

ANÁLISE DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO $\bar{p}p$ NAS ENERGIAS 31 e 62 GeV ATRAVES DO MODELO DE CHOU-YANG^d

ANTONIO BRAZ DE PÁDUA^a
ROBERTO JOSÉ MARIA COVOLAN^b
JOSÉ TADEU DE SOUZA PAES^c

RESUMO

Analisa-se o espalhamento elástico $\bar{p}p$ para as energias de 31 e 62 GeV na seguinte região de momentos transferidos $0 \leq -t \lesssim 3.0 (\text{GeV}/c)^2$. Os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ são ajustados tomando-se a amplitude de espalhamento puramente imaginária e parametrizada sob a forma exponencial $a(s,t) = a(s,0) \sum_{i=1}^n \alpha_i e^{\beta_i t}$. Usando-se os parâmetros de ajuste, calcula-se a constante de absorção $K_{\bar{p}p}$, o fator de forma e o raio quadrático médio da distribuição de matéria de \bar{p} através do modelo de Chou-Yang. Esses resultados mostram o aparecimento de um "dip" na seção de choque diferencial elástica em $-t \cong 1.3 (\text{GeV}/c)^2$ para ambas as energias.

PALAVRAS-CHAVE: *Modelo de Chou-Yang, Espalhamento elástico, Altas energias, Amplitude de espalhamento, Seção de choque diferencial, Antipróton, Próton, Eiconal, Constante de absorção, Fator de forma, Raio quadrático e "dip".*

^a Departamento de Física - CCE/Universidade Estadual de Londrina.

^b Bolsista de Doutorado - IFGW/UNICAMP

^c Departamento de Física - UFPA

^d Os autores agradecem ao Antônio Carlos Inagaki pela confecção dos gráficos e à Lúcia Helena de Pádua pelo trabalho de datilografia.

1 - INTRODUÇÃO

O modelo geométrico de Chou-Yang (CHOU & YANG⁸) tem sido usado com frequência para analisar as colisões hadrônicas elásticas pp, $\bar{p}p$, K^+p , K^-p , π^+p e π^-p a altas energias.

Entre muitas coisas, tem-se calculado o fator de forma e raio quadrático médio das distribuições de matéria dos hádrons p, K^+ , K^- , π^+ e π^- .

Neste trabalho apresenta-se esses cálculos para a reação $\bar{p}p$ nas energias 31 e 62 GeV do ISR-CERN e no intervalo de momentos transferidos $0 \leq -t \leq 3.0$ (GeV/c)².

A questão da dependência energética na eiconal não será abordada. Portanto, mantém-se a proposta original do modelo de Chou-Yang tomando-se a eiconal na forma fatorizada (HAYOT & SUKHATME¹⁰).

$$\Omega(s,b) = K(s) \chi(b) \tag{1}$$

Esta forma embora apresente alguns problemas (ALBERI & GOGGI¹, AMALDI & SCHUBERT², HAYOT & SUKHATME¹⁰ e LEADER et alii¹¹), se mostra adequada para este trabalho.

2 - ASPECTOS TEÓRICOS

A seção de choque diferencial elástica é dada por

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi |F(s,t)|^2 \tag{2}$$

onde $F(s,t)$ é a amplitude elástica de espalhamento.

Em geral $F(s,t)$ é uma função complexa, ou seja

$$F(s,t) = A(s,t) + ia(s,t) \tag{3}$$

onde $A(s,t) = \text{Re}F(s,t)$ e $a(s,t) = \text{Im}F(s,t)$.

No modelo de Chou-Yang (CHOU & YANG⁸) a amplitude de espalhamento, desprezando-se os efeitos de spin, é considerada como sendo puramente imaginária [$\text{Re}F(s,t) = 0$] e é dada na representação do parâmetro de impacto por

$$F(s,t) = i \int_0^\infty (1 - e^{-\Omega(s,b)}) J_0(b\sqrt{-t}) b db, \tag{4}$$

onde a eiconal é escrita como

$$\Omega(s,b) = K_{AB}(s) \int_0^\infty F_A(t) F_B(t) J_0(b\sqrt{-t}) \sqrt{-t} d(\sqrt{-t}). \tag{5}$$

Nesta expressão, $K_{AB}(s)$ é a constante de absorção para a colisão entre os hádrons A e B, $F_A(t)$ e $F_B(t)$ são os seus fatores de forma de matéria e $-t$ é quadrado do momento transferido na colisão.

