

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

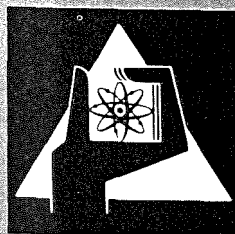
Juli 1977

KFK 2489

Institut für Kernphysik

**Ladungs- und Transversalimpulskorrelationen  
in Proton-Proton-Wechselwirkungen bei sehr  
hohen Energien**

W. Hofmann



**GESELLSCHAFT  
FÜR  
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2489

Institut für Kernphysik

Ladungs- und Transversalimpulskorrelationen  
in Proton-Proton-Wechselwirkungen  
bei sehr hohen Energien\*

Werner Hofmann

\* von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe genehmigte Dissertation

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie gefördert.

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



## Zusammenfassung

Mit dem Split-Field-Magnet Spektrometer an den CERN-Protonenspeicherringen (ISR) wurde die Ladungs- und Impulsabhängigkeit von Korrelationen zwischen Sekundärteilchen aus pp-Wechselwirkungen bei  $\sqrt{s} = 52.5$  GeV untersucht.

In nicht diffraktiven inelastischen Ereignissen wird die Teilchenerzeugung im Zentralbereich charakterisiert durch lokale Ladungserhaltung, globale Kompensation der Transversalimpulse sowie durch starke kurzreichweitige Korrelationen aus Clusterzerfall und Bose-Einstein Effekten. Eine konsistente Beschreibung der Korrelationen ist im Rahmen eines Clustermodells möglich.

Eine lokale Erhaltung der Ladung wird auch in Ereignissen mit Teilchen hohen Transversalimpulses beobachtet. Die gemessenen Korrelationen stimmen mit Vorhersagen aus einem einfachen Quarkmodell überein.

Charge- and Transverse Momentum Dependence of Correlations  
in Proton-Proton Interactions at very High Energies

Abstract

The charge- and momentum dependence of correlations between secondaries emitted in pp-collisions at  $\sqrt{s} = 52$  GeV was investigated using the Split-Field-Magnet spectrometer at the CERN Intersecting Storage Rings (ISR).

For nondiffractive inelastic events the central particle production is characterized by local conservation of charge and global compensation of transverse momenta. Strong short range correlations due to cluster decay and Bose-Einstein effects are observed. A consistent description of the correlations is given in the framework of cluster models.

Local conservation of charge is also detected in events, where a particle of high transverse momentum is produced. The observations are in good agreement with the predictions of a simple quark parton model.

## INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. EXPERIMENTELLER AUFBAU UND ANALYSE DER DATEN	4
2.1 Protonenspeicherringe	4
2.2 Split-Field-Magnet Detektor	5
2.2.1 Konzeption des Detektors	5
2.2.2 Split-Field-Magnet	6
2.2.3 Detektor	8
2.2.4 Signalverarbeitung	11
2.2.5 Trigger	13
2.2.6 Güte des Detektorsystems	14
2.3 Analyse der Daten	17
2.4 Akzeptanzkorrektur	19
3. VIELTEILCHENPRODUKTION BEI HOHEN ENERGIEN	25
3.1 Kinematik und Definitionen	25
3.1.1 Kinematik	25
3.1.2 Einteilchendichten	27
3.1.3 Zweiteilchenkorrelationen	28
3.1.4 Teilchen-Rest-Korrelationen	30
3.2 "Normale" Ereignisse	32
3.2.1 Phasenraumstruktur	32
3.2.2 Phänomenologische Modelle zur Vielteilchenerzeugung	36
3.2.2.1 Clusterproduktion	36
3.2.2.2 Clusterzerfall	38
3.2.2.3 Bose-Einstein-Effekte	42
3.2.2.4 Ladungskompensation	44
3.2.2.5 Transversalimpulskompensation	47
3.2.3 Experimenteller Status	51
3.2.4 Monte-Carlo-Modell	56

	Seite
3.3 Ereignisse mit Teilchen hohen Transversalimpulses	61
3.3.1 Erzeugung von Teilchen mit hohem Transversalimpuls	61
3.3.2 Phasenraumstruktur der Ereignisse	61
3.3.3 Parton-Parton Streuung	63
3.3.4 Ladungskompensation	65
 4. MESSERGESBNISSE UND DISKUSSION	 69
4.1 "Normale" Ereignisse hoher Multiplizitat	69
4.1.1 Inklusive Dichten und Zweiteilchenkorrelationen	70
4.1.2 Ladungskompensation	76
4.1.3 Azimutale Korrelationen	86
4.1.4 Bose-Einstein-Effekte	91
4.1.5 Transversalimpulserhaltung	96
4.1.6 Kommentar	114
4.2 Ereignisse mit Teilchen hohen Transversalimpulses	118
4.2.1 Struktur der Ereignisse	118
4.2.2 Ladungskompensation und "Jets"	124
4.2.2.1 Methode	124
4.2.2.2 Ladungskompensation im transversalen Impulsraum	125
4.2.2.3 Kompensation der Ladung des Teilchens mit hohem $p_{\perp}$	127
4.2.2.4 Ladungskompensation im "Jet"	129
4.2.2.5 Ladungstransport in der Parton-Parton-Streuung	129
4.2.3 Korrelationen im Bereich der Zuschauerfragmentation	134
4.2.4 Diskussion der Ergebnisse	135
 5. ZUSAMMENFASSUNG	 139
 ANHANG I	 142
 LITERATURVERZEICHNIS	 145



## 1. EINLEITUNG

Die Untersuchung der Vielteilchenproduktion in Proton-Proton-Wechselwirkungen<sup>1,2)</sup> konzentrierte sich in den letzten Jahren auf zwei Phänomene:

- die Existenz kurzreichweitiger, quantenzahlabhängiger Korrelationen der Sekundärteilchen führte zu den Hypothesen der lokalen Erhaltung der Quantenzahlen (LCQ) bzw. der kurzreichweitigen Ordnung (SRO)<sup>3)</sup>
- aus der Erzeugung von Teilchen mit hohen Transversalimpulsen ergaben sich Hinweise auf stark wechselwirkende, punktförmige Konstituenten des Protons<sup>4)</sup>.

Die Hypothese der lokalen Erhaltung der Quantenzahlen besagt, daß Quantenzahlen wie Ladung, Baryonenzahl oder Strangeness eines in hadronischen Wechselwirkungen erzeugten Sekundärteilchens von den im Phasenraum benachbarten Teilchen kompensiert werden. Die Quantenzahlen weit entfernter Teilchen bleiben unbeeinflusst.

Die weitergehende Annahme der kurzreichweitigen Ordnung fordert, daß die Emission zweier Teilchen bei sehr hohen Reaktionsenergien unabhängig erfolgt, falls ihr Phasenraumabstand groß gegen eine von Reaktionskanal und -Energie unabhängige Korrelationslänge ist. Skaleneigenschaften der inklusiven Teilchenspektren, wie z.B. Feynman-Scaling, sind eine Konsequenz von SRO.

Ein phänomenologisches Modell, das LCQ und SRO veranschaulicht, ist das Clustermodell, in dem die Sekundärteilchen in hadronischen Wechselwirkungen nicht direkt erzeugt werden, sondern aus dem Zerfall angeregter hadronischer Systeme, sog. Cluster, entstehen. Wegen der begrenzten Masse eines Clusters bevölkern seine Zerfallsteilchen nur ein kleines Phasenraumintervall. Nimmt man weiter an, daß die Cluster die Quantenzahlen des Vakuums tragen oder daß der Austausch von Quantenzahlen zwischen weit entfernten Clustern unterdrückt ist, so folgt die lokale Erhaltung der Quantenzahlen der Sekundärteilchen. SRO ist gleichbedeutend mit einer unabhängigen Emission der einzelnen Cluster.

Die Eigenschaften der Cluster wie auch die Mechanismen ihrer Erzeugung sind weitgehend unbekannt; das Spektrum der Clustermodelle reicht von in drei Pionen zerfallenden  $\omega$ -Mesonen-Cluster<sup>5)</sup> bis zu Clustern mit Massen von mehreren GeV, die in 5 - 6 Teilchen fragmentieren<sup>6)</sup>. Im Partonenmodell von Feynman<sup>7)</sup> entstehen Cluster aus der Kollision langsamer ("See"-)Partonen. Van Hove und Pokorski<sup>8,9)</sup> beschreiben sie als Produkt einer Wechselwirkung der Gluonenwolken der primären Nukleonen. Multiperiphäre Modelle<sup>10)</sup> schließlich nehmen oft den Austausch von Regge-Trajektorien zwischen benachbarten Clustern an.

Ziel der vorliegenden Arbeit war, aus den Eigenschaften der Ladungs- und Transversalimpulskompensation in Proton-Proton-Wechselwirkungen Informationen über Ladung, Masse und Erzeugungscharakteristik der Cluster zu extrahieren und das Spektrum möglicher Clustermodelle einzuschränken. Diese Arbeit soll ferner zur Klärung der Frage beitragen, ob das Clusterbild nur ein mathematisches Modell zur Beschreibung von Korrelationen darstellt oder ob Cluster als reale Objekte aufgefaßt werden können.

Faßt man das Clustermodell als Synonym für die hadronische Teilchenerzeugung bei kleinen Impulsüberträgen auf, so stellt die Untersuchung von Ereignissen mit Teilchen hohen Transversalimpulses eine komplementäre Annäherung an das Problem der Vielteilchenerzeugung dar. In Analogie zur tief inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung wird die Produktion von Teilchen hohen Transversalimpulses als Folge eines harten Stoßes zwischen zwei schnellen Partonen beschrieben. Die gestreuten Partonen fragmentieren unter Bildung von Parton-Antiparton-Paaren zu stabilen Teilchen. Im Gegensatz zur Teilchenproduktion bei kleinen Transversalimpulsen vermittelt die Parton-Parton-Streuung eine Wechselwirkung über große Phasenraumdistanzen.

Der zweite Teil dieser Arbeit befaßt sich mit der Frage, ob die Hypothese der lokalen Erhaltung der Quantenzahlen auf Ereignisse mit Teilchen hohen Transversalimpulses übertragen werden kann. Schließlich werden Gemeinsamkeiten zwischen dem Clustermodell bei kleinen Transversalimpulsen und dem Bild der Partonenfragmentation in Ereignissen mit hohen Impulsüberträgen diskutiert.

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines Experimentes der CERN - Collège de France - Heidelberg - Karlsruhe Kollaboration.

## 2. EXPERIMENTELLER AUFBAU UND ANALYSE DER DATEN

### 2.1 Protonenspeicherringe

Die 1971 im CERN in Betrieb genommenen Protonenspeicherringe ISR<sup>11)</sup> ermöglichen Experimente bei Energien, die weit über denen herkömmlicher Beschleuniger liegen, da infolge der geringen Schwerpunktsbewegung nahezu die gesamte Energie der Primärteilchen als Reaktionsenergie zur Verfügung steht. Abb. 1 zeigt schematisch die Anordnung der Speicherringe.

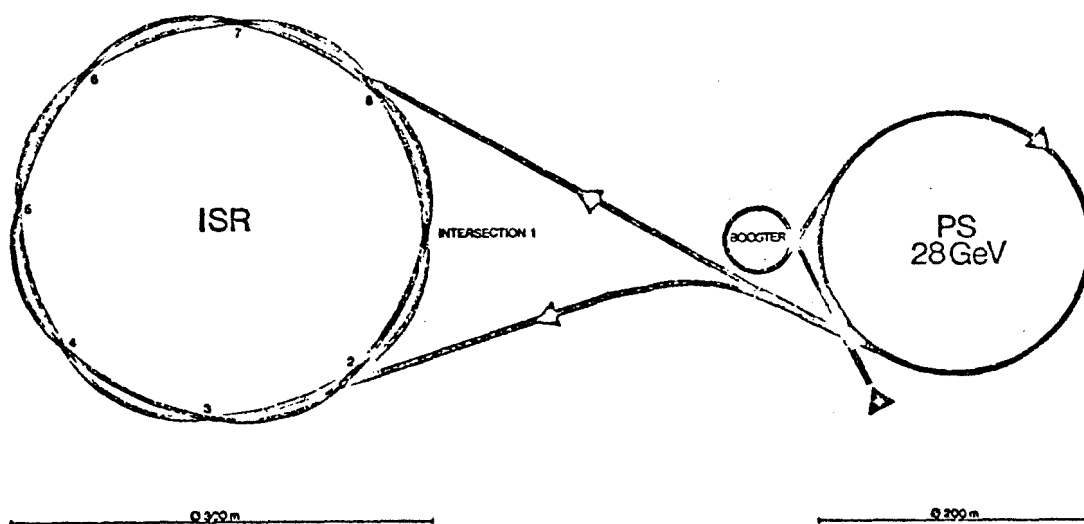


Abb. 1: Schematische Anordnung der Protonenspeicherringe ISR

Die Ringe werden mit Protonen aus dem Synchrotron (PS) bis zu einer Stromstärke von ca. 30 A gefüllt. Die Stromverluste betragen dank des Ultrahochvakuums in den Ringen weniger als 0,1 % pro Stunde, so daß Experimentierperioden von mehreren Tagen Dauer möglich sind.

Die Energie der Protonen kann zwischen 11 und 31 GeV variiert werden,

aus technischen Gründen werden die Speicherringe nur bei 11, 15, 22, 26 oder 31 GeV betrieben.

Die beiden Protonenstrahlen treffen in acht Wechselwirkungszone unter einem Winkel von etwa  $15^\circ$  aufeinander. Das Wechselwirkungsvolumen der Strahlen erstreckt sich über  $50 \times 5 \times 0.5 \text{ cm}^3$  (Länge  $\times$  Breite  $\times$  Höhe). Typische Wechselwirkungsraten liegen bei einigen  $10^5$  Ereignissen/Sekunde.

## 2.2 Split-Field-Magnet Detektor

Das Split-Field-Magnet Spektrometer<sup>12)</sup> ist ein Vielteilchenspektrometer zum Nachweis geladener Sekundärteilchen aus Proton-Proton Wechselwirkungen. Es besteht aus einem Spektrometernagneten, dem Split-Field-Magnet und einem Detektorsystem aus Vieldrahtproportionalkammern<sup>13,14)</sup>. Das Spektrometer wird an der Wechselwirkungszone 4 des ISR eingesetzt.

### 2.2.1 Konzeption des Detektors

Das SFM-Spektrometer wurde nach folgenden Gesichtspunkten ausgelegt:

- die Konfiguration von Magnetfeld und Detektorsystem muß eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit sowie hinreichend gute Impulsauflösung in nahezu dem gesamten Raumwinkel garantieren,
- die Bahn der Protonenstrahlen darf jedoch durch das Spektrometerfeld nicht irreversibel beeinflußt werden.
- Ereignisse mit einem zeitlichen Abstand von  $1 \mu\text{s}$  müssen einwandfrei getrennt werden;
- es müssen 10 ... 20 Teilchen gleichzeitig und ohne nennenswerte Verringerung der Ansprechwahrscheinlichkeit nachgewiesen werden,

- die Materiedichte im Detektor muß klein sein, um die Zahl der Sekundärwechselwirkungen sowie den Einfluß der Vielfachstreuung gering zu halten,
- der Detektor muß selbsttriggernd betrieben werden.

### 2.2.2 Split-Field-Magnet

Abb. 2 zeigt den Split-Field-Magneten in Seitenansicht und Aufsicht. Die wichtigsten Parameter des Magneten sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

TABELLE 1: Split-Field-Magnet

Länge	10.30 m
größte Breite	3.50 m
Abstand der Polschuhe	1.10 m
nutzbares Feldvolumen	28.0 m <sup>3</sup>
maximale Feldstärke	11.4 KG
Gewicht	850 to
Leistungsverbrauch	4 MW

Die Richtung des Magnetfeldes in den beiden symmetrischen Hälften des Magneten ist entgegengesetzt. Der Einfluß des Feldes auf die Protonenstrahlen kompensiert sich daher weitgehend. Verbleibende Störungen werden durch Korrekturmagnete vor und hinter dem Hauptmagneten ausgeglichen. Die Kompensatormagnete am auslaufenden Strahl dienen gleichzeitig als Spektrometermagnete für extrem in Vorwärtsrichtung erzeugte Sekundärteilchen.

