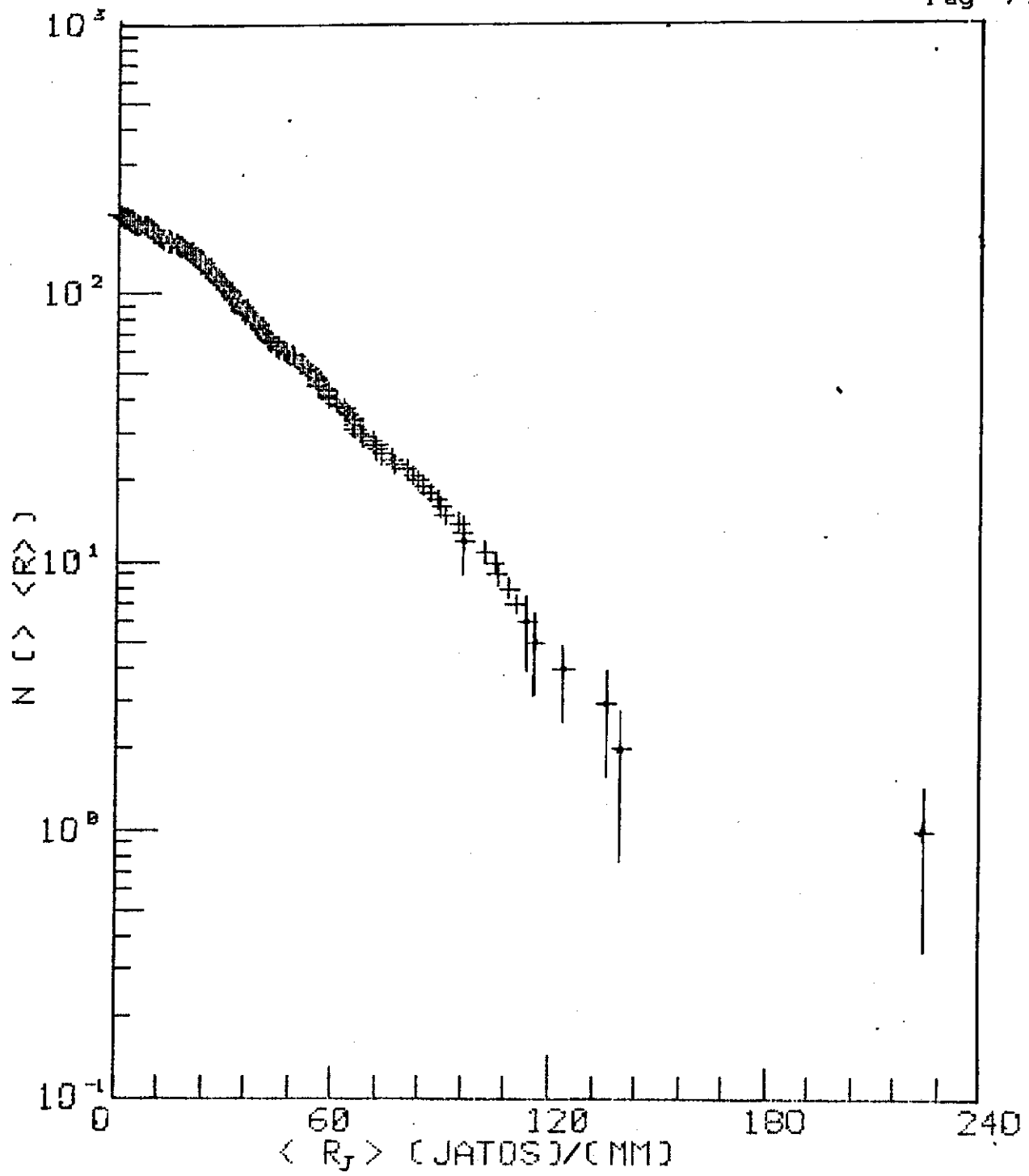


Fig 38 Distribuição do número de jatos



Fíg 36 Distribuição integral de $\langle R_j \rangle$
166 A-Jatos com $N_j \geq 2$

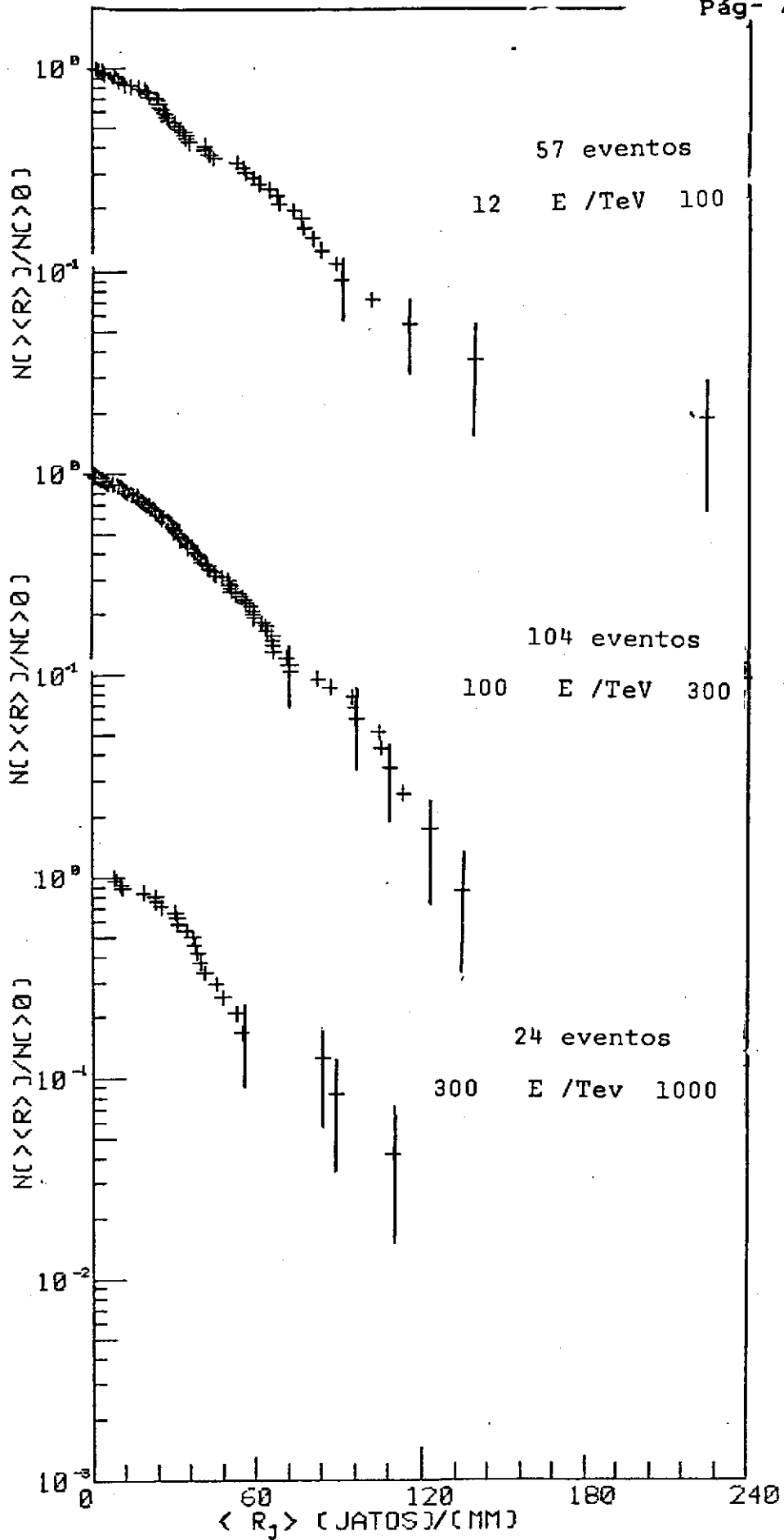


Fig 37 Distribuição integral de $\langle R_j \rangle$

faixas de energia diferentes. Em forma semelhante a distribuição de $\langle E_j R_j \rangle$ é mostrada na figura (38) sendo que esta mesma distribuição é indicada na figura (39) só que em 3 faixas de energia diferentes. Todas estas distribuições admitem uma correlação tipo exponencial da forma:

$$N(\langle R_j \rangle) / N(0) = \exp(-\langle R_j \rangle / \langle\langle R_j \rangle\rangle)$$

$$N(\langle E_j R_j \rangle) / N(0) = \exp(-\langle E_j R_j \rangle / \langle\langle E_j R_j \rangle\rangle)$$

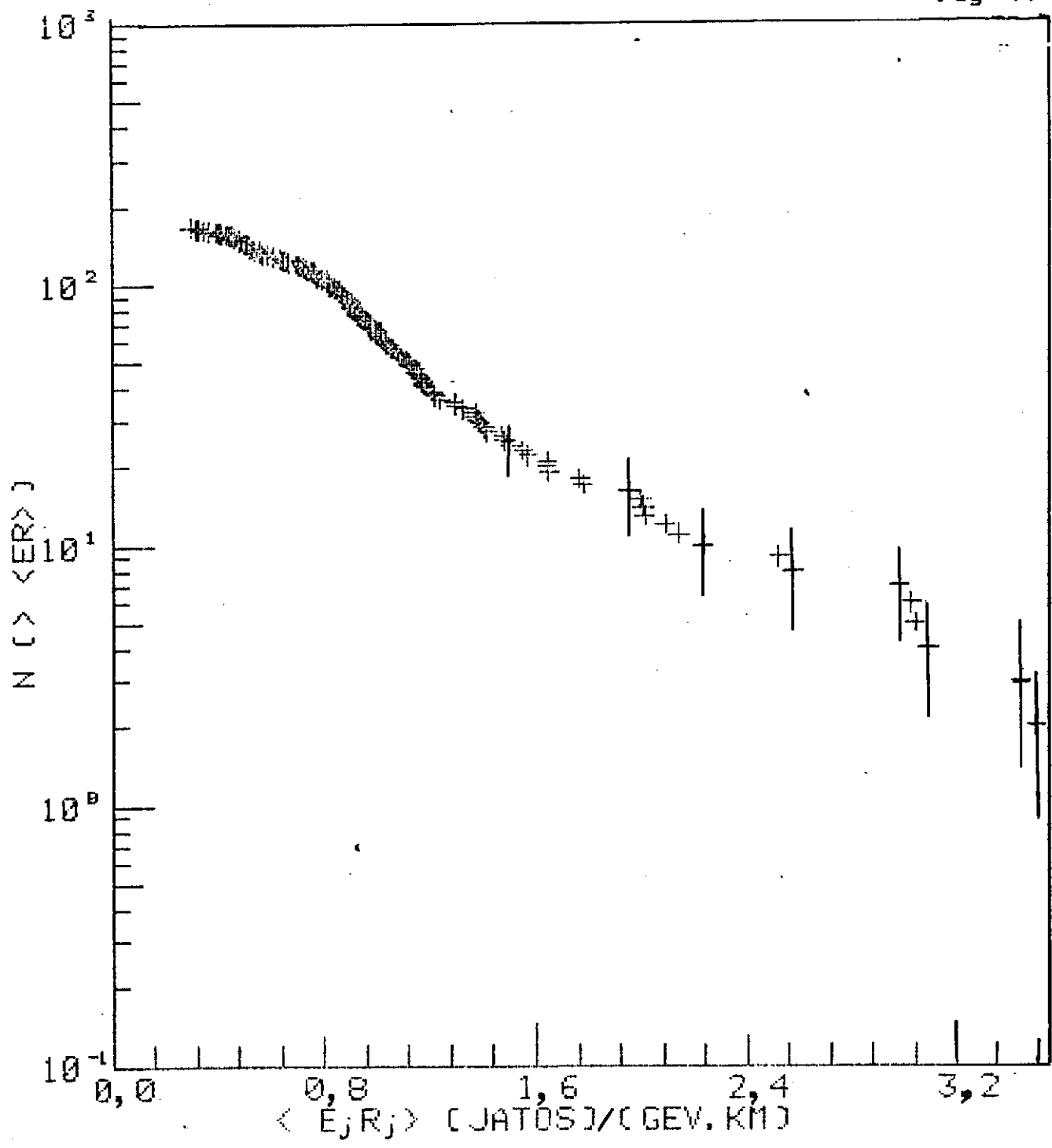
Aqui $\langle\langle R_j \rangle\rangle$ e $\langle\langle E_j R_j \rangle\rangle$ são os valores globais médios de R_j e $E_j R_j$. A Tabela 8 mostra estes valores globais nas 3 faixas de energia.

TABELA 8

Faixa de Energia	$\langle\langle R_j \rangle\rangle / (\text{m.m})$	$\langle\langle E_j R_j \rangle\rangle / (\text{Gev.Km})$
$40 < \Sigma E_\gamma / \text{TeV} < 100$	57 ± 4	$0,9 \pm 0,3$
$100 < \Sigma E_\gamma / \text{TeV} < 300$	49 ± 4	$1,0 \pm 0,3$
$300 < \Sigma E_\gamma / \text{TeV} < 1000$	49 ± 5	$1,1 \pm 0,4$

No caso de $\langle\langle R_j \rangle\rangle$ observa-se (figura (40)) uma diminuição do valor $\langle\langle R_j \rangle\rangle$ com o aumento da energia, fato este concorde com a dependência de $\langle\langle R_j \rangle\rangle$ com a energia.

A dependência de $\langle\langle E_j R_j \rangle\rangle$ com a energia é um tanto diferente da observada para gamas. A figura (41) mostra este compor-



Fíg 38 Distribuição integral de $\langle E_j R_j \rangle$
166 A-Jatos com $N_j \geq 2$

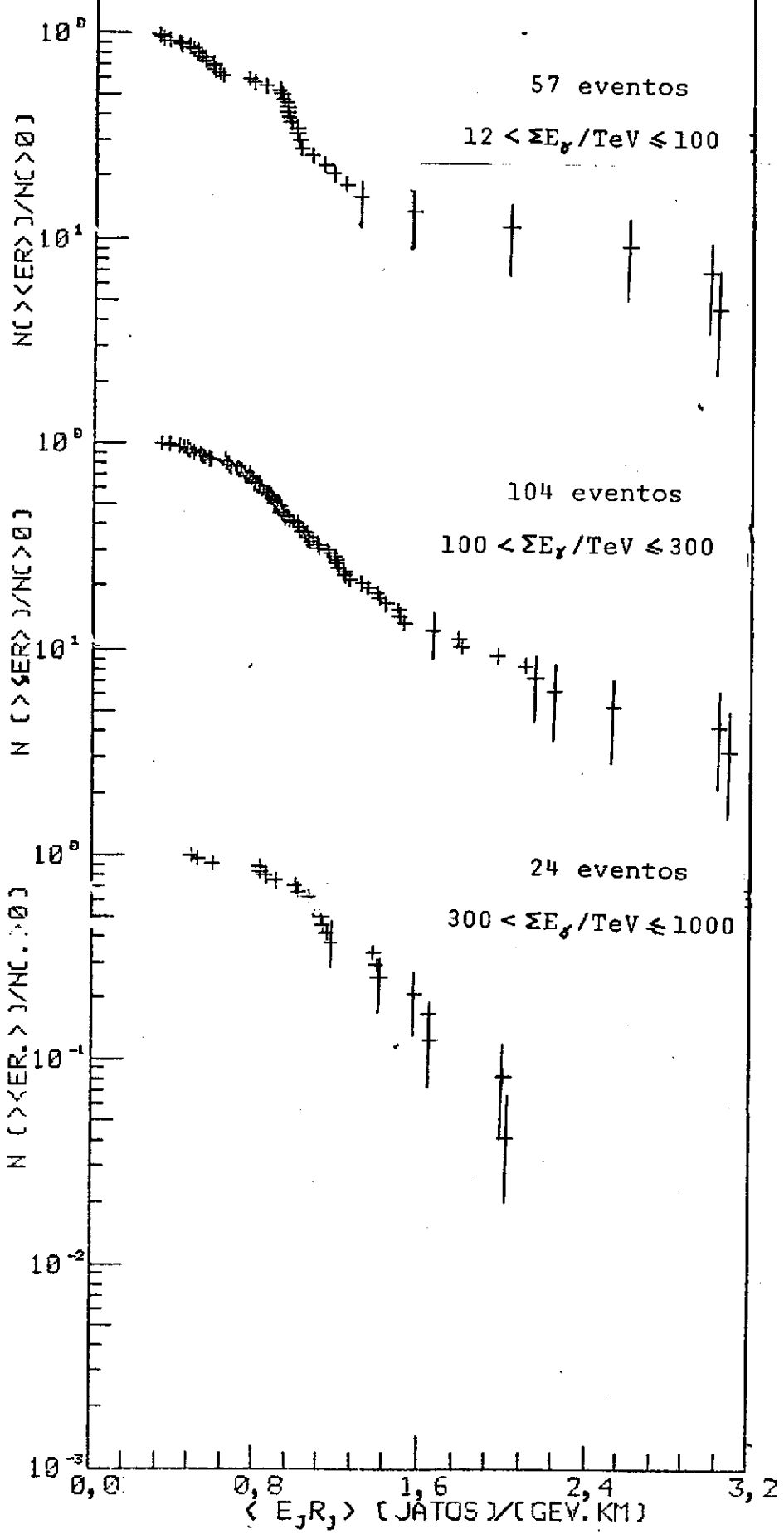


Fig 39 Distribuição integral de $\langle E_j R_j \rangle$

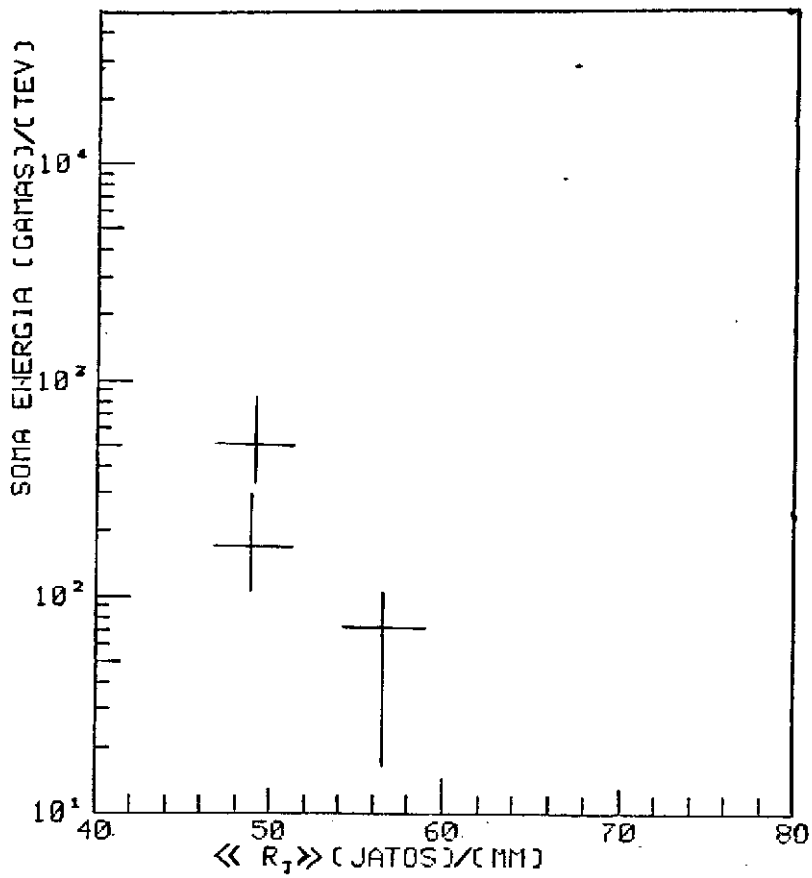


Fig 40 Dependência de $\langle R_j \rangle$ com a energia ΣE_γ
166 A-Jatos com $N_j \geq 2$

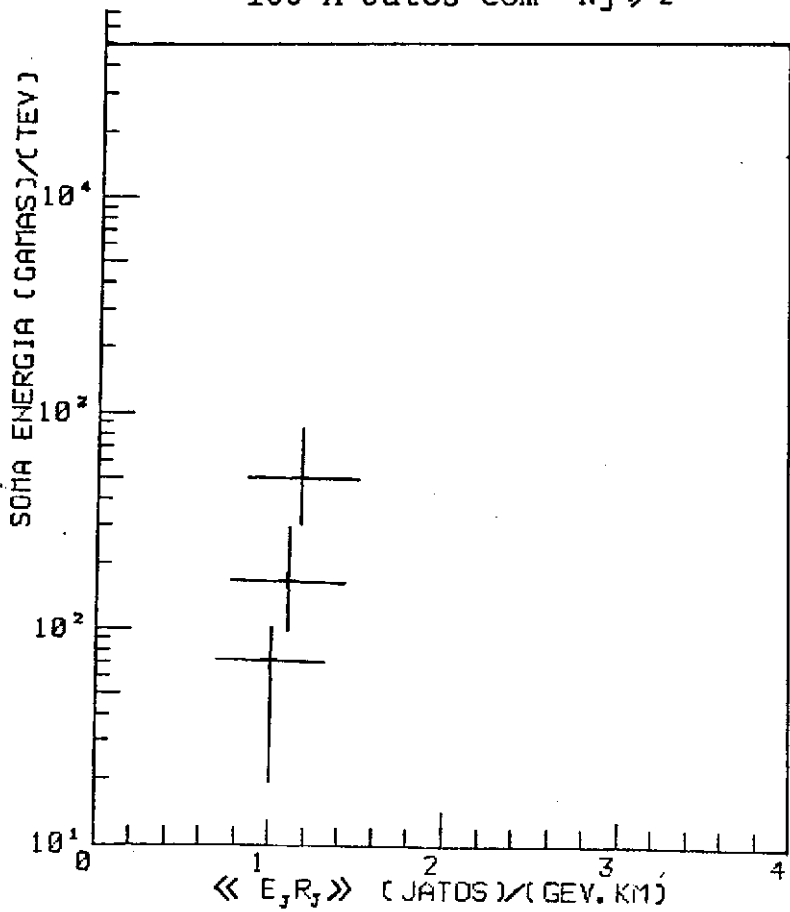


Fig 41 Dependência de $\langle E_j R_j \rangle$ com a energia ΣE_γ
166 A-Jatos com $N_j \geq 2$

tamento de $\langle\langle E_j R_j \rangle\rangle$ com ΣE_x .

A correlação entre b_j e $\langle E_j R_j \rangle$ é mostrada na figura 12 pode-se observar a presença de eventos com alta isotropia tanto na região de $\langle E_j R_j \rangle$ pequeno (0,3-1,2 GeV.Km) como na região com $\langle E_j R_j \rangle$ grande (maior a 2 GeV.Km).