Substituindo-se (4) e (5) em (2), obtém-se a seção de choque diferencial elástica no modelo de Chou-Yang para as reações hadrônicas a altas energias.

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right)_{AB}^{\text{Chou-Yang}} = \pi \int_0^\infty |1 - \exp[-K_{AB}(s) \int_0^\infty F_A(t) F_B(t) J_0(b\sqrt{-t}) \sqrt{-t} d(\sqrt{-t})]|^2 J_0(b\sqrt{-t}) b db \tag{6}$$

3 - AJUSTES DOS DADOS EXPERIMENTAIS

Os dados experimentais de seção de choque diferencial elástica usados, foram obtidos no acelerador ISR (Intersecting Storage Rings) do CERN (BREAKSTONE et alii⁶) nos seguintes intervalos de $-t$:

$$0.05 \leq -t \leq 0.85 \text{ (GeV/c)}^2 - \sqrt{s} = 31 \text{ GeV}$$

$$0.13 \leq -t \leq 0.85 \text{ (GeV/c)}^2 - \sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$$

Estes dados não contém os pontos óticos. No entanto, como eles são fundamentais para o ajuste, foram calculados usando-se os dados de seção de choque total (σ_T) através da expressão (AMALDI & SCHUBERT²)

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right)_{-t=0} = \frac{1 + \rho^2}{16\pi (hc)^2} \sigma_T \tag{7}$$

onde $\rho = \text{Re}F(s,0)/\text{Im}F(s,0)$. Os valores de σ_T utilizados foram medidos no ISR - CERN (BREAKSTONE et alii⁶).

Como assume-se $\text{Re}F(s,t) = 0$ para todo valor de $-t$, tem-se que $\rho = 0$ para qualquer $-t$, inclusive em $-t = 0$.

Para as energias 31 e 62 GeV os valores experimentais de ρ em $-t = 0$ (AMOS et alii³) são respectivamente 0.065 ± 0.025 e 0.12 ± 0.03 . Logo considerar ρ como nula na expressão (7) não traz nenhum problema mais sério, uma vez que isto altera $(d\sigma/dt)_{-t=0}$ por uma quantidade menor que 2%.

Os dados experimentais de $d\sigma/dt$ foram ajustados tomando-se a amplitude de espalhamento como uma soma de exponenciais

$$a(s,t) = a(s,0) \sum_{i=1}^2 \alpha_i e^{\beta_i t} \tag{8}$$

Usando-se a condição $\text{Re}F(s,t) = 0$ e substituindo-se (8) em (2) tem-se a expressão de ajuste para $d\sigma/dt$

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{ajuste}} = \pi |a(s,0) \sum_{i=1}^2 \alpha_i e^{\beta_i t}|^2 \tag{9}$$

Os valores dos parâmetros $a(s,0)$, α_i e β_i encontrados para as duas energias tratadas estão na Tabela I.

As figuras 1 e 2 mostram as curvas de ajuste segundo a expressão (9) comparadas com os dados experimentais para as energias 31 e 62 GeV respectivamente.

4 – RESULTADOS DE FATORES DE FORMA, RAIOS E SEÇÕES DE CHOQUE DIFERENCIAIS ELÁSTICAS

Usando-se as expressões (4), (5) e (8), e expandindo-se a função logarítmica que aparece tem-se

$$K_{AB}(s)F_A(t)F_B(t) = a(s,0) \sum_i \alpha_i e^{\beta_i t} + \frac{[a(s,0)]^2}{4} \sum_{ij} \frac{\alpha_i \alpha_j}{y_{ij}} e^{\frac{\beta_i \beta_j t}{y_{ij}}} + \dots \quad (10)$$

onde $y_{ij} \equiv \beta_i + \beta_j$.

Esta expressão é fisicamente muito importante, pois estabelece uma ligação entre os dados experimentais, representados pelos parâmetros de ajuste, e as características intrínsecas das partículas colidentes ou seja, fatores de forma, raios e constantes de absorção.

Impondo-se uma condição de normalização para os fatores de forma, $F_A(0) = F_B(0) = 1$, tem-se uma expressão para a constante de absorção $K_{AB}(s)$ em termos dos parâmetros de ajuste.

O fator de forma $F_A(t)$ pode ser determinado conhecendo-se $F_B(t)$, $K_{AB}(s)$ e os parâmetros de ajuste.

