

構成子カスケードモデルによる Kp 及び πp 衝突におけるチャームハドロンの生成

田代 勤・行田 勇人¹・中力 眞一²・石井 一夫²
野田二次男³・木下 紀正⁴

岡山理科大学工学部機械工学科

¹岡山理科大学大学院理学研究科修士課程応用物理学専攻

²岡山理科大学理学部応用物理学科

³茨城大学理学部数理科学科

⁴鹿児島大学教育学部物理学教室

(1995年9月30日 受理)

1. はじめに

最近チャーム粒子 D が測定され、その生成非対称 $A = \{\sigma(\text{leading}) - \sigma(\text{non-leading})\} / \{\sigma(\text{leading}) + \sigma(\text{non-leading})\}$ の x 依存性が測定され先導粒子効果が調べられている¹⁾。先導粒子とはその粒子の中に入射ハドロンのクォークと同じ種類のクォークを含み、入射ハドロンの方向に運動している粒子である。入射ハドロンの中のパートン分布、パートンから生成粒子への破碎、あるいはパートン-パートン散乱後の生成粒子への破碎を計算する通常の単純な摂動論的 QCD の方法では c クォークと \bar{c} クォークが同じ分布で生成されるので、 $0.4 \leq x$ で観測された大きな非対称は出せない；すなわち $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$, $gg \rightarrow c\bar{c}$ から生成された c 及び \bar{c} は独立に破碎するために非対称は大きくならない。そのためこのようにしてつくられた c あるいは \bar{c} が QCD 相互作用にかかわらなかった傍観クォークと合体する確率、あるいははじめから入射ハドロンに $c\bar{c}$ を含む確率、例えば $\pi^-(d\bar{u})$ に対し $d\bar{u}c\bar{c}$ 状態が存在する確率があることを考慮する必要がある²⁾。一方我々が以前に提案した構成子カスケードモデルでは構成クォーク及び構成ダイクォークのカスケード過程でハドロンを生成する。このモデルでは先導粒子効果がカスケード過程により導入され入射粒子の違いによる生成ハドロンのスペクトルの違いが極く自然に出てくる³⁾。

レプトン-核子深非弾性散乱を行うと核子は沢山の点状粒子パートンから出来ていることが分かるが、エネルギーの低いハドロン-ハドロン衝突やハドロンの分類ではハドロンは少数の構成クォークからつくられているとすると、その特徴が良く説明される。構成クォークはその量子数を持ったパートンクォークのまわりにクォーク反クォーク対及びグルーオンからなる雲をまとったもので、ハドロンの質量はほぼ構成クォークの質量の和で表される。レプトン-ハドロン深非弾性散乱、レプトン-レプトン衝突におけるハドロン生

成, ハドロン-ハドロン衝突における大横運動量移行現象などにおいてはパートンクォーク, グルーオンの素過程の特徴が表れ QCD によって記述されるが, ソフトなハドロン-ハドロン衝突における様々なハドロンスペクトルの記述は難しい。そこで我々は以前構成子カスケードモデルを提案し, ハドロン-ハドロン衝突とハドロン-原子核衝突における生成粒子の x 分布, ラピディティ分布, p_T 分布を計算した³⁾。我々のモデルはこれらの 2 次粒子の豊富なスペクトルを再現することが出来たが, ここでは u, d, s 構成クォークに加え構成 c クォークを導入しチャーム粒子の先導粒子効果について議論する。

2. モデル

メソンは構成クォークと構成反クォークから出来ており, バリオンは 3 個の構成クォークから出来ている。我々はメソンとバリオンを同じ立場で扱うためバリオンを 3 個の構成クォークから出来ているとする代わりに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。バリオンの構成ダイクォークはメソンの構成反クォークの役割をする。 u, d, s, c 構成クォークからなるフレーバー SU(4) の波動関数を表 I に示す。バリオンの名前のつけ方は Λ, Ξ, Σ がそれぞれアイソスピン 1 重項, 2 重項, 3 重項を表し Ω が s と c から出来ているバリオンを表すように定義されている。メソンとしては擬スカラーメソン, ベクトルメソン, テンサーメソンを考える。チャームメソンに対してはテンサーメソンは考えない。バリオンは SU(3) の 8 次元バリオンと 10 次元バリオンに対応するものを考える。カスケード過程で生成されるメソンについては, 同じ構成子のメソンに対し擬スカラーメソン, ベ

表 I a メソンの波動関数

擬スカラー	ベクトル	テンサー	波 動 関 数
K^+	K^{*+}	K^{**+}	$u\bar{s}$
K^0	K^{*0}	K^{**0}	$d\bar{s}$
π^+	ρ^+	a_2^+	$u\bar{d}$
π^0	ρ^0	a_2^0	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$
π^-	ρ^-	a_2^-	$d\bar{u}$
\overline{K}^0	\overline{K}^{*0}	\overline{K}^{**0}	$s\bar{d}$
K^-	K^{*-}	K^{**-}	$s\bar{u}$
η_8			$(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$
η_1			$(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3}$
	ω^0	f	$(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$
	ϕ	f'	$s\bar{s}$
η_c	J/ψ		$c\bar{c}$
D_s^+	D_s^{*+}		$c\bar{s}$
D^+	D^{*+}		$c\bar{d}$
D^0	D^{*0}		$c\bar{u}$
\overline{D}^0	\overline{D}^{*0}		$u\bar{c}$
D^-	D^{*-}		$d\bar{c}$
D_s^-	D_s^{*-}		$s\bar{c}$