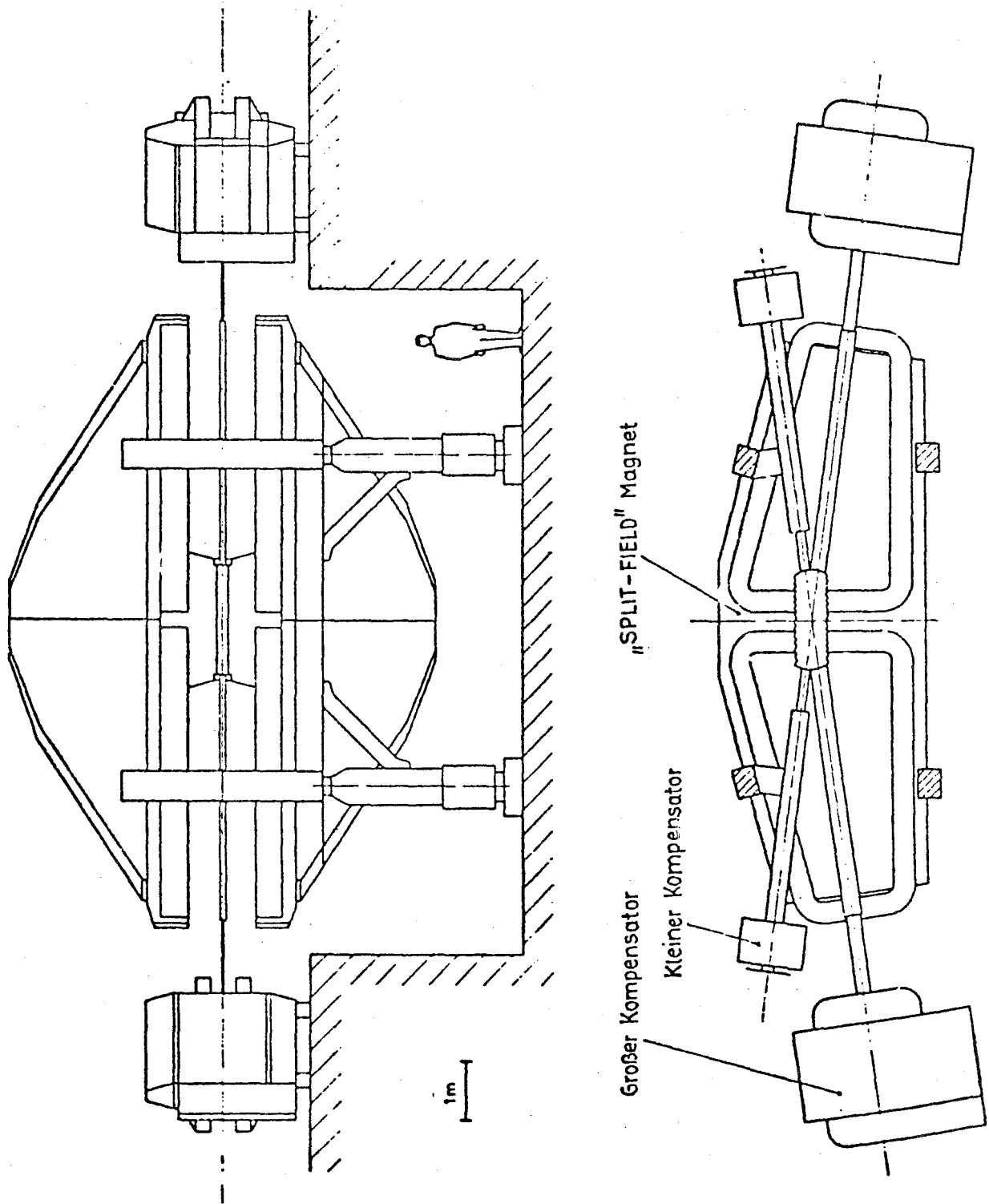


Abb. 2: Ansicht und Grundriß des Split-Field-Magneten

### 2.2.3 Detektor

Der Teilchendetektor des SFM wird von Proportionalkammern mit insgesamt 70.000 Zähldrähten gebildet. Die Vieldrahtproportionalkammern<sup>13)</sup> (MWPC's) garantieren eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit, stabilen Betrieb im Magnetfeld sowie eine gute Zeitauflösung.

Die Proportionalkammern sind zu zwei Vorwärts- und einem Zentraldetektor gruppiert (Abb. 3). Die beiden Zählerteleskope in Vorwärtsrichtung bestehen aus je 12 großen Proportionalkammern ( $100 \times 200 \text{ cm}^2$ ), die paarweise entlang der Strahlrohre angeordnet sind, sowie aus je zwei kleinen Kammern ( $35 \times 96 \text{ cm}^2$ ) im Kompensatormagneten. Das Strahlrohr verläuft durch Ausschnitte in den Kammern. Die Proportionalkammern sind in einer selbsttragenden "Sandwich"-Bauweise hergestellt, um Akzeptanzverluste durch eine Rahmenkonstruktion konventioneller Bauweise zu vermeiden. Der mechanische Zug der Zähldrähte wird von drei Schaumstoffebenen geringer Dichte aufgenommen (Abb. 4). Eine Kammer enthält je eine Ebene mit vertikalen und mit horizontalen Drähten; der Drahtabstand beträgt 2 mm. Als Hochspannungselektroden dienen auf die Schaumstoffplatten aufgesprühte Silberschichten, die in Form eines Fischgrätenmusters in 5 cm breite Streifen unterteilt sind. Die Hochspannungssignale werden mit ausgelesen und dienen zur Auflösung von Zweideutigkeiten in der Rekonstruktion von räumlichen Spuren aus deren Projektion auf die Vertikal- bzw. Horizontalebene. Die Kammern werden bei einer Spannung von 5 kV mit einem Argon-Isobutan-Methylal-Gemisch betrieben.

Der Zentraldetektor<sup>14)</sup> besteht aus vier Kammerpaketen mit je zehn (ringeinwärts bzw. ringauswärts) bzw. neun (oberhalb und unterhalb der Wechselwirkungszone) Drahtebenen. Vier weitere Kammern mit je drei Ebenen vervollständigen den Zentraldetektor in horizontaler Richtung. Die Konstruktion der Kammern entspricht der des Vorwärtsdetektors, jedoch beträgt der Drahtabstand 4 mm. Die Signale der Hochspannungselektroden werden nicht benutzt, statt dessen enthalten die Kammern zusätzlich Ebenen, deren Zähldrähte gegen die Vertikale geneigt sind.



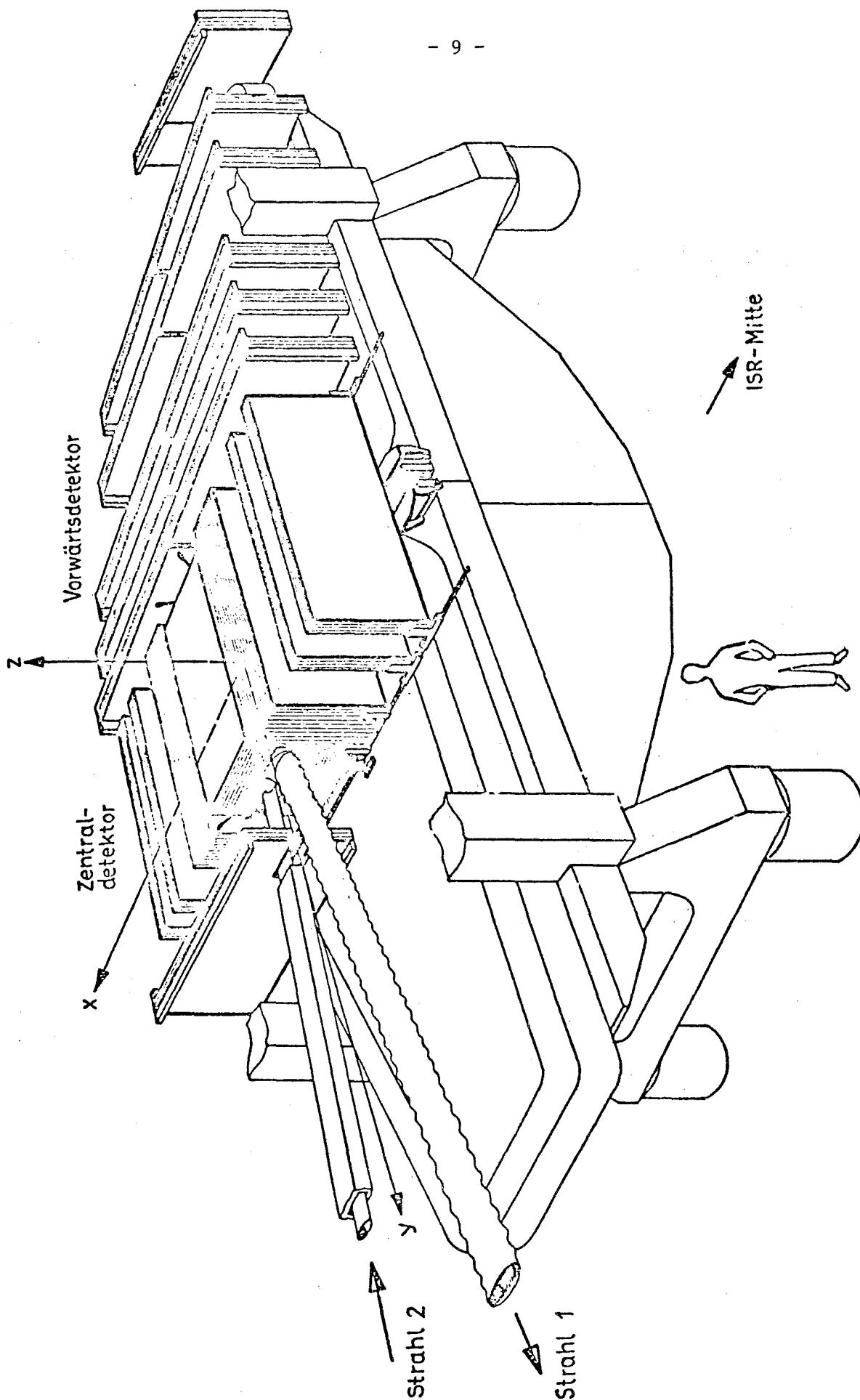


Abb. 3: Anordnung des Detektors (der zweite Vorwärtsdetektor an Strahl 2 ist nicht eingezeichnet)

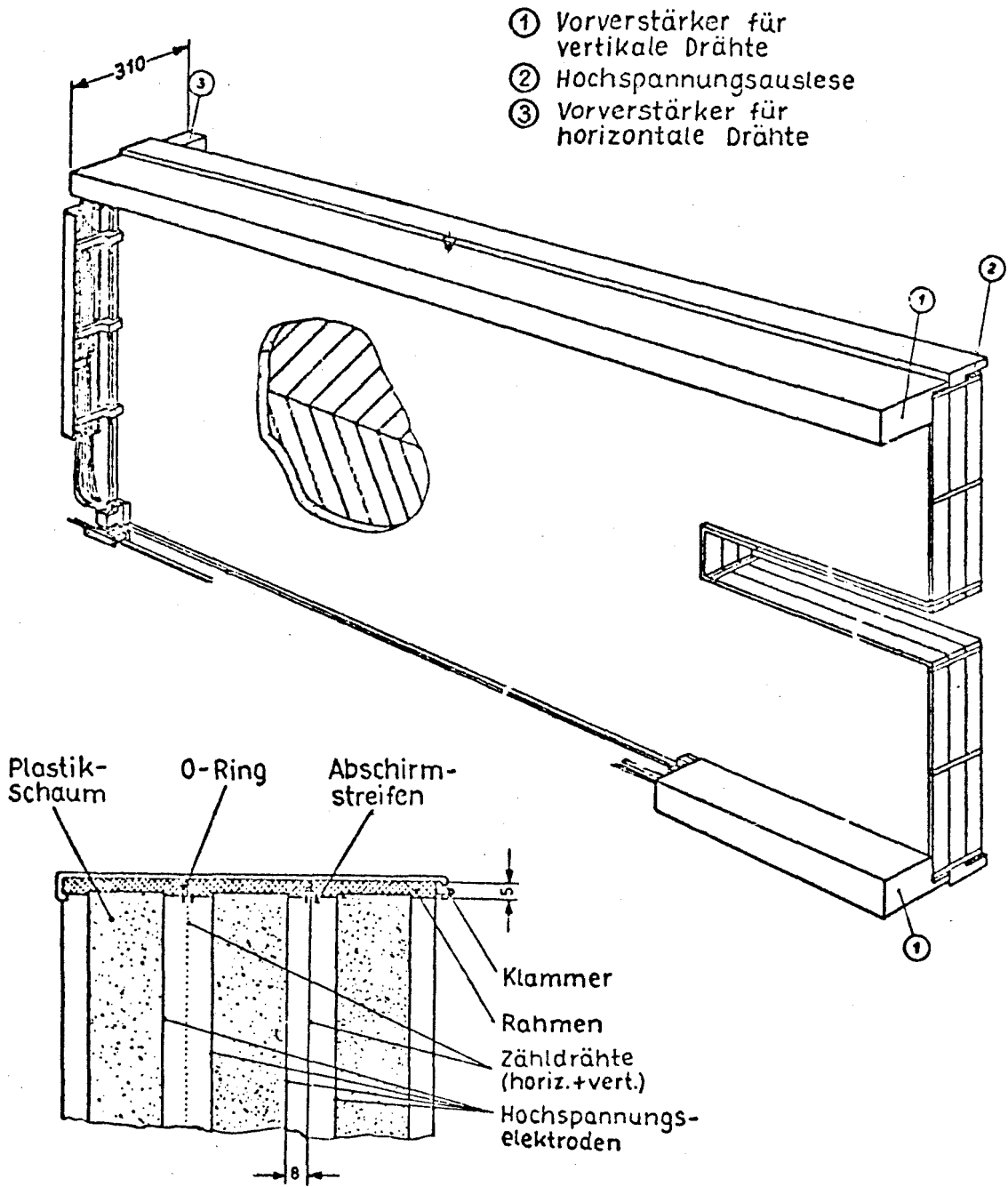


Abb. 4: Aufriß einer SFM-Proportionalkammer

#### 2.2.4 Signalverarbeitung

Das Signal eines Zähldrahtes wird in einem in der Nähe der Kammer angeordneten Vorverstärker verstärkt und gelangt über 66 m lange, paarweise verdrehte Kabel in den Meßraum. Dort erfolgt die Weiterverarbeitung der Signale in drei Stufen:

- eine schnelle Logik ("schnelle Entscheidung") verwirft Ereignisse, die die Triggerbedingung offensichtlich nicht erfüllen;
- eine langsame Logik ("langsame Entscheidung") entscheidet innerhalb von 2  $\mu$ s, ob das Ereignis ausgelesen werden soll;
- die Adressen der getroffenen Zähldrähte sowie die Informationen der Monitorzähler werden in einen On-line-Rechner\* eingelesen.

