

共変型構成子カスケード模型によるハドロン-原子核衝突 のシミュレーション

田代 勤・長尾 淳*・石井 一夫**・

野田二次男***・木下 紀正****

岡山理科大学工学部機械工学科

*岡山理科大学大学院工学研究科修士課程機械工学専攻

**岡山理科大学理学部応用物理学科

***茨城大学理学部物理学科

****鹿児島大学教育学部物理学教室

(平成3年9月30日 受理)

1. はじめに

幾何学的な Glauber タイプの多重衝突模型は陽子-原子核衝突における先導陽子の x 分布の大まかな特徴を説明することができる¹⁾。小さい x に対しこのモデルは先導陽子のスペクトルを説明出来ないが、先導クラスターカスケード模型^{2),3)}は陽子及び二次粒子のスペクトルを記述することが出来る。後者の模型では先導陽子が核内核子と次々と衝突するかわりに、最初の衝突で入射陽子が先導クラスターになりそれが次々と核内核子と衝突し最後に核子とメソンに崩壊するモデルである。我々はハドロン-原子核衝突に対して Glauber タイプの多重衝突模型で、ハドロン-核子衝突に2成分構成子カスケード模型⁴⁾を使えば実験の傾向を再現できることをみた⁵⁾。このようにハドロン-原子核あるいは原子核-原子核衝突から有効な情報を引き出すにはハドロン-核子衝突に対してより現実的なモデルを使うことが必要である。

他方我々は2成分構成子カスケード模型⁴⁾を、光円錐変数を使うことによりエネルギー-運動量保存則を満たす共変型カスケード模型に拡張した。この模型はハドロン-核子衝突における粒子生成の特徴をエネルギー依存性も含め説明することが出来、実験との一致は満足のいくものであった⁶⁾。そこで最近共変型構成子カスケード模型と Glauber タイプの多重衝突模型を組み合わせてハドロン-原子核衝突の分析を行なった⁷⁾。ここではハドロン-核子衝突として文献6)7)のカスケードを多段カスケードにした場合の結果を報告する。特に生成2次粒子のフレーバー依存性について述べる。

2. 共変型構成子カスケード模型

大きな横運動量を持った粒子生成を伴わない軟ハドロン衝突は、ハドロンが構成クォー

クから出来ていてその間にカスケードチェーンをつくる構成子カスケードモデル⁴⁻⁹⁾や Dual Parton Model¹⁰⁻¹²⁾あるいは e^+e^- 衝突に対するストリングモデルのハドロン衝突版¹³⁾やその拡張である Fritiof¹⁴⁾ モデルなどにより研究されている。

まずハドロン-ハドロン反応 $A+B \rightarrow C+X$ を考える。 A と B の質量中心系における A, B, C の 4次元運動量をそれぞれ $(\sqrt{m_A^2+P_{cm}^2}, 0, 0, P_{cm}), (\sqrt{m_B^2+P_{cm}^2}, 0, 0, -P_{cm}), (\sqrt{m_C^2+P_c^2}, P_{cx}, P_{cy}, P_{cz})$ とする。相対論的共変性を満たすようにするため我々はファイマン変数 $x = 2P_z/\sqrt{s}$ のかわりに光円錐変数 $x_{\pm} = (E \pm P_z)/\sqrt{s}$ についてカスケードを行う。ここで \sqrt{s} は A, B の質量中心系における入射エネルギーの和で $\sqrt{s} = \sqrt{m_A^2+P_{cm}^2} + \sqrt{m_B^2+P_{cm}^2}$ である。

メソンは構成クォークと構成反クォーク、バリオンは構成クォークと構成ダイクォークから出来ているとする。構成(ダイ)クォークは海クォークやグルーオンの着物を着た(ダイ)クォークを指し部分子クォークと区別されるが、以後単に(ダイ)クォークと呼ぶ。ここでは構成子として u, d, s クォーク, $uu, \{ud\}, \{us\}, dd, \{ds\}, ss$ 対称ダイクォーク及び $[ud], [us], [ds]$ 反対称ダイクォークを考える。衝突により入射粒子は構成子にこわれ図1に示すような非回折型か回折型の反応が起こると考える。非回折型反応では両方の入射粒子が構成子に分離し A の構成子と B の構成子の間にカスケードチェーンをつくる。回折型反応では文献12) のように片方の入射粒子からエネルギーの小さいグルーオンが放出され $q\bar{q}$ が対生成される。対生成されたクォーク(反クォーク)ともう一方の入射粒子の反クォーク(クォーク)あるいはダイクォーク(反ダイクォーク)の間にチェーンをつくる。

入射粒子 A が構成子 a と b に分解されるとき a の分布は次の関数

$$H_{a/A}(z) = z^{\beta_a-1}(1-z)^{\beta_b-1}/B(\beta_a, \beta_b) \quad (1)$$

で与えられ $x_+^a = x_+^A z, x_+^b = x_+^A(1-z)$ となる。 x_- については 0 から 1 までの一様乱数 R を用いて $x_-^a = x_-^A R, x_-^b = x_-^A(1-R)$ とする。ここで光円錐変数は、 $x_+^A \approx x_-^B \approx 1, x_-^A \approx x_+^B \approx 0$ である。標的ハドロン B の分解では、 x_+ と x_- の役割を入れ替えて同様に行う。回折型反応のときに A から放出される $q\bar{q}$ 対の分布は