表 I b チャームを含まないバリオンの波動関数

粒子名	対 称	反 対 称
p	$(\sqrt{2}\{uu\}d - \{ud\}u)/\sqrt{3}$	$[ud]u$
n	$(-\sqrt{2}\{dd\}u + \{ud\}d)/\sqrt{3}$	$[ud]d$
Λ	$(\{us\}d - \{ds\}u)/\sqrt{2}$	$(2[ud]s - [ds]u + [us]d)/\sqrt{6}$
Σ^+	$(\sqrt{2}\{uu\}s - \{us\}u)/\sqrt{3}$	$[us]u$
Σ^0	$(2\{ud\}s - \{ds\}u - \{us\}d)/\sqrt{6}$	$([us]d + [ds]u)/\sqrt{2}$
Σ^-	$(\sqrt{2}\{dd\}s - \{ds\}d)/\sqrt{3}$	$[ds]d$
Ξ^0	$(-\sqrt{2}\{ss\}u + \{us\}s)/\sqrt{3}$	$[us]s$
Ξ^-	$(-\sqrt{2}\{ss\}d + \{ds\}s)/\sqrt{3}$	$[ds]s$
Δ^{++}	$\{uu\}u$	
Δ^+	$(\{uu\}d + \sqrt{2}\{ud\}u)/\sqrt{3}$	
Δ^0	$(\{dd\}u + \sqrt{2}\{ud\}d)/\sqrt{3}$	
Δ^-	$\{dd\}d$	
Σ^{*+}	$(\{uu\}s + \sqrt{2}\{us\}u)/\sqrt{3}$	
Σ^{*0}	$(\{ud\}s + \{ds\}u + \{us\}d)/\sqrt{3}$	
Σ^{*-}	$(\{dd\}s + \sqrt{2}\{ds\}d)/\sqrt{3}$	
Ξ^{*0}	$(\{ss\}u + \sqrt{2}\{us\}s)/\sqrt{3}$	
Ξ^{*-}	$(\{ss\}d + \sqrt{2}\{ds\}s)/\sqrt{3}$	
Ω^-	$\{ss\}s$	

表 I c チャームを含むバリオンの波動関数

粒子名	対 称	反 対 称
Λ_c^+	$(\{uc\}d - \{dc\}u)/\sqrt{2}$	$(2[ud]c - [dc]u + [uc]d)/\sqrt{6}$
Σ_c^{++}	$(\sqrt{2}\{uu\}c - \{uc\}u)/\sqrt{3}$	$[uc]u$
Σ_c^+	$(2\{ud\}c - \{dc\}u - \{uc\}d)/\sqrt{6}$	$([uc]d + [dc]u)/\sqrt{2}$
Σ_c^0	$(\sqrt{2}\{dd\}c - \{dc\}d)/\sqrt{3}$	$[dc]d$
Ξ_{cc}^{++}	$(-\sqrt{2}\{cc\}u + \{uc\}c)/\sqrt{3}$	$[uc]c$
Ξ_{cc}^+	$(-\sqrt{2}\{cc\}d + \{dc\}c)/\sqrt{3}$	$[dc]c$
$\Xi_c'^+$	$(\{cs\}u - \{uc\}s)/\sqrt{2}$	$(2[us]c - [uc]s + [cs]u)/\sqrt{6}$
$\Xi_c'^0$	$(\{cs\}d - \{dc\}s)/\sqrt{2}$	$(2[ds]c + [dc]s - [cs]d)/\sqrt{6}$
Ξ_c^0	$(2\{ds\}c - \{cs\}d - \{dc\}s)/\sqrt{6}$	$([cs]d + [dc]s)/\sqrt{2}$
Ξ_c^-	$(2\{us\}c - \{cs\}u - \{uc\}s)/\sqrt{6}$	$([cs]u + [uc]s)/\sqrt{2}$
Ω_{cc}^+	$(\sqrt{2}\{cc\}s - \{cs\}c)/\sqrt{3}$	$[cs]c$
Ω_c^0	$(-\sqrt{2}\{ss\}c + \{cs\}s)/\sqrt{3}$	$[cs]s$
Σ_c^{*++}	$(\{uu\}c + \sqrt{2}\{uc\}u)/\sqrt{3}$	
Σ_c^{*+}	$(\{ud\}c + \{dc\}u + \{uc\}d)/\sqrt{3}$	
Σ_c^{*0}	$(\{dd\}c + \sqrt{2}\{dc\}d)/\sqrt{3}$	
Ξ_{cc}^{*++}	$(\{cc\}u + \sqrt{2}\{uc\}c)/\sqrt{3}$	
Ξ_{cc}^{*+}	$(\{cc\}d + \sqrt{2}\{dc\}c)/\sqrt{3}$	
Ω_{ccc}^{++}	$\{cc\}c$	
Ξ_c^{*0}	$(\{cd\}s + \{ds\}c + \{cs\}d)/\sqrt{3}$	
Ξ_c^{*-}	$(\{uc\}s + \{cs\}u + \{us\}c)/\sqrt{3}$	
Ω_{cc}^{*+}	$(\{cc\}s + \sqrt{2}\{cs\}c)/\sqrt{3}$	
Ω_c^{*0}	$(\{ss\}c + \sqrt{2}\{cs\}s)/\sqrt{3}$	