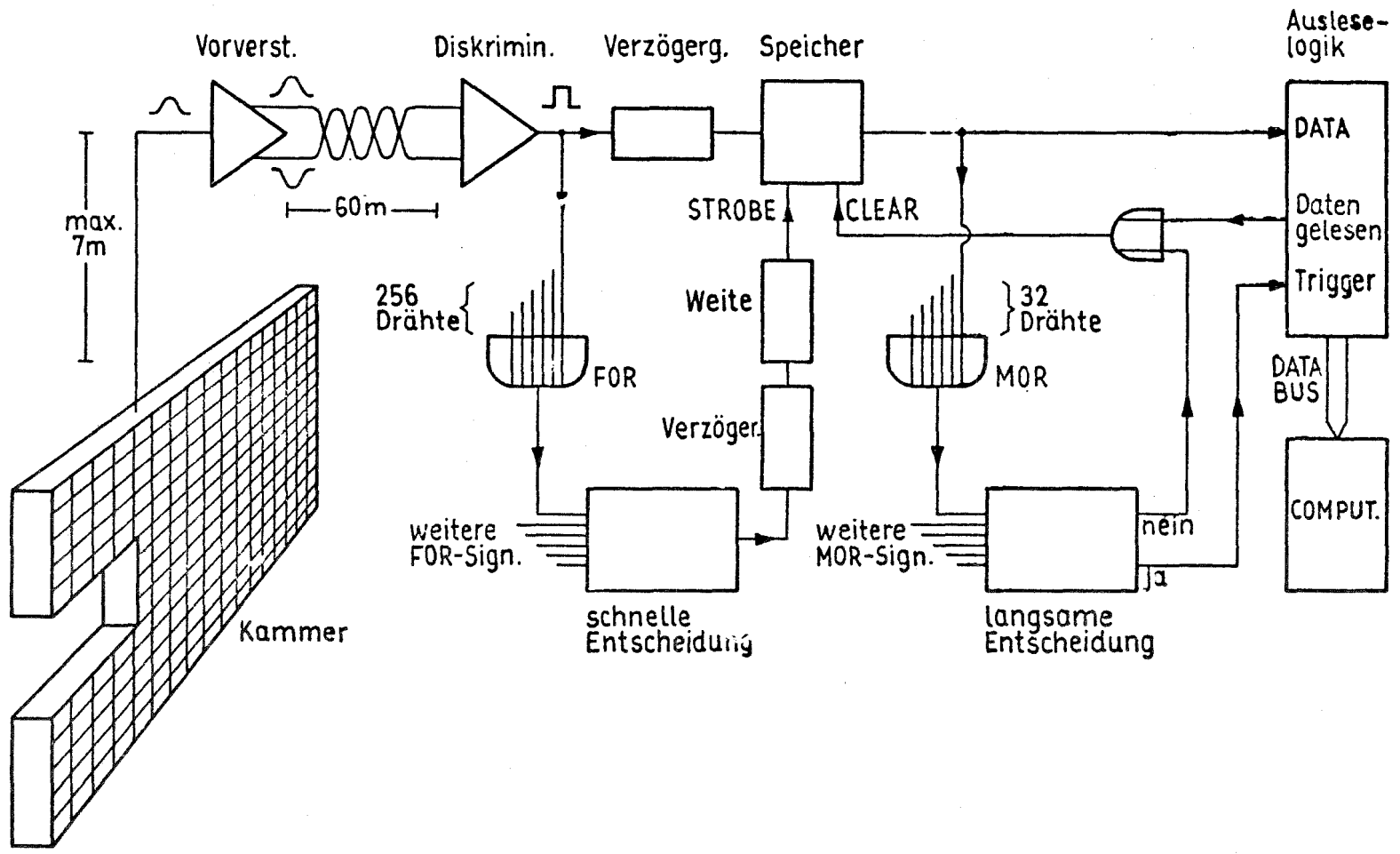
Abb. 5 zeigt das Schema der Kammerelektronik für einen Zähldraht<sup>15)</sup>.

Die Signale der Vorverstärker durchlaufen einen Diskriminator mit einstellbarer Schwelle. Dessen Ausgangssignal wird verzweigt: einerseits werden die Signale von je 256 Drähten einer Kammer zu einem schnellen Oder-Signal FOR zusammengefaßt, andererseits gelangt das Signal jedes einzelnen Drahtes nach einer Verzögerung von 490 ns an eine bistabile Speichereinheit. Während dieser 490 ns entscheidet eine schnelle Triggerlogik auf der Basis der FOR-Signale, ob die Kammerdaten gespeichert werden sollen. Wird eine FOR-Kombination von der schnellen Logik akzeptiert, so wird ein "Strobe"-Puls erzeugt, der die Kammerinformation in die Speicherzellen überträgt. Die Länge des Strobe-Signals beeinflußt die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern: bei zu kurzem Strobe können spät ankommenden Signale verloren gehen, bei zu langem Strobe besteht die Gefahr, daß sich die Signale mehrerer Ereignisse überlagern. Nach dem Einlesen der Signale in die Speicherzellen stehen Oder-Signale MOR von Gruppe zu je 32 Drähten als TTL-Niveaus für die langsame Entscheidung zur Verfügung.

---

\* EMR, 24 K Kernspeicher, 16 Bit-Worte

Abb. 5: Schema der Kammerelektronik



### 2.2.5 Trigger

Die in dieser Arbeit benutzten Daten werden unter zwei verschiedenen Triggerbedingungen aufgenommen:

- mit dem "Minimum Bias" (MB-) Trigger sollen alle Proton-Proton Wechselwirkungen erfaßt werden, die mindestens eine rekonstruierbare Spur im Detektor hinterlassen;
- der HIPT-Trigger dagegen selektiert Ereignisse, in denen ein Teilchen mit großem Transversalimpuls in einem bestimmten Bereich des Polar- und Azimutwinkels erzeugt wird<sup>15,16</sup>).

Der MB-Trigger wird bereits auf der Basis der FOR-Signale endgültig definiert. Um aus der Spur eines geladenen Teilchens dessen Impuls zu bestimmen, muß es mindestens in drei Kammern des Detektors registriert werden, d.h. in mindestens einem FOR der vertikalen und in mindestens einem FOR der horizontalen Drähte dreier Kammern muß gleichzeitig ein Signal vorliegen. Die MB-Triggerbedingung verlangt ferner, daß es sich um Kammern aus gleichen oder benachbarten Teilen des Detektors handelt. So erfüllen z.B. Signale aus drei Kammern eines Vorwärtsdetektors oder aus einer Kammer des Zentraldetektors und aus zwei Kammern eines Vorwärtsdetektors den MB-Trigger; ein Ereignis, bei dem zwei Kammern in einem und eine Kammer im anderen Vorwärtsdetektor angesprochen haben, wird dagegen verworfen, da es sich hierbei nicht um ein aus dem Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen handeln kann.

Der Minimum-Bias-Trigger erfaßt etwa 95% des inelastischen Wirkungsquerschnittes, Verluste treten lediglich unter diffraktiven Ereignissen niederer Multiplizität auf.

Im Vergleich zum Minimum-Bias-Trigger wird vom HIPT-Trigger eine wesentlich höhere Selektivität gefordert, da der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Teilchen mit hohem Transversalimpuls ( $> 2 \text{ GeV}/c$ ) mehrere Größenordnungen unter dem Produktionsquerschnitt bei kleineren Transversalimpulsen ( $< 1 \text{ GeV}/c$ ) liegt. Dazu werden sowohl auf der Ebene der schnellen wie der langsamen Entscheidung sog. "Triggerstraßen" definiert. Als "Straße"

bezeichnet man eine Koinzidenz der Signale jener Drahtgruppen, die ein Teilchen treffen muß, das mit gegebenem Impuls in einen festgelegten Polar- und Azimutwinkel emittiert wird. Die Breite einer Straße entspricht 256 Drähten, also 51.2 cm, für die schnelle und 32 Drähten, also 6.4 cm, für die langsame Entscheidung. Ein Teilchen mit zu kleinem Impuls  $p$  wird vom Magnetfeld stärker abgelenkt und verläßt die Triggerstraße. Bei festem Polarwinkel  $\theta$  hat das Teilchen einen minimalen Transversalimpuls

$$p_{\perp} = p_{\text{MINIMAL}} * \sin \theta \quad .$$

Der HIPT-Trigger ist als "Oder" mehrerer nebeneinanderliegender Straßen definiert.

Trotz der einschränkenden Bedingungen werden etwa 80% der Trigger durch zufällige Koinzidenzen ausgelöst, nur 20% der Ereignisse enthalten ein Teilchen mit  $p_{\perp} > 2 \text{ GeV}/c$ .

#### 2.2.6 Güte des Detektorsystems

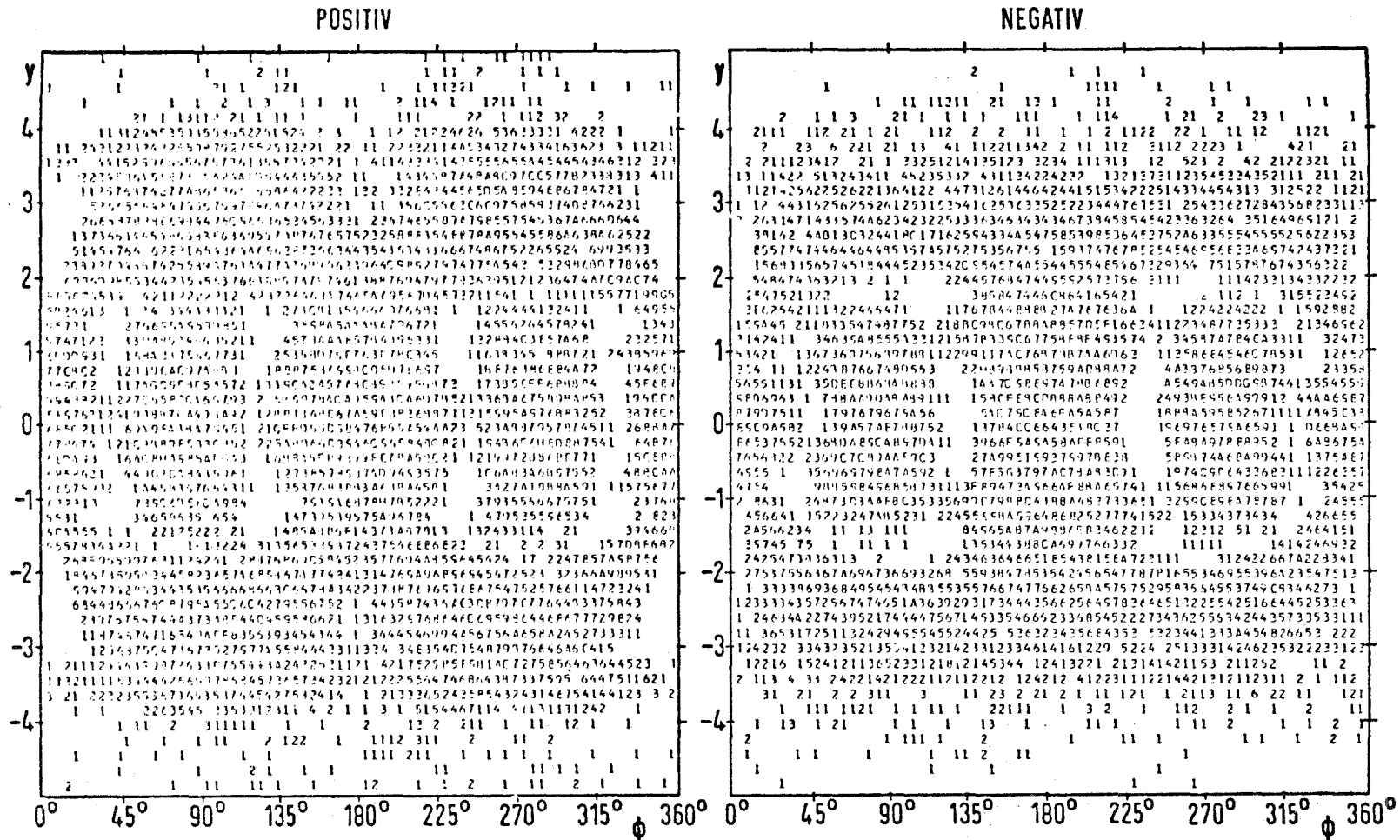
Einen Überblick über die Akzeptanz des Split-Field-Spektrometers gibt Abb. 6, in der die Verteilung nachgewiesener Sekundärteilchen im Azimutwinkel  $\phi$  und in der Rapidität  $y$  im Schwerpunktsystem dargestellt ist. Die Reaktionsenergie beträgt  $\sqrt{s} = 52.5 \text{ GeV}$ .

Die Rapidität  $y$  eines Teilchens mit der Energie  $E$  und der Impulskomponente  $p_x$  in Richtung der Primärteilchen ist definiert als

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_x}{E - p_x} \right) \approx - \ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (\text{siehe auch 3.1.1})$$

$y$  stellt ein Maß für den Polarwinkel  $\theta$  dar.

Abb. 6: Dichte der positiven bzw. negativen Spuren als Funktion der Rapi-  
dität und des Azimutwinkels



Aus kinematischen Gründen ist der Rapiditätsbereich für Sekundärteilchen auf  $\pm 4$  Einheiten beschränkt. Die Teilchen werden in grober Näherung homogen in der  $y/\phi$ -Ebene erzeugt.

Die Akzeptanzverluste bei kleinem  $|y|$  und Azimutwinkeln um  $45^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $225^\circ$  und  $315^\circ$  kennzeichnen die Übergänge zwischen den Kammernpaketen des Zentraldetektors sowie zwischen Zentral- und Vorwärtsdetektor; die Verluste bei großem  $y$  im Azimutbereich um  $0^\circ$  und  $180^\circ$  sind eine Folge der Ausschnitte in den Kammern des Vorwärtsdetektors.

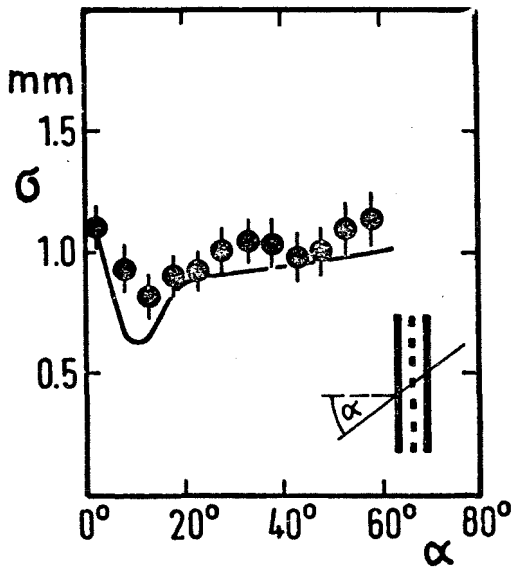
Als geometrische Akzeptanz bezeichnet man die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen die zur Rekonstruktion seiner Bahn erforderlichen drei Kammern trifft, ohne vorher mit der Materie des Detektors wechselzuwirken oder zu zerfallen. Die geometrische Akzeptanz des SFM liegt für typische Ereignisse bei 62%, gemittelt über alle Transversalimpulse und Winkel. Von den restlichen 38% aller Teilchen verlassen 9% das Strahlrohr nicht, 4% treffen keine Kammer des Detektors und 35% treffen weniger als drei Kammern<sup>17)</sup>.

Die geometrische Akzeptanz steigt mit wachsendem Transversalimpuls  $p_\perp$  der Teilchen, bei  $p_\perp > 0.25$  GeV/c können etwa 70% der Teilchen nachgewiesen werden.

Trifft ein Teilchen eine Kammer, so erzeugt es in  $\geq 99.98\%$  aller Fälle ein Signal auf mindestens einen Zähl draht. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Hochspannungstreifen liegt bei 97.5%<sup>13)</sup>.

Da beim Durchgang eines Teilchens meist mehrere Zähl drähte ansprechen, kann der Ort des Teilchens aus dem Mittelwert der Drahtkoordinaten mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Die erreichbare Ortsauflösung hängt vom Einfallswinkel  $\alpha$  des Teilchens ab, sie liegt bei  $\sigma \approx 0.6$  mm im Vorwärtsdetektor und bei  $\sigma \approx 1$  mm im Zentraldetektor. In großen Bereichen des Detektors wird dadurch eine Impulsauflösung  $\Delta p/p$  von besser als 5% ermöglicht.





Ortsauflösung einer Kammer des Zentraldetektors als Funktion des Einfallswinkels  $\alpha$  eines Teilchens. Die theoretisch berechnete Auflösung<sup>18)</sup> ist als durchgezogene Linie eingetragen.

Die zeitliche Auflösung eines Zähldrahtes beträgt ca. 60 ns, der Zeitpunkt einer Wechselwirkung kann aus einem "Oder" aller Zähldrähte mit etwa 10 ns Fehler bestimmt werden. Bei der benutzten STROBE-Länge von 161 ns werden alle Kammersignale sicher erfaßt. Die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Ereignisse gleichzeitig registriert werden, liegt bei wenigen Prozent.