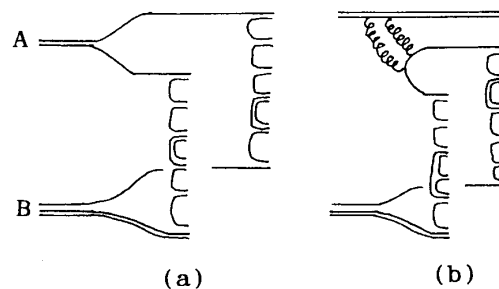


図1(a) 非回折型反応 図1(b) 回折型反応

$$H_{q\bar{q}/A}(z) = z^{-0.4}(1-z)^{4.0}/B(0.6,5) \quad (2)$$

で与えこれを q と \bar{q} に分配し $x_+^q = x_+^A z z'$, $x_+^{\bar{q}} = x_+^A z(1-z')$ となり入射ハドロン A の光円錐変数は $\tilde{x}_+^A = x_+^A(1-z)$ に減少する。 z' は確率関数 $H_{q/M(q\bar{q})}(z')$ から決まる。 A をオンシェルにするために $x_-^A = m_A^2/(x_+^A s)$ としこれは標的粒子 B から供給され B の光円錐変数は $\tilde{x}_-^B = x_-^B - x_-^A$ となる。 B から $q\bar{q}$ 対が放出される時は x_- について同様のことを行う。ここでは簡単のために入射粒子が構成子に分かれるときあるいは入射粒子から $q\bar{q}$ 対が放出される時の横運動量は無視する。

次にカスケードチェーンの2つの構成子の4次元運動量が決まったならその質量中心系に移り新たにその系での構成子の光円錐変数を決めカスケードを行う。カスケードの際の運動量分配は文献15) に従い次のようにする。例として x_\pm^q の q と $x_\pm^{\bar{q}}$ の \bar{q} の系がありカスケード $q + \bar{q} \rightarrow M(q\bar{q}') + q' + \bar{q}$ を行なう場合を考える。ここで $x_-^q \approx x_+^{\bar{q}} \approx 0$ とする。まず $q \rightarrow M(q\bar{q}') + q'$ に対する分配関数,

$$F_{q'q}(z) = z^{\beta_{q'}}(1-z)^{\beta_{q'} + \beta_q - 1}/B(\gamma\beta_{q'}, \beta_{q'} + \beta_q) \quad (3)$$

から q' および M の光円錐変数を

$$x_+^{q'} = x_+^q z, \quad x_+^M = x_+^q(1-z), \quad x_-^{q'} = x_-^q$$

とする。次に生成されたメソン M の横運動量を分布関数

$$G(P_T^2) = \exp(-CP_T^2)/C \quad (4)$$

から決める。ここでは簡単のためにすべての粒子に対して共通の分布を使う。角度 ϕ を0から 2π の間で一様な分布にとって

$$P_x^M = P_T \cos \phi, \quad P_y^M = P_T \sin \phi$$

とし q' の横運動量を $\mathbf{P}_T^{q'} = \mathbf{P}_T^q - \mathbf{P}_T^M$ とする。メソンのオンシェルの条件より

$$x_-^M = (m_M^2 + \mathbf{P}_T^{M2})/(x_+^M s')$$

となる。 $\sqrt{s'}$ はカスケードチェーンのサブエネルギーである。 $x_-^q \approx 0$ なので x_-^M は $x_-^{\bar{q}}$ から供給され、 \bar{q} の光円錐変数は

$$\tilde{x}_-^{\bar{q}} = x_-^{\bar{q}} - x_-^M$$

に減少する。次は $x_\pm^{q'}$ の q' と $\tilde{x}_\pm^{\bar{q}}$ の \bar{q} の系から x_+ と x_- の役割を逆にして $q' + \bar{q} \rightarrow q' + \bar{q}'' + M'(\bar{q}q'')$ のカスケードを行なう。これを繰り返し $x_+^q - x_-^q$ あるいは $x_-^{\bar{q}} - x_+^{\bar{q}}$ が負になる直前でカスケードを終了する。

最後に残った構成子は再結合してハドロンになる。再結合して出来たハドロンのエネルギー及び運動量はカスケード終了後の構成子のエネルギー ($\epsilon_{(i)}$) の和及び運動量 ($\mathbf{P}_{(i)}$) の和で一般にはオンシエルの条件を満たしていない。 $i = 1, 2$ はカスケードチェーンの番号である。次のようにしてすべての粒子をオンシエルにする。再結合した粒子のエネルギーを $E_{(i)} = \sqrt{m_{(i)}^2 + \mathbf{P}_{(i)}^2}$ としエネルギーの余りを $\Delta E_{(i)} = \epsilon_{(i)} - E_{(i)}$ とする。すべての生成粒子の中から2つの粒子 j と k を選び、

$$m_{jk}^2 \equiv (E_j + E_k + \Delta E_{(1)} + \Delta E_{(2)})^2 - (\mathbf{P}_j + \mathbf{P}_k)^2 > (m_j + m_k)^2 \quad (5)$$