Neste trabalho a partícula A será o antipróton e a partícula B será o próton. Logo tem-se:

$$F_A(t) = F_{\bar{p}}(t), F_B(t) = F_p(t) \text{ e } K_{AB}(s) = K_{\bar{p}p}(s).$$

O raio quadrático médio do antipróton é calculado pela expressão (DALLY et alii⁹)

$$\langle r_{\bar{p}}^2 \rangle = -6 \left(\frac{dF_{\bar{p}}}{dt} \right)_{-t=0} \quad (11)$$

Os valores encontrados para as constantes de absorção são:

$$K_{\bar{p}p} = 11.051 (\text{GeV}/c)^{-2} \quad -\sqrt{s} = 31 \text{ GeV}$$

$$K_{\bar{p}p} = 11.361 (\text{GeV}/c)^{-2} \quad -\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$$

Para se calcular o fator de forma do antipróton é necessário se conhecer o fator de forma do próton. Normalmente utiliza-se para o fator de forma da distribuição de matéria do próton a fórmula de dipolo com $\mu^2 = 0.710 (\text{GeV}/c)^2$ (LEADER et alii¹¹ e PRICE et alii¹²).

No entanto, a partir dos dados experimentais do espalhamento elástico pp a 53 GeV (BREAKSTONE et alii⁵), alguns cálculos foram feitos usando-se os mesmos procedimentos desse trabalho, chegando-se à conclusão de que os fatores de forma de matéria (F_p) e de carga elétrica (G_E^p – obtido do espalhamento e^-p (LEADER et alii¹¹ e PRICE et alii¹²) do próton estão mais próximos da forma dipolar com $\mu^2 = 0.683$ do que com $\mu^2 = 0.710$. Isto ocorre pelo menos da região do ISR – CERN.

Estes resultados são mostrados nas figuras 3 e 4.

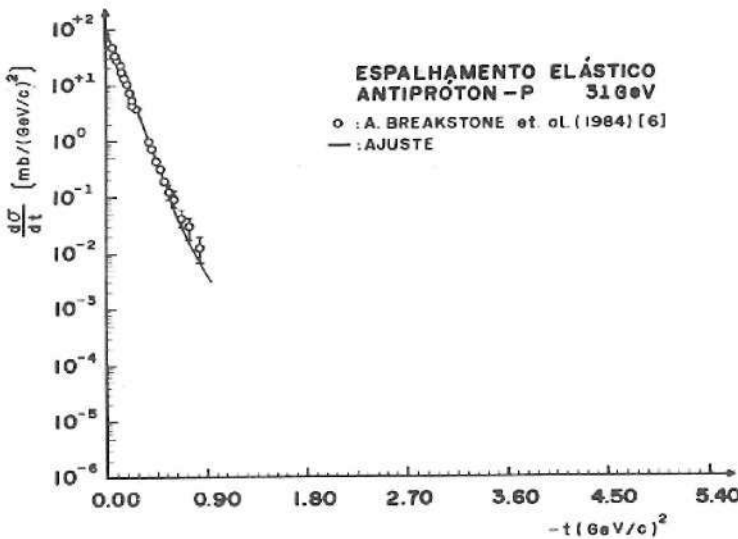


FIGURA 1 – GRÁFICO DE AJUSTE DE $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ PARA $\sqrt{s} = 31 \text{ GeV}$.

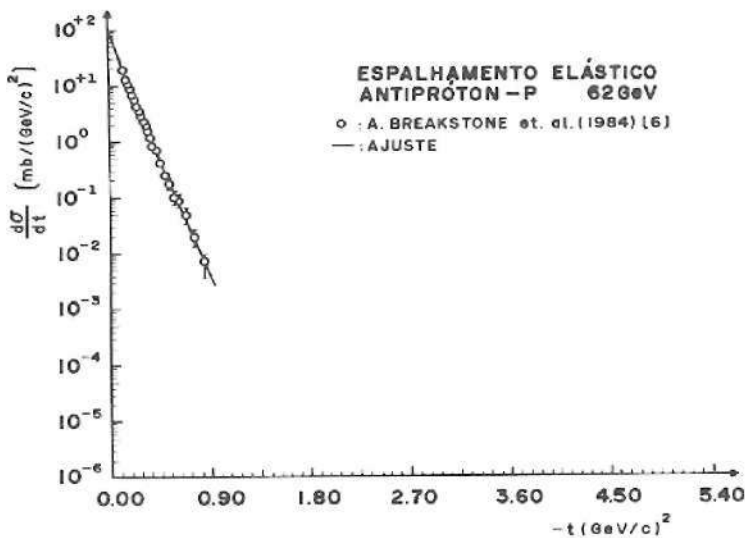


FIGURA 2 – GRÁFICO DE AJUSTE DE $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ PARA $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$.