### 2.3 Analyse der Daten

Die Rekonstruktion von Spuren geladener Sekundärteilchen aus den Adressen der getroffenen Zähldrähte erfolgt durch die Programme MARC und NICOLE.

Das Programm MARC<sup>19)</sup> dient zur Erkennung von Spurkandidaten. Es erhält als Eingabedaten die Adressen der getroffenen Drähte, die Position der Kammer Ebenen sowie eine Parametrisierung des Magnetfeldes des SFM und berechnet daraus Signalkombinationen für mögliche Spurkandidaten, deren Ladung und ungefähren Impulse sowie ein Kompatibilitätssmuster, das anzeigt, ob der Spurkandidat mit anderen Kandidaten Signale gemeinsam hat.

Zur Erkennung von Spurkandidaten werden zuerst Signale von benachbarter Zählröhren zu Signal -"Clustern" zusammengefaßt und deren Ortskoordinate berechnet. Mit Hilfe der Information der Hochspannungstreifen werden dann aus den Koordinaten der vertikalen bzw. horizontalen Drahtcluster Raumpunkte gebildet. Je drei Raumpunkte verschiedener Kammern werden probe-weise zu einer Spur zusammengefaßt. Durch Anpassen einer Geraden an die vom Magnetfeld unbeeinflusste y/z Projektion der Spur können unrealistische Punktkombinationen schnell verworfen werden. Über die Korrelationsmatrix der Koordinaten wird ferner entschieden, ob die Spur aus der Umgebung des Wechselwirkungspunktes stammt.

Für die weiteren Tests wird an die Spur eine "Quintic Spline"-Kurve<sup>21)</sup> angepaßt. Bei der Quintic-Spline Anpassung wird das Magnetfeld durch eine Spline-Kurve dritten Grades beschrieben und über die Bewegungsgleichungen mit den Ableitungen der Bahnkurve kombiniert. Befinden sich zwischen den Kammern des Triplets weitere Kammern, so werden diese mit Hilfe der Quintic-Spline Parametrisierung nach weiteren zur Spur gehörenden Punkten durchsucht. Wird mehr als ein Punkt pro Spur vermißt, so wird der Kandidat verworfen. Entspricht das  $\chi^2$  der Spline-Anpassung an alle gefundenen Punkte einer Konfidenzgrenze von 1% oder besser und unterscheidet sich die Spur in mindestens einem Punkt von den bisher gefundenen Spuren, so wird die Koordinatenkombination von MARC als endgültige Spur gespeichert.

Das Geometrieprogramm NICOLE<sup>20)</sup> selektiert die von MARC gefundenen Spurkandidaten. Die Spuren werden mit einer Iterationsmethode durch das Magnetfeld verfolgt und bei Abweichungen der Spurpunkte verworfen. Falls Spurkandidaten inkompatibel sind, d.h. mehrere gemeinsame Koordinatenpunkte haben, wird die maximale Zahl kompatibler Spuren gesucht. Aus diesen Spuren wird ein gemeinsamer Vertex bestimmt; nicht aus diesem Vertex stammende Spuren werden ebenfalls verworfen.

Als Ergebnis erhält man Ladung und Impuls aller akzeptierten Spuren sowie die Vertexkoordinaten und eine entsprechende Fehlermatrix.

Das Programm MARC erkennt ca. 92% aller rekonstruierbaren Spuren.

Allerdings werden auch Spuren gefunden, deren Ursprung nicht die Wechselwirkung primärer Protonen sondern eine Untergrundreaktion ist. Ihr Anteil beträgt etwa 9%. Weitere 13% der gefundenen Spuren entsprechen falschen Kombinationen ("Geisterspuren")<sup>22)</sup>.

Die Zahl der Untergrund- und Geisterspuren wird in NICOLE auf je 3% reduziert<sup>85)</sup>.

#### 2.4 Akzeptanzkorrektur

Zur Berechnung von Teilchendichten müssen die Akzeptanzverluste des Detektors korrigiert werden. Dazu wird jedes beobachtete Teilchen mit einem Gewicht  $g(y)$  gewertet;

$$g(y) = \frac{1}{\varepsilon(y)} \quad ;$$

$\varepsilon$  ist die Wahrscheinlichkeit mit der das Teilchen nachgewiesen wird.  $y$  steht hier für den vollständigen Satz kinematischer Variablen und Quantenzahlen des Teilchens. Um in der Darstellung von Teilchendichten auch kleine Phasenraumintervalle mit  $\varepsilon=0$  zu berücksichtigen, bestimmt man i.a.  $g$  bzw.  $\varepsilon$  gemittelt über ein Phasenraumintervall  $i$  der Ausdehnung  $\Delta y$ . Die Teilchen in diesem Intervall werden mit einem Gewichtungsfaktor

$$g_i = \frac{\int \rho(y) dy}{\int_{\Delta y} \rho_S(y) dy}$$

gewertet.  $\rho$  ist die Dichte der erzeugten und  $\rho_S$  die Dichte der nachgewiesenen Teilchen.

$\rho$  und  $\rho_S$  können z.B. durch eine Monte-Carlo-Simulation des Erzeugungsprozesses und des Detektors berechnet werden. Die Akzeptanzkorrektur ist nun allerdings nicht mehr modellunabhängig: unterscheidet sich die reale Teilchendichte  $\rho'$  von der zur Berechnung der Akzeptanz angenommenen Dichte  $\rho$ , so ist die Akzeptanzkorrektur  $g_i$  mit einem Fehler der Größenordnung

$$\Delta g_i \propto \frac{d}{dy} \left( \frac{\rho'(y)}{\rho(y)} \right) * \Delta y \quad (2.1)$$

behaftet.

$\Delta y$  muß so groß gewählt werden, daß in keinem Intervall die Akzeptanz identisch 0 ist.

Für die Analyse von Teilchendichten am SFM erwiesen sich Rapiditätsintervalle von 0.4 Einheiten und Azimutintervalle von  $30^\circ$  (in einigen Spezialfällen  $20^\circ$ ) als günstig. Der Transversalimpulsbereich wurde in Intervalle mit den Grenzen

$$0.100 - 0.175 - 0.250 - 0.400 - 0.600 - 0.900 - 1.400 \frac{\text{GeV}}{c}$$

eingeteilt.

Die Methode der Monte-Carlo Simulation des Detektors zur Bestimmung von  $g_i$  hat folgende Nachteile

- die generierten Ereignisse müssen wie die realen Ereignisse analysiert werden. Bei gleichem statistischen Fehler bedeutet das eine Verdopplung der erforderlichen Rechenzeit;
- analysiert man die generierten Ereignisse nach einfacheren Gesichtspunkten, wie der geometrischen Akzeptanz, so werden Verluste des Spurenerkennungsprogramms nicht korrigiert;
- Akzeptanzverluste mit unbekannter Ursache, z.B. ausgefallene Zähldrähte, werden nicht berücksichtigt.

In dieser Arbeit wird deshalb ein anderes Verfahren zur Akzeptanzkorrektur benutzt, das Symmetrieeigenschaften der inklusiven Wirkungsquerschnitte ausnutzt.

In Proton-Proton-Wechselwirkungen mit unpolarisierten Primärteilchen ist die Verteilung der Sekundärteilchen im Schwerpunktsystem unabhängig vom Azimutwinkel  $\phi$  und symmetrisch in  $y$ .

$$\left(\frac{dn}{dyd\phi}\right)_{y_0} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{dn}{dy}\right)_{y_0} \quad (2.2)$$

$$\left(\frac{dn}{dyd\phi}\right)_{y_0} = \left(\frac{dn}{dyd\phi}\right)_{-y_0} \quad (2.3)$$

Außerdem ist  $\frac{dn}{dy}$  stetig in  $y$  <sup>1)</sup> und kann im Zentralbereich durch eine Parabel beschrieben werden

$$\left(\frac{dn}{dy}\right) \approx ay^2 + b ; \quad |y| \leq 2 \quad (2.4)$$

Sei nun  $n_{ijk}$  die mittlere gemessene Teilchendichte im Phasenraumintervall um  $y_i$ ,  $p_{1j}$  und  $\phi_k$ , wobei die Intervalle  $\Delta y$ ,  $\Delta p_{1j}$  wie oben definiert sind und  $\Delta\phi$  auf  $10^\circ$  verkleinert wurde. Ein Vergleich mit Tabellen der geometrischen Akzeptanz zeigt, daß bei festem  $i, j$  praktisch immer ein Azimutintervall  $k_0(i, j)$  existiert, in dem der Detektor seine maximale Akzeptanz von ca. 95% erreicht und in dem nur geringe Verluste durch das Spurenerkennungsprogramm zu erwarten sind. Die Akzeptanzen der restlichen  $\phi$ -Intervalle werden nun durch Vergleich mit dem maximalen Intervall ermittelt.

Zuvor werden die Dichten  $n_{ij} = n_{ijk_0}$  wegen (2.3) in  $y$  symmetrisiert und gemäß (2.4) aneinander angeglichen. Aus den korrigierten Dichten  $\tilde{n}_{ij}$  werden die Gewichte  $g_{ijk}$  bestimmt

$$g_{ijk} = \tilde{n}_{ij}/n_{ijk}$$

bzw. um die Intervallbreite von  $30^\circ$  zu erhalten

$$g_{ijk'} = \frac{3 \tilde{n}_{ij}}{n_{ijk} + n_{ijk+1} + n_{ijk+2}}$$

Um den statistischen Fehler von  $\tilde{n}_{ij}$  zu verringern, wird nicht die Dichte des  $\phi$ -Intervalls mit maximaler Teilchenrate zur Normierung benutzt sondern der Mittelwert aus den fünf maximalen Intervallen. Die Korrekturen der  $\tilde{n}_{ij}$  durch Anwendung von (2.3) und (2.4) sind gering und liegen für  $p_{\perp} > 0.25$  GeV/c bei einigen Prozent. Die Akzeptanzkorrektur wird für positive und negative Teilchen getrennt ausgeführt.

Bei der Analyse der Daten wie auch bei der Berechnung der Akzeptanztafeln werden nur Teilchen benutzt, deren Impuls mit einer Genauigkeit  $\Delta p/p$  von besser als 40% bekannt ist.

Zur Untersuchung von Zweiteilchenkorrelationen in Prozessen der Art

$$pp \rightarrow h + h' + X$$

werden zusätzliche Schnitte eingeführt, da erfahrungsgemäß die Wahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion der Spur eines zweiten Teilchens  $h'$  abnimmt, falls  $h$  und  $h'$  im Phasenraum benachbarte Teilchen sind. Im folgenden werden deshalb nur Teilchenpaare mit einem Azimutabstand von wenigstens  $5^\circ$  und einem Rapidityabstand von mindestens 0.2 Einheiten berücksichtigt und die Teilchendichte dann zu kleineren Abständen hin extrapoliert.

Abb. 7 zeigt den Einfluß der Korrektur auf die longitudinale und azimutale Teilchendichte für Ereignisse mit hoher Multiplizität. Zur Bildung der  $y$ -Verteilung bzw. zur Berechnung der Akzeptanz wurden unabhängige Teilmenen der MB-Daten verwendet. Die korrigierte Rapidityverteilung zeigt in Übereinstimmung mit Messungen bei niedrigeren Energien ein nur schwach ausgeprägtes Plateau im Zentralbereich<sup>1)</sup>.

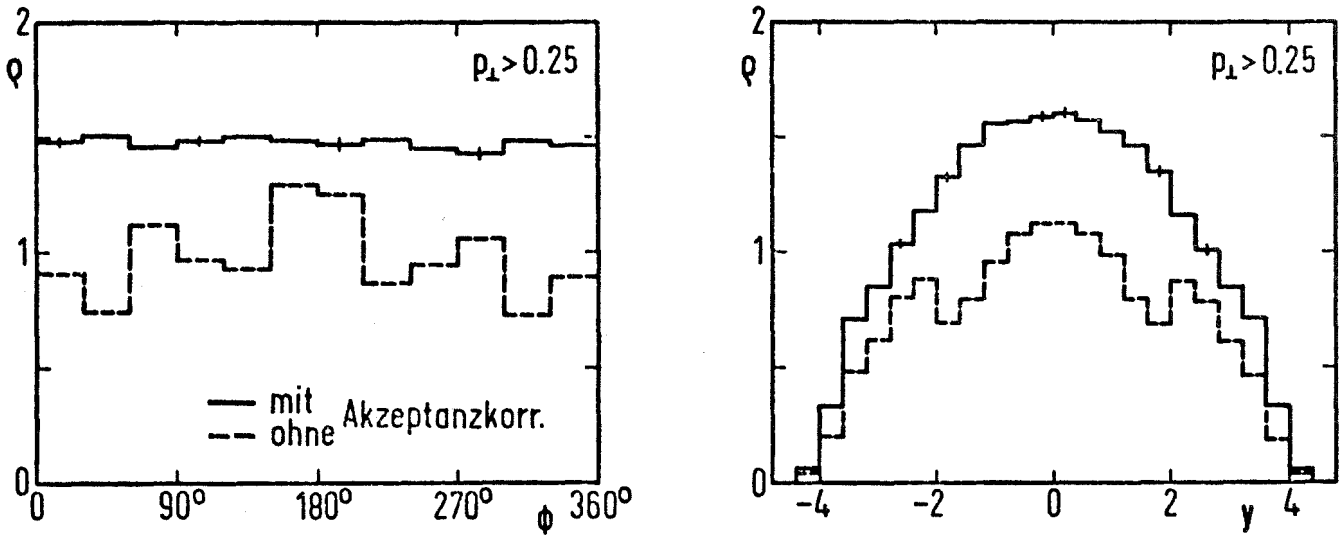


Abb. 7: Einfluß der Akzeptanzkorrektur auf die Teilchendichte  $\rho$  (gemessen in  $1/\text{Rap.einheit} \cdot \text{rad}$ ) für Teilchen mit  $p_{\perp} > 0.25$  GeV/c in Ereignissen hoher Multiplizität

Die mit den Korrekturfaktoren gewichtete Verteilung der Transversalimpulse folgt dem für hadronische Reaktionen typischen Abfall

$$\frac{dN}{dp_{\perp}^2} \sim e^{-6p_{\perp}} \quad (p_{\perp} \text{ in } \frac{\text{GeV}}{c}) \quad . \quad (\text{Abb. 8})$$

Die Qualität der Akzeptanzkorrektur kann ferner über die mittlere sichtbare Ladung der Ereignisse beurteilt werden. Der durch Summation über alle beobachteten Ladungen und Extrapolation auf  $p_{\perp} \geq 0$  für Ereignisse mittlerer Multiplizität ermittelte Wert von  $Q = 1.15 \pm 0.05$  verbessert sich nach Einführung der Akzeptanzkorrektur auf  $Q_{\text{korr}} = 1.95 \pm 0.10$  in Übereinstimmung mit dem exakten Wert  $Q = 2.0$ .

Nach der Korrektur noch verbleibende Teilchenverluste werden auf weniger als 10% abgeschätzt.