が最小になるような組み合わせをとり、2体崩壊 $m_{jk} \rightarrow m_j + m_k$ により j 番目と k 番目の粒子をオンシエルにする。

以上のやり方は文献6)7)と同じでISRエネルギー領域までは実験をよく再現するが、Sp̄pS領域で多重度は不足である。これは一つにはカスケード終了後でも2つのチェーン双方を合わせて考えればまだ粒子生成をすることが可能であるためである。そこでカスケード終了後の残りの4つの構成子に対し組み合わせを入れ替えたカスケードチェーンを考え、もう一度新しいチェーンの質量中心系に移りカスケードを行ない粒子生成が可能ならこれを何回か繰り返す多段カスケードを考える。

次にハドロン-原子核衝突を考える。ハドロン-原子核衝突は図2に示すようにハドロン-核子衝突の重ね合わせと考える。2次粒子は核内カスケードをしないとす。入射ハドロン h は標的核 A の中の核子と衝突を行ないエネルギーを失っていく。グラウバータイプの多重衝突モデルを使い、非弾性ハドロン-核子衝突の断面積 σ_{inel}^{hN} から hA 衝突における hN 衝突の回数を決める。入射ハドロン h が n 個の核子と衝突する確率は文献1)により

$$P_{hA}(n) = \frac{\int d^2\mathbf{b} \sum_{k=1}^A C_n \lambda(\mathbf{b})^n (1 - \lambda(\mathbf{b}))^{A-n}}{\int d^2\mathbf{b} \sum_{k=1}^A C_k \lambda(\mathbf{b})^k (1 - \lambda(\mathbf{b}))^{A-k}}, \quad (6)$$

$$\lambda(\mathbf{b}) = \int dz \rho_A(b_x, b_y, z) \sigma_{inel}^{hN} / A$$

であたえられる。 $\rho_A(x, y, z)$ は原子核 A の核子数密度である。 $\lambda(\mathbf{b})$ は衝突パラメータ \mathbf{b}

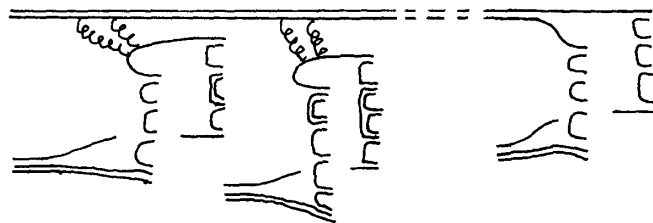


図2 ハドロン-原子核反応機構

の入射ハドロンが核子と衝突する確率密度である。 $\rho_A(x,y,z)$ は多重鎖模型^{2,3)}で使われている

$$\begin{aligned}\rho(x,y,z) &= 3A\{4\pi R^2(1+\pi^2 c^2/R^2)\}/\{1+\exp[(r-r_0)/c]\}, \\ r_0 &= 1.19A^{1/3}-1.61A^{-1/3}, \quad c = 0.54\end{aligned}\quad (7)$$

を使った。核子との非弾性衝突断面積は $\sigma_{pN} = 32, \sigma_{\pi N} = 20, \sigma_{KN} = 16, \sigma_{\bar{N}N} = 20\text{mb}$ を使った。この核子密度は hA の断面積をよく再現している。

入射ハドロン h は核内核子との衝突のたびに $q\bar{q}$ 対生成を行ない減速関数

$$D(z) = az^{a-1} \quad (8)$$

に従ってエネルギーを失う。 x_{\pm}^h の h から $q\bar{q}$ をつくり x_{\pm}^N の標的核子の構成子とカスケードチェーンを作る際の光円錐変数は

$$\begin{aligned}\tilde{x}_+^h &= x_+^h z_1, & \tilde{x}_-^h &= m_h^2/(\tilde{x}_+^h s), \\ x_+^q &= x_+^h(1-z_1)z_2, & x_+^{\bar{q}} &= x_+^h(1-z_1)(1-z_2), \\ x_-^q &= x_-^h R \approx 0, & x_-^{\bar{q}} &= x_-^h(1-R) \approx 0, \\ x_-^{q/N} &= (x_-^N - \tilde{x}_-^h)z_3, & x_-^{(q\bar{q})/N} &= (x_-^N - \tilde{x}_-^h)(1-z_3), \\ x_+^{q/N} &= x_+^N R' \approx 0, & x_+^{(q\bar{q})/N} &= x_+^N(1-R') \approx 0\end{aligned}$$