クトルメソン, テンサーメソンになる確率をそれぞれ P_{PS} , P_V , P_T とする。チャームメソンに対してはベクトルメソンになる確率を $P_V + P_T$ とした。バリオンに関しては $SU(3)$ の 8 次元バリオンと 10 次元バリオンに対応するバリオンの生成確率をそれぞれ P_8 , P_{10} とする。以下では単に 8 次元, 10 次元バリオンと呼ぶ。8 次元バリオンはフレーバー対称及びフレーバー反対称の混合状態であり, 例えば p は

$$|p\rangle = \sin\theta(\sqrt{2}\{uu\}d - \{ud\}u)/\sqrt{3} + \cos\theta[\{ud\}u] \quad (1)$$

である。 $\{qq\}$ と $[qq]$ はそれぞれフレーバー対称と反対称の構成ダイクォークを表す。ここでは表 I に示したハドロンのみを考えることにする。

高エネルギーハドロン-ハドロン衝突 $A+B \rightarrow C+X$ では図 1 に示すような反応が起こり 2 次粒子が生成される。図 1 a は弾性散乱, 図 1 b はバリオンが回折解離し入射粒子 A がそのまま前方に出ていく回折型反応, 図 1 c は入射粒子 A と標的粒子 B の構成子間にカスケードチェーンを張るチェーン交換反応, 図 1 d は図 1 c の反応にさらに 2 本のチェーン交換を行うマルチチェーン交換反応である。図 1 c は光学定理を用いて, $AB \rightarrow AB$ の弾性散乱における 1 個のポメロン交換が対応し 1 個のシリンドラーのカットにより 2 本のチェーンを交換する。衝突エネルギーが上がると複数のポメロンが交換され入射粒子と標的粒子の間に偶数個のチェーンが交換される。ここでは弾性散乱及び 4 本以上のチェーン交換反応は無視した。

A, B の質量中心系のエネルギーを $\sqrt{s} = E_A + E_B$, 運動量の大きさを p_{cm} とすると, A, B の光円錐変数はそれぞれ

$$x_{\pm}^A = \frac{E^A \pm p_{cm}}{\sqrt{s}}, \quad x_{\pm}^B = \frac{E^B \mp p_{cm}}{\sqrt{s}} \quad (2)$$

となり $x_+^A \approx x_-^B \approx 1$, $x_-^A \approx x_+^B \approx 0$, である。図 1 b の反応過程では入射粒子 A からエネルギーの小さい構成クォーク対をつくり A はそのまま前方に $x_{+lead}^A = x_+^A z$ を持って放出される。このときの z の分布は $D_{lead}(z) = z^{10-1}(1-z)^{0.5-1}/B(10, 0.5)$ とする。 x_-^A は一様分布で A と構成クォーク対に分配することにする。このプロセスは図 2 に示されているよう

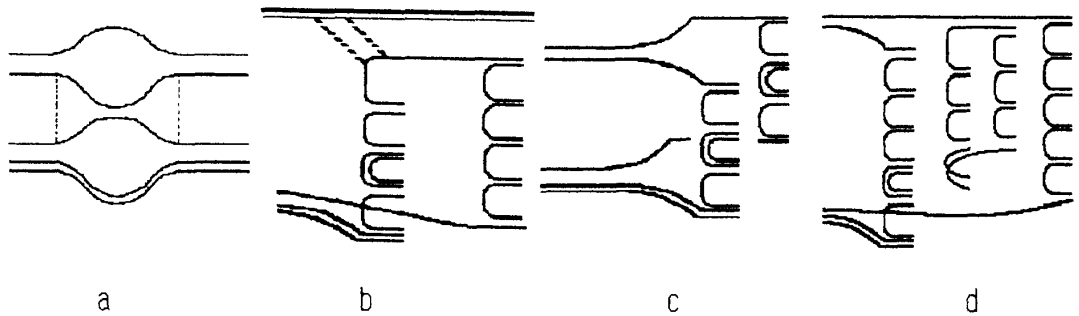


図 1 a : 弾性散乱, b : 回折解離反応, c : チェイン交換反応, d : 多チェーン交換反応

に、入射粒子と同種の粒子の $x \approx 1$ での増加を記述する。前方に放出された A をオンシェルにするため B の光円錐変数 x^B の一部分が供給される。 A から生成された構成クォーク対は π^0, ϕ 又は η_c と見なして、図 1c と同じように B の間にカスケードチェーンを交換する。このプロセスが起こる確率を $P_{\text{leading}} = 0.14$ とした。 A と B の役割を逆にした過程も $P_{\text{leading}} = 0.14$ の確率で起こる。