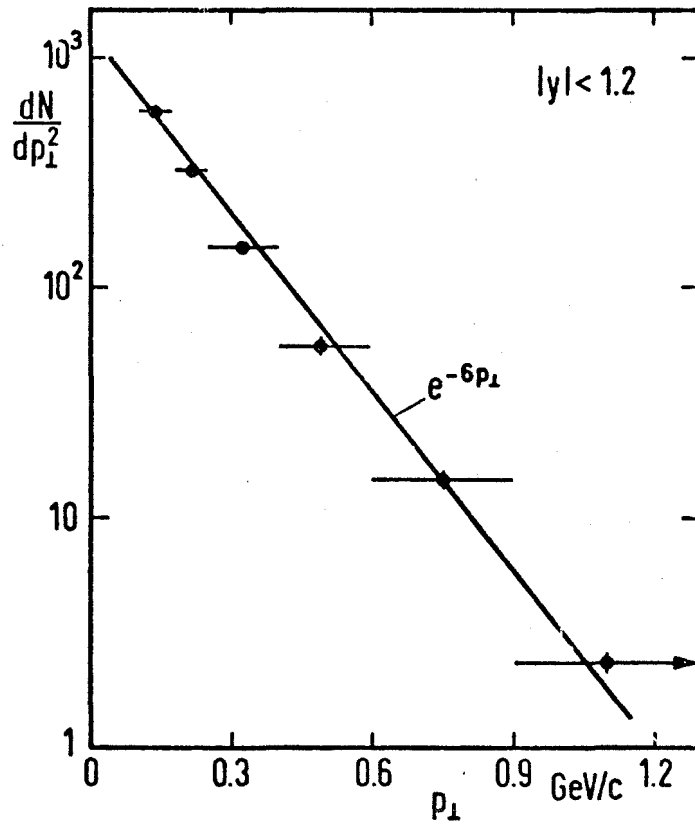


Abb. 8: Korrigierte invariante Teilchendichte  $dN/dp_1^2$  im Zentralgebiet  $|y| < 1.2$  in normalen inelastischen Ereignissen



### 3. VIELTEILCHENPRODUKTION BEI HOHEN ENERGIEN

#### 3.1 Kinematik und Definitionen

##### 3.1.1 Kinematik

Die Kinematik eines in der Reaktion  $pp \rightarrow h + x$  erzeugten Hadrons  $h$  der Masse  $m$  wird im Schwerpunktsystem der Reaktion durch folgende Größen beschrieben:

- Longitudinalimpuls  $p_L$  bezüglich der Richtung  $\bar{n}$  der primären Protonen
- Transversalimpuls  $p_{\perp}$  bezüglich  $\bar{n}$
- Azimutwinkel  $\phi$  bezüglich einer Normalen auf  $\bar{n}$ .

Die Energie  $E$  des Teilchens ist ( $c \equiv 1$ )

$$E = (m^2 + p_L^2 + p_{\perp}^2)^{1/2} .$$

Anstelle von  $p_L$  wird häufig die Feynman-Variable  $x = 2p_L/\sqrt{s}$  bzw. die Rapidität  $y = \frac{1}{2} \ln (E+p_L/E-p_L)$  eingeführt.

$x$  dient zur Beschreibung von Skaleneigenschaften in der Fragmentation angeregter Nukleonen nahe der Phasenraumgrenze  $|x| = 1$ ;  $y$  dagegen dehnt wegen  $dy = dp_L/E$  den Bereich kleiner Longitudinalimpulse und wird bevorzugt zur Beschreibung zentral produzierter Teilchen benutzt.

Rapiditätsdifferenzen  $\Delta y$  und damit auch Teilchendichten  $dn/dy$  sind invariant unter Lorentztransformationen entlang der longitudinalen Achse. Es gilt:

$$\begin{aligned} p_L &= m_{\perp} \sinh y \\ E &= m_{\perp} \cosh y \end{aligned} \tag{3.1}$$

mit der transversalen Masse  $m_{\perp}$

$$m_{\perp} = (m^2 + p_{\perp}^2)^{1/2} \quad (3.2)$$

Da im SFM nur der Impuls eines Teilchens gemessen wird, ist zur Berechnung von  $y$  eine Massenhypothese erforderlich.

Dazu gilt die Konvention:

positive Sekundärteilchen mit  $x > 0.5$  sind Protonen;  
alle anderen Teilchen werden als Pionen behandelt .

Diese Annahme minimiert die Zahl falscher Zuordnungen, da der im Zentralgebiet dominierende Wirkungsquerschnitt für Pionenproduktion mit wachsendem  $x$  steil abfällt und bei  $x \sim 0.4 \dots 0.5$  etwa die Größe des konstanten Wirkungsquerschnitts der Protonenproduktion erreicht<sup>2)</sup>.

Der bei einer Reaktionsenergie  $s^{1/2}$  zugängliche Phasenraumbereich

$$\{p_{\perp}, p_L \mid (m^2 + p_{\perp}^2 + p_L^2)^{1/2} \leq \frac{\sqrt{s}}{2}\}$$

wir auf ein Rapiditätsintervall der Länge

$$Y = \ln \frac{S}{m} \quad (\text{für } S \gg m^2) \quad (3.3)$$

abgebildet.

Bei ISR-Energien ( $\sqrt{s} \approx 52$  GeV) ist der Rapiditätsbereich der Sekundärteilchen -  $Y \approx 8$  für Protonen - groß gegen die Reichweite lokaler Korrelationen -  $Y \approx 2 \dots 3$  .

### 3.1.2 Einteilchendichten

In der Reaktion  $pp \rightarrow h + x$  werde ein bestimmter Endzustand, gekennzeichnet z.B. durch seine Multiplizität oder durch das Auftreten eines Teilchens mit hohem Transversalimpuls, mit einem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines Hadrons  $h$  in Ereignissen dieses Typs sei  $\sigma_h = \sigma_h(y, p_{\perp}, \phi \dots)$ . Die Größe

$$\rho^h = \frac{\sigma_h}{\sigma}$$

wird als inklusive Dichte von  $h$  bezeichnet. In der vorliegenden Arbeit wird meist die bezüglich der Lorentztransformation in longitudinaler Richtung invariante Dichte

$$\rho^h = \rho^h(y, p_{\perp}, \phi) = \frac{d^3 n}{dy d\phi dp_{\perp}^2}$$

benutzt; ferner gilt die Konvention, daß über nicht aufgeführte Variablen integriert wird, z.B.

$$\rho(y) = \iint \rho(y, p_{\perp}, \phi) dp_{\perp}^2 d\phi$$

Teilchendichten werden immer auf die Einheiten GeV/c und rad bezogen.

Offensichtlich gilt

$$\int \rho(y) dy = \langle n_h \rangle \quad ,$$

wobei  $\langle n_h \rangle$  die mittlere Anzahl von Hadronen  $h$  in dem gegebenen Ereignistyp ist.

Seien  $\rho^+$ ,  $\rho^-$  die Dichten positiver bzw. negativer Teilchen, dann gilt für die gesamte Teilchendichte  $\rho$  und für die Ladungsdichte  $q$

$$\rho = \rho^+ + \rho^-$$

$$q = \rho^+ - \rho^-$$

sowie

$$\int q(y) dy = 2$$

wegen der positiven Ladung der primären Protonen.

### 3.1.3 Zweiteilchenkorrelationen

Sei  $\rho^{h_1 h_2}(y_1, y_2, \dots)$  die analog zur Einteilchendichte definierte Zweiteilchendichte des Prozesses  $pp \rightarrow h_1 + h_2 + x$ .

Die Korrelationsfunktion  $C$  ist definiert als

$$C^{h_1 h_2}(y_1, y_2) = \rho^{h_1 h_2}(y_1, y_2) - \rho^{h_1}(y_1) \rho^{h_2}(y_2) \quad (3.4)$$

die Variable  $y$  steht für eine beliebige Kombination kinematischer Variablen des Teilchens.

$C$  beschreibt die Abweichung der beobachteten Zweiteilchendichte von der unter Annahme unabhängiger Emission beider Teilchen berechneten Dichte. Für die Normierung von  $C$  gilt

$$\iint_V C^{h_1 h_2}(y_1, y_2) dy_1 dy_2 = \begin{cases} 0 & \text{für unterscheidbare Teilchen} \\ \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2 & \text{für identische Teilchen} \end{cases} \quad (3.5)$$

wobei  $\langle n \rangle$  die mittlere Zahl von Teilchen des Typs  $h$  in dem untersuchten Phasenraumvolumen  $V$  ist.

In vielen Fällen ist es günstiger, anstelle von  $C$  die normierte Korrelationsfunktion  $C'$  zu benutzen

$$C' = \frac{\rho^{h_1 h_2}(y_1, y_2)}{\rho^{h_1}(y_1) \rho^{h_2}(y_2)} - 1 \quad (3.6)$$

$C'$  wird nicht von der Akzeptanz des Detektors beeinflusst, falls sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für zwei Teilchen als Produkt der einzelnen Nachweiswahrscheinlichkeiten darstellen läßt.

Um den Vergleich von Korrelationen für verschiedene Ladungskombinationen (z.B.  $\pi^+ \pi^-$  und  $\pi^+ \pi^+$ ,  $\pi^- \pi^-$ ) zu erleichtern, wird im folgenden eine modifizierte Korrelationsfunktion benutzt

$$C' = \alpha \frac{\rho^{h_1 h_2}(y_1, y_2)}{\rho^{h_1}(y_1) \rho^{h_2}(y_2)} - 1 \quad (3.7)$$

$$\alpha = \begin{cases} 1 & \text{für unterscheidbare Teilchen} \\ \langle n^2 \rangle / \langle n(n-1) \rangle & \text{für identische Teilchen} \end{cases} .$$

In dieser Definition gilt bei Abwesenheit von Korrelationen

$$C' = 0$$

sowohl für identische als auch für unterscheidbare Teilchen.

### 3.1.4 Teilchen-Rest-Korrelationen

Zur Beschreibung des Einflusses der Eigenschaften eines Hadrons  $h$  auf die Struktur des Restteilchensystems  $R$  in der Reaktion



eignet sich folgende Nomenklatur, in der das Teilchensystem  $R$  im Sinne eines hadronischen Kontinuums verstanden wird:

Sei  $\rho_h^R$  die analog zur inklusiven Einteilchendichte definierte Dichte des Restes  $R$ .  $\rho$  kann dabei eine Teilchen-, Ladungs- oder Impulsdichte sein.

$\rho_h^R(y, p_{\perp}, \phi)$  wird i.a. noch von  $y_h$ ,  $p_{\perp h}$ ,  $\phi_h$  und den Quantenzahlen von  $h$  abhängen. Die Hypothese der kurzreichweitigen Ordnung (SRO) besagt, daß  $\rho_h^R$  nicht von  $y$  und  $y_h$  einzeln, sondern nur von  $\Delta y = |y - y_h|$  abhängt und daß der Einfluß von  $h$  auf  $R$  verschwindet, falls  $\Delta y$  groß gegenüber einer energieunabhängigen Korrelationslänge  $\lambda$  wird, d.h.

$$\text{SRO: } \rho_h^R(y, p_{\perp}, \phi) \rightarrow \rho(y, p_{\perp}, \phi) \quad \text{für } |y - y_h| \gg \lambda \text{ und } \sqrt{s} \rightarrow \infty$$

Im weiteren seien  $\rho_h^R$ ,  $q_h^R$  die Teilchen bzw. Ladungsdichte in  $R$ .

Zur Untersuchung der Ladungserhaltung wird die Größe  $\Delta Q$  definiert

$$\Delta Q_h^R = - \left\{ \underset{\text{Hadron } h}{q_{\text{positives}}^R} - \underset{\text{Hadron } h}{q_{\text{negatives}}^R} \right\} \quad (3.8)$$

Aus der Ladungserhaltung folgt die Normierung

$$\int \Delta Q_h^R = 2$$

$\Delta Q$  beschreibt den Einfluß der Ladung eines Teilchens auf die Ladungsdichte

der restlichen Sekundärteilchen. Die Annahme der lokalen Erhaltung von Quantenzahlen (LCQ), speziell der Ladung (LCC), fordert

$$\Delta Q_h^R(y) \rightarrow 0 \quad \text{für} \quad |y - y_h| \gg \lambda \quad .$$

Der Transversalimpuls  $p_{\perp h}$  des Teilchens  $h$  wird von der Transversalimpuls-kompensationsdichte  $P_{xh}^R$  von  $R$  ausgeglichen

$$P_{xh}^R(y) = \iint \rho_h^R(y, p_{\perp}, \phi) \cdot p_x \, dp_{\perp}^2 \, d\phi \quad . \quad (3.9)$$

Dabei ist

$$p_x = -p_{\perp} * \cos(|\phi - \phi_h|) \quad ,$$

die dem  $\vec{p}_{\perp}$  des Hadrons  $h$  entgegengerichtete Transversalimpulskomponente eines Teilchens aus  $R$ .

Offensichtlich gilt

$$\int P_{xh}^R(y) \, dy = p_{\perp h} \quad .$$

Im folgenden werden  $\Delta Q_h^R$  und  $P_{xh}^R$  meist mit  $\Delta Q$  und  $P_x$  abgekürzt.

### 3.2 "Normale" Ereignisse

#### 3.2.1 Phasenraumstruktur

Die Vielteilchenerzeugung bei hohen Energien wird durch folgende Eigenschaften charakterisiert<sup>24)</sup>:

- die Zahl der erzeugten Sekundärteilchen steigt nur logarithmisch mit der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{S}$  an, d.h. die Reaktionsenergie wird bevorzugt in kinetische Energie der Sekundärteilchen umgesetzt. Für die mittlere Zahl  $\langle n_{ch} \rangle$  geladener Teilchen in Proton-Proton Wechselwirkungen gilt

$$\langle n_{ch} \rangle \approx -4 + 2 \ln S \quad (S \text{ in } \text{GeV}^2)$$

- die Transversalimpulsverteilung fällt mit wachsendem  $p_{\perp}$  schnell ab; für zentral erzeugte Pionen gilt z.B.

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \propto e^{-6p_{\perp}} \quad (p_{\perp} \text{ in } \text{GeV}/c)$$

- der invariante Wirkungsquerschnitt

$$E \frac{d^2\sigma}{dp^2} = \frac{2E}{\sqrt{s}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_{\perp}^2} \quad ; \quad x = \frac{2p_L}{\sqrt{s}}$$

fällt für Pionen, Kaonen und Antiprotonen mit wachsendem  $x$  schnell ab, für Protonen ist  $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$  annähernd konstant für  $0.2 \leq x \leq 0.9$ .

Im Mittel wird also fast die Hälfte des verfügbaren Longitudinalimpulses auf ein einzelnes Proton übertragen. Dieser Effekt ist als "Leading-Particle"-Effekt bekannt

- in Proton-Proton Kollisionen werden bevorzugt Pionen erzeugt; so sind



für  $x < 0.4$  z.B. 85% aller Teilchen Pionen

- man beobachtet energieunabhängige, positive Korrelationen zwischen Sekundärteilchen, die nicht durch kinematische Effekte erklärt werden können.

Zwei für dieses Verhalten verantwortliche Produktionsmechanismen lassen sich bei ISR-Energien relativ klar separieren<sup>23,25)</sup>.

Bei kleinen Multiplizitäten überwiegt die diffraktive Anregung eines oder beider Protonen. Die angeregten Protonen fragmentieren in ein Nukleon und Pionen. Abb. 9a und 9b verdeutlichen den Prozeß. Abb. 9c und 9d zeigt die typische Signatur derartiger Ereignisse.