TABELA I – Parâmetros de Ajuste

\sqrt{s} (GeV)	31	62
$a(s,0) (\text{GeV}/c)^{-2}$	8.574502	8.968452
α_1	1.006510	0.235532
α_2	-0.006139	0.764697
β_1	-5.987858	-12.612080
β_2	-1.0	-5.324863
SOMA DOS QUADRADOS DOS RESÍDUOS	0.94E - 04	0.27E - 04

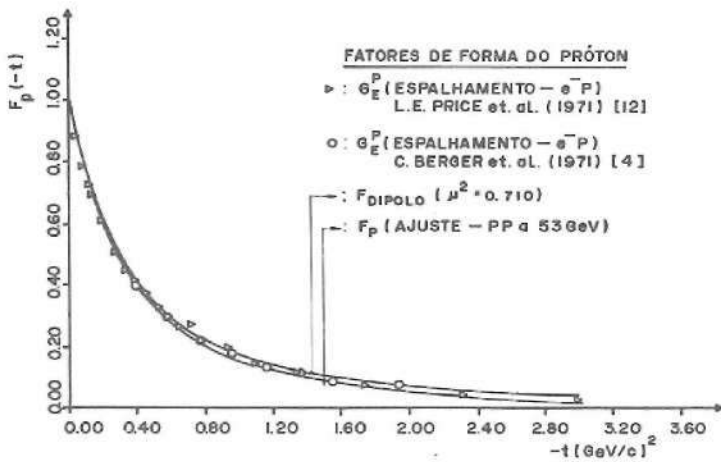


FIGURA 3 - G_E^p (e^-p), F_p (ajuste - pp - 53 GeV) e $F_{dipolo} = (1 + \frac{-t}{0.710})^{-2}$.

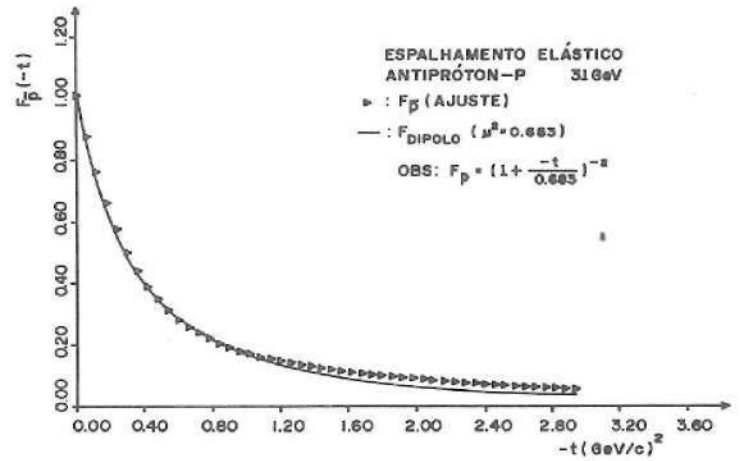


FIGURA 5 - $F_{\bar{p}}$ comparado com F_{dipolo} ($\mu^2 = 0.683$) - $\sqrt{s} = 31$ GeV.

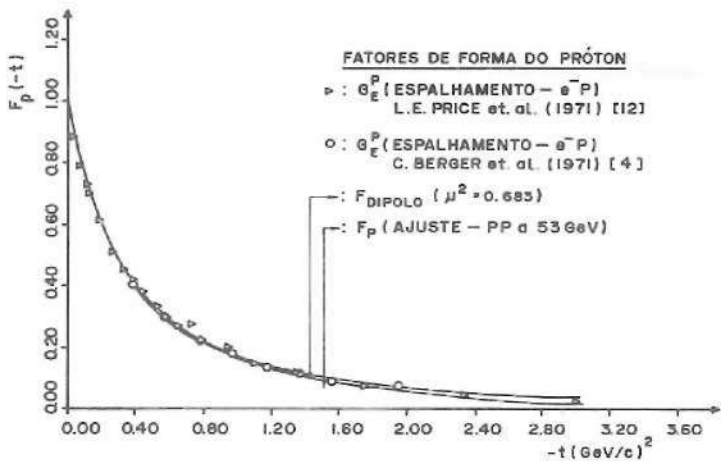


FIGURA 4 - G_E^p (e^-p), F_p (ajuste - pp - 53 GeV) e $F_{dipolo} = (1 + \frac{-t}{0.683})^{-2}$.