IV.5 ENERGIA TRANSVERSAL DE JATOS

Como já foi dito anteriormente a relação $\Sigma E_j R_j$ corresponde a soma da denominada energia transversal $\Sigma E_{\tau j}$ largamente utilizada pelos grupos que trabalham com aceleradores.

A energia transversal é definida como:

$$E_t = E \operatorname{sen} \theta$$

$$E_t/c = \sqrt{p^2 + M^2 c^2} \operatorname{sen} \theta$$

$$\text{se } M = 0$$

$$E_t = p \cdot c \operatorname{sen} \theta = p_t \cdot c$$

Isto mostra que para gamas E_t corresponde exatamente ao valor $p_t \cdot c$ (c .momento transversal). Mesmo para partículas com massa M diferente de zero na região de altas energias.

$$p \gg M c$$

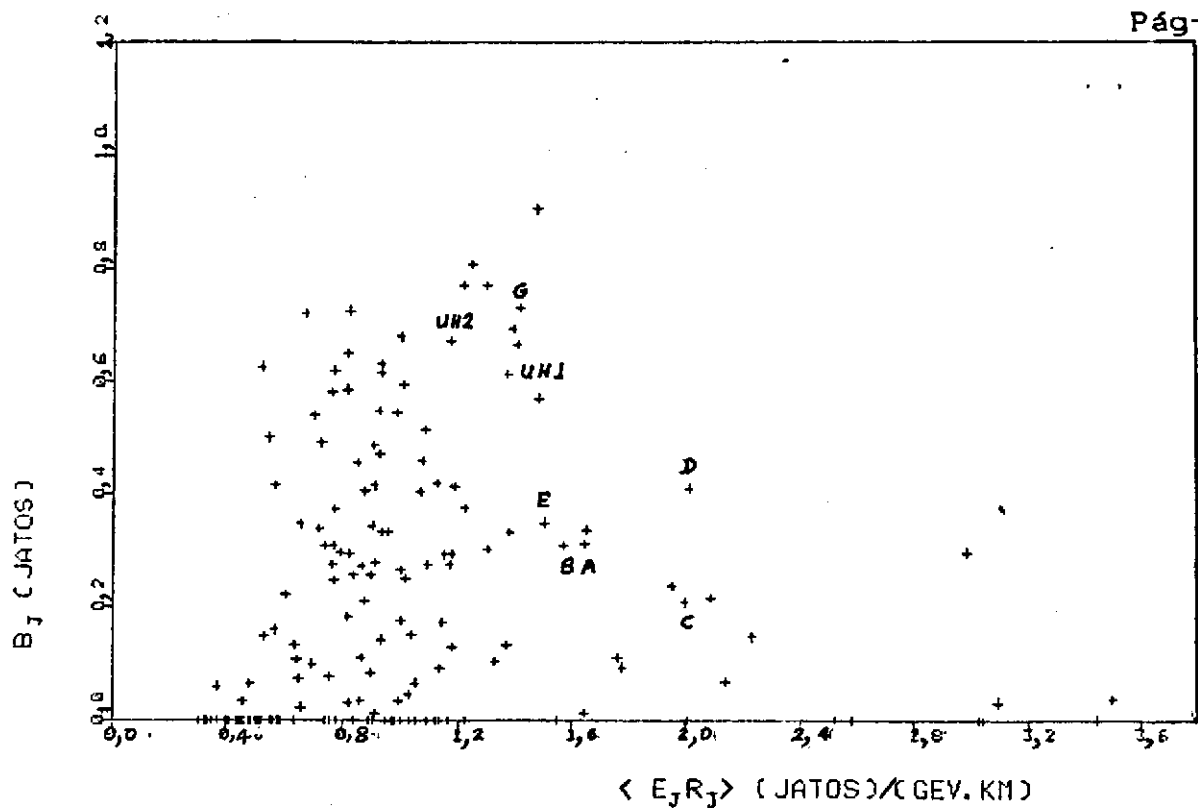


Fig 42 Correlação entre b_j com $\langle E_j R_j \rangle$
 166 A-Jatos com $N_j \geq 2$

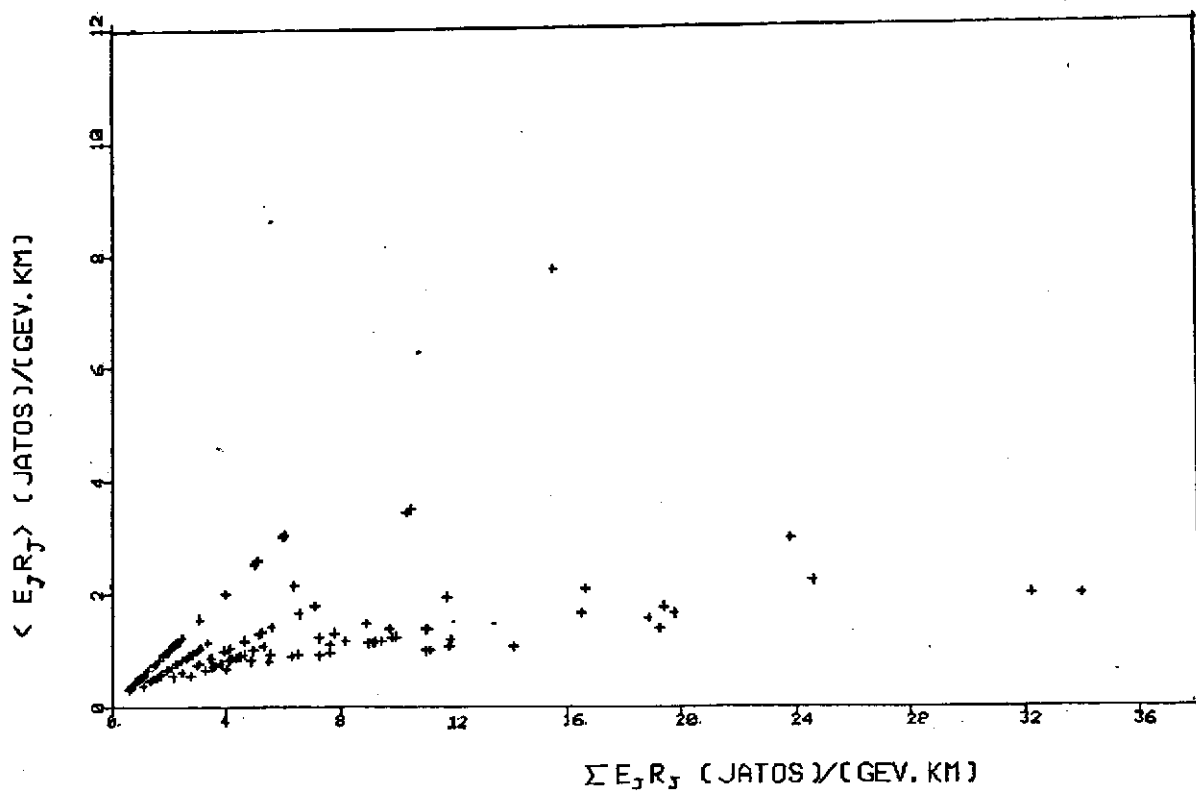


Fig 43 Correlação $\langle E_j R_j \rangle \rightarrow \Sigma E_j R_j$
 166 A-Jatos com $N_j \geq 2$

$$Et = Pt.c$$

Faremos aqui um estudo da dependência de várias grandezas obtidas para jatos (parte eletromagnética) com a relação $\Sigma E_j R_j$. Neste caso $\Sigma E_j R_j$ está relacionado diretamente com ΣE_{Tj} .

A figura (43) mostra a dependência de $\langle E_j R_j \rangle$ com $\Sigma E_j R_j$, pode-se notar claramente a relação linear existente entre $\langle E_j R_j \rangle$ e $\Sigma E_j R_j$ para famílias com 2-Jatos, 3-Jatos e assim por diante, já que.

$$\Sigma E_j R_j = N_j \langle E_j R_j \rangle$$

As figuras (44) e (45) mostram a dependência do número de jatos com $\Sigma E_j R_j$. A figura (45) foi obtida da (44) considerando valores do número de jatos para 4 intervalos de $E_j R_j$ diferentes, pode-se observar em ambos que o número de jatos N_j aumenta com o aumento de $\Sigma E_j R_j$.

As figuras (46) e (47) são semelhantes as anteriores, mostrando a dependência do coeficiente de isotropia para jatos b_j com $\Sigma E_j R_j$. Novamente aqui a figura (47) foi obtida da figura (46) considerando 4 intervalos de $\Sigma E_j R_j$ diferentes, neste caso observa-se um aumento de b_j com o aumento de $E_j R_j$ até o valor $E_j R_j =$

12 GeV.Km, daí para frente b_j diminui com o aumento de $\Sigma E_j R_j$.

Nas figuras (48) e (49) apresentamos a dependência de $h_1 = E_j R_j / \Sigma E_j R_j$ e $h_2 = (E_j R_j^1 + E_j R_j^2) / \Sigma E_j R_j$ com $\Sigma E_j R_j$. Aqui $E_j R_j^1$ corresponde ao valor máximo de um jato numa família e $E_j R_j^2$ re-

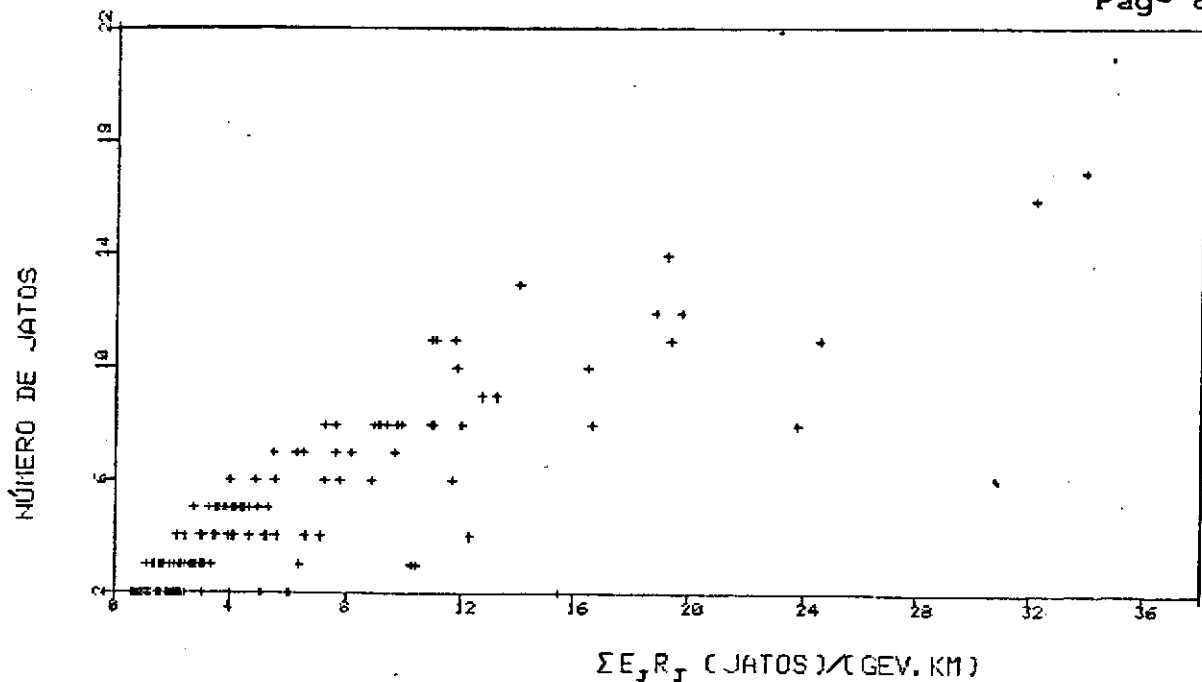


Fig 44 Correlação $N_j \rightarrow \Sigma E_j R_j$
166 A-Jatos com $N_j \geq 2$

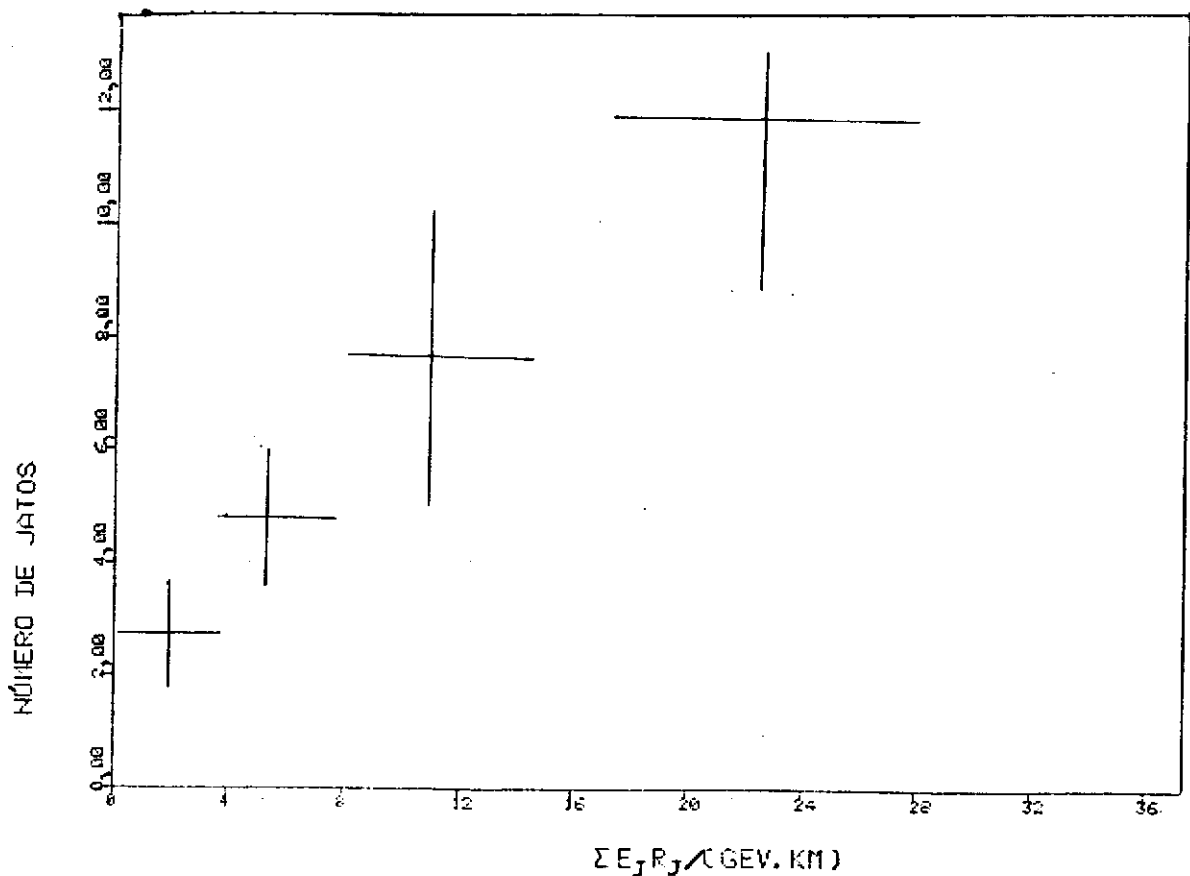


Fig 45 Correlação $N_j \rightarrow \Sigma E_j R_j$
166 A-Jatos com $N_j \geq 2$, divididos em 4 intervalos de $E_j R_j$

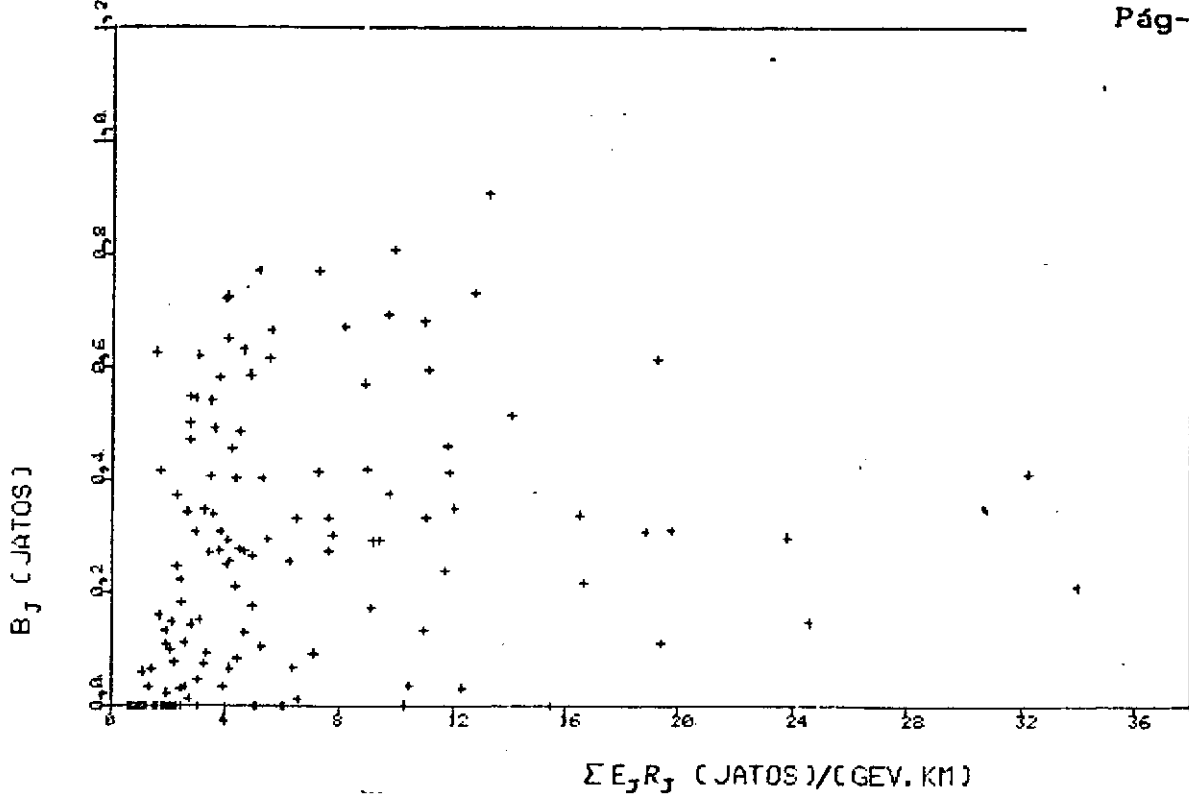


Fig 46 Correlação $b_j \rightarrow \Sigma E_j R_j$
 166 A-Jatos com $N_j \geq 2$

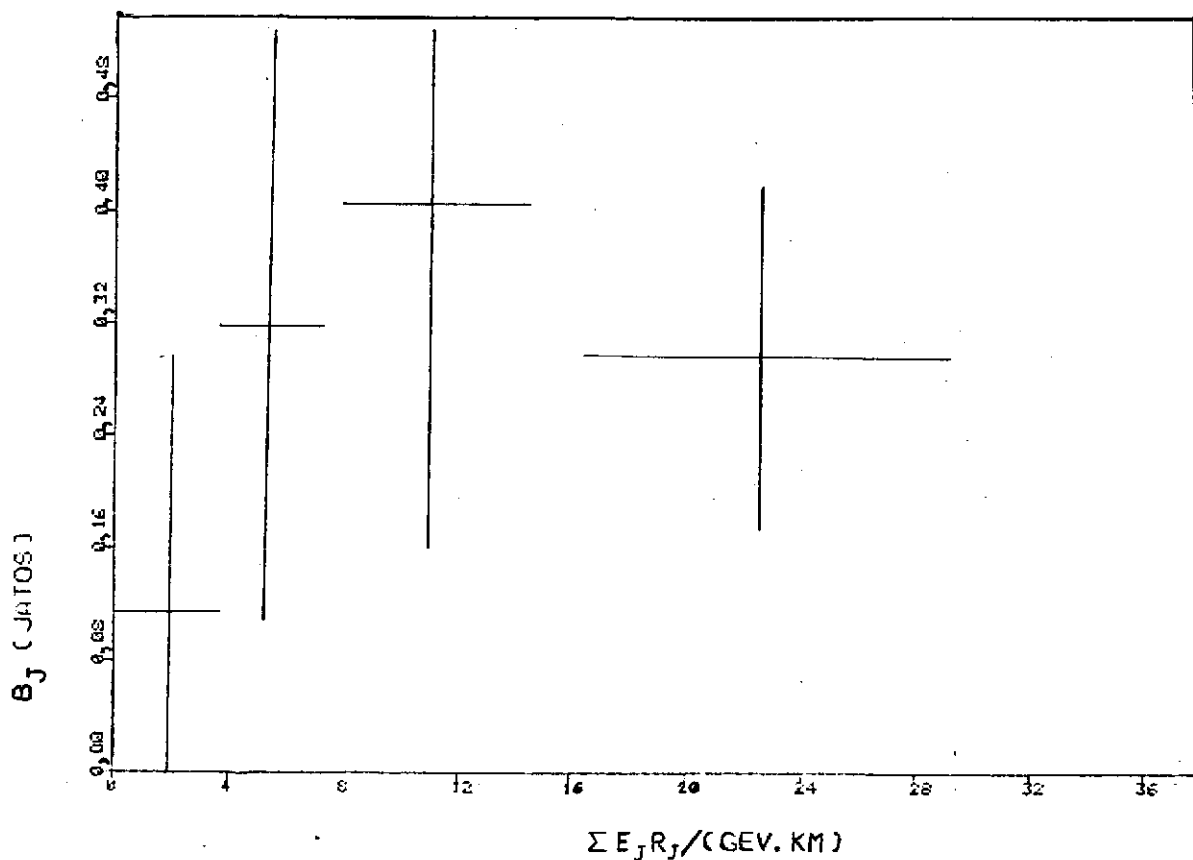


Fig 47 Correlação $b_j \rightarrow \Sigma E_j R_j$
 166 A-Jatos com $N_j \geq 2$ divididos em 4 intervalos de $E_j R_j$