次にハドロンとハドロンの間にカスケードチェーンが交換される場合を考える。まず図 1c の入射粒子 A が構成子 a と b に分解されるとき運動量分配は $x_+^a = x_+^A z$, $x_+^b = x_+^A(1-z)$ となり z の分布は

$$H_{a/A}(z) = z^{\beta_a-1}(1-z)^{\beta_b-1}/B(\beta_a, \beta_b) \quad (3)$$

で与えられる。また一様分布 R を使って $x_-^a = x_-^A R$, $x_-^b = x_-^A(1-R)$ とする。 x_{\pm}^A , x_{\pm}^a , x_{\pm}^b は、それぞれ入射粒子 A , 構成子 a と b の光円錐変数である。 B 側についても同様にして構成子の 4 次元運動量を決める。カスケードチェーンを作る初期の 2 つの構成子の運動が決まったなら、この質量中心系に移り新たに光円錐変数を定義してカスケードさせる。 x_{\pm}^q の q と $x_{\pm}^{\bar{q}}$ の \bar{q} からカスケード過程 $q + \bar{q} \rightarrow M(q\bar{q}') + q' + \bar{q}$ を行う場合の分配関数は

$$F_{q'\bar{q}}(z) = z^{\gamma\beta_{q'}-1}(1-z)^{\beta_q+\beta_{q'}-1}/B(\gamma\beta_{q'}, \beta_{q'} + \beta_q) \quad (4)$$

とし q' 及び M の光円錐変数を $x_{\pm}^{q'} = x_{\pm}^q z$, $x_{\pm}^M = x_{\pm}^q(1-z)$, $x_{\pm}^q = x_{\pm}^q$ とする。次に生成ハドロンの横運動量 p_T^M を、分布関数 $G(p_T^2) = \exp(-4p_T^2)/4$ から決める。生成された $M(q, \bar{q}')$ をオンシェルにするための光円錐変数 x_{\pm} は \bar{q} の $x_{\pm}^{\bar{q}}$ から供給される。残った構成子 q' と \bar{q} のシステムがさらに粒子を生成するのに十分なエネルギーを持っているならば、今度は反対側の \bar{q} から同様にカスケードを行う。エネルギーが無くなるまで交互にカスケードを続ける。最後に残った構成子を再結合させてカスケードを終了する。 q と \bar{q} が残ればメソン, q と $q\bar{q}$ のときはバリオン, $q\bar{q}$ と $\bar{q}q$ が残った場合はさらに $q'\bar{q}'$ の対生成を行いバリオンと反バリオンをつくる。再結合した粒子はオンシェルにないので $\sum_i \sqrt{m_i^2 + (\alpha \mathbf{p}_i)^2} = \sqrt{s}$ となるようにすべての生成粒子の 3 次元運動量を α 倍して調整する。運動量の分配を決める β の値は、レッジエ切片から

$$\beta_u = \beta_d = 1 - \alpha_{p-\omega}(0) = 0.5, \quad \beta_s = 1 - \alpha_{\phi}(0) = 1, \quad \beta_c = 1 - \alpha_{J/\psi}(0) = 8$$

ととる。ダイクォークについては $\beta_{(qq')} = 2.25(\beta_q + \beta_{q'})$, $\beta_{(q\bar{q}')} = 1.75(\beta_q + \beta_{q'})$ ととる。