Assim, tomando-se $F_p = (1 + \frac{-t}{0.683})^{-2}$ calcula-se $F_{\bar{p}}$

através da expressão (10) e compara-se estes resultados com a mesma forma dipolar ainda com $\mu^2 = 0.683$. As figuras 5 e 6 apresentam estes cálculos para as energias 31 e 62 GeV respectivamente. Nestas figuras os pontos representam o fator de forma de matéria do antiprótton ($F_{\bar{p}}$) e a linha contínua a fórmula dipolar $F_{dipolo} = (1 + \frac{-t}{0.683})^{-2}$.

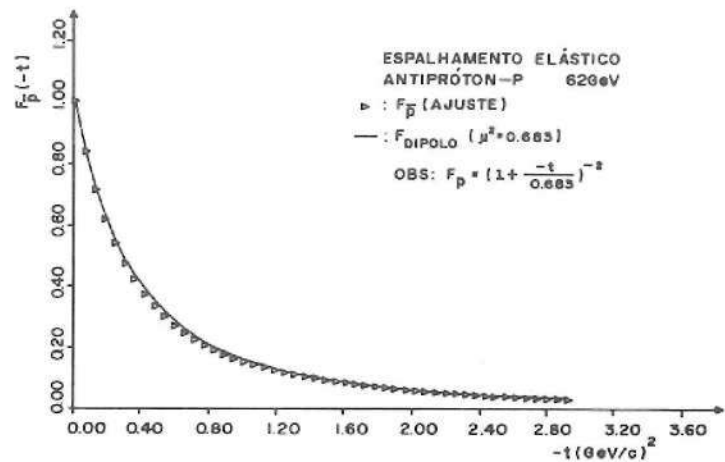


FIGURA 6 - $F_{\bar{p}}$ comparado com F_{dipolo} ($\mu^2 = 0.683$) - $\sqrt{s} = 62$ GeV.

Estes resultados mostram, com boa aproximação e pelo menos na região do pico de difração, que os fatores de forma de matéria do antipróton e do próton, para estas energias, são iguais e podem ser apresentados pela expressão

$$F_{\bar{p}} = F_p = \frac{1}{\left(1 + \frac{-t}{0.683}\right)^2} \quad (12)$$

Pode-se analisar a consistência destes cálculos, usando-se a condição (12) na expressão do modelo de CHOU-YANG(6) confrontando o resultado com os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$.

As figuras 7 e 8 mostram os resultados desta análise para as energias 31 e 62 GeV respectivamente.

Uma outra maneira de se verificar que o fator de forma do antipróton tem o comportamento previsto pela expressão (12) na região de pequenos $-t$, é através do cálculo do raio da distribuição de matéria hadrônica de \bar{p} .

Tomando-se $F_{\bar{p}}$ dado pela relação (12) e usando-se (11) obtém-se a raiz quadrada do raio quadrático médio, que será chamada de valor teórico:

$$\left\langle \frac{2}{r_{\bar{p}}} \right\rangle_{\text{teórico}}^{1/2} = (0.827 \pm 0.013)\text{fm} \quad (13)$$

Utilizando-se a expansão de $F_{\bar{p}}$ em termos de $K_{\bar{p}p}$, F_p , $\alpha(s,0)$, α_i e β_i , com $F_p = \left(1 + \frac{-t}{0.683}\right)^{-2}$ e a expressão (11) encontra-se o raio de \bar{p} devido ao ajuste. O valor médio deste para as duas energias analisadas é

$$\left\langle \frac{2}{r_{\bar{p}}} \right\rangle_{\text{ajuste}}^{1/2} = (0.797 \pm 0.063)\text{fm} \quad (14)$$

Os valores mostrados em (13) e (14), dentro do limite de erros, apresentam uma boa concordância. Isto confirma que pode-se parametrizar o fator de forma do antipróton ($F_{\bar{p}}$) pela fórmula de dipolo com $\mu^2 = 0.683$ com razoável precisão dentro dos limites deste trabalho.