のように分配される。ここで z_1, z_2, z_3 はそれぞれ確率関数 $D(z_1), H_{q/M}(z_2), H_{q/N}(z_3)$ で決まり R, R' は一様乱数である。横運動量は無視した。対生成されたクォーク (反クォーク) と核子のダイクォーク (クォーク) の間にカスケードチェーンをつくる。即ち n 個の核内核子と衝突する場合には、 $n-1$ 個の MN 衝突と 1 個の hN 衝突を行ない MN 及び hN 衝突に共変型クォークダイクォークカスケードモデルを使う。 MN 衝突では非回折型、 hN 衝突では非回折型または回折型の反応機構を考える。

3. 実験との比較

入射ハドロンの構成子分布及びカスケードの運動量分配を決める(1)式及び(3)式のパラメーター β は、メソン及びバリオニュウムの Regge 切片から次のように決まる。

クォークに対しては

$$\beta_u = \beta_d = 1 - \alpha_{\rho-\omega}(0) = 0.5, \quad \beta_s = 1 - \alpha_\phi(0) = 1 \quad (9)$$

と決まる。ダイクォークに対してはバリオニュウムの切片の値がはっきりしないが

$$\begin{aligned}\beta_{uu} = \beta_{\{ud\}} = \beta_{dd} = 2.25, \quad \beta_{\{us\}} = \beta_{\{ds\}} = 1.5\beta_{uu}, \quad \beta_{ss} = 2\beta_{uu}, \\ \beta_{\{ud\}} = 1.75, \quad \beta_{\{us\}} = \beta_{\{ds\}} = 1.5\beta_{\{ud\}}\end{aligned}\quad (10)$$

のように選ぶ。(3)式の γ は $\gamma = 2.0$ ととった。またカスケードにおいて $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ の対生成の起こる確率はそれぞれ 0.45, 0.45, 0.1 とした。クォークからメソン及びバリオンを放出する確率はそれぞれ $1-E$ 及び $E=0.075$ とした。対称ダイクォークからメソン及びバリオンを放出する確率は $F_{[qq]} = 0.5$ 及び $1-F_{[qq]}$ とし反対称ダイクォークからメソン及びバリオンを放出する確率は $F_{[qq]} = 0.1$ 及び $1-F_{[qq]}$ とする。入射ハドロンがグルーオンを放出する確率はメソンビームに対し $P_{\text{diff}} = 0.15$, バリオンビームに対し $P_{\text{diff}} = 0.25$