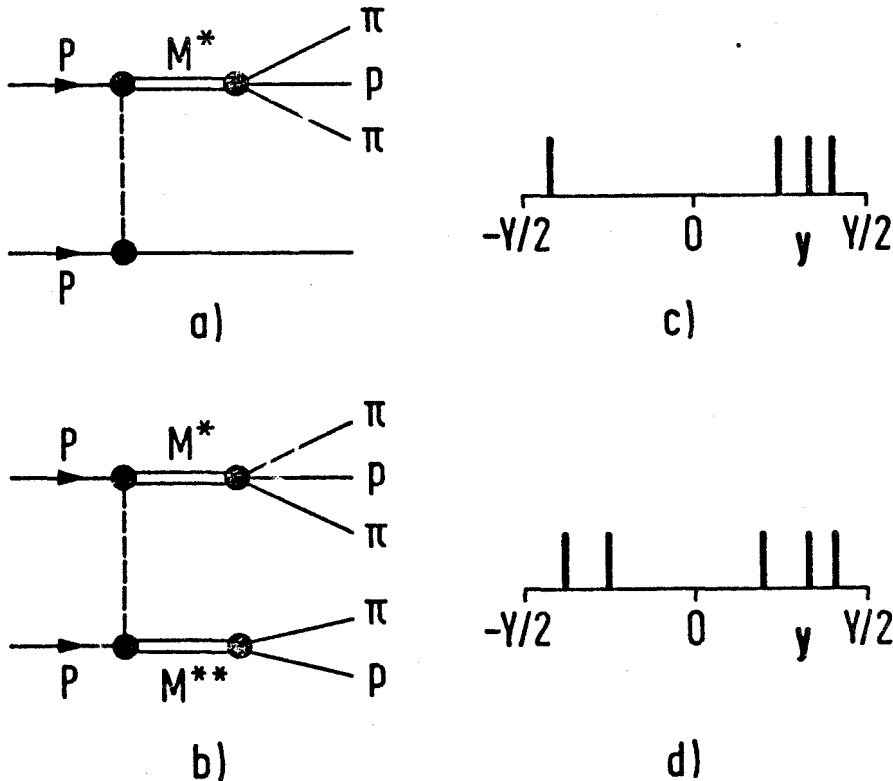
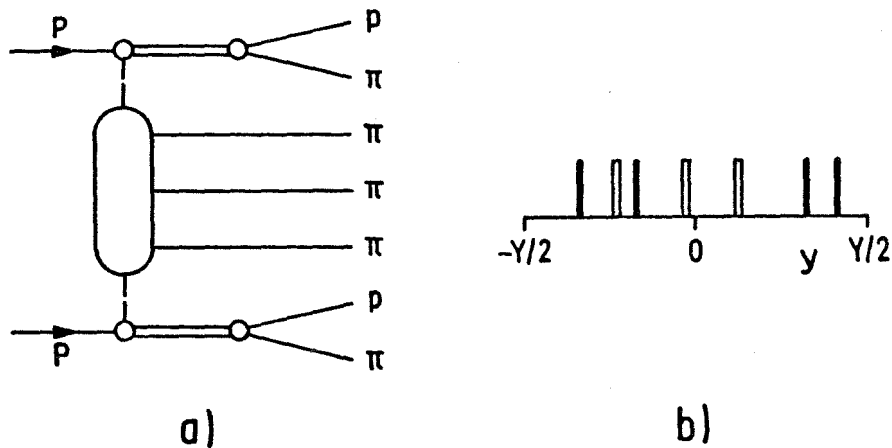


Abb. 9: Schema der einfach- (a) bzw. doppelt- (b) diffraktiven Anregung. c) und d) zeigen typische Rapidityskonfigurationen der Sekundärteilchen

Da die angeregte Masse  $M^*$  klein gegen  $\sqrt{s}$  ist, bleiben die Sekundärteilchen eines Protons auf einen kleinen Rapiditätsbereich beschränkt.

Bei höheren Multiplizitäten dominiert der Mechanismus der zentralen Teilchenproduktion. Die primären Protonen geben einen Teil ihrer Energie an ein zentrales Teilchensystem ab (Abb. 10). Fragmente der Protonen und zentral produzierte Teilchen können kinematisch nicht mehr klar getrennt werden (Abb. 10b).



**Abb. 10:** Schematische Darstellung der Vielteilchenproduktion im Zentralgebiet; offene bzw. geschlossene Balken stellen zentral bzw. durch Fragmentation der Protonen erzeugte Teilchen dar.

Zur Erklärung der kurzreichweitigen Korrelationen im Zentralgebiet nimmt man an, daß Teilchen nicht direkt sondern über den Zerfall sog. "Cluster" erzeugt werden<sup>26)</sup>. Ein Cluster ist ein angeregtes hadronisches System mit Massen bis zu einigen GeV, das bevorzugt in mehrere Pionen zerfällt (Abb. 11). Die beiden angeregten Primärteilchen werden als "leading Cluster" bezeichnet. Die Existenz der Leading Particles sowie der hohe Pionenanteil im Zentralgebiet folgen zwanglos aus diesem Bild.

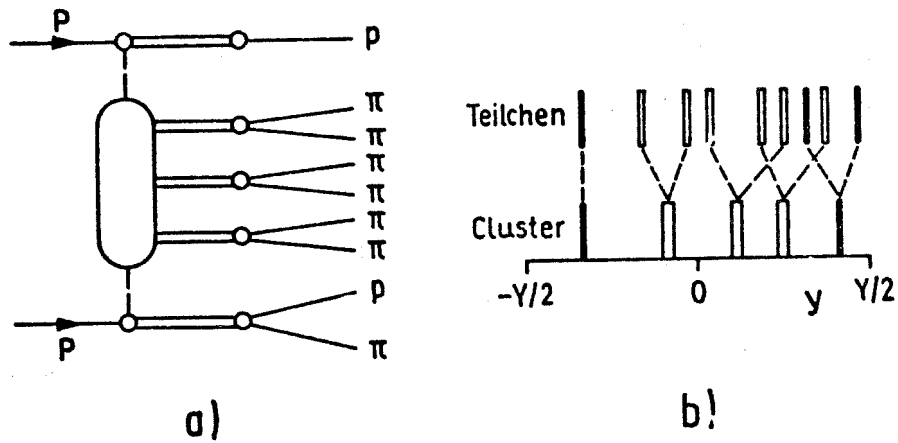


Abb. 11: Schematische Darstellung der Teilchenerzeugung durch Zerfall zentraler Cluster

In multiperipheren Modellen<sup>27)</sup> wird die Clustererzeugung durch Diagramme wie Abb. 12 charakterisiert. Der mittlere Impulsübertrag zwischen

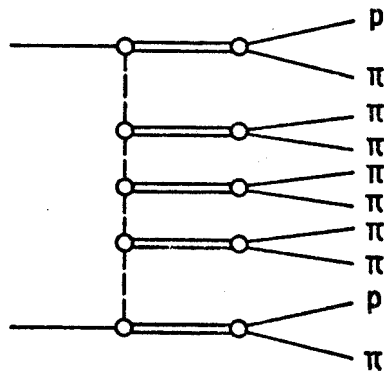


Abb. 12: Schematische Darstellung der Erzeugung zentraler Cluster in einer multiperipheren Kette

zwei Clustern wird als konstant angenommen. Damit ergibt sich eine konstante Dichte der Cluster in  $y$  sowie der beobachtete Anstieg der mittleren Multiplizität mit  $\ln S$ :

$$\langle n \rangle \sim N_{\text{Cluster}} \sim Y \sim \ln S$$

Hohe Endzustandsmultiplizitäten  $n \geq \langle n \rangle$  werden ausschließlich durch zentrale Produktion erzeugt, die diffraktive Komponente ist vernachlässigbar<sup>32)</sup>.

Im Gegensatz zur Diffraktion, die als Beugung der einlaufenden Nukleonenwelle am "Target"-Nukleon beschrieben werden kann und keine Aussagen über die dynamische Struktur des Protons macht, können bei der zentralen Produktion aus der Art der Cluster und ihrer Erzeugung Rückschlüsse auf die Art der zugrundeliegenden Wechselwirkung gezogen werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich ausschließlich mit Ereignissen hoher Multiplizität, d.h.

$$n \geq \langle n \rangle$$

### 3.2.2 Phenomenologische Modelle zur Vielteilchenerzeugung

Im folgenden werden drei typische Modelle zur Vielteilchenproduktion im Zentralgebiet und ihre Implikationen auf die Ladungs- und Transversalimpulserhaltung beschrieben:

- das "Uncorrelated Jet" Modell (UJM)<sup>28)</sup>
- das "Uncorrelated Link" Modell (ULM)<sup>29)</sup>
- das "Correlated Link" Modell (CLM)<sup>30)</sup>

Es ist nicht Ziel der Diskussion, einen vollständigen Überblick über diese Modelle zu geben; es werden lediglich die für die Analyse der Daten relevanten Züge der drei Modellklassen erläutert.

#### 3.2.2.1 Clusterproduktion

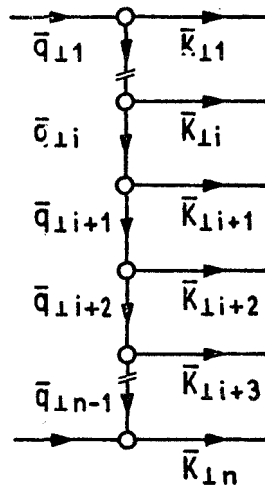
Allen Modellen gemeinsam ist die Annahme, daß Sekundärteilchen in pp-Kollisionen in einem Zweistufenprozeß erzeugt werden, nämlich über die Produktion von Clustern und deren von der Erzeugung unabhängigen Zerfall.

Ferner nehmen alle Modelle an, daß im Grenzfall sehr hoher Energien zentrale Cluster unabhängig in  $y$  und mit konstanter Dichte  $\rho_{Cl}(y)$  entstehen. Die Modelle unterscheiden sich in der Transversalimpulsabhängigkeit der Produktionsamplituden  $A$ :

- im UJM sind die Transversalimpulse  $\bar{K}_{Li}$  der Cluster (Abb. 13) lediglich über die Impulserhaltung korreliert; für  $A$  gilt

$$A \sim \left\{ \prod_1^n f(\bar{K}_{Li}^2) \right\} \delta(\sum_1^n \bar{K}_{Li})$$

$f$  fällt mit wachsendem  $K_L$  schnell ab.



**Abb. 13:** Schema der multiperipheren Erzeugung von  $n$  Clustern mit den Transversalimpulsen  $K_{L1} \dots K_{Ln}$ .  $q_L$  ist der Transversalimpulsübertrag zwischen zwei Clustern

- das ULM macht die Übergangsamplitude nur von dem Transversalimpulsübertrag  $\bar{q}_{Li}$  zwischen benachbarten Clustern abhängig

$$A \sim \prod_1^{n-1} f(\bar{q}_{Li}^2)$$

- im CLM werden Korrelationen zwischen den Impulsüberträgen berücksichtigt, in der einfachsten Form gilt für A

$$A \sim R_1 R_N \prod_{i=1}^{n-2} f(\bar{q}_{1i}, \bar{q}_{1i+1})$$

$R_1$  und  $R_n$  beschreiben die Kopplungen am Anfang bzw. Ende der multiphären Kette. Das UJM wie auch das ULM können als (untypische) Grenzfälle des CLM betrachtet werden.

### 3.2.2.2 Clusterzerfall

Die einfachste Annahme zum Clusterzerfall ist der isotrope Zerfall mit konstantem Matrixelement<sup>31,32)</sup>.

Ist ferner die Masse der Zerfallsprodukte vernachlässigbar, so ergibt sich für die Teilchendichte im Ruhesystem des Clusters<sup>33)</sup>

$$\frac{dN}{dy^*} \sim \frac{1}{\cosh^2 y^*} \sim e^{-(y^{*2}/2\sigma^2)} ; \quad \sigma \sim 0.8$$

Bei endlicher Masse  $m$  der Zerfallsteilchen verringert sich die Breite  $\sigma$  der Verteilung geringfügig; der kinematische Bereich der Sekundärteilchen wird auf

$$|y^*| \leq \frac{1}{2} \ln \left( \frac{M_{\text{Cluster}}}{m} \right)^2$$

beschränkt.

Die Form der Verteilung für  $dN/dy^*$  bleibt auch bei nicht konstantem Matrixelement weitgehend erhalten<sup>34)</sup>.

Wird der Transversalimpuls der Cluster vernachlässigt, so erhält man die Verteilung der Zerfallsprodukte im pp-CMS durch die Transformation

$$y = y^* + y_{\text{Cluster}}$$

Die Vernachlässigung von  $\bar{K}_{\perp}$  ist jedoch im allgemeinen nicht gerechtfertigt<sup>35)</sup>.

In einem Clustermodell mit Transversalimpuls setzt sich der Transversalimpuls  $p_{\perp}$  eines Teilchens aus dem Transversalimpuls  $q_{\perp}$  im Clusterruhe-system und aus einer Komponente von  $K_{\perp}$  zusammen.

Hayot et al. geben folgende Beziehung zwischen den Mittelwerten von  $p_{\perp}^2$ ,  $q_{\perp}^2$  und  $K_{\perp}^2$  an<sup>37)</sup>

$$\langle p_{\perp}^2 \rangle = \langle p_{\perp}^2 \rangle (1 + 2 \frac{\langle K_{\perp}^2 \rangle}{M^2}) + m_{\pi}^2 \frac{\langle K_{\perp}^2 \rangle}{M^2} \quad (3.11)$$

M ist die mittlere Masse des in Pionen zerfallenden Clusters. Der Transversalimpuls des Clusters ist nicht mehr vernachlässigbar, sobald er die Größenordnung der Clustermasse erreicht.

Bei isotropem Zerfall in k Teilchen gilt

$$M^2 = k^2 \left( \frac{3}{2} \langle q_{\perp}^2 \rangle + m_{\pi}^2 \right) \quad (3.12)$$

Schreibt man (3.11) als

$$\langle p_{\perp}^2 \rangle = \langle q_{\perp}^2 \rangle + \frac{\langle K_{\perp}^2 \rangle}{M^2} (2q_{\perp}^2 + m_{\pi}^2) \quad (3.13)$$

und vergleicht mit (3.12), so folgt für  $p_{\perp}$  die Abschätzung

$$p_{\perp}^2 = q_{\perp}^2 + g \frac{K_{\perp}^2}{k} \quad (3.14)$$

$g$  ist ein Korrekturfaktor der Größenordnung 1;

$$g = 1 \quad \text{für} \quad q_{\perp}^2 \ll m_{\pi}^2$$

$$g = \frac{4}{3} \quad \text{für} \quad q_{\perp}^2 \gg m_{\pi}^2$$

Man kann den Transversalimpuls  $p_{\perp}$  eines Teilchens also in guter Näherung als Vektorsumme aus dem Impuls im Clusterruhesystem und einem davon unabhängigen Anteil des Clusterimpulses darstellen

$$\vec{p}_{\perp} = \vec{q}_{\perp} + \frac{\vec{K}_{\perp}}{k} \quad (3.15)$$

Aus (3.14) und (3.12) folgt, daß mit wachsendem  $K_{\perp}$  die Masse des Clusters abnimmt. Die Lorentztransformation zwischen dem CMS und dem Clusterruhesystem bewirkt ferner eine Abnahme der Streuung  $\sigma$  der Rapidität der Zerfallsteilchen.

In Abb. 14 ist  $M$  und  $\sigma$  als Funktion von  $\langle K_{\perp} \rangle$  für verschiedene Zerfallsmultiplizitäten  $k$  dargestellt. Zur Berechnung von  $\langle M(K_{\perp}) \rangle$  und  $\sigma(K_{\perp})$  wird der Clusterzerfall unter Annahme eines konstanten Matrixelementes mit Monte-Carlo-Techniken simuliert. Die Verteilung der Clustertransversalimpulse wird mit  $dN/dK_{\perp}^2 \sim e^{-AK_{\perp}^2}$  parametrisiert und über (3.11) bis (3.14) mit  $p_{\perp}^2 = 0.17 \text{ GeV}^2/c^2$  in Beziehung gebracht.