5 – CONCLUSÃO

O modelo de Chou-Yang (CHOU & YANG⁸), pela sua própria constituição, deve descrever bem os dados experimentais na região do pico de difração $0 \leq -t \leq 0.5(\text{GeV}/c)^2$, prever o “dip” e o “bump” (2^o máximo), haja vista que ele é um modelo ótico.

Os resultados encontrados aqui se mostram coerentes com as idéias fundamentais deste modelo.

Nas figuras 7 e 8, as curvas previstas pelo modelo de CHOU-YANG usando-se a condição (12), se adaptam perfeitamente aos dados experimentais, principalmente na região do pico de difração. Estas figuras mostram também a previsão de um “dip” em $-t = 1.29(\text{GeV}/c)^2$ para $\sqrt{s} = 31 \text{ GeV}$ e em $-t = 1.26(\text{GeV}/c)^2$ para $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$. A confirmação deste fato depende da realização de medidas de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ na região de $-t > 0.85(\text{GeV}/c)^2$ para estas energias.

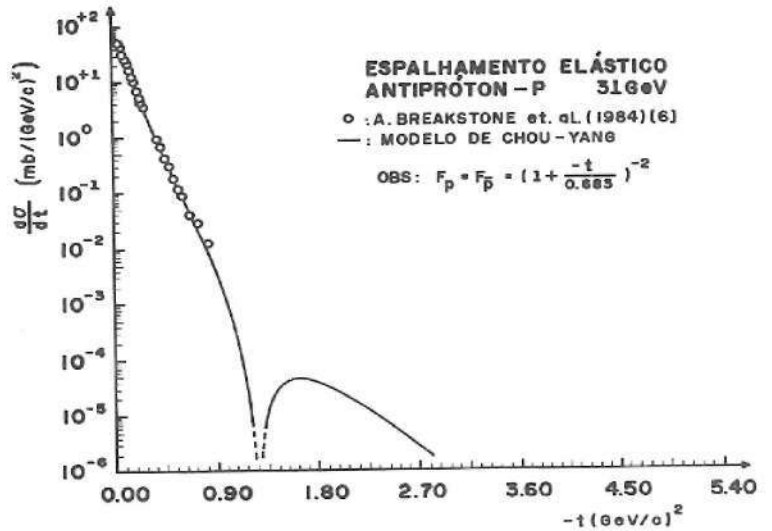


FIGURA 7 – GRÁFICO DE $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ PREVISTA PELO MODELO DE CHOU-YANG – $\sqrt{s} \approx 31 \text{ GeV}$.

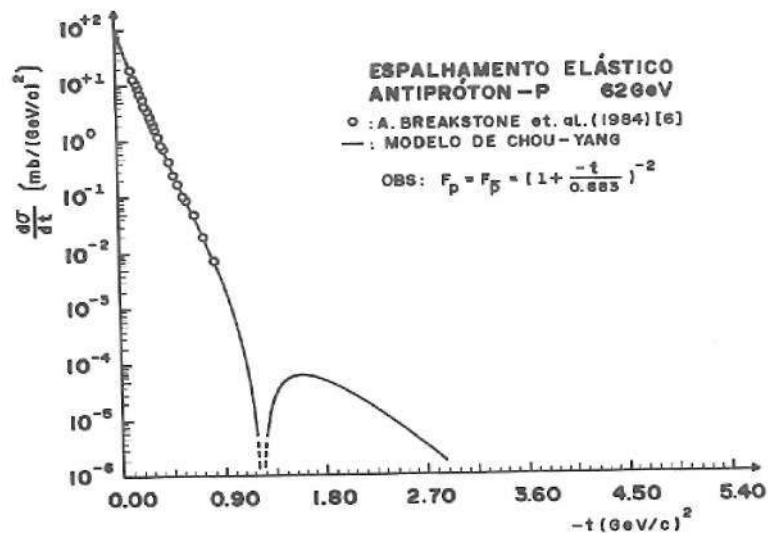


FIGURA 8 – GRÁFICO DE $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ PREVISTA PELO MODELO DE CHOU-YANG – $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$.