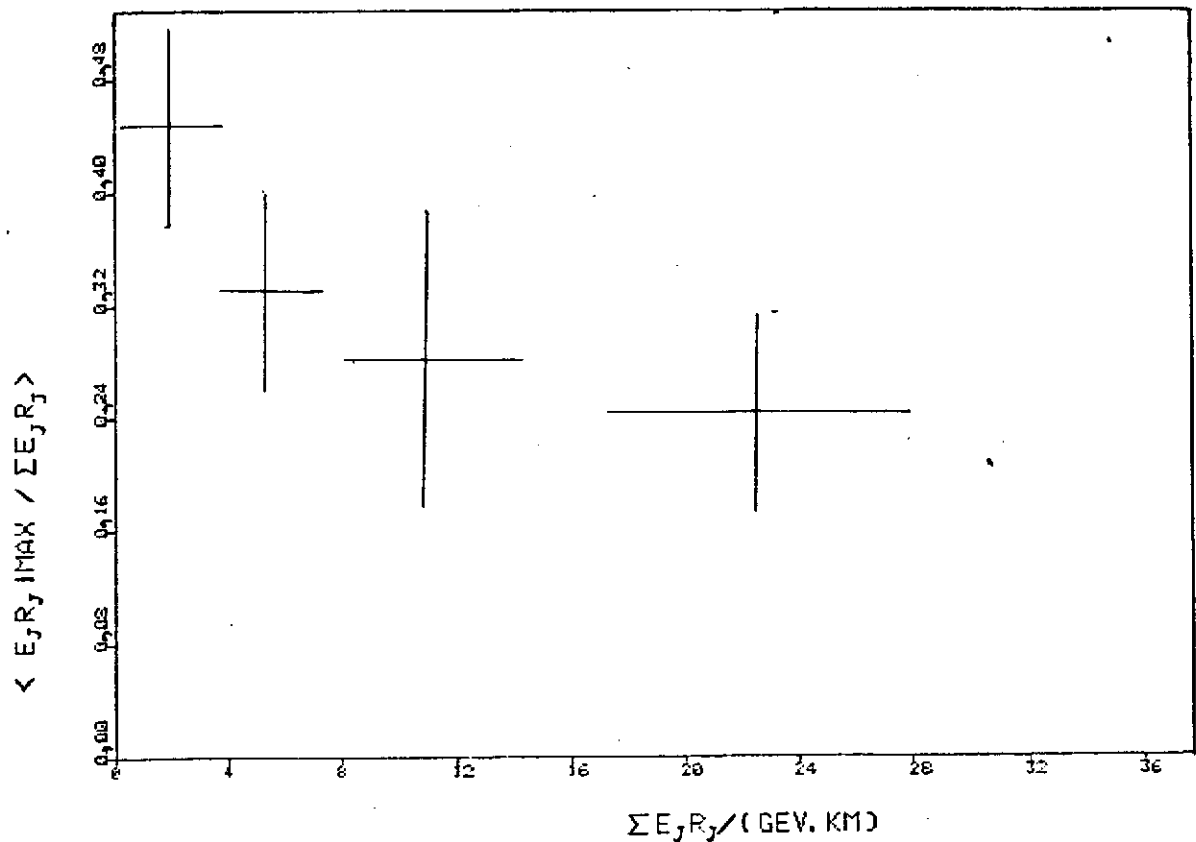


Fig 48 Correlação $E_j R_j \text{ max} / \Sigma E_j R_j \rightarrow \Sigma E_j R_j$
 166 A-Jatos com $N_j \geq 2$ divididos em 4 intervalos de $\Sigma E_j R_j$

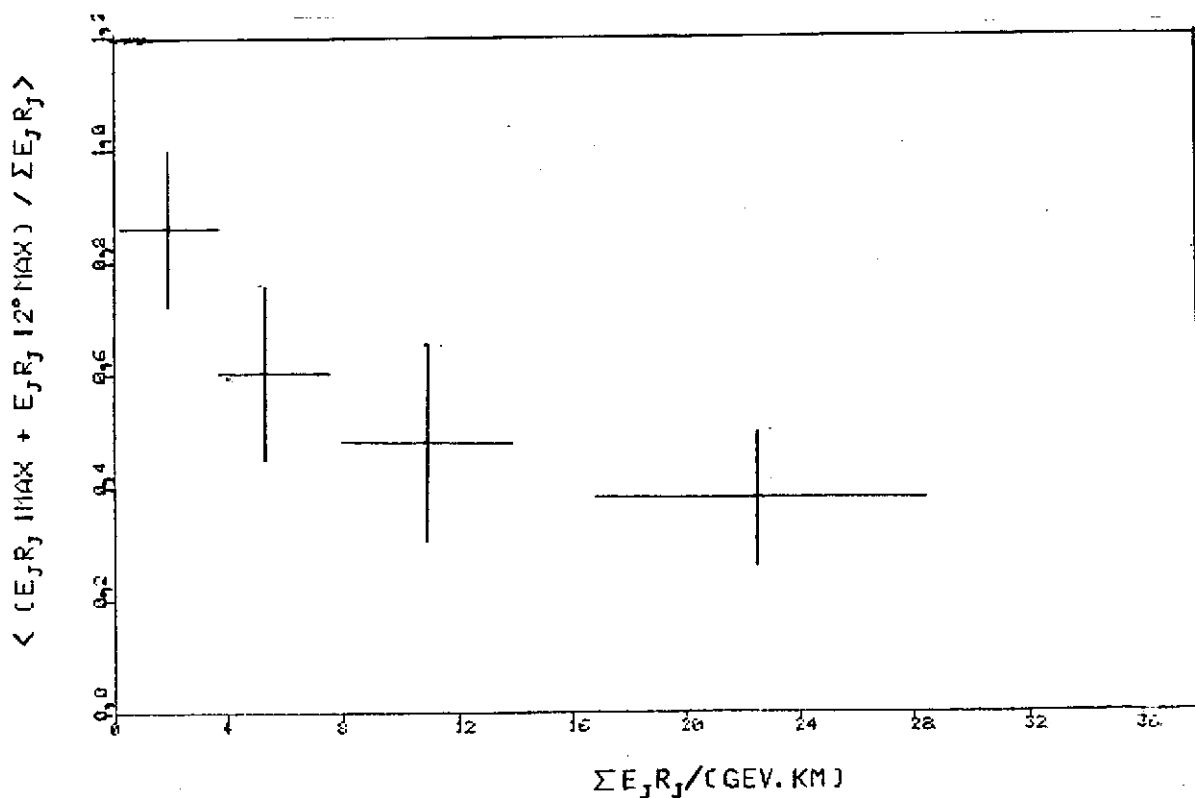


Fig 49 Correlação $(E_j R_j \text{ max} + E_j R_j \text{ 12}^\circ \text{ max}) / \Sigma E_j R_j \rightarrow \Sigma E_j R_j$
 166 A-Jatos divididos em 4 intervalos de $\Sigma E_j R_j$

presenta o segundo maior valor após o valor máximo. Tanto h_1 e em especial h_2 tomam valores próximos a um para o caso de eventos com 2 Jatos (binoculares), estas duas figuras mostram a predominância de eventos com 2 jatos na região de ΣE_{JRj} pequeno.

Finalmente a figura (50) mostra a fração de eventos com mais de 60 % da energia transversal eletromagnética concentrada em 2 jatos separados. Os dados experimentais obtidos neste trabalho são comparados com os obtidos pelo grupo UA1 /38/ para $\sqrt{s} = 540$ Gev. Nesta mesma figura é mostrado o resultado de uma simulação tipo montecarlo utilizando o modelo 'Espaço de Fases Longitudinal' mais KNO 'scaling' /38/. Nos 3 casos observa-se uma predominância de eventos com 2 jatos para valores pequenos de ΣE_{JRj} .

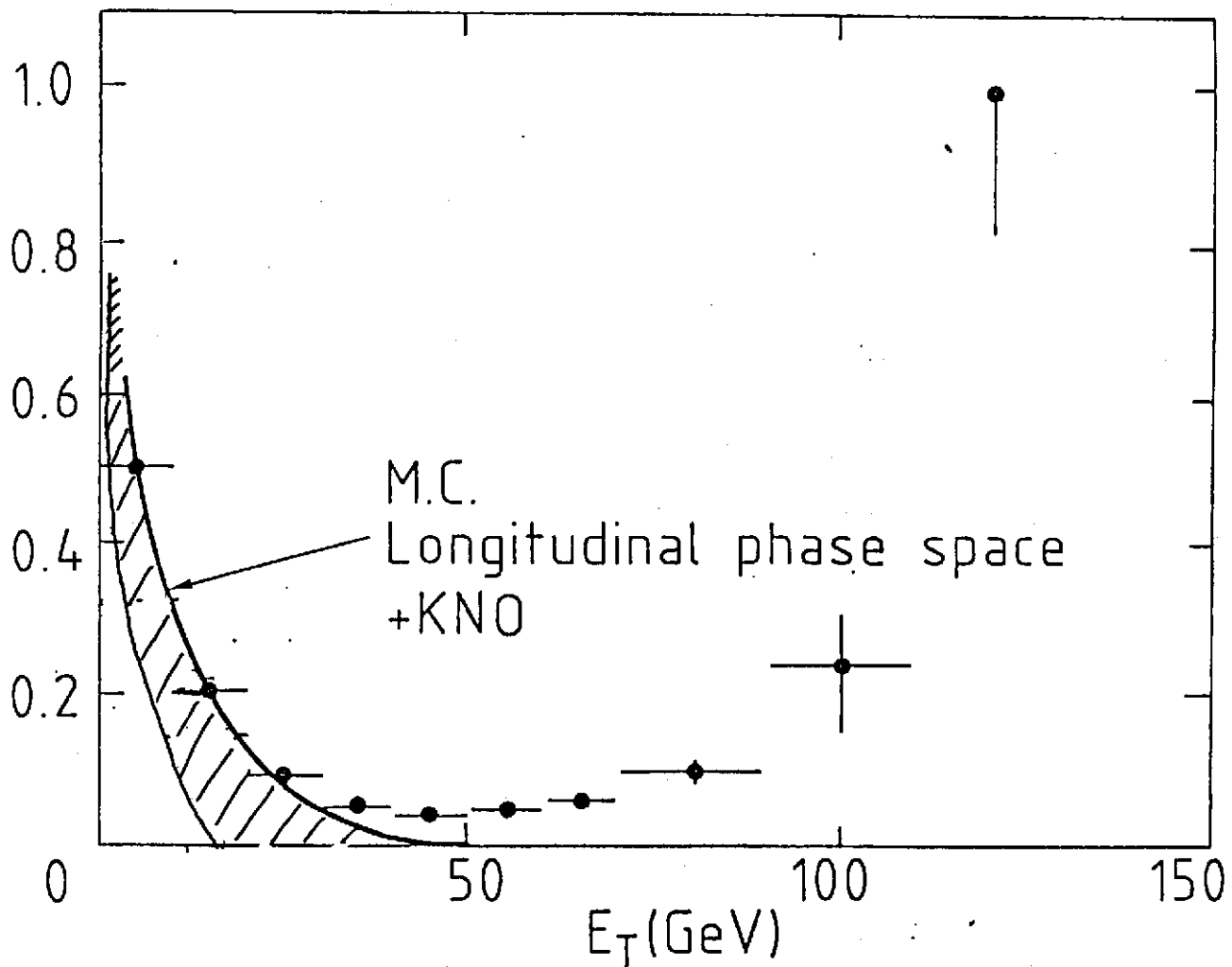


Fig 50 Fração de eventos com mais de 60 % da energia transversa eletromagnética concentrado em 2 jatos separados



→ 166 eventos presente trabalho

• Dados do UAL $\sqrt{s} = 540$ GeV ref /38/

— Simulado ref /38/

CAPÍTULO V

CRITÉRIOS DE SELEÇÃO DE EVENTOS TIPO GUAÇÚ

V.1 INTRODUÇÃO

Tal como se mostrou nos capítulos anteriores, os dados experimentais das 195 famílias de gamas aqui analisadas, admitem uma interpretação de acordo com o modelo de formação de estados intermediários, entre a colisão e a produção múltipla de mésons, em particular são observadas, em forma clara, características dos eventos tipo Mirim e Açú.

Entretanto isto não acontece com os eventos tipo Guaçú, pelo fato do número de eventos de energia alta, onde a probabilidade de formação deste tipo de eventos é esperada ser maior, é limitado, junto ao fato de que as famílias com maior energia são mais 'sujas' (degradação de gamas em cascatas), aumentando o desvio padrão das distribuições com o aumento da energia, mesmo após a 'limpeza' (descascatização das famílias) já que o método de descascatização não é 100% eficaz (ele corrige multiplicidade porém não a energia limitando sua eficácia para famílias com cascatas em fase de desenvolvimento, ou seja antes de serem absorvidas pela atmosfera).

Aqui nós trataremos de identificar, nas 195 famílias, eventos tipo Guaçú, e dar critérios de seleção para este tipo de evento, utilizando para este fim algumas características relevantes observadas nas diversas distribuições já apresentadas e ou-

tras observadas em C-Jatos.

V.2 MULTIPLICIDADE

As distribuições de multiplicidade de gamas decascatizadas mostradas na figura (11) e (12), como foi mencionado anteriormente, apresenta regiões que caracterizam eventos tipo Mirim e Açú, porém não eventos tipo Guaçú, o que se observa é que as distribuições, em especial na faixa de $300 < \Sigma E_{\gamma} / \text{TeV} < 1000$, se estendem até valores de multiplicidade maiores a 50.

Talvez mais importante que a grandeza que caracteriza o número de gamas 'emitidos' na interação nuclear, seja a grandeza que indica o número de gamas 'emitidos' por intervalo de rapidez, definido como:

$$n_{\gamma} / \Delta\eta = (N_{\gamma}^* - 1) / \ln \theta_2 - \ln \theta_{max}$$

aqui os ângulos zenitais , dos gamas foram ordenados na forma:

$$\theta_1 < \theta_2 < \theta_3 < \dots < \theta_{max}$$

Devido ao limiar de detecção, só são considerados gamas na região definida pelo ângulo zenital máximo de emissão θ_{max} de gamas com energias acima do limiar de observação (2 Tev), o primeiro gama (com menor ângulo zenital) é excluído (tradicionalmente para evitar flutuações /4/).

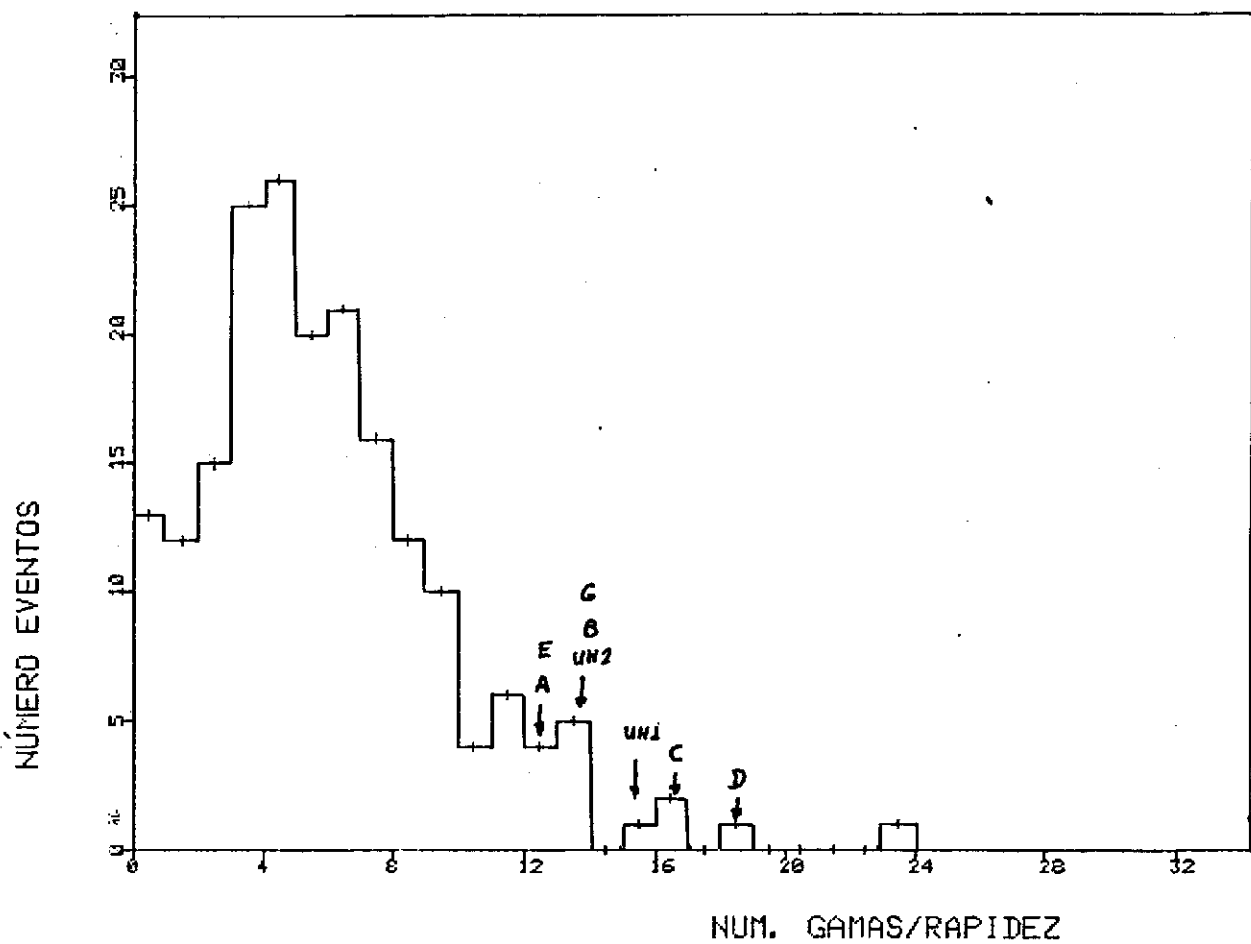
Note-se que para determinar $n_{\gamma} / \Delta\eta$ desta maneira defi-

nido, não é necessário conhecer a altura da interação já que:

$$(N_{\gamma}^* - 1) / \ln \theta_2 - \ln \theta_{max} = (N_{\gamma}^* - 1) / \ln R_2 - \ln R_{max}$$

Dados de C-Jatos apresentados pela C.B.J. /4/, figura(55) mostram que o número de gamas por intervalo de rapidez para eventos tipo Mirim e Açú não é superior a 12. Isto pode indicar que famílias de gamas com multiplicidade por unidade de rapidez maior a 12 sejam originados por um outro tipo de interação.

Na figura (51) apresentamos as distribuições do número de gamas por intervalo de rapidez, das 195 famílias atmosféricas e na figura (52) esta mesma distribuição é apresentada em 3 faixas de energia, pode-se observar a existência de famílias com $n_{\gamma} / \Delta\eta$ acima de 12 nas 3 faixas de energia, em especial na faixa de $300 < \Sigma E_{\gamma} / \text{TeV} < 1000$, acreditamos que algumas destas famílias sejam eventos tipo Guaçú. Neste trabalho, consideraremos como um dos critérios para a seleção de eventos tipo Guaçú as famílias com $n_{\gamma} / \Delta\eta \geq 12$



Fíg 51 Distribuição de multiplicidade por intervalo de rapidez 195 A-Jatos

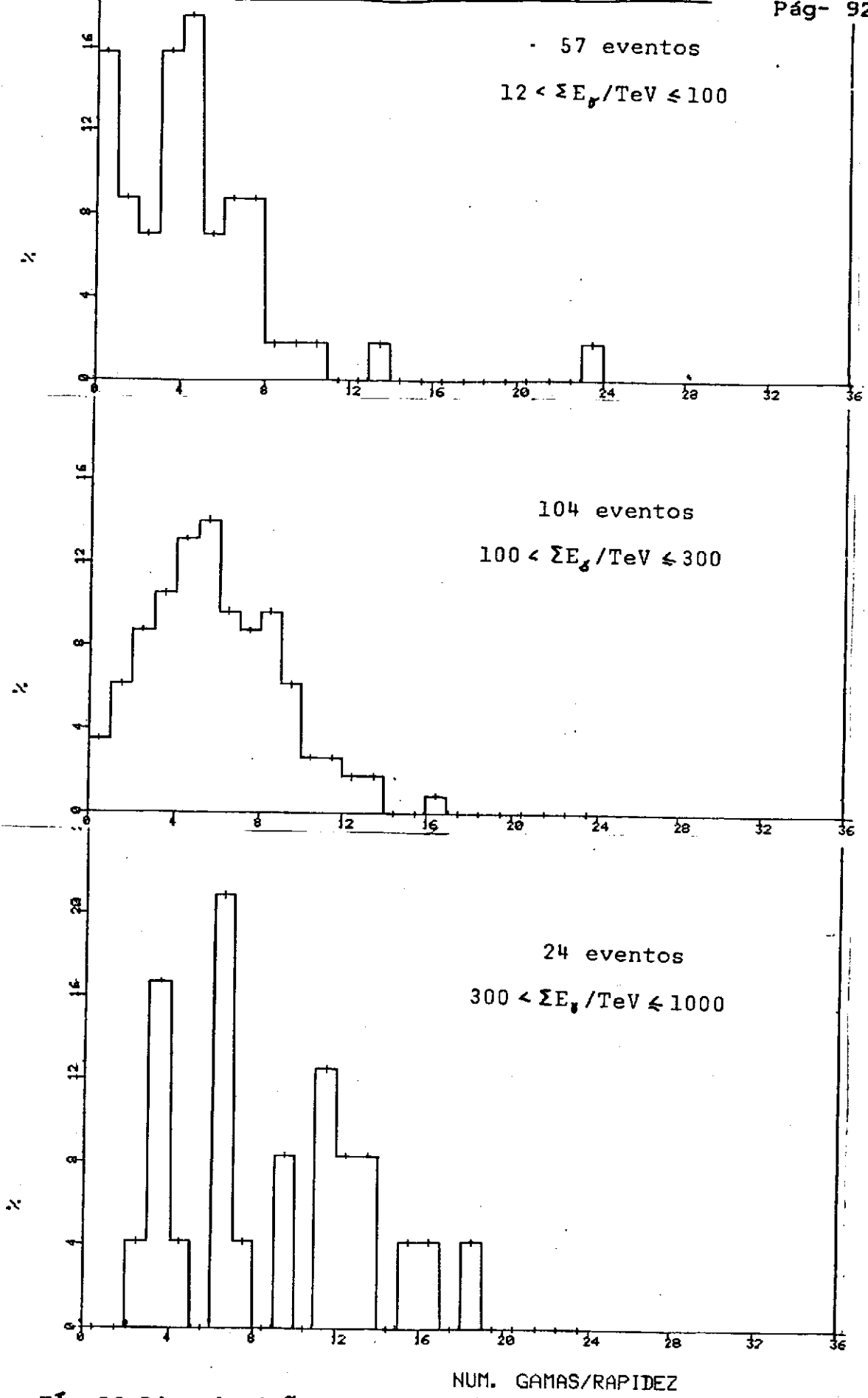


Fig 52 Distribuição de multiplicidade por intervalo de rapidez.