カスケード過程としては

$$q \rightarrow M(q\bar{q}') + q' \quad (5)$$

$$q \rightarrow B(q, qq) + \bar{q}q \quad (6)$$

$$\bar{q}q \rightarrow M(q\bar{q}') + \bar{q}q' \quad (7)$$

$$\overline{qq} \rightarrow B(\overline{q}', \overline{qq}) + q' \quad (8)$$

を考える。 $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ の対生成の確率をそれぞれ $P_{u\bar{u}}$, $P_{d\bar{d}}$, $P_{s\bar{s}}$, $P_{c\bar{c}}$ とする。また(5)と(6)の起こる確率をそれぞれ $1-\epsilon$, ϵ とし(7), (8)の起こる確率をそれぞれ η , $1-\eta$ とする。波動関数の表より例えば u から π^0 を生成する確率は $(1-\epsilon) \cdot P_{u\bar{u}}/2 \cdot P_{Ps}$ となる。バリオンとしては8次元と10次元バリオンしか考えないので、与えられた構成クォークから生成される可能性のあるすべてのバリオンについてメソンのときと同じようにしても確率の和が ϵ にならない。例えば u から生成される可能性のあるバリオンは p , n , ..., Ξ_{cc}^{*++} でそれらの生成確率はメソンと同様に求めると $\epsilon \cdot (\sin^2\theta/3 + \cos^2\theta/6)P_{u\bar{u}}P_{d\bar{d}}P_8$, $\epsilon \cdot (\sin^2\theta/2 + \cos^2\theta/6)P_{d\bar{d}}P_{s\bar{s}}P_8$, ..., $\epsilon \cdot P_{c\bar{c}}P_{c\bar{c}}/3P_{10}$ となるが和が ϵ とならない。そこでこれらの和で規格化して ϵ になるようにする。(8)式のプロセスに対しても同様にする。これでカスケードのどのプロセスが起こるかが決まる。

3. 実験との比較

パラメータの選び方は以前に u , d , s フレーバーについて行ったときのものを使う。構成クォーク c を導入したため新たにつけ加わったパラメータは $c\bar{c}$ の対生成の確率 $P_{c\bar{c}}$ と構成 c クォークの運動量分配のパラメータ β_c である。以前の計算では $P_{u\bar{u}} = P_{d\bar{d}} = 0.45$, $P_{s\bar{s}} = 0.1$ としていたがここでは $P_{s\bar{s}}$ を 360 GeV/c の π^-p 衝突における D メソン生成の断面積の値⁴⁾から $P_{s\bar{s}} = 0.09984$, $P_{c\bar{c}} = 0.00016$ とした。 β_c については Regge trajectory の傾きを 0.9, J/ψ の質量を用いて $\beta_c = 1 - \alpha_{J/\psi}(0) = 8.0$ と選んだ。その他前節で決めていないパラメータは以前の分析より $P_{Ps} = 0.4$, $P_v = 0.4$, $\epsilon = 0.07$, $\eta = 0.25$, $\cos^2\theta = 0.5$, $P_8 = 0.5$ とした。

図2に $p_{Lab} = 250$ GeV/c の $K^+p \rightarrow K_s^0 X$ 及び $\pi^+p \rightarrow K_s^0 X$ の x 分布を示す。実験データは文献5)による。標的側では p と $K_s^0\{(d\bar{s} + s\bar{d})/2\}$ に共通の構成子 d があるが、 p の d は(3)式より $x \approx -1$ で $(-1-x)^{1.25}$ で押さえられるので、 K_s^0 のスペクトルも x が -1 に近づくとともに急速に減少している。メソン側では π^+ と K_s^0 には共通の構成子はないがメソンの構成子は標的 p の d よりも大きな運動量を持っているので、 π^+ ビーム側のスペクトルは p 側よりハードになっている。 K^+ 側のスペクトルが π^+ 側に比べよりハードになっているのは K^+ と K_s^0 が共通の構成子 \bar{s} を持っているためである。

図3に $p_{Lab} = 250$ GeV/c の $K^+p \rightarrow \Lambda X$ 及び $\pi^+p \rightarrow \Lambda X$ をのせる。実験データは文献6)による。入射ハドロンと生成粒子が共通の構成子を持つかどうかでスペクトルの形が異なる。メソン側で K^+ ビームからの Λ の方が π^+ ビームからのものよりハードなのは、 $\beta_s > \beta_u = \beta_d$ のため K^+ の \bar{s} が衝突の際にハードに壊れるからである。

図4に図3に対応した $\bar{\Lambda}$ の結果を示す。 $\bar{\Lambda}$ は π^+p 衝突では $x \approx 0$, K^+p 衝突では $x \approx 0.5$ で最大になっていて、 K^+ ビームの \bar{s} のために $0 \lesssim x$ でより多く造られている。 $0.5 \lesssim x$ に

における $\bar{\Lambda}$ の $(1-x)$ 依存性は K^+p と π^+p 衝突ではほぼ同じになっているが、これはカスケードプロセス

$$\bar{s} \rightarrow \Lambda(\bar{s}, \overline{ud}) + ud$$

で放出される構成ダイクォーク ud が β_{ud} と(3)式の因子 $\gamma = 2$ のために大きな運動量を持つためである。チャームを含まない粒子については上で述べたように $P_{\bar{s}\bar{s}}$ が変化しただけであるので、前の結果と同じである。図3、図4にはそれぞれチャーム粒子 Λ_c 、 $\bar{\Lambda}_c$ もあわせて示した。 K^+ 側で $\bar{\Lambda}_c$ のスペクトルが π^+ 側よりもソフトなのは、 K^+ と共通の構成子をもたず先導粒子ではないためである。

図5に $p_{Lab} = 360 \text{ GeV}/c$ の π^-p 衝突における $D_{td} = D^0 + D^- + (D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0)$ 及び $D_{nt} = \bar{D}^0 + D^+ + (D^{*+} \rightarrow D^0)$ の計算結果と実験データ⁴⁾を示す。図6には $p_{Lab} = 250 \text{ GeV}/c$ の $\pi^\pm p$