Na literatura sobre espalhamento hádron-hádron a altas energias não se tem medidas experimentais do raio de matéria do antipróton. Entretanto, como se está tomando aqui $F_{\bar{p}} = F_p$, implica que $\left\langle r_{\bar{p}}^2 \right\rangle^{1/2} = \left\langle r_p^2 \right\rangle^{1/2}$, logo pode-se considerar o tamanho do próton como referência para testar os cálculos feitos neste trabalho com o antipróton.

Um dos cálculos do raio de matéria do próton que se tem conhecimento foi feito por CHOU⁷ para a reação pp com $P_{\text{lab}} = 200 \text{ GeV}/c$ ($\sqrt{s} = 19.42 \text{ GeV}$), ajustando dos dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{pp}$ pela função

$$\frac{d\sigma}{dt} = Ae^{bt+ct^2} \quad (15)$$

no intervalo $0 \leq -t \leq 1.3 (\text{GeV}/c)^2$. O resultado encontrado foi

$$\left\langle r_p^2 \right\rangle^{1/2} = (0.735 \pm 0.006) \text{fm} \quad (16)$$

Finalmente, pode-se notar que embora o valor encontrado para o raio de matéria do antipróton na expressão (14) seja ligeiramente superior ao valor da expressão (16), dentro dos limites de erros eles são concordantes.

ABSTRACT

The $\bar{p}p$ elastic scattering is analysed at 31 GeV and 62 GeV energies for momentum transfers in the range $0 \leq -t \leq 3.0 (\text{GeV}/c)^2$. The experimental $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ values were fitted using a pure imaginary amplitude written as a sum of exponentials, that is, $a(s,t) = a(s,0) \sum_{i=1}^n \alpha_i e^{\beta_i t}$. Using the parameters obtained we have calculated the absorption constant $K_{\bar{p}p}$, the form factor and the mean square radius of the \bar{p} matter distribution by the Chou-Yang model. These calculations reveal a "dip" around $-t \cong 1.3 (\text{GeV}/c)^2$ at 31 GeV and 62 GeV.

KEY WORDS: Chou-Yang model, Elastic scattering, High energies, Elastic amplitude, Differential cross section Anti-proton, Proton, Eikonal, Absorption constant, Form factor, Mean square radius and dip.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 — ALBERI, G. & GOGGI, G. Diffraction of Subnuclear Waves. *Phys. Reports*, 74(1):1 — 207, 1981.
- 2 — AMALDI, U. & SCHUBERT, K.R. Impact Parameter Interpretation of pp Scattering from a Critical Review of all ISR Data. *Nucl. Phys. B166*:301—320, 1980.
- 3 — AMOS, N. et alii. Comparison of Small-Angle $\bar{p}p$ and pp Elastic Scattering at the CERN-ISR. *Phys. Lett.*, 128B(5): 343, 1983.
- 4 — BERGER, CH. et alii. Electromagnetic Form Factors of the Proton at Aquired Four-Momentum Transfers Between 10 and 50 fm^{-2} . *Phys. Lett.*, 35B(1):87, 1971.
- 5 — BREAKSTONE, A. et alii. A measurement of $\bar{p}p$ Elastic Scattering in the Dip Region at $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$. CERN/EP 85 — 9. (24 January 1985).
- 6 — ————. A measurement of $\bar{p}p$ and pp Elastic Scattering at ISR Energies. CERN/EP 84 — 105. (17 August 1984).
- 7 — CHOU, T.T. Radii of Pions and the Kaons. *Phys. Rev.*, D 19(11):3327, 1979.
- 8 — CHOU, T.T. & YANG, C.N. Model of Elastic High-Energy Scattering. *Phys. Rev.*, 170(5):1591, 1968.
- 9 — DALLY, E.B. et alii. Elastic-Scattering Measurement of Negative-Pion Radius. *Phys. Rev. Lett.*, 48(6):375, 1982.
- 10 — HAYOT, F. & SUKHATME, U.P. Test of a Generalized Chou-Yang Model at Currently Available High Energies. *Phys. Rev.*, D 10:2183, 1974.
- 11 — LEADER, E. et alii. Chou-Yang Hypothesis: a critical assessment. *Phys. Rev.*, D 14(3):755, 1976.
- 12 — PRICE, L.E. et alii. Backward-Angle Electron-Proton Elastic Scattering and Proton Electromagnetic Form Factors. *Phys. Rev.*, D 4(1):45, 1971.

Recebido para publicação em 06/11/87