V.3 EXTENSAO LATERAL

Um dos parâmetros mais importantes para o estudo da extensão lateral de gamas numa família é o $\langle E_Y R_Y \rangle$, pelo fato de estar ligado ao valor médio do momento transversal através da relação:

$$\langle E_Y R_Y \rangle = \langle Pt \rangle \cdot H \cdot C$$

Sendo H a altura onde a família de gamas é formada.

Dado que o valor médio do momento transversal, para famílias originadas por um mesmo tipo de estado intermediário, é constante, $\langle E R \rangle$ depende linearmente da altura, fato este confirmado através de trabalhos de simulação /24/, para alturas menores a 2 Km. (ao nível de Chacaltaya). Em nosso caso temos famílias de gamas decascatizadas que podem ser interpretadas com uma altura eficaz de formação, de aproximadamente 1 Km. Isto é, há uma indicação de que a altura dos A-Jatos estão distribuídos em torno de 1 Km.

Dados experimentais de A-Jatos e C-Jatos /4/ mostram que os eventos caracterizados como tipo Guaçu, tem momentos transversais médios maiores do que os eventos tipo Açú e Mirim. Assim um método adequado de selecionar famílias de gamas candidatas a Guaçu é escolhendo aquelas com valores grandes de $\langle E_Y^* R_Y^* \rangle$ e altura pequena, para garantir que estas famílias tenham realmente momento transversal grande.

Infelizmente a altura H é um parâmetro que não pode ser sempre determinado, obrigando a utilizar outros parâmetros 'dependentes da altura' porém conhecidos, e que permitem caracterizar famílias de gamas com alturas baixas.

Neste trabalho foi utilizado para esse fim o parâmetro G (grau de degradação de uma família) definido no capítulo III. Assim famílias de gamas com G próximo a 1, representam famílias com alturas pequenas, e famílias com valores de G próximos a zero representam famílias com alturas grandes.

As figuras (53) e (54) mostra a correlação entre G e $\langle R_y^* \rangle$ e $G - \langle E_y^* R_y^* \rangle$ respectivamente para as 195 famílias, aquelas com G grande e $\langle E_y^* R_y^* \rangle$ grande, são as que tem momento transversal médio maior. A figura (55) mostra que os momentos transversais médios obtidos com 80 C-Jatos caracterizados como Mirim e Açú são inferiores a 0,5 GeV/c, este valor corresponde em A-Jatos decascatizados a 0,5 GeV.Km (considerando como 1 Km a altura eficaz nos A-Jatos). Assim as famílias compreendidas na região com $\langle E_y^* R_y^* \rangle > 0,4$ GeV.Km, estão entre as candidatas a eventos tipo Guaçu.

Da mesma forma pode-se utilizar o valor médio $\langle E_j R_j \rangle$ que caracteriza o momento transversal médio dos jatos. Resultados de C-Jatos indicam (figura (56)), que o valor do $\langle P_{tj} \rangle$ para jatos nestes eventos, caracterizados como Mirim e Açú em 99% dos casos é inferior a 1,2 GeV/c, este valor corresponde a A-Jatos com $\langle E_j E_j \rangle = 1,2$ GeV.Km (considerando como 1 Km a altura eficaz dos A-Jatos). Assim A-Jatos com valores de $\langle E_j R_j \rangle \geq 1,2$ GeV.Km podem

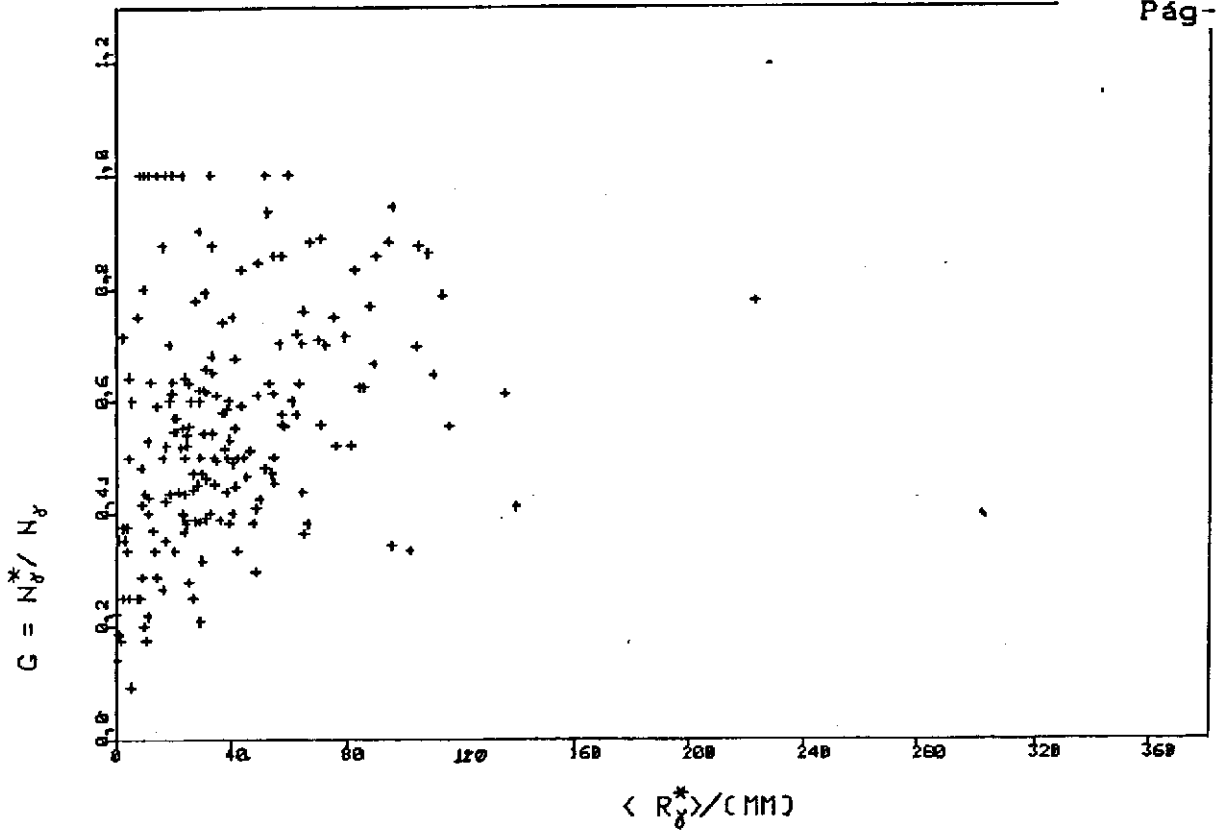


Fig 53 Correlação entre $G = N_{\gamma^*} / N_{\gamma}$ com $\langle R_{\gamma^*} \rangle$ 195 A-Jatos

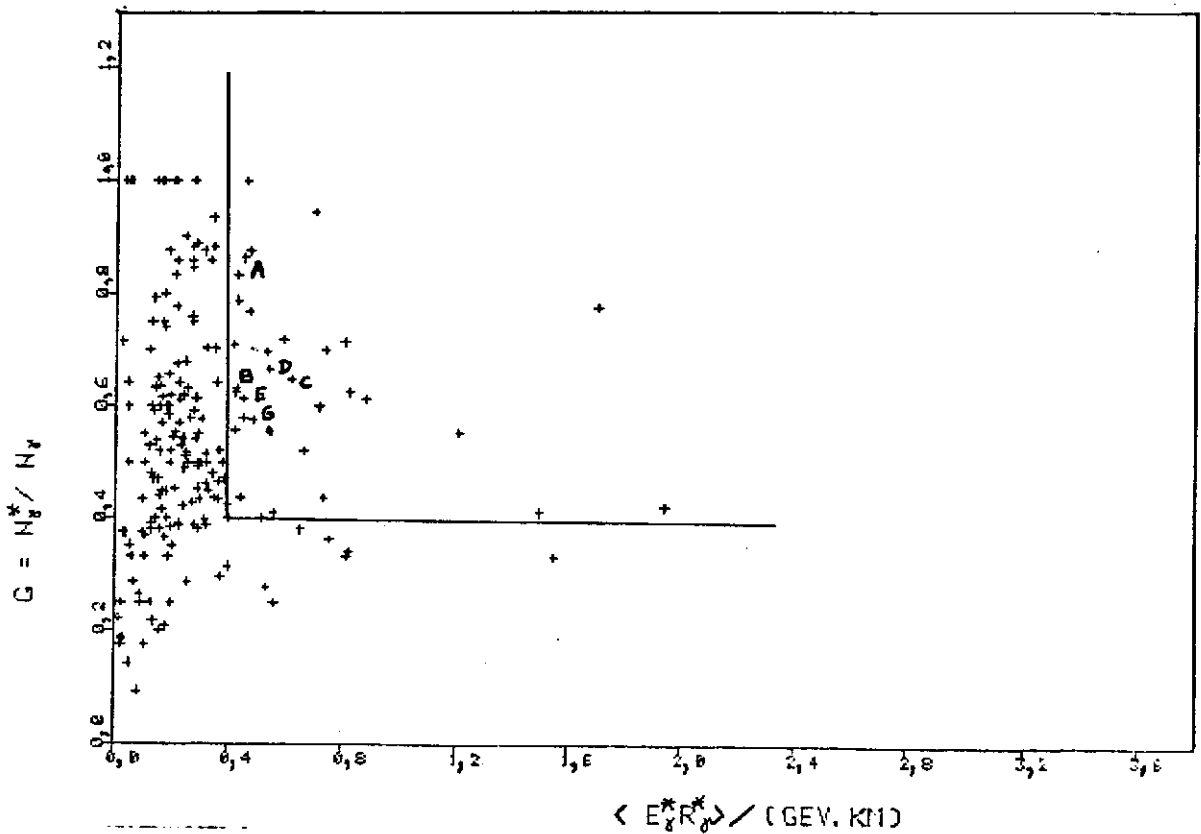


Fig 54 Correlação entre $G = N_{\gamma^*} / N_{\gamma}$ com $\langle E_{\gamma^*} R_{\gamma^*} \rangle$ 195 A-Jatos

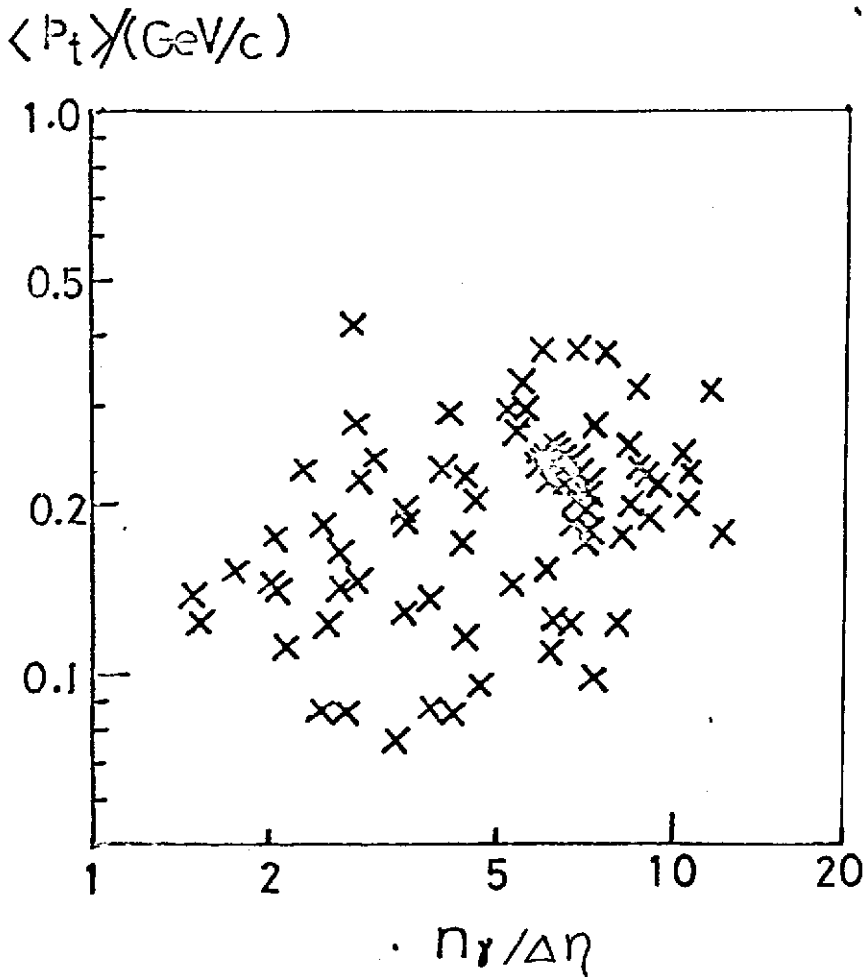


Fig 55 Dependência entre o momento transversal médio de gamas $\langle P_{T\gamma} \rangle$ com a multiplicidade por intervalo de rapidez. 80 C-Jatos com $\Sigma E_{\gamma} > 20$ Tev (ref 4)

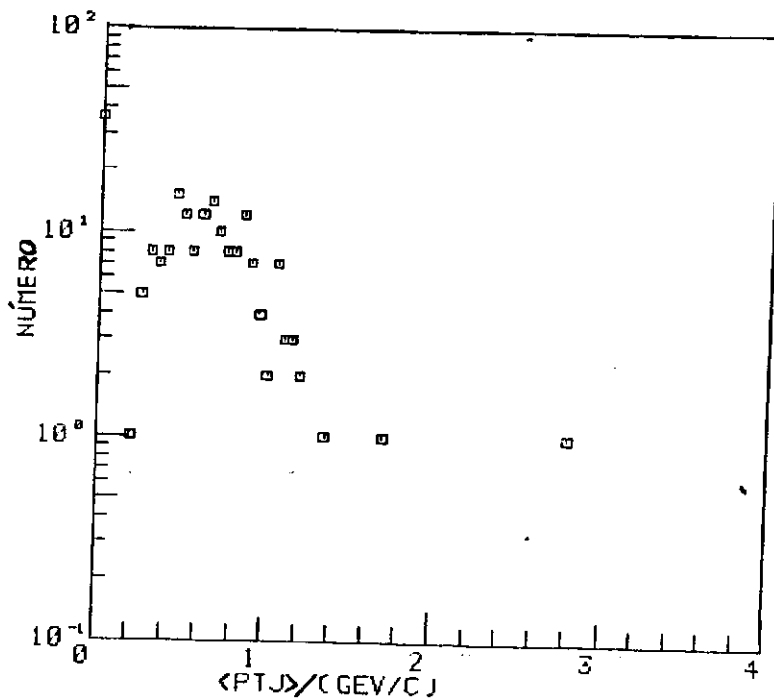


Fig 56 Distribuição do momento transversal médio de Jatos $\langle P_{Tj} \rangle$
 80 C-Jatos com $K_j = 0.051 \text{TeV.cm}$

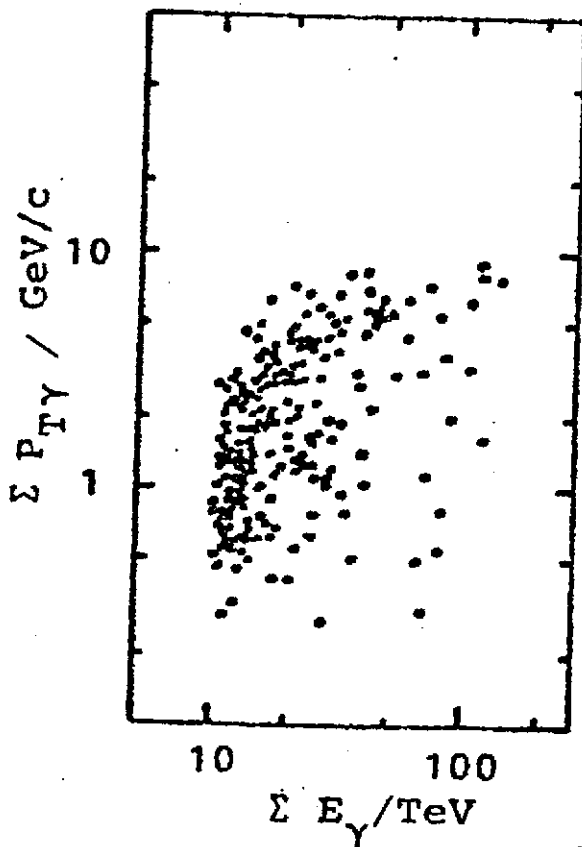


Fig 57 Dependência de ΣP_t com ΣE_γ
 206 C-Jatos com $\Sigma E_\gamma \sim (10 - 100) \text{TeV}$

ser considerados entre os candidatos a eventos tipo Guaçú.

V.4 ENERGIA TRANSVERSAL

Como já foi citado anteriormente $\Sigma E_{\gamma} R_{\gamma}$ está relacionada com a soma de energia transversal de gamas e no esquema de modelos de estados intermediários $\Sigma E_{\gamma} R_{\gamma}$ está também relacionado com a massa dos mesmos.

Na figura (57) apresentamos a dependência de ΣE_T ou ΣPt com a energia ΣE_{γ} de 206 C-Jatos caracterizados como Mirim e Açú, pode-se observar que todos eles tem ΣPt_{γ} inferior a 10 GeV/c, este valor corresponde em A-Jatos decascatizados a $\Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* = 10$ GeV.Km (considerando como 1 Km. a altura efetiva dos A-Jatos). Isto sugere que famílias de gamas com $\Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* > 10$ GeV.Km podem ser do tipo Guaçú, podendo-se usar este fato como um critério de seleção.

Com a finalidade de excluir famílias com alturas muito altas para evitar grandes flutuações tanto de $\langle E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* \rangle$, $\langle E_J R_J \rangle$ e $\Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^*$, os critérios de seleção só serão aplicados a famílias com $G > 0,4$.

A dependência de $\langle E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* \rangle$ com $n_{\gamma}/\Delta\eta$ das 195 famílias é mostrado na figura (58), aquelas compreendidas na região com $\langle E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* \rangle \geq 0,4$ GeV.Km e $n_{\gamma}/\Delta\eta \geq 12$ são candidatas a eventos tipo Guaçú.

A figura (59) é semelhante a figura (58), com a diferen-

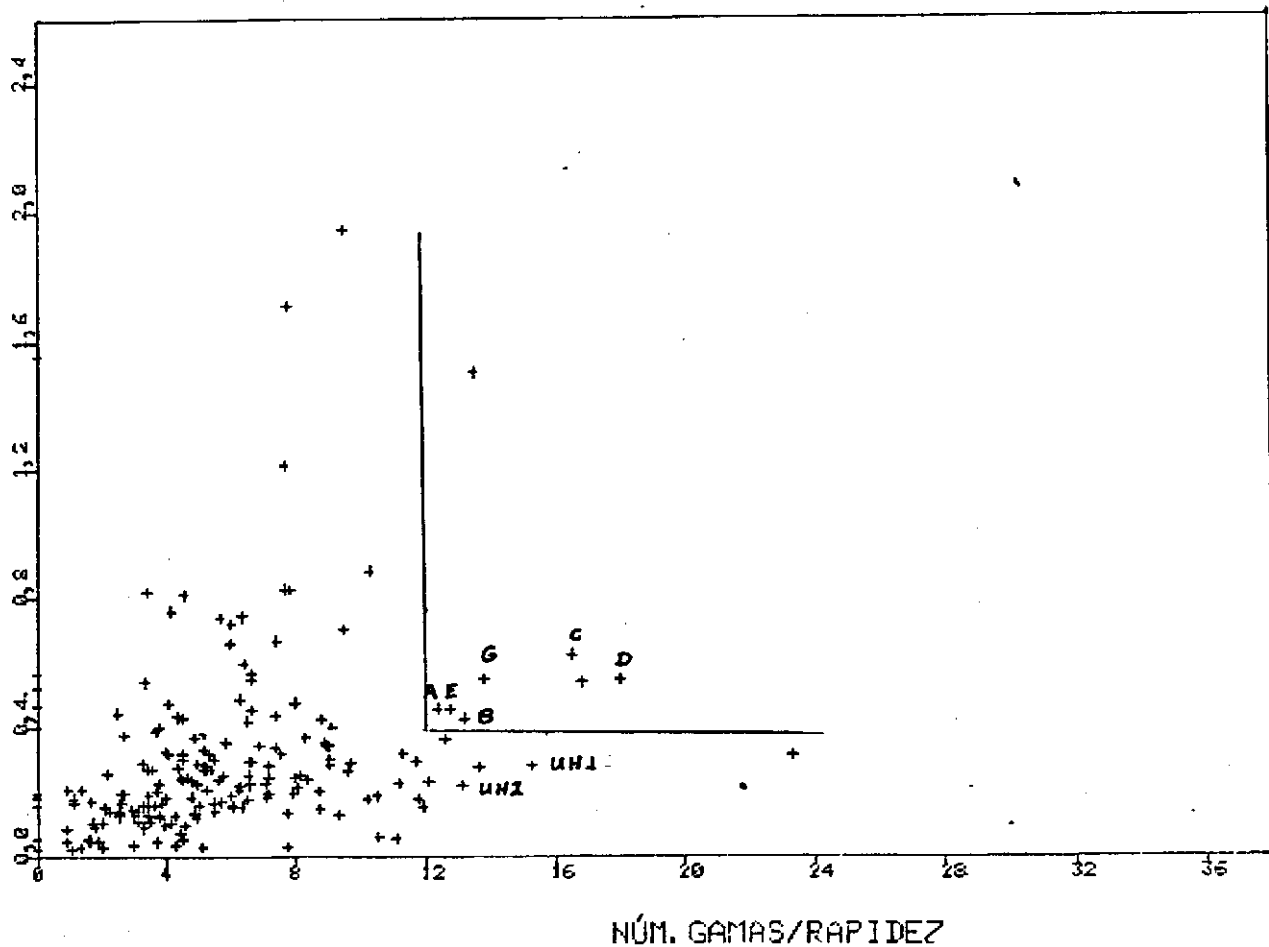


Fig 58 Correlação entre $\langle E_y^* R_y^* \rangle$ com o número de gamas por intervalo de rapidez.