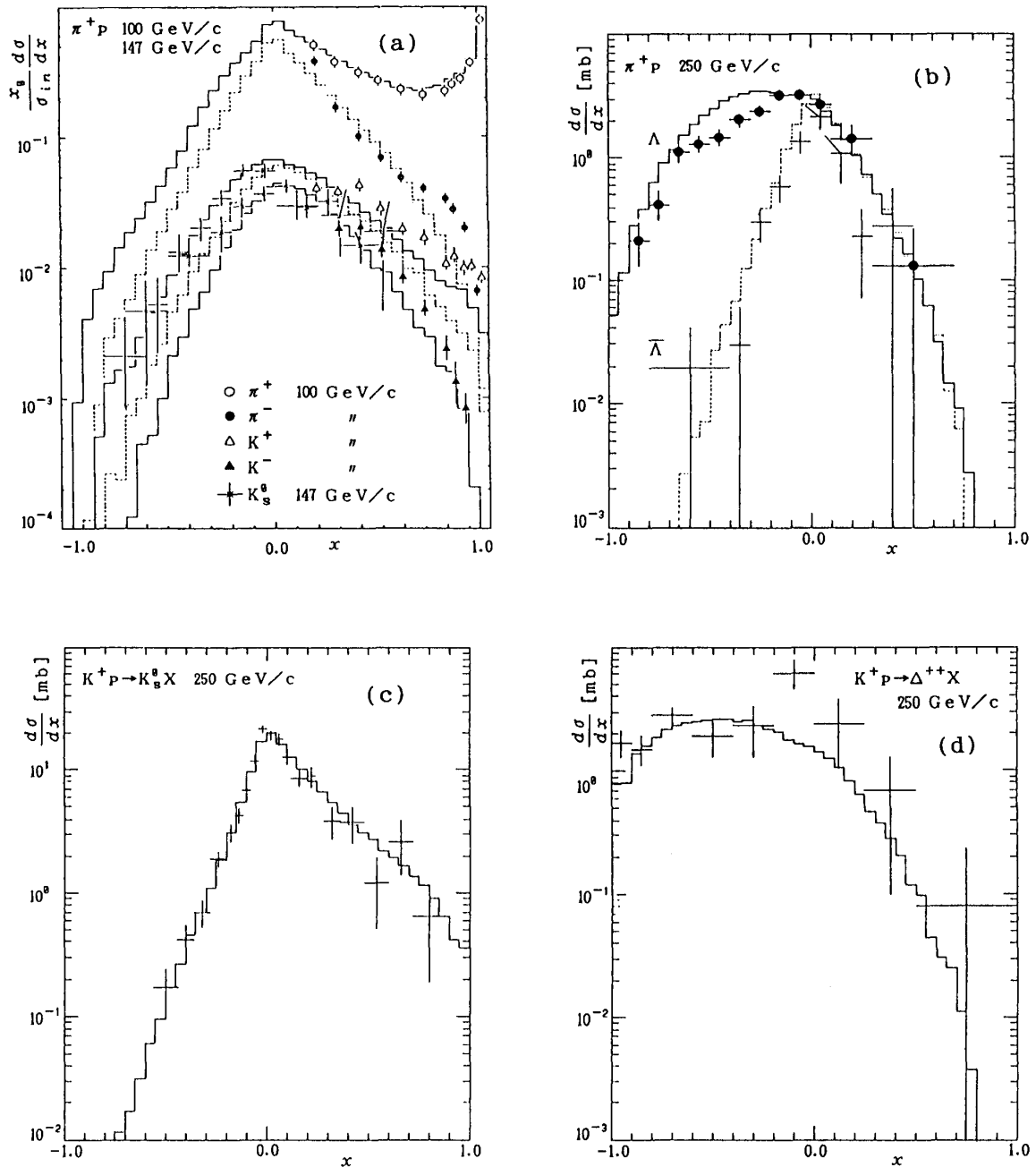


図3 (a) $\pi^+p \rightarrow MX$ の不変 x 分布, (b) $\pi^+p \rightarrow \Lambda, \bar{\Lambda}X$
 (c) $K^+p \rightarrow K_s^0X$, (d) $K^+p \rightarrow \Delta^{++}X$ の x 分布

ととった。メソンとしては擬スカラーメソン，ベクトルメソン，テンソルメソンを考えそれぞれが生成される確率を $P_{ps} : P_v : P_t = 0.4 : 0.4 : 0.2$ ，バリオンについては8次元バリオンと10次元バリオンを考え生成比は $P_0 : P_D = 0.5 : 0.5$ とした。

図3に π^+p ， K^+p 衝突の結果を示す。実験データは文献16)による。我々のモデルはエネルギー依存性，フレーバー依存性をよく再現している。 $x \approx 1$ 付近の先導粒子のスペクトルもよく実験と合っている。我々のモデルとDPMとはほとんど同じ立場に立っており最近に入射ハドロンの構成子分布のパラメーターのとりかたも我々の値に近づいてきたの

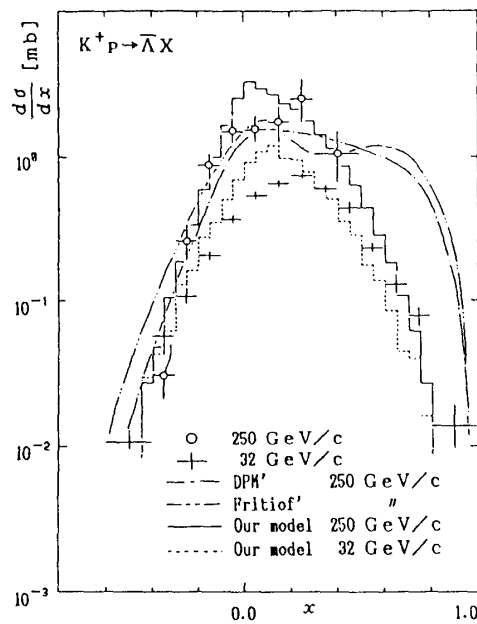


図4 $K^+P \rightarrow \bar{\Lambda}X$ の x 分布

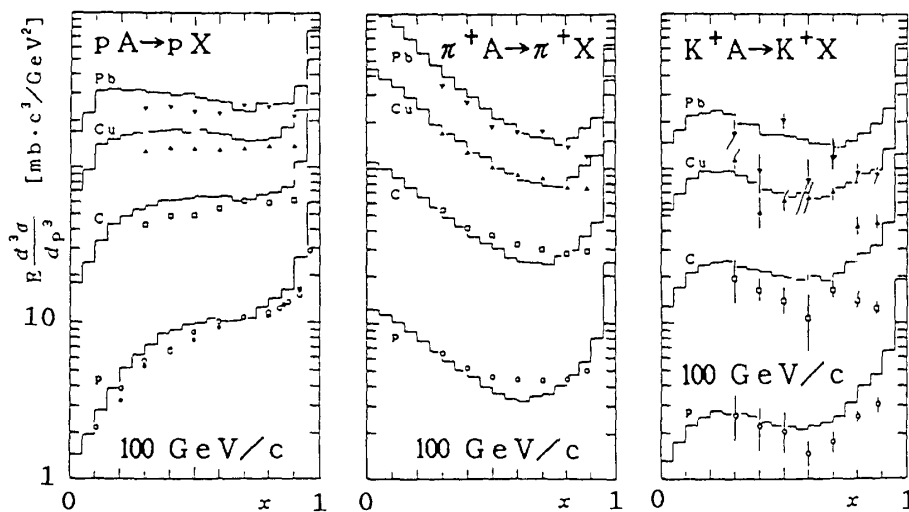


図5 $p_T = 0.3 \text{ GeV}/c$ での (a) $pA \rightarrow pX$ (b) $\pi^+A \rightarrow \pi^+X$ (c) $K^+A \rightarrow K^+X$ の不変 x 分布