Für viele Zwecke ist der Transversalimpuls der Cluster vernachlässigbar, falls man zur Erhaltung der ursprünglichen Kinematik die Clustermasse  $M$  durch die transversale Masse  $M_{\perp}$  ersetzt

$$M_{\perp} = (M^2 + K_{\perp}^2)^{1/2}$$



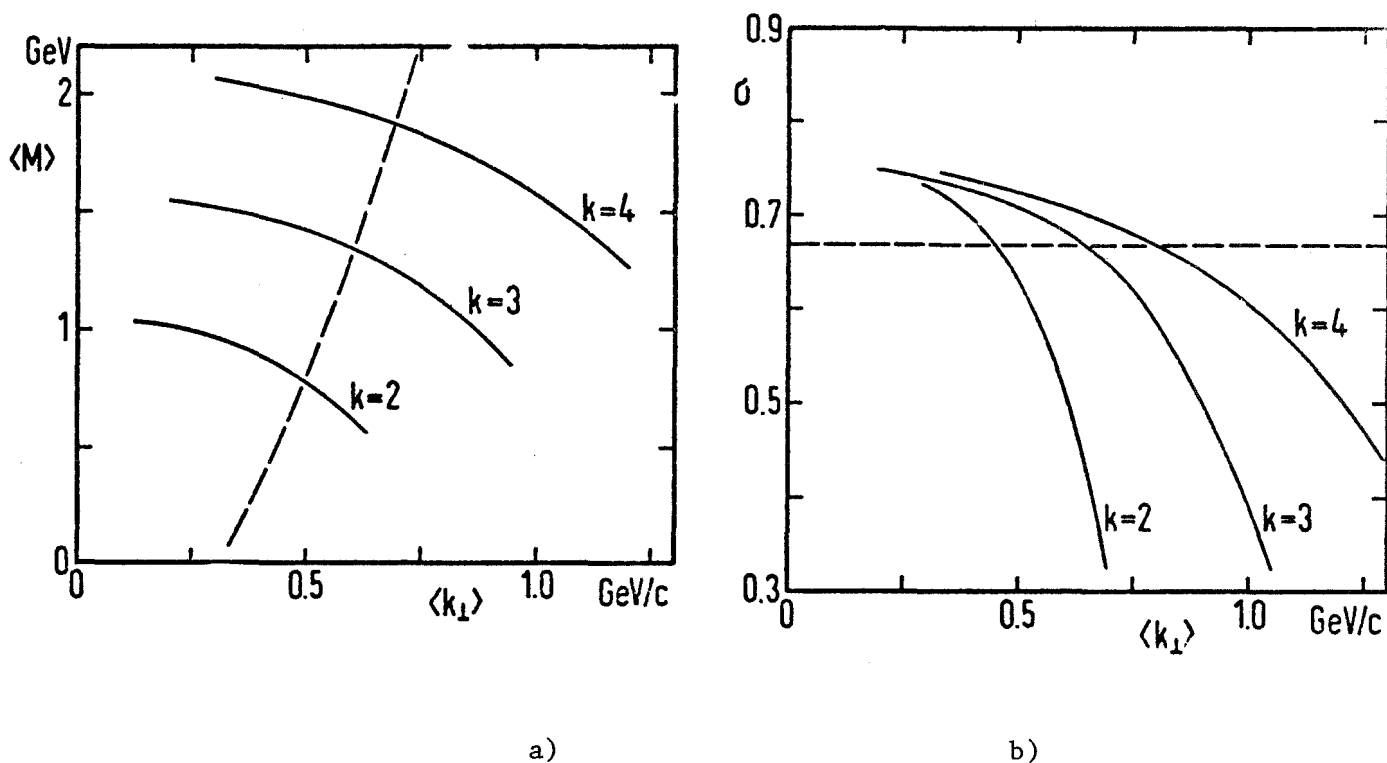


Abb. 14: Clustermasse  $M$  und Zerfallsbreite  $\sigma$  eines isotrop zerfallenden Clusters als Funktion des Clustertransversalimpulses  $K_{\perp}$  und der Zerfallsmultiplizität  $k$ . Die gestrichelte Linie in Abb. 14a zeigt den Zusammenhang zwischen Masse und Transversalimpuls für die Erzeugung von Mesonen in hadronischen Reaktionen (siehe 4.1.6). Der experimentelle Wert für  $\sigma$  ist in Abb. 14b gestrichelt eingetragen.

$M_{\perp}$  lässt sich aus (3.12) und (3.14) abschätzen

$$\begin{aligned} M_{\perp}^2 &= M^2 + K_{\perp}^2 \\ &= k^2 \left( \frac{3}{2} q_{\perp}^2 + m_{\pi}^2 + \frac{K_{\perp}^2}{k^2} \right) \\ &= g' k^2 m_{\pi\perp}^2 \end{aligned}$$

mit  $m_{\pi\perp}^2 = (p_{\perp}^2 + m_{\pi}^2)$  und  $0.7 \leq g' \leq 1.5$  oder

$$M_{\perp} \approx k m_{\pi\perp} \quad (3.16)$$

Der Zerfall von Clustern in ein beschränktes Rapiditätsintervall hat kurzreichweitige, positive Korrelationen zwischen den Teilchen zur Folge.

Bei fester Clusterzerfallsmultiplizität  $k$  beobachtet man in der Korrelationsfunktion (3.4) einen lokalen Überschuß von  $F$  Teilchen

$$F = k - 1 \quad .$$

Folgt die Zerfallsmultiplizität einer Verteilung  $w(k)$ , so ergibt sich für  $F$

$$F = \frac{\langle k(k-1) \rangle}{\langle k \rangle} = \frac{\sum w(k) k(k-1)}{\sum w(k) k} \quad , \quad (3.17)$$

da ein Cluster über  $k$  Teilchen, d.h. mit dem Gewicht  $k$  in die Korrelationsfunktion eingeht. In Clustermodellen wird für  $w(k)$  oft eine Poisson-Verteilung angenommen.

In multiperipheren Modellen sind die Eigenschaften der Cluster in guter Näherung unabhängig von der Reaktionsenergie, d.h.  $F$  ist konstant. Allerdings nimmt  $F$  bei fester Energie mit der Multiplizität eines Ereignisses zu, da hohe Endzustandsmultiplizitäten  $n$  einerseits durch Bildung vieler Cluster, andererseits aber durch eine Häufung von Zerfällen hoher Multiplizität bedingt sind. Aus der Abhängigkeit

$$F = F(n/\langle n \rangle)$$

kann die Breite der Verteilung  $w(k)$  abgeschätzt werden<sup>32)</sup>.

### 3.2.2.3 Bose-Einstein-Effekte

Eine weitere Ursache für kurzreichweitige Korrelationen zwischen Sekundärteilchen sind Bose-Einstein-Effekte. Pionen gehorchen als Spin-0

Teilchen einer Bose-Einstein Statistik, ihre Emission wird durch eine bezüglich des Austausches identischer (d.h. gleich geladener) Pionen symmetrisierte Amplitude beschreiben. Folge dieser Symmetrisierung ist eine Anhäufung identischer Pionen im gleichen Quantenzustand.

Da eine Beschreibung des Effektes auf der Basis der Produktionsamplitude mit großen Schwierigkeiten verbunden ist, zieht man zwei klassische Modelle heran, nämlich die Bose-Einstein Statistik für Bosonen-Systeme im Gleichgewicht<sup>38)</sup> bzw. das von Cocconi<sup>39)</sup> und Kopylov sowie Podgoretski<sup>40)</sup> geprägte Bild der Interferenz zweiter Ordnung.

Das Modell des Bosonengases findet vor allem in thermodynamischen Modellen Anwendung, in denen ein Cluster als abgeschlossenes System im thermischen Gleichgewicht betrachtet wird. Bose-Einstein-Effekte werden hier nur bei Teilchenpaaren wirksam, die im gleichen Quantenzustand aus dem selben Cluster ausgesandt werden.

Seien  $\vec{p}_1, \vec{p}_2$  die Impulse und  $E_1, E_2$  die Energien zweier identischer Pionen. Die Teilchen sind im gleichen Zustand, falls

$$\begin{aligned} |\vec{p}_1 - \vec{p}_2| \cdot R &= \Delta p \cdot R \leq h \\ |E_1 - E_2| \cdot \tau &= \Delta E \cdot \tau \leq h \end{aligned} \quad (3.18)$$

$R$  bzw.  $\tau$  ist die Orts- bzw. Zeitunschärfe ihrer Emission, im Clusterbild also Radius bzw. Lebensdauer des Mutterclusters. Bose-Einstein-Effekte bieten sich also als Möglichkeit zur direkten Messung des hadronischen Reaktionsvolumens an.

Zu ähnlichen Ergebnissen führt das Bild der Interferenz zweiter Ordnung: Zwei im Abstand  $r$  emittierte Pionen werden von zwei "Detektoren" im (Phasenraum-) Abstand  $\Delta p$  nachgewiesen. Die De-Broglie-Wellen der beiden Teilchen interferieren an den Orten der Detektoren. Für homogene Emission der Teilchen aus einer Kugel mit Radius  $R$  ergibt sich die Korrelationsfunk-

$$\frac{d^2\sigma}{d(\Delta p_{\perp})d(\Delta E)} = C \cdot \frac{d^2\sigma_{BG}}{d(\Delta p_{\perp})d(\Delta E)} \left( 1 + \frac{4J_1^2(\Delta p_{\perp} \cdot R)}{(\Delta p_{\perp} \cdot R)^2} \cdot \frac{1}{1 + (\Delta E \cdot \tau)^2} \right) \quad (3.19)$$

$\Delta p_{\perp}$  ist die Komponente der Impulsdifferenz  $\Delta p$ , die senkrecht auf der Impulssumme  $\vec{p}_1 + \vec{p}_2$  steht,  $J_1$  die Besselfunktion 1. Ordnung,  $C$  eine Normierungskonstante und  $d^2\sigma_{BG}/d(\Delta p_{\perp})d(\Delta E)$  die Korrelation ohne Wirkung von Bose-Einstein-Effekten. Die Größe  $c \cdot \tau$  wird als Dicke der Teilchen emittierenden Oberflächenschicht der Kugel interpretiert bzw. als Lebensdauer des Emissionsvolumen, falls  $c\tau \approx R$ .

Daß die klassischen Analoga im Bereich der Vielteilchenproduktion nur beschränkt anwendbar sind, zeigt schon eine Differenz zwischen den beiden Bildern: im Modell des Bosonengases treten Bose-Einstein-Effekte nur bei Teilchen aus im Gleichgewicht befindlichen Subsystemen, z.B. Clustern, auf, während im zweiten Modell alle Pionen interferenzfähig sind. Ein gewisser Übergang ergibt sich durch die Dichteabhängigkeit der Bose-Einstein-Effekte: ihre Wirksamkeit nimmt mit dem Quadrat der Teilchendichte zu und wird deshalb in der Umgebung eines Clusters maximal.

Eine exakte physikalische Interpretation der Parameter  $R$  und  $\tau$  bleibt jedoch schwierig.

#### 3.2.2.4 Ladungskompensation

Zur Kompensation der Ladung eines Teilchens tragen zwei Komponenten bei:

- zum einen kann die Ladung des Teilchens durch weitere Hadronen aus demselben Cluster kompensiert werden;
- zum anderen wird, falls geladene Cluster existieren, ein positives bzw. negatives Teilchen bevorzugt von einem positiven bzw. negativen Cluster emittiert. Die Ladung dieses Clusters muß vom System der anderen Cluster kompensiert werden.

Bezüglich der Eigenschaften der Clusterladungen werden Clustermodelle in drei Klassen eingeteilt:

- Modelle, in denen nur neutrale Cluster erzeugt werden<sup>5)</sup> (Independent Emission of Neutral Clusters - IENC)
- Modelle, in denen im Rahmen der Ladungserhaltung beliebig geladene Cluster produziert werden<sup>41)</sup> (Independent Emission of Charged Clusters - IECC). Da man annimmt, daß die Eigenschaften zentraler Cluster denen üblicher Mesonenresonanzen entsprechen und da alle beobachteten Mesonen höchstens einfach geladen sind, beschränkt man die Clusterladungen i.a. auf +1, 0, -1.
- Modelle mit geladenen Clustern, die zwischen benachbarten Clustern nur einen begrenzten Ladungsfluß +1, 0, -1 zulassen<sup>30,42)</sup> (Limited Charge Exchange - LCEX).

In den drei Fällen ergeben sich unterschiedliche Korrelationslängen  $\lambda_C$  für den Rapiditybereich, in dem die Ladung eines Clusters durch andere Cluster kompensiert wird.

IENC Es werden nur neutrale Cluster erzeugt, also ist

$$\lambda_{C \text{ IENC}} \equiv 0$$

IECC Da im IECC-Modell die Ladung nur global erhalten ist, wird  $\lambda_C$  lediglich durch den kinematisch erlaubten Rapiditybereich eingeschränkt. Bei  $\sqrt{s} = 52.5$  GeV ergibt sich  $\lambda_{C \text{ IECC}} \approx 3$ .

LCEX Das LCEX-Modell nimmt eine Mittelstellung zwischen der extrem lokalen (IENC) und der globalen (IECC) Ladungserhaltung ein.

Es sei angenommen, daß sich sowohl die Cluster als auch die zwischen benachbarten Clustern ausgetauschten Teilchen, im folgenden kurz als "Link" bezeichnet, wie Isospin-1 Systeme verhalten. Daraus ergeben sich für den Grundprozeß - ein "Link" der Ladung  $q_L$  emittiert ein Cluster der Ladung  $q_{C1}$  und geht in ein "Link" der Ladung  $q_L' = q_L - q_{C1}$  über (Fig. 15a) - folgende Wahrscheinlichkeiten  $W_{q_L, q_L'}$  (Abb. 15b)

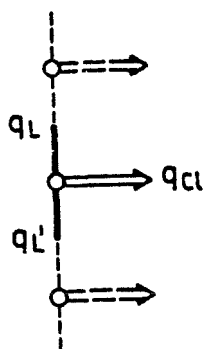


Abb. 15a: Emission eines Clusters der Ladung  $q_{C1}$  in einem multiperipheren Modell mit geladenen Austauscheteilchen

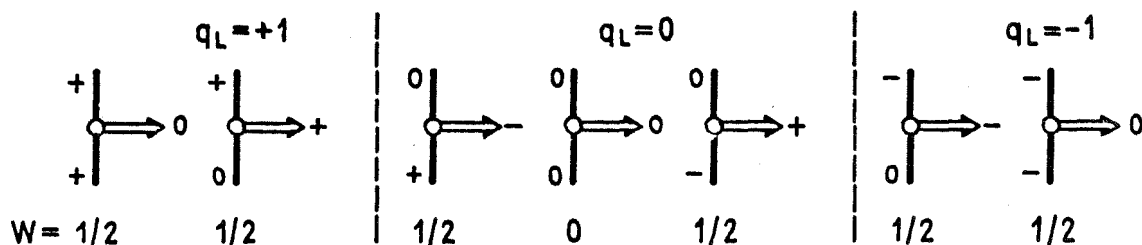


Abb. 15b: Emissionswahrscheinlichkeit für Isospin-1 Cluster im LCEx-Modell (3.20)

Bei der Erzeugung eines geladenen Clusters ist also immer ein geladenes und ein neutrales "Link" beteiligt. Da ein geladenes "Link" in der Hälfte aller Fälle seine Ladung bei der Emission des nächsten Clusters verliert, nimmt der (einseitige) Ladungsfluß  $J$  mit wachsendem Rapiditätsabstand  $\Delta y$  exponentiell ab

$$J \sim e^{-(\ln 2) \cdot \rho_{C1} \cdot \Delta y}$$

$\rho_{C1}$  ist die Clusterdichte in  $y$ . Bei typischen Dichten  $\rho_{C1} \approx 1$  (siehe 3.2.3) ergibt sich eine Korrelationslänge von 1 ... 1.5 Einheiten.

Der Zerfall der Cluster in mehrere Sekundärteilchen verändert die Ladungsstruktur eines Ereignisses in zweierlei Hinsicht:

Die für neutrale Cluster streng lokale Ladungserhaltung wird durch den Zerfall in geladene Teilchen über ein Rapiditätsintervall von 0.6 ... 0.9 Einheiten verschmiert.

Andererseits beobachtet man auch bei Existenz geladener Cluster eine lokale Komponente der Ladungskompensation. Betrachtet man z.B. ein Modell, in dem Cluster der Ladungen  $+1$  und  $-1$  in je drei geladene Teilchen zerfallen, so wird ein positives Teilchen aus Clustern der mittleren Ladung  $\frac{2}{3}(+1) + \frac{1}{3}(-1) = \frac{1}{3}$  emittiert. Von der Ladung  $+1$  des Teilchens wird also nur  $\frac{1}{3}$  global, d.h. von anderen Clustern, kompensiert; die restlichen  $\frac{2}{3}$  werden lokal ausgeglichen.

In Abb. 16a sind die Änderungen  $\Delta Q$  der Restladungsdichte  $q_h^R$  im IECC, LCEX und IENC-Modell für kleine -  $\langle k_c \rangle \approx 1$  - und hohe -  $\langle k_c \rangle \geq 2$  - geladene Zerfallsmultiplizitäten  $k_c$  schematisch dargestellt.

### 3.2.2.5 Transversalimpulskompensation

Da der Transversalimpuls  $\vec{p}_\perp$  eines Teilchens aus einer Komponente  $q_\perp$  im System des Clusters und einem Anteil  $K_\perp/k$  des Clusterimpulses zusammengesetzt ist (3.15), beobachtet man in der Transversalimpulskompensation analog zur Ladungskompensation eine lokale Komponente der restlichen Teilchen des Clusters und eine globalere Komponente aus der Kompensation von  $K_\perp$  durch die anderen Cluster.