195 A-Jatos

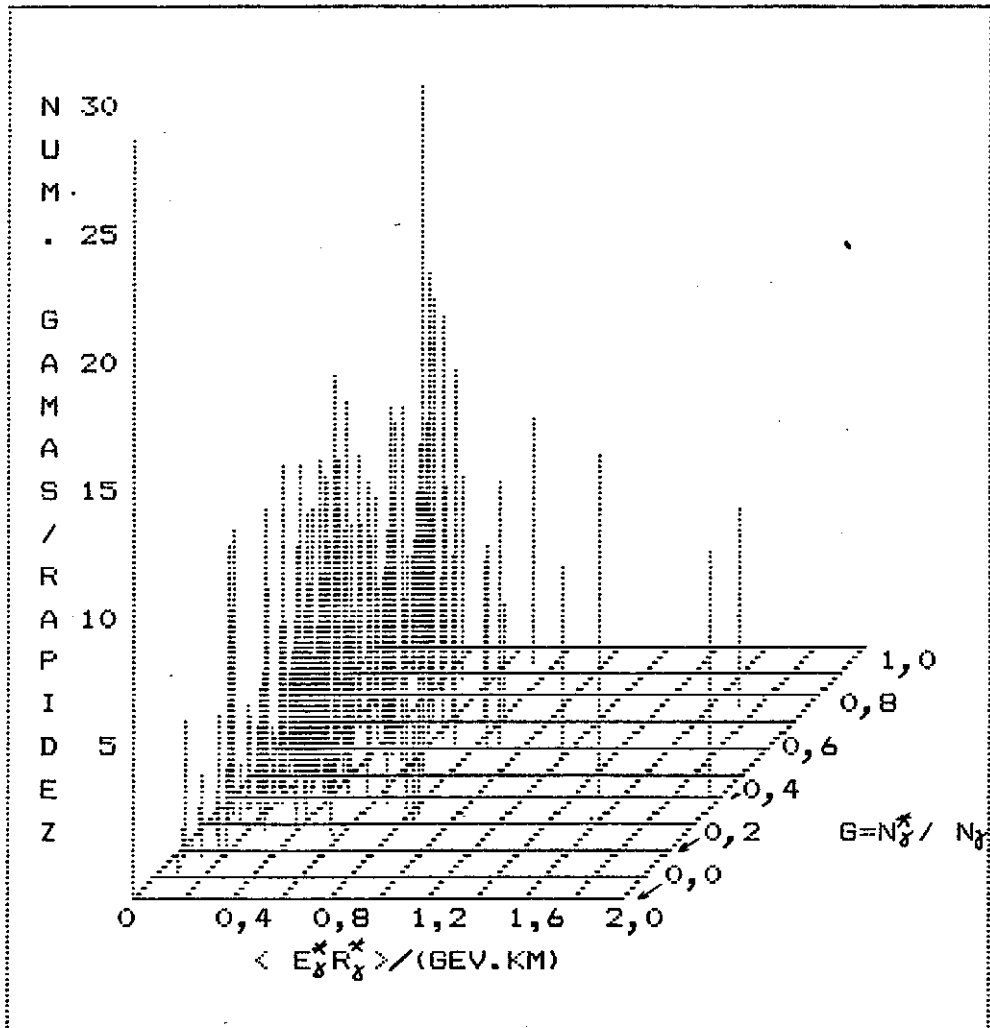


Fig 59 Diagrama tridimensional mostrando a dependência entre

$$\langle E_x^* R_x^* \rangle, G = N_x^* / N_x \text{ e } n_x / \Delta \eta$$

ça de que a última mostra também o valor do parâmetro G para cada uma das 195 famílias.

Este mesmo diagrama é mostrado nas figuras (60) e (61) onde na primeira são indicadas só as famílias com $\langle E_x^* R_y^* \rangle \geq 0,4$ GeV.Km e $G > 0,4$, totalizando 27 eventos e na segunda só são indicadas aquelas com $\langle E_x^* R_y^* \rangle \geq 0,4$ GeV.Km, $G > 0,4$, e $n_\gamma/\Delta\eta \geq 12$ totalizando 8 eventos que podem ser considerados fortes candidatos a eventos tipo Guaçú. Com a finalidade de excluir deste grupo os eventos binoculares ($N_j=2$) pode-se exigir também:

$$b_j > 0,3$$

Com esta condição são eliminados os eventos binoculares já que para eles $b_j \Rightarrow 0$.

V.5 RESUMO E SELEÇÃO DE EVENTOS

Nos capítulos anteriores foram observadas distribuições de parâmetros bem definidos em A-Jatos na tentativa de classificar e definir regras de seleção para eventos tipo Guaçú.

Todos os 195 eventos são submetidos a um processo de decascatização (rejuvenescimento) para eliminar a degradação dos gamas, originados na interação nuclear, em cascatas eletromagnéticas. Além de que a intenção original, de submeter os eventos a decascatização tem a finalidade de normalizar esses eventos para evitar possíveis variações com as diferentes condições experimentais.

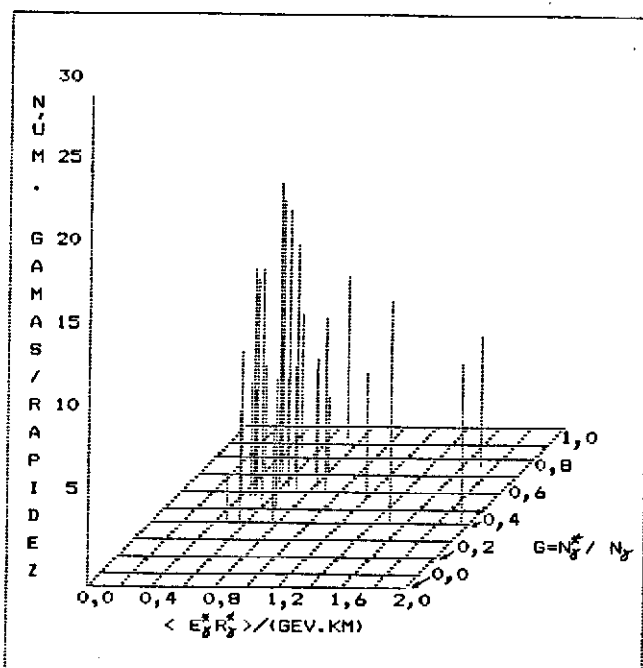


Fig 60 Idem a fig 59 , sendo indicados dos 194 eventos sô aqueles com $\langle E_g^* R_g^* \rangle \geq 0.4$ GeV.Km e $G \geq 0.4$

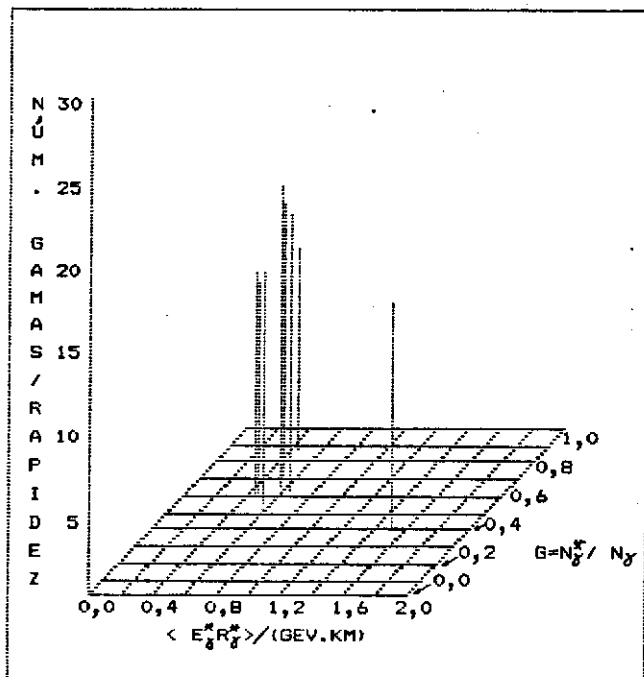


Fig 61 Idem a fig 59 , sendo indicados dos 194 eventos sô aqueles com $\langle E_g^* R_g^* \rangle \geq 0.4$ GeV.Km, $G \geq 0.4$ e $n_g / \Delta \eta \geq 12$

Após a descascatização temos as seguintes quantidades que descrevem de maneira simbólica os eventos.

- N_{γ}^* : Número de gamas descascatizados.
- $n_{\gamma} / \Delta\eta$: Número de gamas decascatizados por unidade de rapidez
- $\Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^*$: Parâmetro ligado a soma da energia transversal dos gamas
- $\langle E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* \rangle$: Valor médio de $E_{\gamma}^* R_{\gamma}^*$.
- b_{γ} : Coeficiente de isotropia (gamas).
- G : Grau de degradação das famílias de gamas.

O mesmo procedimento de descascatização é aplicado mais uma vez, nas famílias de gamas decascatizados, mudando o parâmetro K_d de 1,2 TeV.cm para $K_j = 30$ TeV.cm., para obter as seguintes quantidades:

- N_j : Número de jatos.
- $\Sigma E_j R_j$: Parâmetro ligado a soma da energia transversal para Jatos.
- $\langle E_j R_j \rangle$: Valor médio de $E_j R_j$
- b_j : Coeficiente de isotropia.

Pode-se notar que o valor de $\Sigma E_j R_j$ depende do algoritmo usado na construção de jatos, não sendo necessariamente igual ao valor $\Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^*$. Dado que neste trabalho o algoritmo utilizado para obter jatos é o mesmo que para obter gamas descascatizados os valores de $\Sigma E_j R_j$ concordam com os valores de $\Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^*$ dentro $\pm 10\%$. Na tentativa de identificar eventos tipo Guaçú, optaremos pelo exposto anteriormente, pelas seguintes condições de corte, que se-

não utilizadas como critérios de seleção.

TABELA 9

Parâmetro	Condição de corte
$n_{\gamma}/\Delta\eta$	≥ 12
$\sum E_{\gamma}^* R_{\gamma}^*$	≥ 10 GeV.Km
$\langle EJRJ \rangle$	≥ 1 GeV.Km

Já que $\sum E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* \cong \sum EJRJ$ os dois últimos parâmetros estão ligados pela relação:

$$N_j \langle EJRJ \rangle = \sum EJRJ$$

Os 195 eventos são classificados de acordo com o número de condições que satisfazem. Assim eventos que satisfazem só uma das condições de corte são classificados na categoria I, eventos que satisfazem 2 e 3 condições de corte são classificados nas categorias II e III respectivamente.

A Tabela 10 mostra o número de eventos por categoria, escolhidos dos 195 eventos aqui analisados.

Tabela 10

	Categoria I	Categoria II	Categoria III
Número de Eventos	35	23	10

O resultado desta classificação é mostrado na Tabela 11

Tabela 11

Eventos	$n \Delta\eta \geq 12$	$E R \geq 10$ GeV.Km	$\langle EJR_j \rangle \geq 1,2$ GeV.Km	G	bj	Categoria
GM 18S56	o			0,87	0,00	I
GM 16S53	o			0.42	0.00	I
GM 15S27			o	0.33	0.00	I
GM 16S180		o	o	0.44	0.00	II
GM 17S204		o	o	0.42	0.00	II
GM 18S124			o	0.71	0.00	I
GM 18S197			o	0.56	0.00	I
GM 18A261	o	o	o	0.41	0.03	III
GM 18B310			o	0.33	0.00	I
UH 17S15	o	o	o	0.54	0.61	III
UH 17S112	o	o		0.39	0.68	II
13 B 27	o	o	o	0.86	0.31	III
13 B 40		o	o	0.79	0.13	II
14 B 06	o	o	o	0.63	0.30	III
14 B 107		o	o	0.88	0.37	II
16 S 167	o	o	o	0.65	0.20	III
16 S 201		o	o	0.88	0.80	II
17 S 148		o	o	0.78	0.29	II
17 S 221	o			0.59	0.29	I
18 A 215		o	o	0.63	0.14	II
18 A 218		o	o	0.72	0.90	II

18 A 239		o	o	0.5810.69	II
18 A 268	o	o	o	0.6710.41	III
18 S 126		o	o	0.9410.23	II
18 S 131	o	o	o	0.4710.33	III
18 S 149		o	o	0.6110.21	II
18 S 154	o	o		0.5310.59	II
18 S 185		o		0.4910.46	I
19 S 131	o	o	o	0.6110.35	III
19 S 116		o		0.7010.33	I
19 S 200	o	o	o	0.7010.11	III
19 S 47	o	o	o	0.5510.73	III
19 S 75		o		0.5610.41	I
19 S 41		o		0.3410.03	I
19 S 13		o		0.3810.51	I

Evidentemente os eventos da categoria III são os candidatos mais fortes a eventos tipo Guaçú, se a estes eventos desta categoria se exige também que cumpram os critérios:

$$G \geq 0.55$$

$$b_j \geq 0.30$$

Temos 5 critérios de seleção que exigimos para a escolha de eventos tipo Guaçú. Sendo que só 6 eventos dos 10 pertencentes a categoria III satisfazem estes 5 critérios. Estes eventos são indicados na Tabela 12.

Evento	ΣE_j (TeV)	$n_j/\Delta\eta$	$\Sigma E_j^* R_j^*$ Gev.Km	$\langle E_j R_j \rangle$ Gev.Km	G	b_j
UH 17S15 UH1	1057	15,2	20,0	1,3	0,54	0,61
13B27 A	198	12,3	20,1	1,6	0,86	0,31
14B06 B	329	13,2	19,2	1,5	0,62	0,3
18A268 D	471	18,0	32,8	2,0	0,66	0,41
19S131 E	221	12,7	12,3	1,5	0,61	0,35
19S47 G	207	13,8	13,1	1,4	0,55	0,73

O fato que só 6 eventos de um total de 195 satisfaçam os critérios rigorosos estabelecidos para que possam ser considerados tipo Guaçú, não significa que não existam destes 189 restantes alguns que sejam tipo Guaçú e que por diversos tipos de flutuações não se manifestam de forma clara e foram eliminados pelos critérios rigorosos a que foram submetidos. Assim alguns dos eventos da categoria III e II com $n_j/\Delta\eta > 12$ e que satisfaçam também a condição:

$$b_j \geq 0.2$$

podem ser considerados como tipo Guaçú; escolhidos na 'repesca-gem' estes eventos são indicados na Tabela 13.

Tabela 13

Evento	ΣE_{γ} (TeV)	$n_{\gamma}/\Delta\eta$	$\Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^*$ GeV.Km	$\langle E_j R_j \rangle$ GeV.Km	G	b_j
16S167 C	404	16,5	34,3	2,0	0,64	0,20
UH17S112 UH2	715	13,1	11,8	1,0	0,40	0,68
18S131	713	12,6	17,1	1,6	0,46	0,33
18S154	704	12,1	11,7	1,0	0,53	0,59

O evento UH 17S112 denominado também aqui como UH2 foi o primeiro A-Jato 'limpo' com características diferentes dos eventos tipo Mirim e Açú, sendo interpretado como Guaçú, o estudo detalhado deste evento foi feito por Semba /15/.

Como uma forma de verificar se os critérios de seleção aqui estabelecidos realmente permitem selecionar eventos tipo Guaçú foram construídos os diagramas $R_{\gamma}^* \Sigma E_{\gamma} \Rightarrow \Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^*$ para os eventos Guaçú aqui escolhidos (Fig (62)) como também este mesmo diagrama é construído para A-Jatos tipo Açú e que é comparado com o diagrama anterior nas figuras (63 A) e (63 B) respectivamente. Pode-se observar em ambos diagramas uma tendência de um crescimento de $\Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^*$ com $R_{\gamma}^* \Sigma E_{\gamma}$ e que estes eventos formam dois grupos diferentes com distintas inclinações em espacial a partir de $\Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* > 10$ GeV.Km.

Na figura (64) este mesmo diagrama $R_{\gamma}^* \Sigma E_{\gamma} \Rightarrow \Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^*$ é

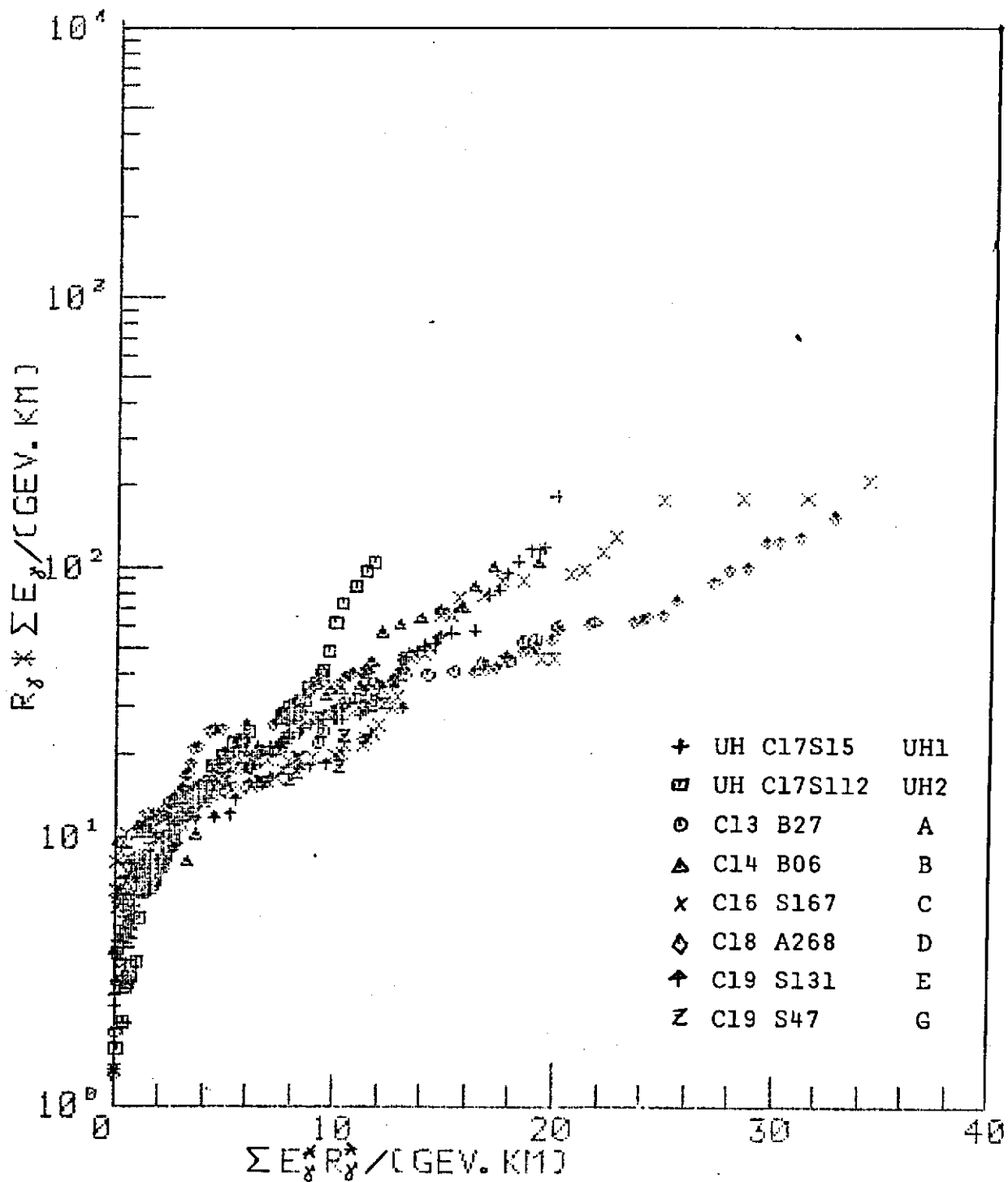


Fig 62 Correlação entre $R_\gamma^* \sum E_\gamma$ com $\sum E_\gamma^* R_\gamma^*$
 A-Jatos candidatos a eventos tipo Guaçú.