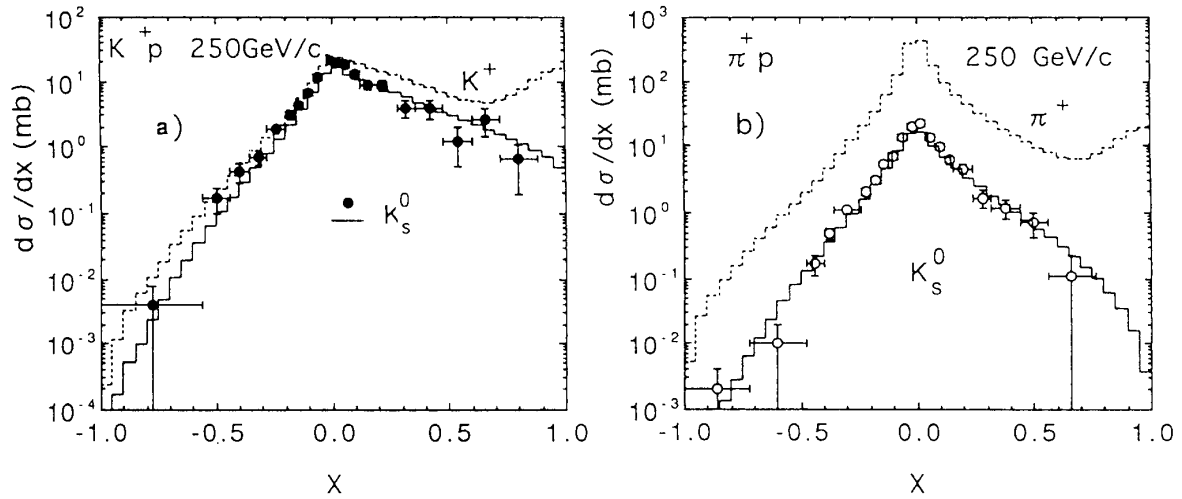


図2 $p_{Lab} = 250 \text{ GeV}/c$ の a : K^+p と b : π^+p 衝突における K^+ 及び K_s^0 の微分断面積 $d\sigma/dx$

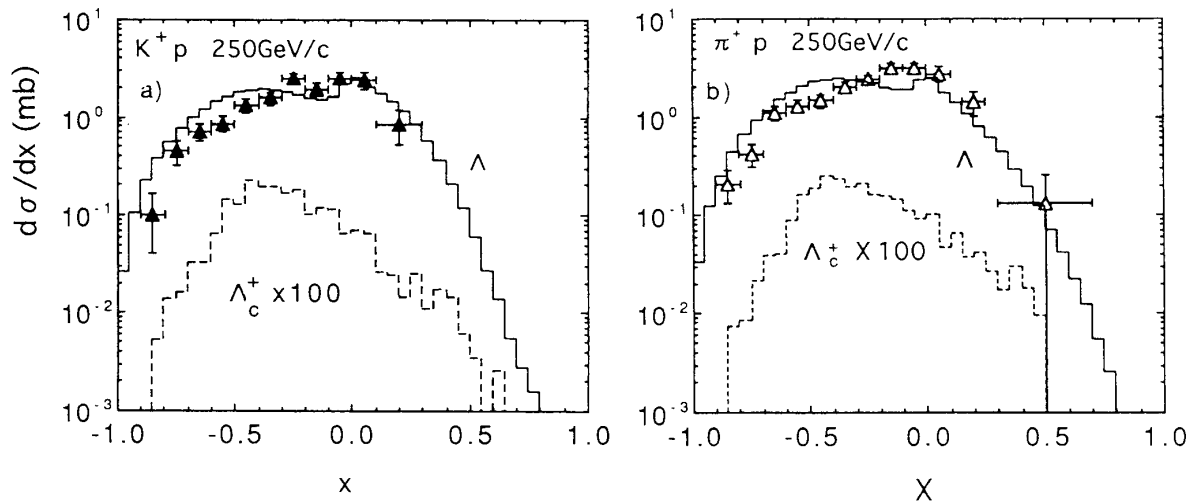


図3 $p_{Lab} = 250 \text{ GeV}/c$ の a : K^+p と b : π^+p 衝突における Λ 及び Λ_c の微分断面積 $d\sigma/dx$

衝突の非対称 A の結果を示す。実験データは文献 1) による。我々のモデルでは π^+ ビームと π^- ビームでは A の x 依存性が異なる。

4. 結果と議論

構成クォークに対するレジャエ切片から決めた運動量分配のパラメータ $\beta_u = \beta_d = 0.5$, $\beta_s = 1.0$, $\beta_c = 8.0$ を使い Kp , πp 衝突におけるハドロン生成の計算をした。 c クォークを含まないハドロンについては、モデルと実験の一致は良い。チャーム粒子にたいしては前節で見たように必ずしも良くない。