でDPMの結果とほぼ同じ結果が得られている。我々のモデルでは入射ハドロン中の構成子分布(1式)もカスケードにおける運動量分配(3式)も同じパラメーター β によって特徴づけられている。DPM¹⁰⁻¹²⁾ではカスケードチェーンに対して e^+e^- 消滅やレプトン-ハドロン衝突で得られた分布を使っており、いわゆる e^+e^- 消滅や lh 衝突と hh 衝突に対してjet universalityを仮定している。我々の計算では(3式)のパラメーター γ の値を lh 衝突での値 $\gamma=4\sim 6$ とは異なる $\gamma\approx 2.0$ を採用している。jet universalityがよいかどうかは未だ確定していない。図4にはDPMおよびFritiofの結果もあわせて示す。データは文献17)による。DPMおよびFritiofとの顕著な違いは(3式)の右辺のはじめの因子 $z^{7p'q-1}$ による。

次にハドロン-原子核衝突の結果を示す。残っているパラメーターは減速関数(6式)の α である。ここではメソンビームに対し $\alpha_\pi = \alpha_K = 1.0$ 、及び p ビームに対し $\alpha_p = 1.5$ を使った。図5で先導粒子の計算結果を文献18)のデータと比較する。 $x\approx 1$ の近くを除きほぼ実験の傾向を再現している。以前の2成分クォークダイクォークカスケードモデルを使った分析⁵⁾では、 $\frac{d\sigma}{dx}$ の理論値を陽子標的の場合で規格化し $p_T = 0.3 \text{ GeV}/c$ の $E \frac{d\sigma}{dp^3}$ のデータと比較したので直接比べることはできないが、今回のほうが実験との一致が良くな