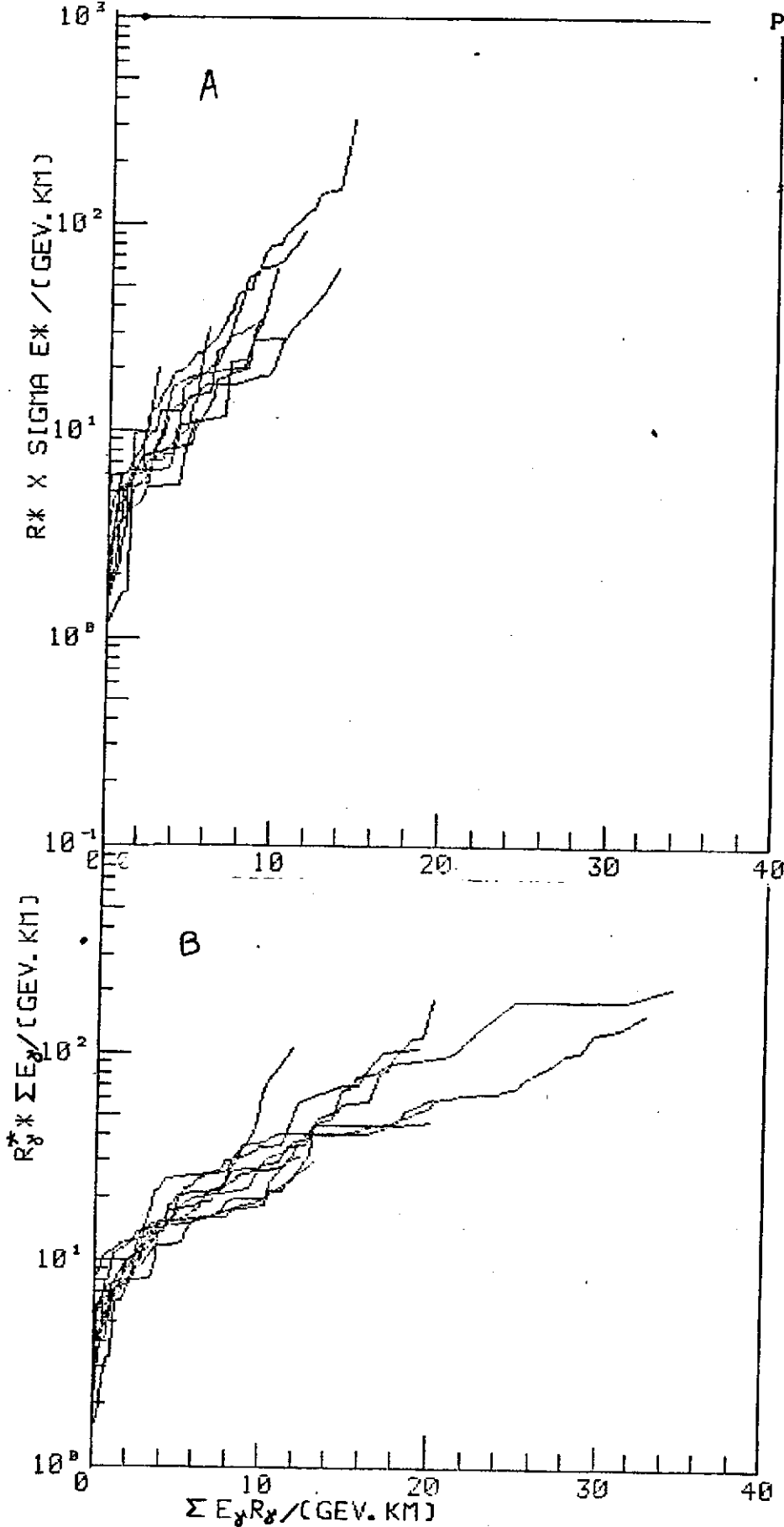


Fig 63 Correlação entre $R^* \Sigma E^*$ com $\Sigma E^* R^*$

A A-Jatos tipo Açú

B A-Jatos indicados na fig 62 candidatos a eventos Guaçú

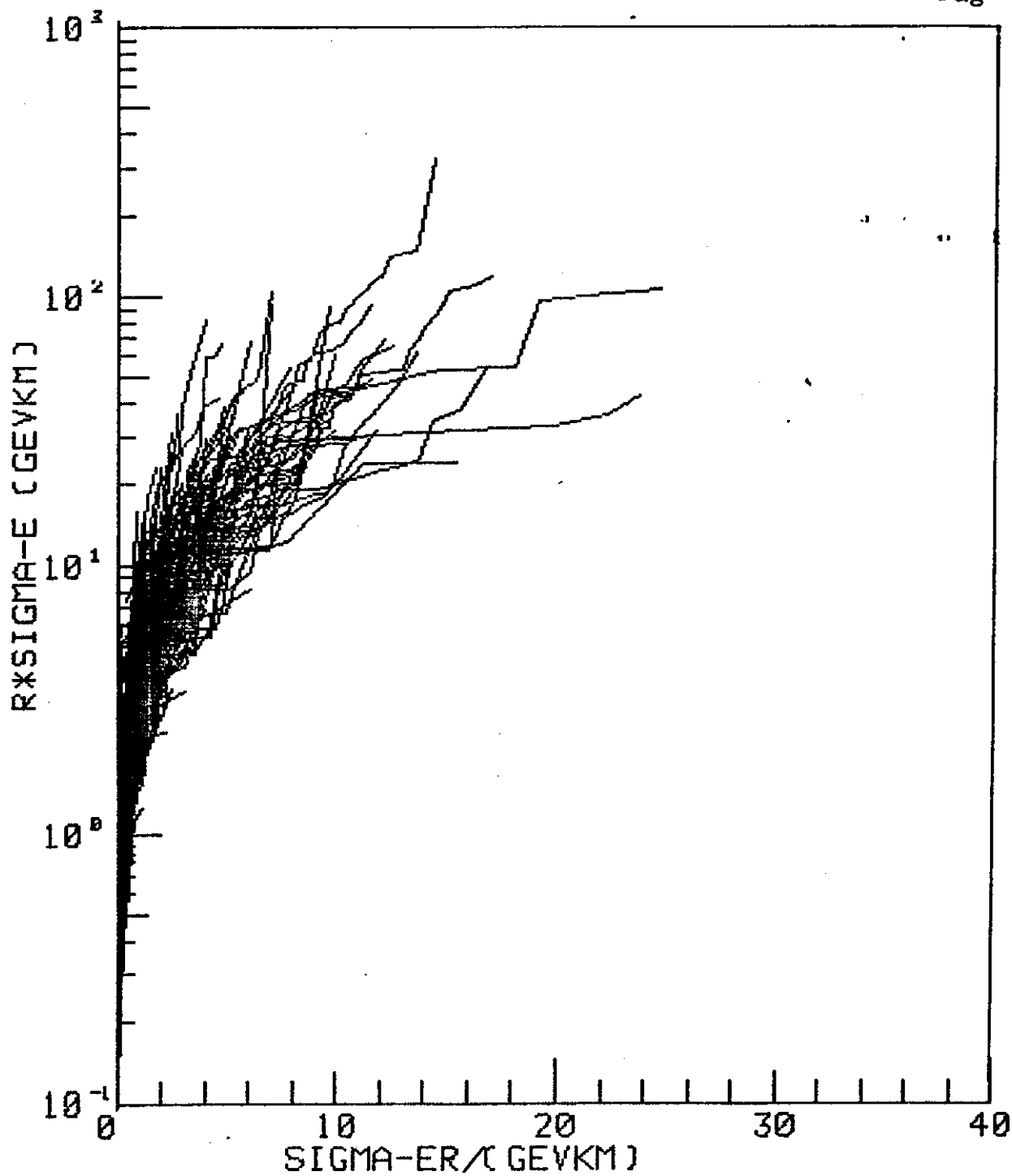


Fig 64 Correlação entre $R_{\gamma}^* \Sigma E_{\gamma}$ com $\Sigma E_{\gamma}^* R_{\gamma}^*$
 186 A-Jatos (são excluídos os eventos indicados na fig 62)

mostrado para os 195 eventos aqui analisados de onde foram excluídos os eventos catalogados como Guaçú pelos critérios aqui estabelecidos, o diagrama mostra que pelo menos mais 2 eventos apresentam comportamento similar do tipo Guaçú estes eventos são o 17S148 e 18S215, estando catalogados na categoria II.

Finalmente a figura 65 mostra a dependência do número de gamas por unidade de rapidez com a energia ΣE_γ para os 6 eventos caracterizados como tipo Guaçú, a correlação $n_\gamma/\Delta\eta - \Sigma E_\gamma^\delta$ com $\delta = 0,5$ e $\delta = 0,25$ é também mostrado na figura.

Na faixa de $100 < \Sigma E_\gamma/\text{TeV} < 300$ temos 3 eventos Guaçú de um total de 104.

$$N^\circ \text{ Guaçú/Total} = 3/104 = 0,028$$

Para a faixa de $300 < \Sigma E_\gamma/\text{TeV} < 1000$ temos também 3 eventos Guaçú de um total de 24.

$$N^\circ \text{ Guaçú/Total} = 3/24 = 0,125$$

Em resumo temos só 6 eventos que satisfazem os 5 critérios estabelecidos de um total de 195 sendo caracterizados como tipo Guaçú. Isto permite estimar o limite inferior para a produção de eventos tipo Guaçú em aproximadamente 3 % na faixa de energia de $12 < \Sigma E_\gamma/\text{TeV} < 1000$.

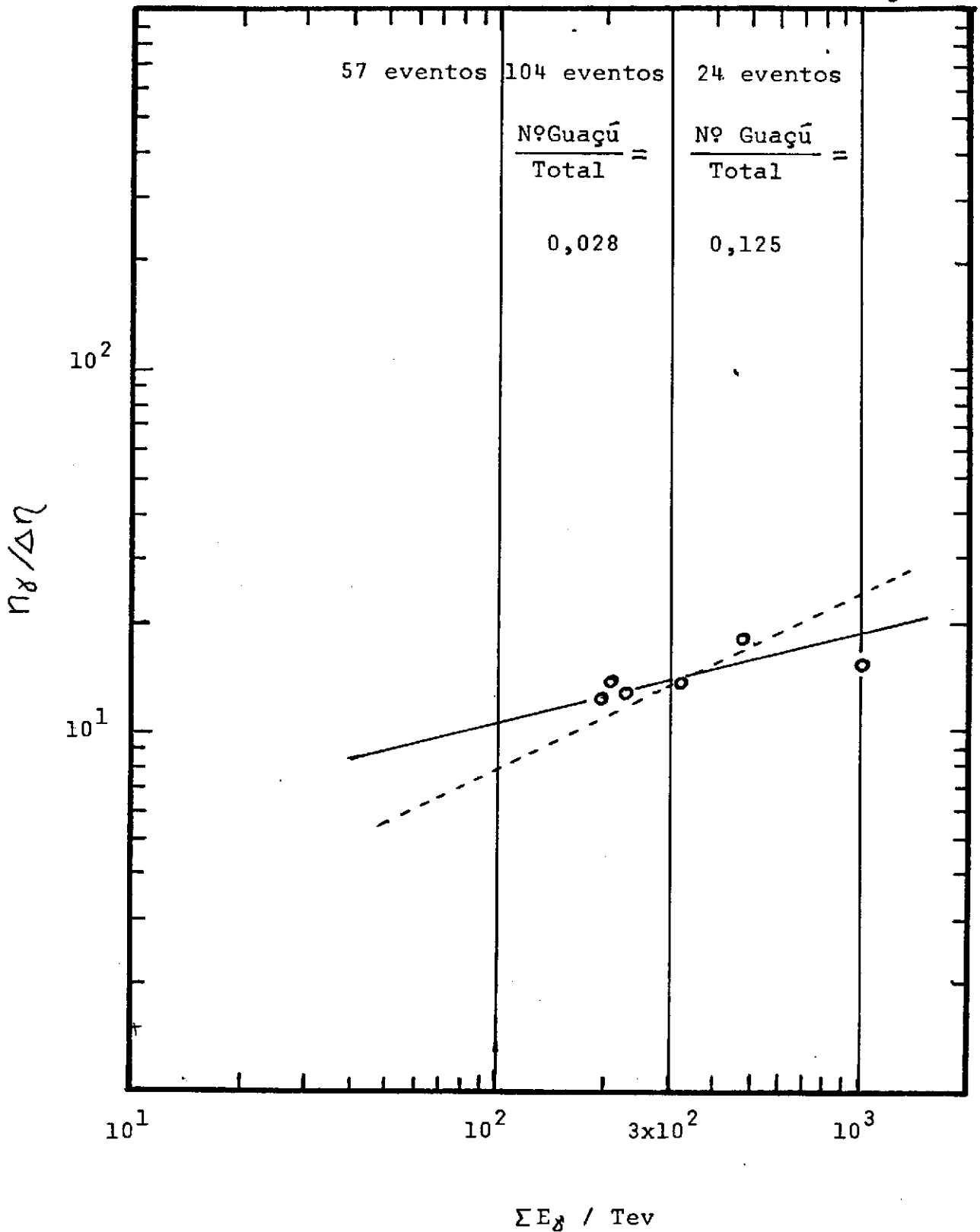


Fig 65 Dependência entre a multiplicidade por unidade de rapidez de gamas decascatzizados, com a energia
 o Eventos Guaçu. Linhas retas (cheia e pontilhada) são um ajuste tipo $n_\gamma / \Delta \eta \propto \Sigma E_\gamma^\delta$ com $\delta = 1/4$ e $\delta = 1/2$.

CAPÍTULO VI

ANÁLISE INDIVIDUAL DE EVENTOS TIPO GUAÇÚ

VI. DETERMINAÇÃO DA MASSA E FATOR DE LORENTZ

Apresentamos aqui a análise individual para os 6 eventos tipo Guaçú seleccionados neste trabalho.

A análise é baseada em duas relações obtidas por T. Shibata; a primeira é a soma de energias de raios gama emitidos com ângulos menores a θ_x , $\sum_{\theta_x} E_x$, cuja expressão analítica é:

$$\sum_{\theta_x} E_x = \Gamma M_0 (1 - 1/(1 + \Gamma^2 \theta_x^2)^2)$$

e a segunda é a soma de momentos transversais dos gamas emitidos com ângulos menores θ_x , $\sum Pt_x$, e que é dada por:

$$\sum_{\theta_x} Pt_x = \frac{M_0}{2} (\tan^{-1} \Gamma \theta_x - \Gamma^2 \theta_x^2 (1 - \Gamma^2 \theta_x^2) / (1 + \Gamma^2 \theta_x^2)^2)$$

Estas duas expressões são obtidas analiticamente utilizando-se a hipótese de um único estado intermediário de massa M_0 sob a forma de raios gama e Fator de Lorentz Γ decaindo isotropicamente em raios gama.

Um ajuste destas curvas analíticas com os dados experimentais permite determinar Γ/H e M_0 para cada evento.

A aplicação do método descrito aos 6 eventos escolhidos

mostrou que é possível obter um bom ajuste para aqueles com coeficientes de isotropia $b > 0,7$, as figuras (66) A,B,C,D,E,F, mostram estas correlações.

Os eventos nos quais não é possível fazer um bom ajuste são denominados 'anômalos' e estas anomalias são interpretadas com a formação de 2 ou mais estados intermediários, ou diretamente com o decaimento não isotrópico de um único estado intermediário, no caso de A-jatos estas anomalias podem também estar ligadas a interações sucessivas. Para os 6 eventos aqui analisados temos:

Normais	3	eventos
Anômalos	3	eventos

Na figura (67) apresentamos os valores dos Fatores de Lorentz Γ dos 6 eventos analisados aqui em função de ΣE_{γ} ; observe-se que Γ é proporcional a ΣE_{γ} e que os resultados são consistentes com m_{δ} independente da energia ΣE_{γ} para estes eventos. A reta de coeficiente angular 1, corresponde a:

$$m_{\delta} = 25 \text{ GeV}/c^2$$

Para a determinação dos fatores de Lorentz foi tomado o valor eficaz de 1 Km para a altura dos A-jatos decascatizados.

$$\Gamma = H / R_{1/2}$$

Junto com estes valores na mesma figura são mostrados as

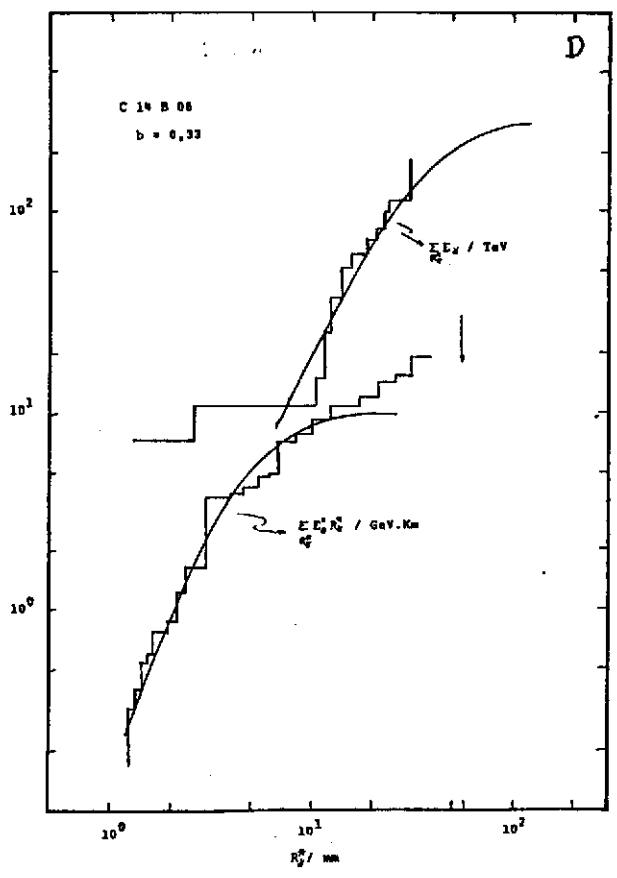
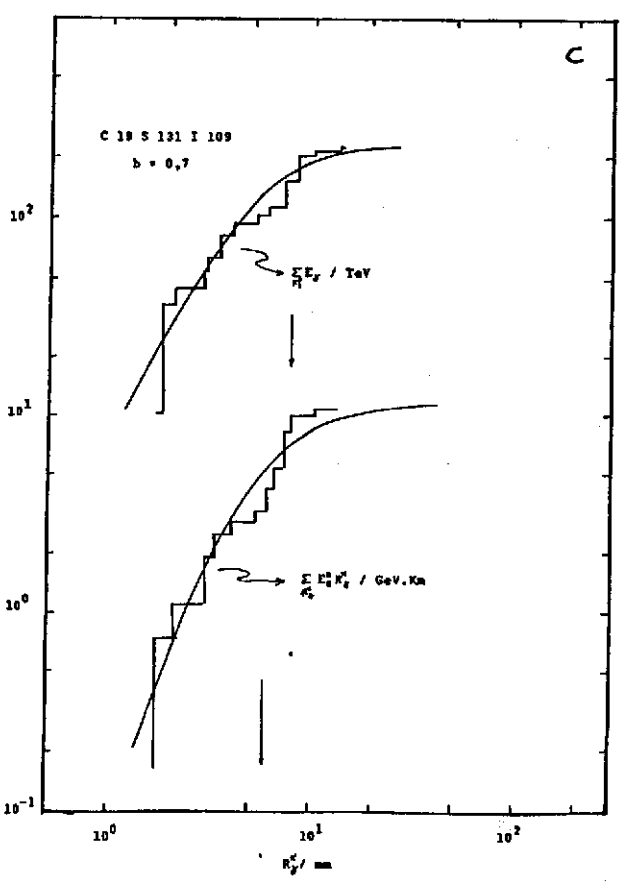
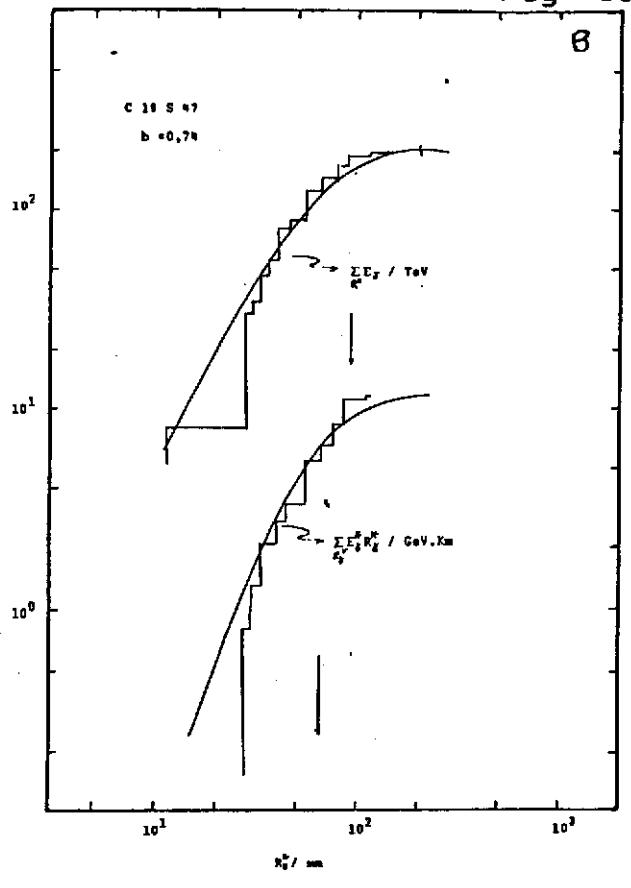
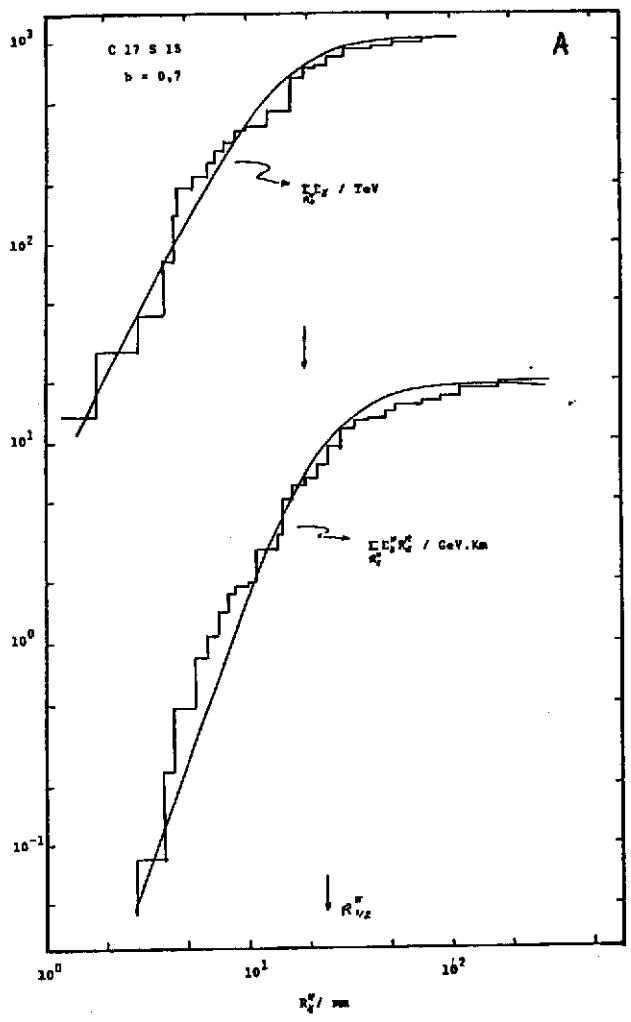


Fig 66 A,B,C e D Correlação $\sum E_{\gamma}^* \rightarrow R_{Y^*}^*$ e $\sum E_{\gamma}^* R_{Y^*}^* \rightarrow R_{Y^*}^*$