$p_{Lab} = 360 \text{ GeV}/c$ の $\pi^- p \rightarrow DX$ の実験から決めた $c\bar{c}$ 対生成の確率は $P_{c\bar{c}} = 0.00016$ となり、構成クォークの質量の 2 乗の逆数から決めた値よりも 2 桁小さくなっている。

我々のモデルでは π^+ ビームと π^- ビームでは非対称の x 依存度が異なる。

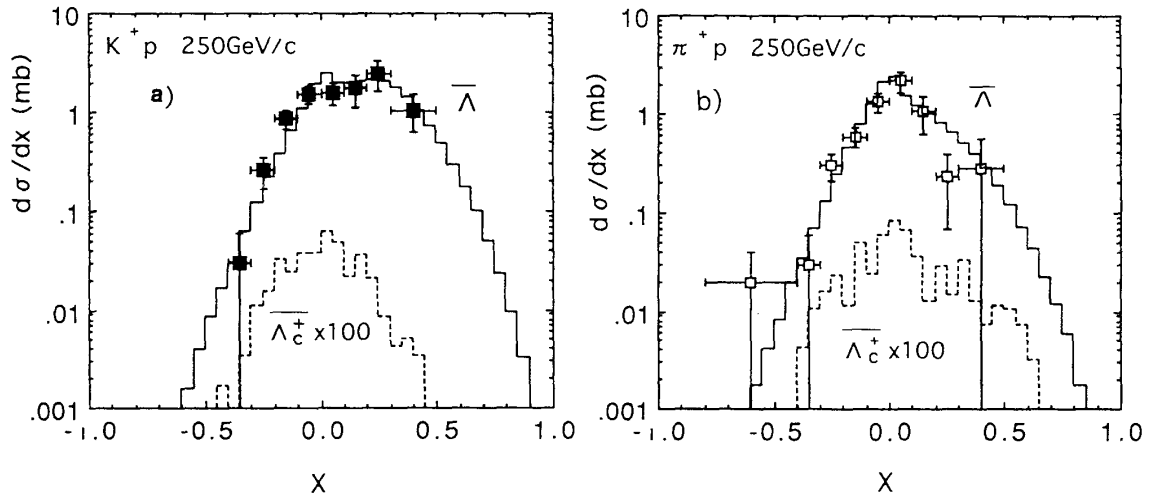


図 4 $p_{Lab} = 250 \text{ GeV}/c$ の a : K^+p と b : π^+p 衝突における $\bar{\Lambda}$ 及び $\bar{\Lambda}_c$ の微分断面積 $d\sigma/dx$

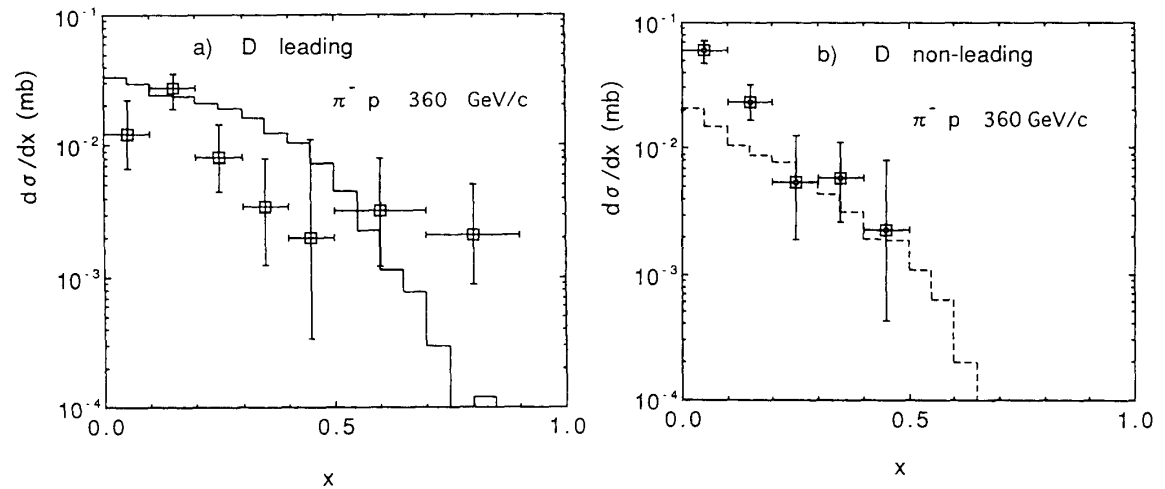


図 5 $p_{Lab} = 360 \text{ GeV}/c$ の π^-p 衝突における a : $D_{ld} = D^0 + D^- + (D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0)$ 及び b : $D_{nl} = \bar{D}^0 + D^+ + (D^{*+} \rightarrow D^0)$ の微分断面積 $d\sigma/dx$