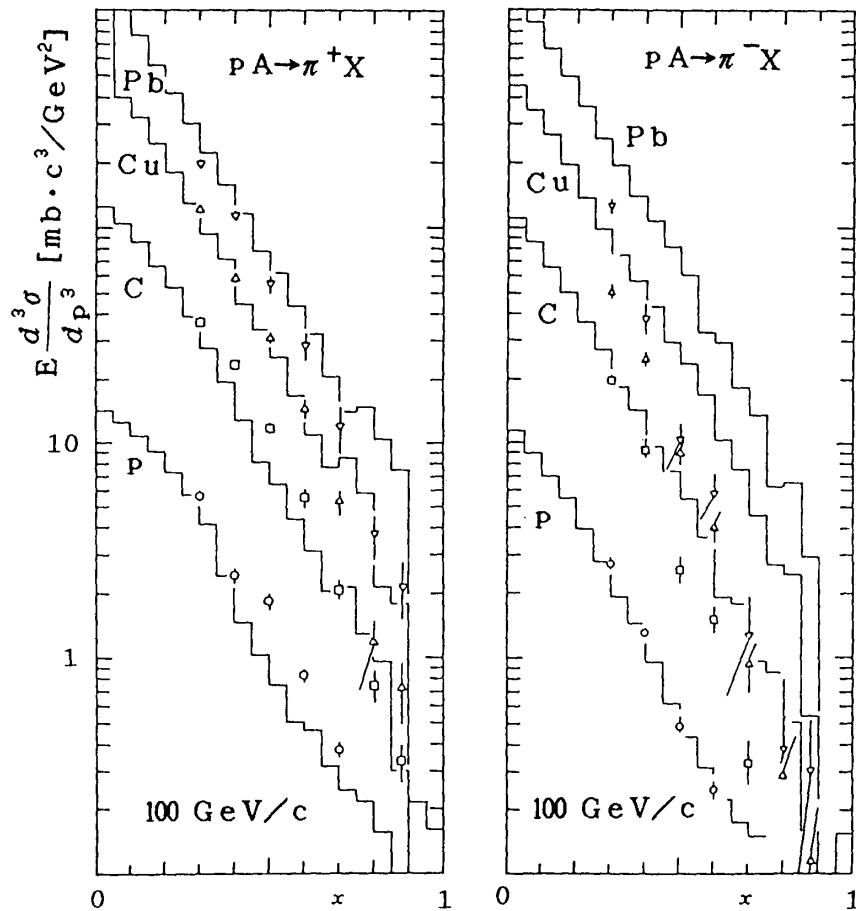


図6 $p_T = 0.3 \text{ GeV}/c$ での $pA \rightarrow \pi^+, \pi^- X$ の不変 x 分布

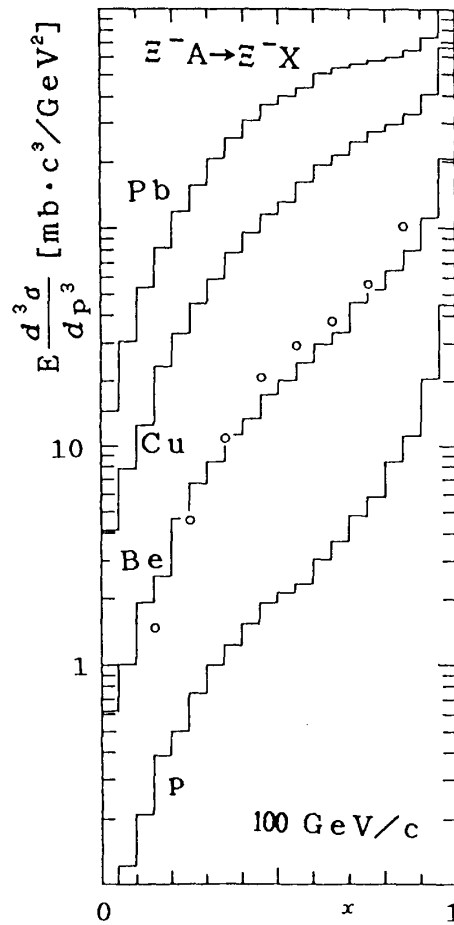


図7 $p_T = 0.2 \text{ GeV}/c$ での $E^-A \rightarrow E^-X$ 不変 x 分布

い。その他の粒子のスペクトルを図6に示す。図7に $116 \text{ GeV}/c$ の $E^-Be \rightarrow E^-X$ の結果と実験とを比較する。文献19)のデータは E^-N にやき直してあるのでデータを $144/24$ 倍したものと比較している。 E^- ビームに対し $a_E = 6.0$ ととった。

4. 議 論

上で見たように、我々のモデルはハドロン衝突における様々な入射粒子と生成粒子の組み合わせについてフレーバー依存性を統一的に説明することが出来る。特にストレンジネスを持った粒子のスペクトルが自然に再現できる。このことはレッジ切片で決る β の値を使った入射ハドロンの構成子分布関数(1)式及びカスケードの運動量分配関数(3)式の妥当性を示している。図8に入射ハドロンの構成子の分布を図示する。

図5に見られる $x \approx 1$ の不一致は回折型反応の取り扱い方に問題がある。途中の衝突では入射ハドロンは(8)式でエネルギーを失い $q\bar{q}$ を対生成するが、図9に示すような反応機構を考えることにより改善が期待される。即ち途中の衝突で対生成した構成子と入射ハドロンの構成子が入れ替わりエネルギーも入れ替わるとすれば先導粒子は入射粒子と別の粒子になりエネルギーも小さくなる。質量数が大きくなればなる程、この効果はきいてくる

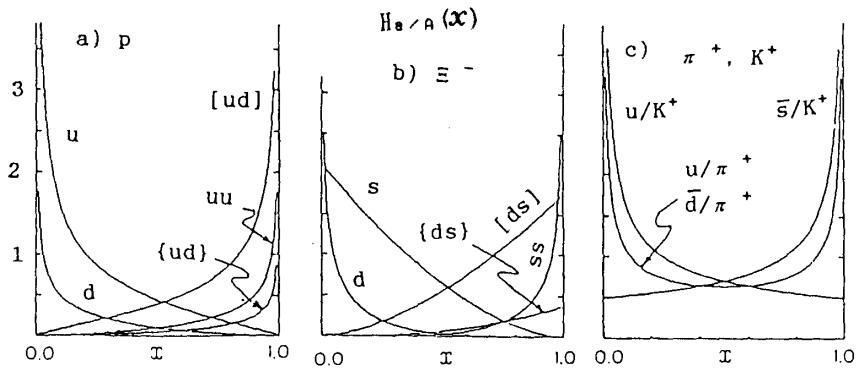


図8 ハドロンの構成子分布

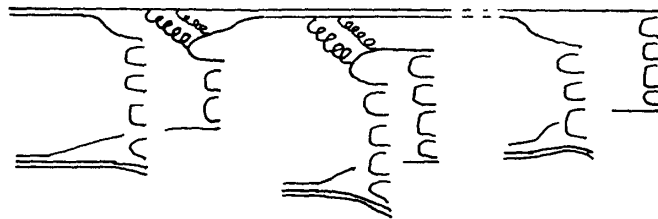


図9 交換型ハドロン-原子核反応機構

ので、 $x \approx 1$ のスペクトルのあがりは質量数が大きくなるほど小さくなる。また1回目の衝突で入射ハドロンが構成子にこわれこの構成子が次々と核内核子と衝突すると考えることもできる。ダイクォークとクォークとでは(8)式の α が異なり、さらに反クォークに対しては標的核のクォークと対消滅する効果があるので $x \approx 1$ の不一致が解消されるであろう。

図8に示すように s クォークを含むハイペロンの場合には、その内部構造が普通の核子の場合と大きく違う。しかしこの違いだけでは $\Xi^- Be \rightarrow \Xi^- X$ のスペクトルが $pA \rightarrow pX$ に比べて、非常にハードになっていることが説明できない。これを再現するためには $\alpha_s \geq 3$ とする必要がある、原子核は Ξ^- ビームに対しより透明であることが分かった。