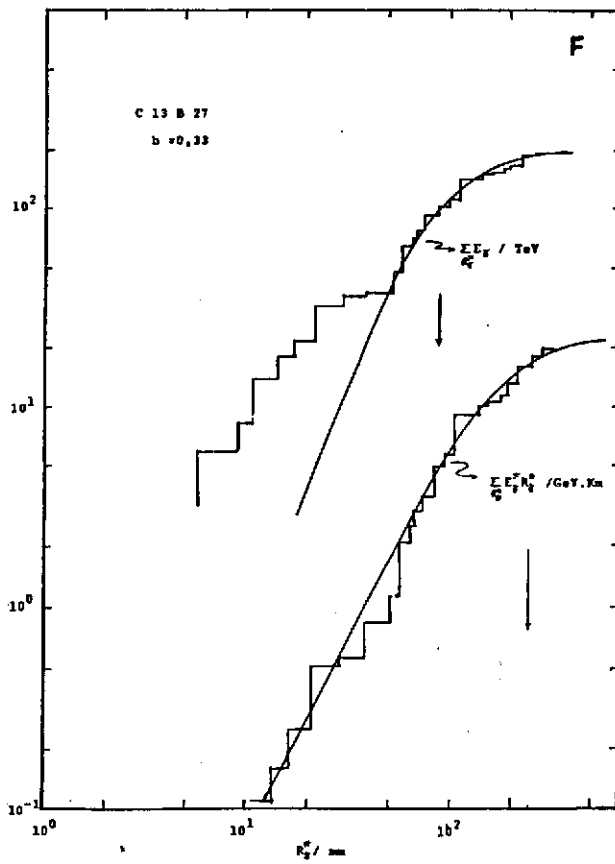
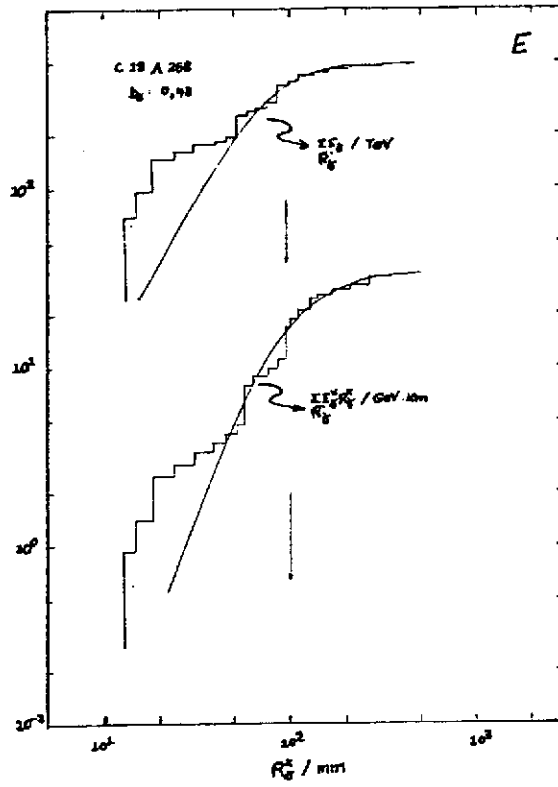
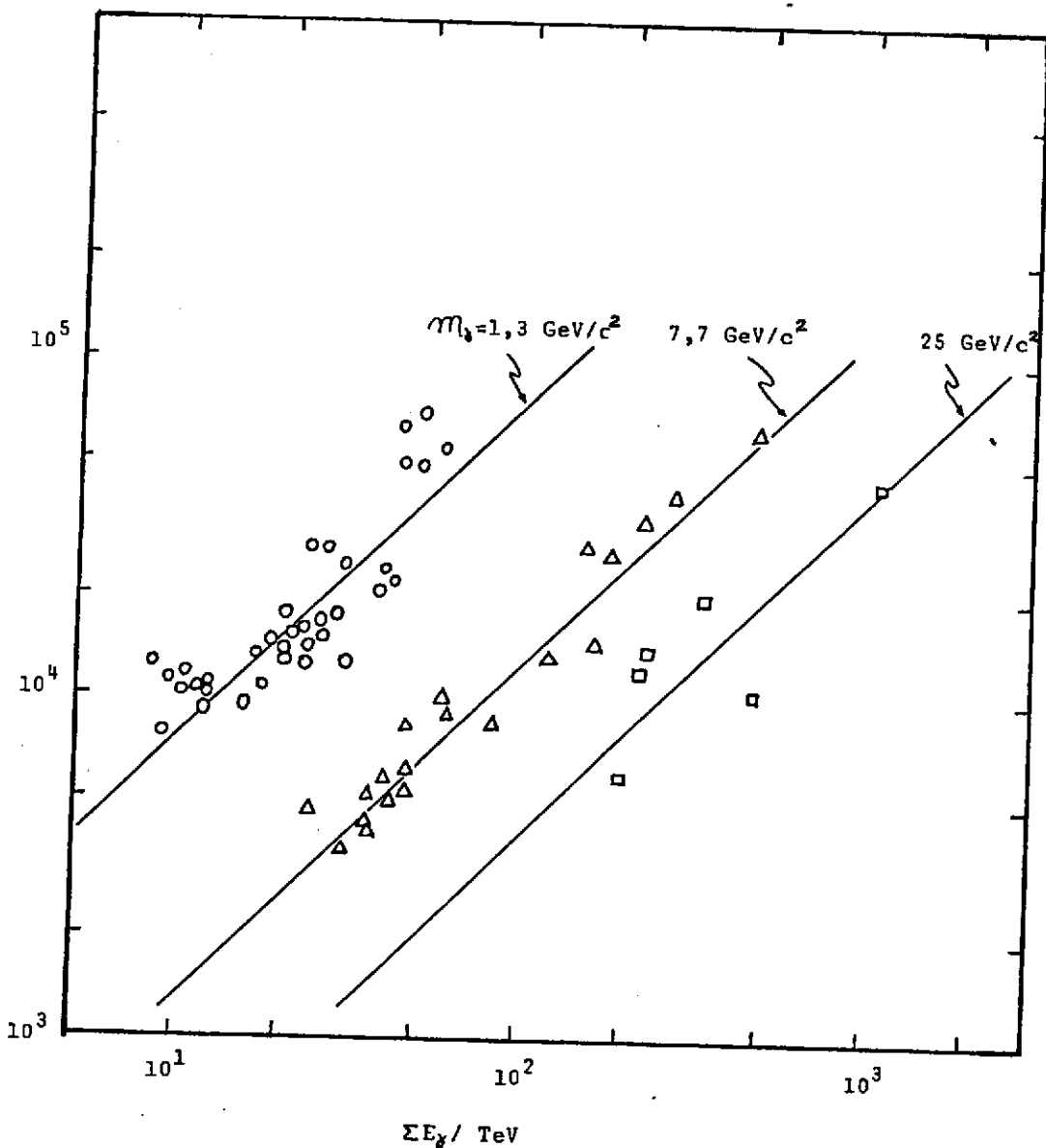


Fig 66 E e F Correlação $\sum E_{\gamma}^* \rightarrow R_{\gamma}^*$ e $\sum E_{\gamma}^* R_{\gamma}^* \rightarrow R_{\gamma}^*$



Fíg 67 Correlação $\Sigma E_\gamma \rightarrow \Gamma$ -Resultados da análise individual

○ C-jatos mirim

△ C-Jatos Açú

□ A-jatos Guaçú

correlações $\Gamma - \Sigma E_\gamma$ para C-jatos tipo Mirim e Açú da C.B.J., formando claramente dois grupos em torno de retas com coeficiente angular 1 que correspondem a

$$M_\gamma = 1.3 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{C-jatos Mirim}$$

$$M_\gamma = 7.7 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{C-jatos Açú}$$

VI:2 DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA

a) EMISSÃO DE GAMAS DE UM CENTRO ÚNICO.- No referencial de repouso do estado intermediário, o qual se desintegra isotropicamente em gamas, pode-se escrever a distribuição:

$$f(E_\gamma^*, \cos \theta_\gamma^*) dE_\gamma^* d\cos \theta_\gamma^* = 1/2 g(E_\gamma^*) d(\cos \theta_\gamma^*) dE_\gamma^*$$

onde $g(E_\gamma^*)$ descreve a distribuição energética e deve satisfazer as condições.

$$\int_0^\infty g(E_\gamma^*) dE_\gamma^* = N_\gamma$$

$$\int_0^\infty E_\gamma^* g(E_\gamma^*) dE_\gamma^* = M_\gamma c^2$$

Considerações do tipo termodinâmico permitem escrever $g(E_\gamma^*)$ da forma:

$$g(E_\gamma^*) \propto E_\gamma^* \exp(-E_\gamma^*/KT)$$

aqui KT é interpretado como a temperatura do estado intermediário. A distribuição no sistema do laboratório toma a forma:

$$f(E_Y, \theta_Y) dE_Y d\theta_Y = N_Y \exp(-X_Y(1+Y_Y^2)) X_Y dX_Y dY^2$$

com

$$X_Y = N_Y E_Y / \Sigma E_Y ; Y = \Gamma \theta ; \Gamma = \Sigma E_Y / M_Y C^2$$

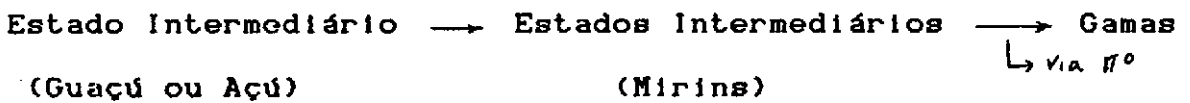
integrando a última relação na variável Y obtemos a distribuição diferencial energética.

$$f(E_Y) dE_Y = N_Y \exp(-X_Y) dX_Y$$

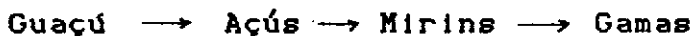
e a distribuição integral é:

$$F(>E_Y) = \int_{E_Y}^{\infty} f(E'_Y) dE'_Y = N_Y \exp(-X_Y)$$

b) EMISSÃO DOS GAMAS EM CASCATA.- No caso dos estados intermediários pesados Açú e Guaçú é prudente também considerar o decaimento destes estados em gamas através de estados Mirim ou seja:



para o estado Guaçú também existe a possibilidade



Consideraremos o decaimento de estado Guaçú em gamas via estados Mirins; ou seja que o estado Guaçú após sua formação decai em N_M estados Mirins, aqui consideraremos que a distribuição

destes N_M estados é semelhante a distribuição de gamas produzidos através do decaimento do estado Mirim, ou seja:

$$h(E_G, E_M, \theta_M) dE_M d\theta_M = N_M \exp(-X_M(1 + \Gamma_G^2 Y_M^2)) X_M dX_M dY_M^2$$

com

$$X_M = N_M E_M / \Sigma E_M \quad Y_M = \Gamma_G \cdot \theta_M$$

Γ_G é o fator de Lorentz do estado Guaçú no laboratório; a distribuição de energia de gamas produzidas através do decaimento de cada estado Mirim, é considerada da forma:

$$f(E_M, E_\gamma, \theta_\gamma) dE_\gamma d\theta_\gamma = N_\gamma \exp(-X_\gamma(1 + \Gamma_M^2 Y_\gamma^2)) X_\gamma dX_\gamma dY_\gamma^2$$

com

$$X_\gamma = N_\gamma E_\gamma / \Sigma E_\gamma \quad Y_\gamma = \Gamma_M \theta_\gamma$$

Finalmente a distribuição de energia de gamas é calculada através da convolução dos espectros:

$$n_\gamma(E_G, E_M, \theta_\gamma) = \int h(E_G, E_M, \theta_M) f(E_M, E_\gamma, \theta_\gamma - \theta_M) dE_M d\theta_M$$

o cálculo desta convolução pode ser feito através da transformada de Fourier /15/. O resultado para a distribuição integral de gamas é da forma:

$$n_\gamma(E_G, >E_\gamma) = N_M N_\gamma X K_1(X)$$

$$X^2 = 4 N_M N_\gamma E_\gamma / \Sigma E_\gamma$$

Aqui K_1 é a função modificada de Bessel de índice 1.

N_γ é o número de gamas emitidos no decaimento de cada Mirim e N_M é o número de Mirins emitidos do estado Guaçu.

A figura (68) mostra a distribuição integral experimental de energia para os 6 eventos escolhidos como tipo Guaçu e na figura (69) apresentamos a distribuição de energia fracionária em forma integral para estes mesmos eventos, a linha contínua é um ajuste supondo o decaimento tipo cascata do estado Guaçu e a linha tracejada é um ajuste supondo um decaimento direto em gamas do estado Guaçu.

VI.3 MOMENTO TRANSVERSAL

Os primeiros resultados de interações nucleares obtido por grupos que utilizam emulsões nucleares, em particular a C.B.J observando em especial C-jatos, mostram que as distribuições de momento transversal de gamas admitem ser correlacionados por uma função do tipo:

$$dN / Pt \, dPt \propto \exp(-Pt/P_0)$$

com

$$1/P_0 \sim 6 \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

Com o estudo de C-jatos e A-jatos em larga escala foram achados um número grande de eventos com multiplicidade acima de 15 gamas e largo momento transversal médio de gamas $\langle Pt_\gamma \rangle = 0,22$ GeV/c, e uma distribuição que a partir de $Pt_\gamma > 1$ GeV/c decresce mais lentamente que uma exponencial.

Em particular as distribuições integrais de momento

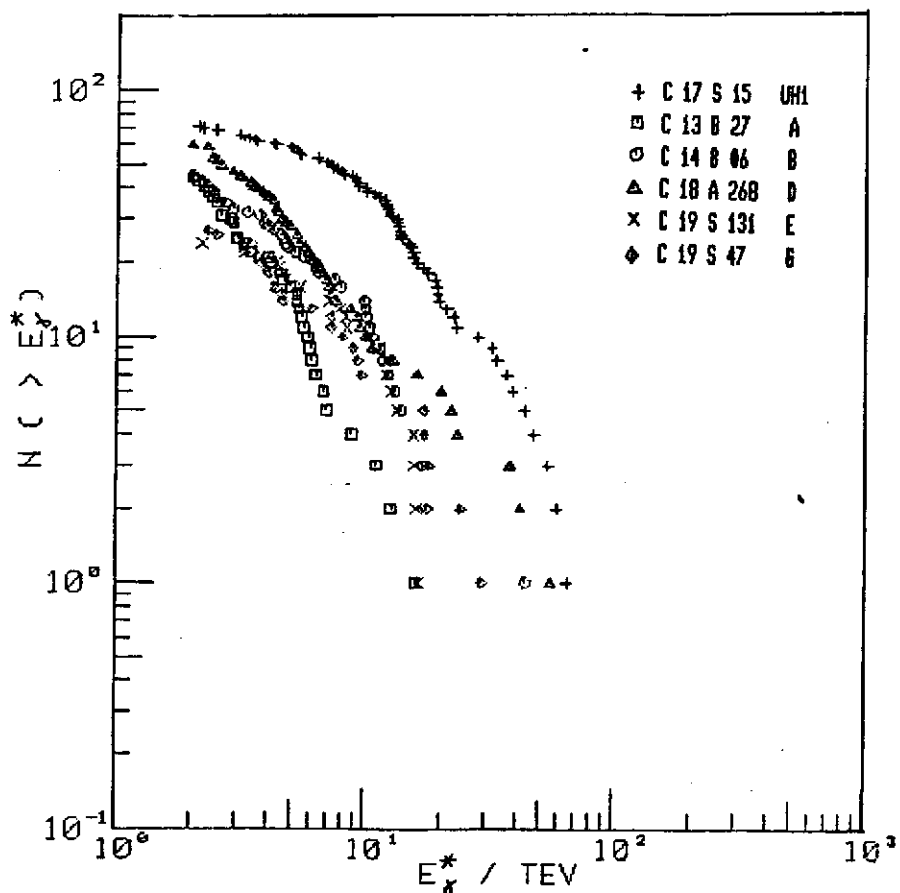


Fig 68 Distribuição integral de energia
6 A-jatos Guaçu (decascativados)

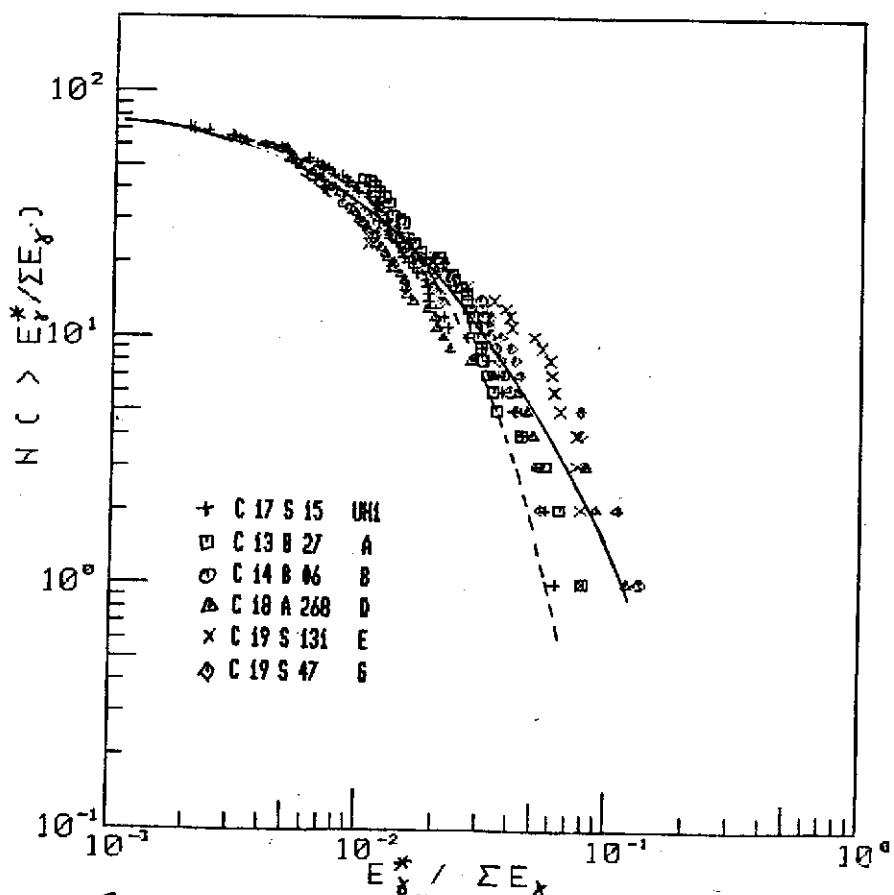


Fig 69 Distribuição integral de energia fracionária
6 A-jatos Guaçu (decascativados)

transversal ($Pt_x = E_x^* R_y^* / H$) para os 6 candidatos a eventos tipo Guaçú são mostradas nas figuras (70) e (71), na primeira apresentamos as distribuições experimentais evento por evento e na segunda apresentamos a distribuição para os 6 eventos em forma conjunta, a linha cheia é um ajuste do tipo:

$$N (>E_x^* R_y^*) \propto \exp(-E_x^* R_y^* / P_{01}) + \beta \exp(-E_x^* R_y^* / P_{02}),$$

onde $P_{01} = 0,46 \text{ GeV}/c$, $P_{02} = 1,0 \text{ GeV}/c$ e $\beta = 0,1$

Considerando a altura eficaz como 1 Km para os A-jatos temos que o primeiro termo da distribuição pode ser interpretado devido aos processos de interação 'normal' com um $\langle Pt \rangle = 0,46 \text{ GeV}/c$, e o segundo toma conta dos processos que incluem grandes transferências de momento 'espalhamento duro' com um $\langle Pt \rangle = 1 \text{ GeV}/c$. A linha pontilhada mostra uma correlação empírica utilizada pelo UA1 /52/ do tipo:

$$N (> Pt) = \int_{Pt}^{\infty} Pt \, dPt / (1 + Pt)^n$$

o melhor ajuste se tem com $n = 7$ para $\langle \sqrt{s} \rangle = 1600 \text{ GeV}$

$$n = 9 \text{ para } \sqrt{s} = 560 \text{ GeV UA1 /52/}$$

No esquema de formação de estados intermediários a presença de processos que incluem grandes transferências de momento 'espalhamento duro', pode ser interpretada em duas formas.

A primeira foi sugerida por K.Yokoi /53/ e desenvolvida por M.Hama e M.Nagasaki /54/, para interpretar o largo momento transversal dos pions na região de energia do ISR ($\sqrt{s} = 63 \text{ GeV}$) do

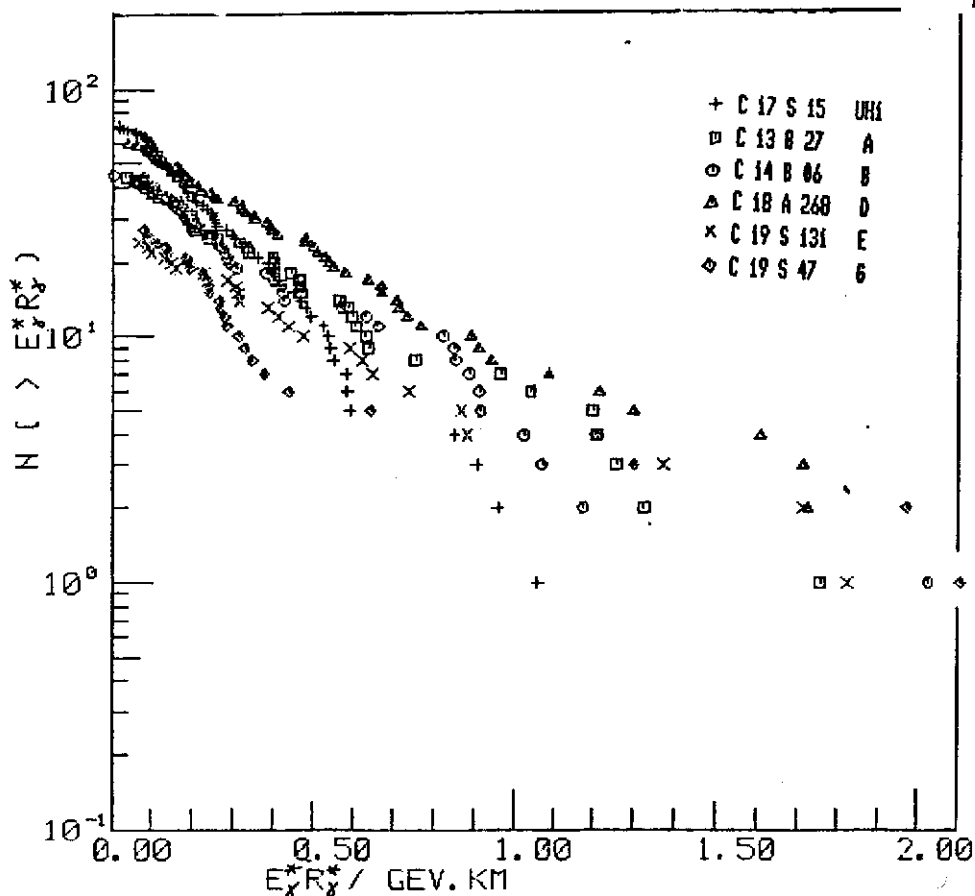


Fig 70 Distribuição integral de $E_y^*R_y^*$
6 A-jatos Guaçu (decascatizados)

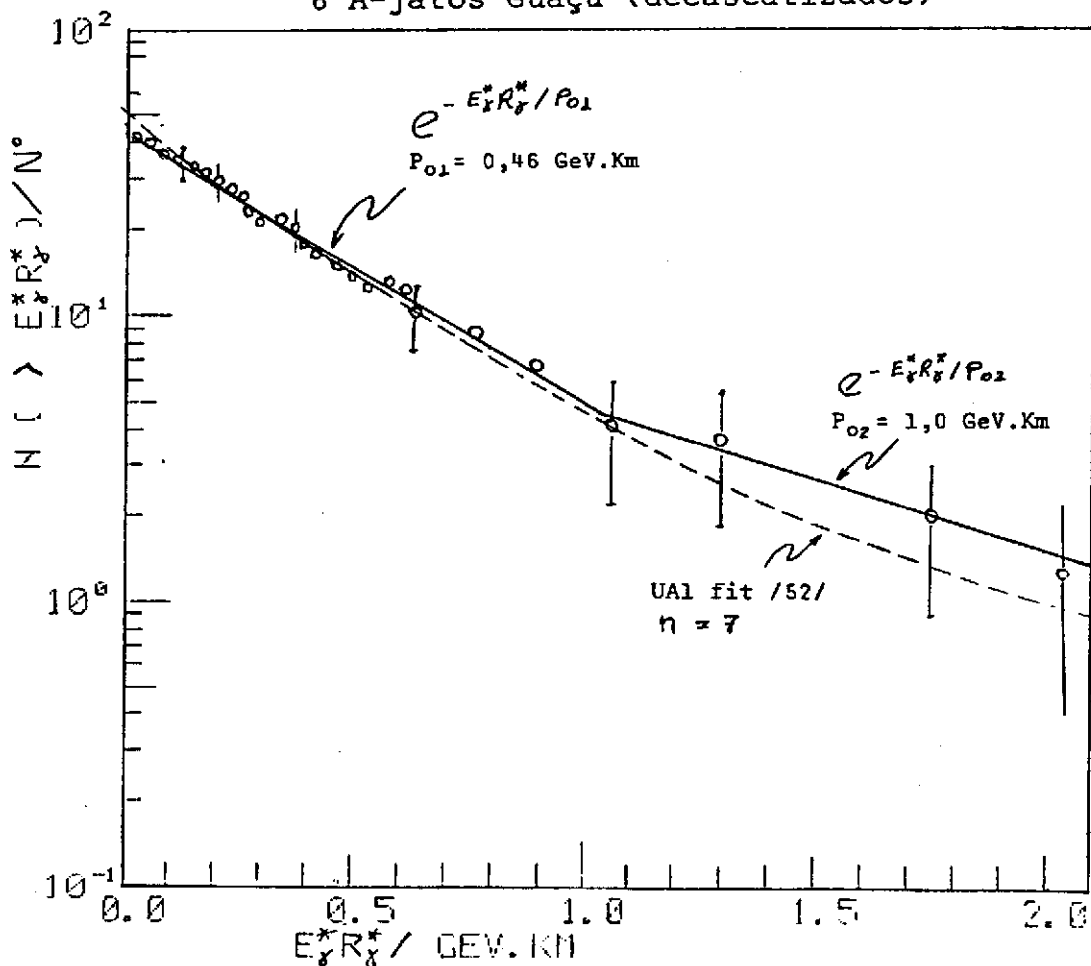


Fig 71 Distribuição integral de $E_y^*R_y^*$
6 A-jatos Guaçu (decascatizados)

CERN. Em seus cálculos da seção do choque inclusiva de pions através do decaimento do estado intermediário Açú, eles admitem que previamente o estado Açú decai em 6 Mirins, existindo uma flutuação ou seja que de vez em quando o Açú decai em 3 Mirins. na razão:

$$\text{Açú- 3 Mirins/Açú-6 Mirins} \sim 10^{-3}$$

A segunda hipótese admite que os valores altos do Pt estariam relacionados com o decaimento anisotrópico dos estados Açú e Guaçú em Mirins, neste esquema um jato hadrônico é identificado como um Mirim, ou seja um jato hadrônico com Pt alto corresponde a um Mirim emitido com um Pt alto.