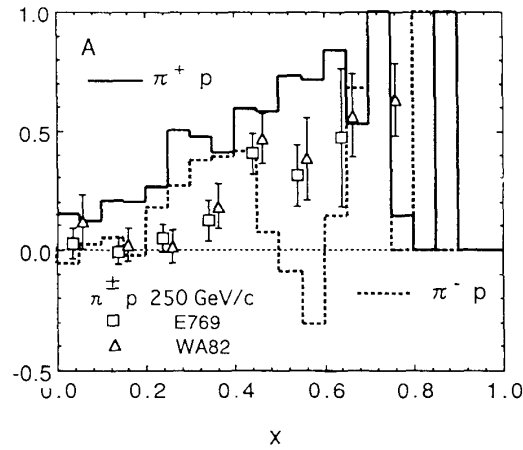


図6 $p_{Lab} = 250 \text{ GeV}/c$ の $\pi^\pm p$ 衝突における非対称 A の x 依存性

π^+ ビーム (π^- ビーム) の非先導粒子 $D^{*0}(\overline{D}^{*0})$ から先導粒子 $D^+(D^-)$ への崩壊があるので、図5の A には D^0 , D^{*0} , \overline{D}^0 , \overline{D}^{*0} の寄与は入れていない。我々のモデルでは $\pi^\pm p \rightarrow D^\pm X$ 衝突における先導粒子効果による非対称 A は π^+ ビームと π^- ビームにより異なった x 依存性を持つ。これはメソン側の構成反クォークとバリオン側の構成ダイクォークの間にチェーンが張られるための効果である。 π^+ ビームの場合 $D^+(c\bar{d})$ と $\overline{D}^0(u\bar{c})$ が先導粒子であるが、 \overline{D}^0 は p の構成ダイクォークと構成 u クォークの間に張られたチェーン上に生成され、 $D^+(c\bar{d})$ は p の構成クォークと構成 \bar{d} クォークの間のチェーンに生成される。 p の構成ダイクォークは構成クォークよりも大きな運動量を持つため、 \overline{D}^0 の先導粒子効果は弱められてソフトなスペクトルになる。 π^- ビームの場合には D^- が構成ダイクォークの影響を受けよりソフトになる。 A として電荷を持った D メソンを使うので π^+ ビームの時には入射 p の構成ダイクォークの影響が無く π^- ビームの時にはそれが現れ A の振る舞いに差が出る。実験データには明白な差が見られないが、 $x \approx 0.5$ における A の減少はこのことと関係があるかも知れない。あるいはここでは考慮しなかった4本以上のチェーンを交換するプロセスやビームと標的双方が回折解離するプロセスを取り入れる必要があるかも知れない。我々のモデルで π^+ ビームと π^- ビームの平均を取ったものはほぼ実験データの傾向をあらわしている。

このように重たいクォークにも先導粒子効果が現れるのは、パートンの描像に加え構成クォーク的な描像も必要であることを示している。パートン状態と構成クォーク状態との関係を明らかにするのに、さらに他の粒子生成や原子核標的の場合についても先導粒子効果を調べる必要がある。

参考文献

- 1) WA82 Collaboration, M. Adamovich et al., Phys. Lett. **B305** (1993) 402.
E769 Collaboration, G. A. Alves et al., Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 812.

- 2) R. Vogt, S. J. Brodsky, Nucl. Phys. **B438** (1995) 261.
- 3) T. Tashiro, H. Noda, K. Kinoshita, 21st Int. Cosmic Ray Conf., Adelaide (1990) Vol. **8**, 137.
K. Kinoshita, H. Noda, T. Tashiro, J. Nagao, Int. Sym. of High Energy Nuclear Collisions and Quark Gluon Plasma, Kyoto (1991) 245.
田代勤, 長尾淳, 石井一夫, 野田二次男, 木下紀正, 岡山理科大学紀要, 第27号A (1992) 69.
- 4) M. Aguilar-Benites et al., Z. Phys. **C31** (1986) 491.
- 5) EHS/NAZZ Collaboration, I. V. Ajinenko et al., Z. Phys. **C46** (1990) 525.
- 6) EHS/NAZZ Collaboration, I. V. Ajinenko et al., Z. Phys. **C44** (1989) 573.

Charm Hadron Production in Kp and πp Collisions by Constituent Cascade Model

Tsutomu TASHIRO, Hayato KOHDA¹, Shin-ichi NAKARIKI²,
Kazuo ISHII², Hujio NODA³ and Kisei KINOSHITA⁴

Department of Mechanical Engineering,

¹*Graduate School of Science,*

²*Department of Applied Physics,*

Okayama University of Science,

Ridai-cho 1-1, Okayama 700, Japan

³*Department Mathematical Science, Ibaraki University,*

Mito 310, Japan

⁴*Physics Department, Kagoshima University,*

Kagoshima 890, Japan

(Received September 30, 1995)

We investigate the meson, baryon and anti-baryon productions in Kp and πp collisions in terms of the constituent cascade model which includes charm flavour. We compare our predicted spectra of charmed hadrons with the experimental data. Our model suggests the different leading particle effects on D mesons between π^+ and π^- beams.