2節で述べたように今回の計算では多段カスケードにしたが、文献7) と比べて ①図4の \bar{A} のスペクトルが $x \approx 0$ で大きすぎ、② hA 衝突の P_T カットのスペクトルが大きくなっており $pPb \rightarrow pX$, $pPb \rightarrow \pi^- X$ が悪く、 $\Xi^- Be \rightarrow \Xi^- X$ は良くなってる。これはカスケードの終了のさせ方などに依存しているものと思われる。Sp̄S領域の多重度の不足はカスケードの終了機構のみでは説明出来ずDPMのように多重チェーンにする必要があるかも知れない。図3(C)のように多段カスケードにしてもメソンのスペクトルは悪くないので、 x_{\pm} のかわりに $x_{\pm} - m/\sqrt{s}$ についてカスケードさせるなどの質量効果を取り入れる必要がある。また質量数の大きい hA 衝突で、イベント生成が成功しない場合が多く、衝突回数が(6)式で設定したものからずれている。今後これらの点を改善し、フレーバーの流れに関するより精密な分析を進めて行く必要がある。また二体分布の計算もする必要がある。

参考文献

- 1) C.-Y. Wong, Phys. Rev. **D30** (1984) 972
- 2) K. Kinoshita, A. Minaka, H. Sumiyoshi, Prog. Phys. **63** (1980) 928
- 3) S. Date, M. Gyulassy, H. Sumiyoshi, Phys. Rev. **D32** (1985) 619
- 4) T. Tashiro, H. Noda, K. Kinoshita, C. Iso, Z. Phys. **C35** (1987) 21
- 5) T. Tashiro, H. Noda, K. Kinoshita, 21st Int. Cosmic Ray Conf., Adelaide, 1990 Vol. **8**, 137
- 6) K. Kinoshita, H. Nakamura, H. Noda, T. Tashiro, 21st Int. Cosmic Ray Conf., Adelaide, 1990 Vol. **8**, 10
- 7) K. Kinoshita, H. Noda, T. Tashiro, J. Nagao, Int. Sym. of High Energy Nuclear Collisions and Quark Gluon Plasma, Kyoto, 1991
- 8) T. Tashiro, H. Noda, K. Kinoshita, Z. Phys. **C39** (1988) 499
- 9) H. Fukuda, C. Iso, Prog. Theor. Phys. **57** (1977) 483, 1663
H. Fukuda, Y. Ishihara, C. Iso, Prog. Theor. Phys. **65** (1981) 961
- 10) A. Capella, U. Sukhatme, J. Tran Thanh Van, Z. Phys. **C3** (1980) 329
A. Capella, in Multiparticle Production, ed. R. C. Hwa and Xie Qu-bing (World Sci., 1988) 210
- 11) V. Innocente et al., Phys. Lett. **169B** (1986) 285
- 12) J. Ranft, Z. Phys. **C33** (1988) 517
- 13) B. Andersson, G. Gustafson, I. Holgersson, O. Mansson, Nucl. Phys. **B178** (1981) 242
- 14) B. Andersson, G. Gustafson, B. Nilsson-Almqvist, Nucl. Phys. **B281** (1987) 289
B. Andersson, in Multiparticle Production, ed. R. C. Hwa and Xie Qu-bing (World Sci. 1988) 150
- 15) K. Kinoshita, A. Minaka, Prog. Theor. Phys. **81** (1989) 183
- 16) A. E. Brenner et al., Phys. Rev. **D26** (1982) 1497
D. Brick et al., Nucl. Phys. **B164** (1980) 1
- 17) N. M. Agabayan et al., EHS-NA22 Collaboration, Z. Phys. **C41** (1989) 539
I. V. Ajinenko et al., EHS-NA22 Collaboration, Z. Phys. **C23** (1984) 307
I. V. Ajinenko et al., EHS-NA22 Collaboration, Z. Phys. **C44** (1989) 573
I. V. Ajinenko et al., EHS-NA22 Collaboration, Z. Phys. **C46** (1990) 525
- 18) D. S. Barton et al., Phys. Rev. **D27** (1983) 2580
- 19) S. F. Biagi et al., Z. Phys. **C34** (1987) 187
O. Schneider et al., Z. Phys. **C46** (1990) 341

Simulation of Hadron-Nucleus Collision Based on Covariant Constituent Cascade Model

Tsutomu TASHIRO, Jun NAGAO*, Kazuo ISHII**,
Hujio NODA*** and Kisei KINOSHITA****

Department of Mechanical Engineering, Faculty of Engineering,

**Graduate School of Engineering, Faculty of Engineering,*

***Department of Applied Physics, Faculty of Science,*

Okayama University of Science, Okayama 700, Japan

****Department of Physics, Faculty of Science,*

Ibaraki University, Mito 310, Japan

*****Physics Department, Faculty of Education,*

Kagoshima University, Kagoshima 890, Japan

(Received 30 September 1991)

We develop a Monte Carlo event generator for hadron-nucleus collisions based on the covariant constituent cascade model by using the Glauber-type multiple collision model. In order to extract useful informations on hadron-nucleus and/or nucleus-nucleus interactions, it is necessary to use a realistic model for hadron-nucleon interactions. Hadron spectra in hadron-hadron and hadron-nucleus collisions are naturally explained by taking account of the rest of the energy of the constituents after the cascade. From the hard x -distribution of the $E^-Be \rightarrow E^-X$ process, it is found that nucleus is more transparent for E^- beam than proton beam.