A figura (72) mostra a dependência do valor médio do momento transversal com a multiplicidade por unidade de rapidez, neste trabalho só foram obtidos os dados experimentais dos eventos Guaçú, nesta mesma figura a linha contínua representa os dados do UA1 /52/ indicando que para multiplicidades altas ($n_T/\Delta\eta > 12$) o valor médio do Pt não cresce significativamente. Isto é interpretado como um efeito cinemático de uma saturação da energia útil no centro dos momentos. Entretanto esta saturação não é observada em raios cósmicos pelo fato de que a energia primária não está limitada, o que se observa é um crescimento contínuo do $\langle Pt \rangle$ com $n_T/\Delta\eta$, confirmando que a saturação observada pelo UA1 é de origem cinemática.

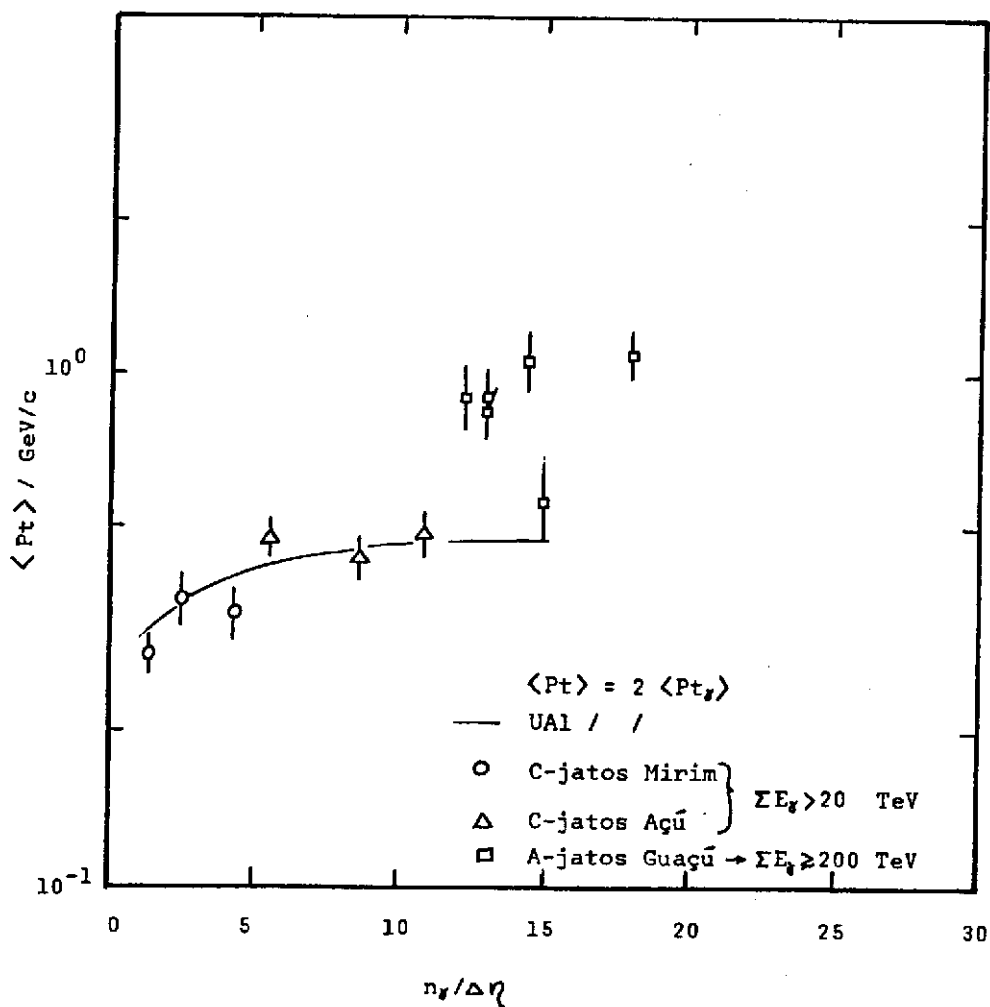


Fig 72 Correlação $\langle Pt \rangle - n_y / \Delta \eta$

VI.4 RESUMO

Apresentamos aqui as principais características para os eventos tipo Guaçú, obtidas a partir dos 6 eventos aqui analisados.

TABELA 14

Eventos Guaçú	Média aritmética para $E_{\gamma} \geq 2$ Tev	Extrapolada (ajuste)
Multiplicidade	45 ± 17	75
Mult. por Rapidez	14 ± 2	
$\langle Pt_{\gamma} \rangle$ GeV/c gamas	$0,46 \pm 0,1$ *	$0,56 \pm 0,1$ *

* Estes valores foram obtidos considerando a altura eficaz dos A-jatos como $H = 1$ Km.

Finalmente os valores do $\langle Pt \rangle$ e $n_{\gamma}/\Delta\eta$ estabelecidos neste trabalho para eventos Guaçú são comparados com os valores para os eventos Mirim e Açú obtidos pela C.B.J./4/.

TABELA 15

	$\langle Pt_\gamma \rangle$ GeV/c	$n_\gamma / \Delta\eta$
Mirim	0,14	$2,5 \pm 1$
Açú	0,22	7 ± 1
Guaçú	0.5	14 ± 2

CONCLUSÕES

- a) Análises sistemáticas não permitem identificar eventos tipo Guaçú, já que eles se situam na cauda das distribuições indicando o número pequeno destes eventos. Entretanto permitem estabelecer critérios de seleção para a escolha de candidatos a eventos Guaçú, sendo que a análises individual destes eventos indicam a existência de um terceiro tipo de produção múltipla do mesons e que pode ser interpretado com a formação de um estado intermediário que é denominado fenomenologicamente como Guaçú.
- b) As distribuições de energia para eventos tipo Guaçú sustentam que o decaimento do estado intermediário Guaçú é tipo cascata ou seja $\text{Guaçú} \rightarrow \text{Mirims} \rightarrow \text{Gamas}$. Este tipo de decaimento tipo cascata, permite também interpretar, a denominada componente dura da interação.
- c) A dependência das distribuições do parâmetro G (grau de degradação em cascatas eletromagnéticas) com a energia, indicam que as famílias de gamas de maior energia são as mais contaminadas com cascatas eletromagnéticas.
- d) Não é observada a saturação do aumento do valor médio do Pt com o aumento da multiplicidade tal como indicam os dados do UA1 /52/. Os valores do $\langle Pt \rangle$ para eventos tipo Guaçú se encontram acima deste valor de saturação, indicando que a saturação observada com os dados do UA1 é efetivamente de origem cinemática
- e) Finalmente os critérios de seleção determinados neste trabalho

para a escolha de eventos tipo Guaçú permitem obter o limite inferior para a produção de eventos tipo Guaçú na região de energia de $12 < \Sigma E_{\gamma} / \text{TeV} < 1000$, sendo este de 3 %.

APENDICE

COEFICIENTE DE ISOTROPIA

Conhecendo a energia e as coordenadas dos gamas em um sistema de referência cujo centro coincide com o centro pesado de energia das famílias de gamas, pode-se calcular a relação:

$$b = \frac{\sum E_i Y_i^2}{\sum E_i X_i^2} \quad (1 B)$$

Para minimizar esta relação podemos fazer uma rotação do sistema de referência num ângulo ϕ . Após a rotação as novas coordenadas estarão relacionadas com as antigas pelas equações:

$$\begin{aligned} X_i &= X_i' \cos \phi + Y_i' \sin \phi \\ Y_i &= X_i' \sin \phi - Y_i' \cos \phi \end{aligned}$$

Colocando estes valores na relação (1 B) o valor mínimo (máximo) de b se encontra pela relação:

$$d b / d \phi = 0$$

Esta última fornece a relação:

$$I = \sum E_i (X_i \cdot a - Y_i)^2 / (a^2 + 1)$$

com $a = -p + \sqrt{p^2 + 1}$ e $a = -p - \sqrt{p^2 + 1}$

$$p = \frac{\sum E_i (X_i^2 - Y_i^2)}{2 \sum E_i X_i Y_i}$$

Estes 2 valores de "a" permitem achar I_{min} e I_{max} . Sendo finalmente o coeficiente de isotropia a razão:

$$b = I_{min} / I_{max}$$

REFERENCIAS

- 1 -Feinberg 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris v 12(1981)p273.
 -Brasil-Japan Collaborations. Sppl. Progr.Theor. Phys. 76 (1983) p 1.
 -C.M.G.Lattes et.al.and M.Akashi et.al Supplement of the Teoretical Physics 47 (1971)P 1.
 -Miesowicz Prog. in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics vol X (1971) p 101.
- 2 M.Akashi, Z.Watanabe, A.misaki, I. Mito, Y.Oyama, S.Tukunaga, T.Ogata, Y.Tsuneoka, S.Dake, K.Yokoi, S.Haegawa, J.Nishimura, K.Niu, T.Taira, A.Nishio, Y.Fujimoto, N.Ogita. 'Supplement of the Progress of Theoretical Physics. 32 (1964) p 1.
- 3 -P.Clock, T.Coghen, J.Gierula, R.Holinski, M.Miesowicz, T.Sani-niewsk, and O.Stanisiz. Il Nuovo Cimento 8,(1958) 166
 -G.Cocconi.Phys. Rev.111,(1958) p1966.
 -K.Niu.Il Nuovo Cimento 10, 994 (1958).
- 4 C.M.G.Lattes, Y.Fuyimoto and S.Hasegawa. Phys. Report vol. 65, N°3, (1980)p 1.
- 5 D.H.Perkins and P.H.Fowler. Proceeding of Royal Society London A vol. 278 (1964) p 401
- 6 C.M.Lattes, M.S.M.Mantovani, C.Santos, E.H.Shibuya, A.Turtelli Jr, N.M.Amato, Y.Fuyimoto, S.Hasegawa, T.Shibata, and Yokoi. 13th International Cosmic Ray Conference. Denver, vol 4 (1973) p 2671.
- 7 J.B.Filho, J.L.Cardoso Jr, J.A.Chinellato, C.Dobrigkeit, C.M.G Lattes, M.Menon, C.E.Navia.O, A.M.Oliveira, W.A. Rodrigues Jr, M.B.Santos, E.Silva, E.H.Shibuya, A.Turtelli.Jr, N.M.Amato, F.M.Oliveira Castro, H.Aoki, Y.Fujimoto, S.Hasegawa, H.Kuno, K.Sawayanagi, H.Semba, Y.Shinoki, T.Tabuki, M.Tamada, K.Tanaka, S.Yamashita, N.Arata, T.Shibata, K.Yokoi and A.Ohsawa. 16th International Cosmic Ray Conference. Kyoto, vol 6 (1979) p 350.
- 8 J.Bellandi Filho, A.Chinellato, C.Dobrigkeit, C.M.G.Lattes, M.Menon, C.E.Navia.O, A.Pemmaraju, K.Sawayanagi, E.H.Shibuya, A.Turtelli.Jr, N.M.Amato, F.M.Oliveira Castro, R.H.C.Maldonado, H.Aoki, Y.Fujimoto, S.Hasegawa, H.Sermba, M.Tamada, K.Tanaka, S.Yamashita, N.Arata, T.Shibata, K.Yokoi and A.Ohsawa. Workshops Cosmic Ray Interations. High Energy Results La Paz-Rio (1982) p 102.
- 9 UA1 Phys. Lett. B 122 (1983) p 189
 UA5 Phys. Lett. B 115 (1982) p 71
 J.D.Dowell. Proceeding 1982 CERN School of Physics Cambridg UK (1982) p 247
- 10 S.Hasegawa . Proceeding of International Symposium on Cosmic Rays particle Physics Tokyo (1984) p 718.

- 11 E.Shibuya . Tese de doutorado. Universidade Estadual de Campinas, (1977).
- 12 T.H.Burnett, S.Dake, M.Fuki, J.C.Gregory, T.Hayashi, R.Holyas-ki, J.Iwai, W.V.Jones, A.Jurak, J.J.Lord, O.Miyamura, H.Oda T.Ogata, J.A.Powell, T.Saito, T.Tabuki, Y.Takahashi, T.Tomina-ga, J.Watts, B.Wilczynska, R.J.Wilkes, W.Wolter and B. Wosiek Proceeding of Int.Simposium on Cosmic Ray Particle Physics. Tokyo (1984) p 468.
- 13 R.Cady, G.L.Cassiday, J.W.Elbert, P.R.Gerhardy, E.C.Loh, Y.Mi-zumoto, M.H.Salomon, P.Sokolsky and D.Steck. 18th Internatio-nal Cosmic Ray Conference. Bangalore, vol 11 (1983) p 412.
- 14 N.Arata II Nuovo Cimento Serie 11 vol.43.A.(1978)p 455.
- 15 H.Semba II Nuovo Cimento vol.49 A.N.2 (1979) p 247.
- 16 L.D.Landau , J.Pomeranchuk DOKL.AKD. Nauk SSSR 92, (1953) p 535.
- 17 H.Semba 17th International Cosmic Ray Conference vol 11 Paris (1981) p 167.
- 18 B.Rossi "High Energy Particles,Prentice-Hall,1952.
J.Nishimura Hadbuch der Physick XLV/2, (1967), Springer ver-lag , Heidelberg.
- 19 M.Ballester, C.Santos,J.Bellandi Filho, J.A.Chinellato,C.Do-brigkeit, C.M.G.Lattes, A.Marques, M.J.Menon, C.E.Navia O, K.Sawayanagi, E.Silva,E.H.Shibuya, A.Turtelli Jr, N.M Amato, F.M.Oliveira Castro, R.H.C.Maldonado, H.Aoki, Y.Fuyimoto, S. Hasegawa, H.Kumano, H.Semba, T.Tabuki, M.Tamada, K.Tanaka, S. Yamashita, N.Arata, T.Shibata, K.Yokoi, and A.Ohsawa. 17th International Cosmic Ray Conference Paris vol 11 (1981) p 163.
- 20 S.Hasegawa Prog Theor. Phys, 25, 150 (1961)
- 21 H.Kumano 17th International Cosmic Ray conference Paris vol 11 (1981) p 86
- 22 Anual Report CERN (1983) p 28-29.
- 23 A.Krys ,J.Wrotniak 17th International Cosmic Ray Conference vol 11 Paris (1981) p 187.
- 24 K.Sawayanagi Comunicação particular (1985)
- 26 NUSEX Experiment II nuovo Cimento vol 8C, N1 (1985)
- 27 H.Semba 17th International Cosmic Ray Conference (Paris) Vol 11 (1981) p 95
- 28 A.B.Migdal Phys.Rev. 103, 1811 (1956)
- 29 R.H.Ellsworth, R.E.Streitmatter, T.Bowen. 16th Int. Cosmic Ray

- Conf. (Kyoto 1979)vol 7 pág 55.
- 30 T.Shibata 17th Int.Cosmic Ray Conf. (Paris 1981) vol 7 pág 214
- 31 E.Konishi, A.Misaki, N.Fujimaki. Nuovo Cimento vol.44 A (1978) pág 509
- 32 J.Nishimura.Prog. Theor. Phys. Suppl, N.32,72 (1964)
- 33 Ivanenko et al. Nuovo cimento,Suppl 8,749 (1958)
- 34 N.Hotta,M.Sakata, Y.Yamamoto, M.Miyanishi, S.DaKe, K.Kasahara, T.Yuda, K.Mizutani and I.Ohta . ICR Report 97-81-13
- 35 N.Hotta, K.Mizutani, K.Kasahara, Y.Kobayashi, E.Mikumo, I.Mito A.Ohsawa, K.Sato, S.Torii, M.Tsujikawa, T.Yuda. Nuuclear Instrument and Mehods 161 (1979)35-43
- 36 China Japan Collaboration Proceeding of Int. Simposium on Cosmic Ray Particle Physics Tokyo (1974) pág 87.
- 37 Pamir ,Fuji and Chacaltaya Collaboration. Nuclear Physics B 191 (1981).
- 38 UA1 Collaboration CERN EP/82-185
- 39 G.Wataghin, M.D.Souza Santos, P.A.Pompeia Phys Rev 57 (1940) p 61.
- 40 G.Wataghin Z.Physik 88 (1934) p 92.
- 41 W.Heisenberg Z.Physik 101 (1936)p 533
- 42 E.Fermi Progr. Theor. Physics vol 5 (1950) p 570
- 43 L.D.Landau Izv.Akad Nauk USSR 17 (1953) p 57
- 44 M.S.M.Mantovani Tese de Doutoramento UNICAMP (1971).
- 45 D.Cline Workshop Cosmic Ray Interations. High Energy results La Paz Rio (1982) p 422.
- 46 F.Halzen Proceeding of International Symposium on Cosmic Rays and Particle Physics Tokyo (1984) p 777.
- 47 Lattes,Occhialini,Powell Nature 159, 693 (1947)
- 48 G.Wataghin. Proc. Symp. Cosmic Ray (Acadenia Brasileira de Ciencias) 1941.
- 49 A Turtelli Jr. Tese de Doutoramento UNICAMP (1974)
- 50 S.Takagi. Prog. Theor. Phys. 7 (1952) p 123.
- 51 B.Peters. Nuovo Cimento 23 (1962) p 88.
- 52 UA1 Collaboration Physics Letters Vol 118 B (1982) p 167

53 K.Yokoi Proc.Int.Cosmic Ray Symp, Tokyo (1974)

54 M.Hama and M.Nagasaki Supl. Prog.Ther.Phys N 76 (1983)p 157

COLABORAÇÃO BRASIL JAPÃO (1985)

J.A.Chinellato, C.Dobrigkeit, J.Bellandi Filho, C.M.G.Lattes, M.J Menon, C.E.Navia, A.Pemmaraju, K.Sawayanagi, E.H.Shibuya, A.Turtelli Jr.

Instituto de Física Gleb Wataghin
Universidade Estadual de Campinas São Paulo

N.M.Amato, N.Arata, F.M.Oliveira Castro.

Centro de Pesquisas Físicas Rio de Janeiro.

R.H.C.Maldonado

Instituto de Física Universidade Federal Fluminense.
Niterói Rio de Janeiro

H.Aoki, Y.Fujimoto, Y.Funayama, S.Hasegawa, H.Semba, M.Tamada,
K.Tanaka, S.Yamashita.

Science and Engineering Research Laboratory
Waseda University, Shinju-ku, Tokyo.

T.Shibata, K.Yokoi

Department of Physics, Aoyama Gakuin University.
Setagaya, Tokyo

H.Kumano, A.Ohsawa, T.Tabuki

Institute for Cosmic Ray Research
University of Tokyo, Tanashi, Tokyo.

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. C.M.G.Lattes pela colaboração e orientação prestadas em especial na fase inicial deste trabalho.
- Ao Prof. Kotaro Sawayanagi pela orientação, críticas e sugestões.
- Novamente ao Prof. Kotaro Sawayanagi e Anderson Campos Fauth pela colaboração na parte do 'software'
- Aos Profs. Shibuya e Chinellato pela colaboração no esclarecimento de dúvidas e referências especial no início do trabalho.
- A Colaboração Brasil-Japão pela colocação de seus dados a disposição.
- Ao Departamento de Raios Cósmicos, Cronologia, Altas Energias e Leptons do Instituto de Física da UNICAMP pelo livre acesso a suas instalações e facilidades dadas para a realização do presente trabalho.
- A minha esposa Lígia pelo apoio dado e leitura do manuscrito apontando erros gramaticais.
- Ao pessoal Técnico Administrativo do Grupo de Raios Cósmicos pela ampla colaboração.
- A FAPESP pela bolsa de doutorado . Tornando possível a realização da presente Tese.