In den Modellen UJM, ULM und CLM ergeben sich unterschiedliche Korrelationslängen  $\lambda_p$  für die Kompensation des Clusterimpulses  $K_\perp$ :

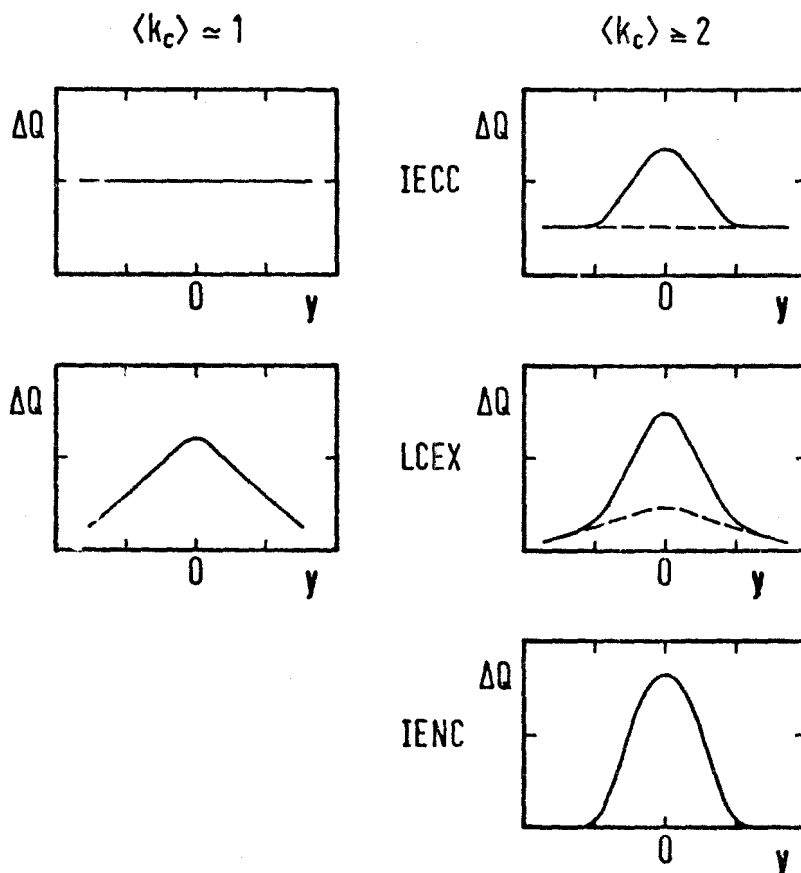


Abb. 16a: Qualitative Darstellung des Einflusses der Ladung eines Teilchens bei  $y=0$  auf die Ladungsdichte der Restteilchen. Die Änderung der Ladungsdichte (—) setzt sich aus einem globalen (---) und einem lokalen Anteil zusammen. Für direkte Emission der Teilchen (geladene Clusterzerfallsmultiplizität  $K_c \approx 1$ ) verschwindet die lokale Komponente.

UJM Die Transversalimpulse der Cluster sind lediglich durch die Impulserhaltung korreliert

$$\sum_{i=1}^{n_{Cl}} \vec{k}_{\perp i} = 0$$

also



$$\begin{aligned}
 0 &= (\sum \vec{K}_{\mathbf{l}i})^2 = \sum K_{\mathbf{l}i}^2 + \sum_{i \neq j} \sum \vec{K}_{\mathbf{l}i} \vec{K}_{\mathbf{l}j} \\
 &= n_{C1} \langle \vec{K}_{\mathbf{l}i}^2 \rangle + n_{C1} (n_{C1} - 1) * \langle \vec{K}_{\mathbf{l}i} \vec{K}_{\mathbf{l}j} \rangle
 \end{aligned}$$

daraus folgt

$$\langle \vec{K}_{\mathbf{l}i} \vec{K}_{\mathbf{l}j} \rangle = - \frac{\langle K_{\mathbf{l}i}^2 \rangle}{n_{C1} - 1}$$

unabhängig vom Abstand der Cluster  $i, j$ .

$\lambda_p$  UJM ist nur durch das verfügbare Phasenraumintervall begrenzt.

ULM Im ULM gilt (Abb. 13)

$$\vec{K}_{\mathbf{l}i} = \vec{q}_{\mathbf{l}i} - \vec{q}_{\mathbf{l}i-1}$$

und wegen der Unabhängigkeit der Impulsüberträge  $\vec{q}_{\mathbf{l}}$

$$\langle \vec{q}_{\mathbf{l}i} \vec{q}_{\mathbf{l}j} \rangle = \delta_{ij} \langle \vec{q}_{\mathbf{l}i}^2 \rangle$$

daraus ergibt sich

$$\begin{aligned}
 \langle \vec{K}_{\mathbf{l}i} \vec{K}_{\mathbf{l}j} \rangle &= \langle (\vec{q}_{\mathbf{l}i} - \vec{q}_{\mathbf{l}i-1})(\vec{q}_{\mathbf{l}j} - \vec{q}_{\mathbf{l}j-1}) \rangle = \\
 &= \begin{cases} -\langle \vec{q}_{\mathbf{l}i}^2 \rangle & \text{für } |i-j| = 1 \\ 0 & \text{für } |i-j| > 1 \end{cases} .
 \end{aligned}$$

Der Transversalimpuls eines Clusters wird von den beiden benachbarten Clustern kompensiert, d.h.

$$\lambda_{p \text{ ULM}} \approx 1 \quad .$$

CLM C. Michael zeigt für das CLM<sup>30)</sup>

$$\langle \vec{q}_{\perp i} \vec{q}_{\perp j} \rangle \propto C^{-|i-j|}$$

C ist eine Konstante mit typischen Werten zwischen 0.6 und 0.8. Näherungsweise gilt auch

$$\langle \vec{K}_{\perp i} \vec{K}_{\perp j} \rangle \propto C^{-|i-j|} \quad .$$

Damit ergibt sich die Korrelationslänge  $\lambda_p$  zu 2 ... 4 Rapiditätseinheiten. Bei ISR-Energien sind CLM und UJM nahezu identisch.

Für das Verhalten der lokalen Komponente der Transversalimpulskompensation ist entscheidend, ob Cluster einen großen ( $K_{\perp} \approx M$ ) oder einen kleinen ( $K_{\perp} \ll M$ ) Transversalimpuls haben. Bei kleinem  $K_{\perp}$  werden in dem Zerfall

$$\text{Cluster} \rightarrow h + X$$

die Restteilchen X sowohl im Clusterruhesystem als auch im Schwerpunktsystem der Reaktion bevorzugt entgegengesetzt zu h emittiert und kompensieren dessen Transversalimpuls. Bei großen  $K_{\perp}$  verschwindet diese lokale Komponente der Impulskompensation, da die transversale Lorentztransformation zwischen Clusterruhe- und CM-System die Restteilchen X in den Azimutbereich von h verschiebt.

Abb. 16b zeigt eine Abschätzung der Transversalimpulskompensationsdichten

$$P_x = P_x^R (\Delta y)$$

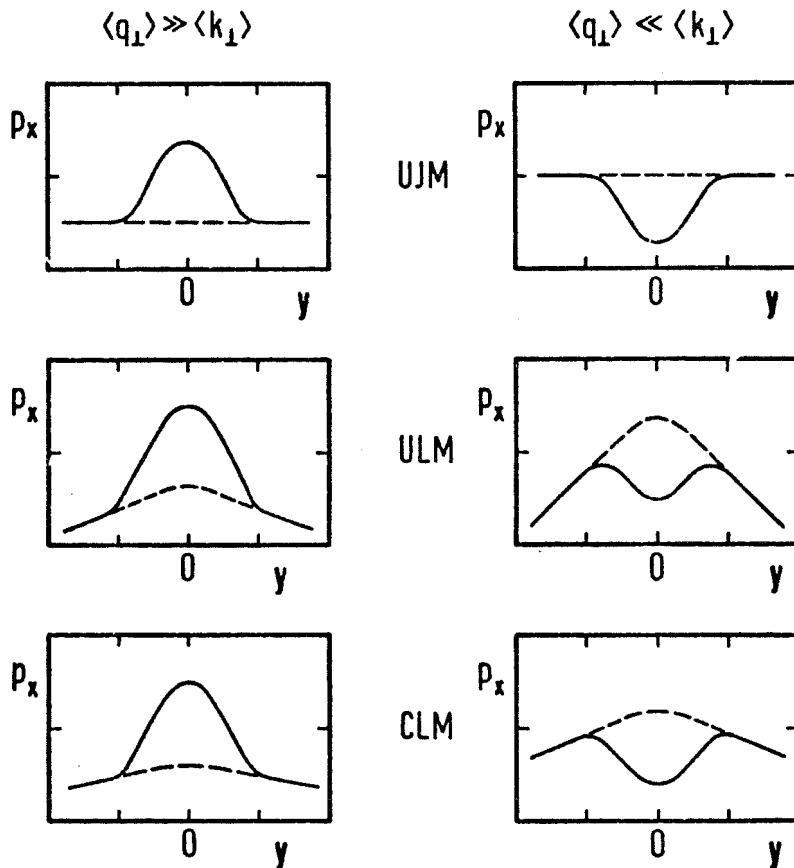


Abb. 16b: Qualitative Darstellung der Kompensation des Transversalimpulses eines Teilchens bei  $y=0$  durch die Impulsdichte  $P_x$  der Restteilchen. Zur Impulskompensationsdichte (—) trägt eine globale (— — — —) und eine lokale Komponente bei.

für die beiden diskutierten Grenzfälle.

### 3.2.3 Experimenteller Status

An dieser Stelle sollen die für die spätere Diskussion der Meßwerte relevanten Ergebnisse früherer Experimente kurz zusammengefaßt werden.

Kurzreichweitige Korrelationen zwischen Sekundärteilchen werden sowohl in FNAL an Blasenkammerexperimenten bei Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s} = 17 \dots 24 \text{ GeV}$  <sup>1)</sup> als auch am ISR bei Energien von  $\sqrt{s} = 22 \dots 63 \text{ GeV}$  <sup>2)</sup> beob-

tet (Tabelle 2) und im Clusterbild interpretiert. Stärke  $F_c = \langle K_c(K_c-1) \rangle / \langle K_c \rangle$  und Breite  $\sigma$  der Korrelationen sind weitgehend energieunabhängig. Die inklusiven und semiinklusiven Korrelationen können mit einer mittleren geladenen Multiplizität  $\langle K_c \rangle \approx 2$  und einer Zerfallsbreite  $\sigma \approx 0.65$  beschrieben werden. Die Multiplizitätsabhängigkeit von  $F_c$  deutet an, daß die Verteilung  $w(K_c)$  schmäler als eine vergleichbare Poissonverteilung ist<sup>2)</sup>. Die Hypothese der unabhängigen Emission dieser Cluster wird im Zentralbereich durch die Verteilung der Rapiditätslücken zwischen zwei Teilchen bestätigt<sup>47)</sup>.

Andere Analysetechniken ergeben höhere Werte für die Clusterzerfallsmultiplizität (Tabelle 3). Diese Methoden untersuchen jedoch meist die Ladungsabhängigkeit der Korrelationen und sind deshalb stark modellabhängig. So können z.B. LCEX-Kopplungen benachbarter Cluster oder Bose-Einstein-Effekte eine erhöhte Zerfallsmultiplizität vortäuschen. Genauere Informationen über diese Prozesse sind deshalb wesentlich für eine Vereinheitlichung des Clusterbildes.

Der Einfluß der Bose-Einstein-Symmetrisierung wird in der unterschiedlichen Azimutabhängigkeit der inklusiven Korrelationen identischer bzw. unterscheidbarer Teilchen deutlich<sup>38,43,44)</sup>. Genaue Analysen liegen bisher jedoch nur für exklusive Reaktionen bei kleinen Energien vor (Tabelle 4).

Der mittlere Radius der Wechselwirkungszone,  $R \approx 1.5$  fm sowie die Emissionsdauer  $\tau \approx 3 \cdot 10^{-24}$  s zeigen in diesem Bereich keine Abhängigkeit von Energie oder Reaktionskanal.

Zur Untersuchung der lokalen Ladungserhaltung ist eine möglichst hohe Schwerpunktsenergie, entsprechend einem breiten Rapiditätsintervall  $Y$ , erforderlich. Wie in 3.2.2.4 gezeigt wurde, entsteht auch in Clustermodellen mit globaler Ladungserhaltung bei hinreichender Zerfallsmultiplizität eine lokale Komponente der Ladungskompensation. Eine sichere Unterscheidung der verschiedenen Modelle ist deshalb hauptsächlich anhand der langreichweitigen Komponente der Ladungskompensation erreichbar. Die Gültigkeit von LCC wurde bisher ausschließlich mit Blasenkammerdaten aus pp-Kollisionen bei 100 ... 400 GeV/c untersucht<sup>60)</sup>. Als Testgröße wurde die Fluktuation  $D^2$  des Ladungsübertrages  $U$  über ein Rapiditätsintervall  $\Delta y$  benutzt.

Tabelle 2: Clusterparameter aus semiinklusive Korrelationen

Beschleuniger	$\sqrt{s}$	$F_c$	$\sigma$	Kommentar	Zitat
NAL	20	$\sim 1.3$	$\sim 0.7$	$n_c \approx \langle n_c \rangle$	43
ISR	23	$1.22 \pm .17$	$.68 \pm .08$	alle $n_c$	44
ISR	53	$1.21 \pm .16$	$.62 \pm .07$	alle $n_c$	44
ISR	23	$1.02 \pm .10$		$n_c \approx 1.5 \langle n_c \rangle$	45
ISR	62	$.95 \pm .10$	$.62 \pm .05$	$n_c \approx \langle n_c \rangle$	45
ISR	62	$1.25 \pm .17$		$n_c \approx 2 \langle n_c \rangle$	45

Tabelle 3: Geladene Clusterzerfallsmultiplizität  $\langle k_c \rangle$

$\sqrt{s}$	$\langle K_c \rangle$	Methode	Zitat
20-63	$\sim 2$	Inkl. u. semiinklusive Korrelationen	3, 46; Tab. 2
14-27	$\sim 2$	Verteilung der Rapidityintervalle zwischen zwei Teilchen	47
20-63	$\sim 2.5$	Ladungsabhängige semiinklusive Korrelationen	48
20-63	2 ... 3	Ladungsabhängige semiinklusive Korrelationen	32
20-64	3 ... 4	Rechts-Links Fluktuationen in y	49
14-27	3.5 ... 7	Verteilung der Rapidityintervalle zwischen zwei geladenen Teilchen	50

Tabelle 4: Bose-Einstein-Effekt

Reaktion	Impuls des Primärteilchens  GeV/c	R  Fermi	$\tau$   $10^{-24}$ s	Zitat
$\bar{p}n \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+$	1.0 - 1.6	$1.29 \pm 0.6$		51
$k^+p \rightarrow k^+p 2\pi^+ 2\pi^-$	8.25	$\sim 0.8$	3 4	52
$\pi^-p \rightarrow p 3\pi^- 2\pi^+$	11.2	$1.04 \pm 0.10$	$1.4 \pm 0.3$	53
$kp \rightarrow 2\pi^- + X$	11.8	$1.9 \pm 0.3$		54
$k^+p \rightarrow k^+p 2\pi^+ 2\pi^-$	16	$\sim 1$	$\sim 2.5$	55
$\pi^+p \rightarrow \geq 6$ gel.	16	$1.89 \pm 0.06$	$3.5 \pm 0.7$	56
$k^-p \rightarrow \geq 4$ gel.	16	$1.84 \pm 0.09$	$3.3 \pm 0.6$	56
$\bar{p}p \rightarrow 4$ geladene	16	$1.82 \pm 0.06$	$5.1 \pm 0.2$	56
$\pi p \rightarrow 6$ geladene	} 4 ... 25	$1.0 + 0.4$	$2.3 \pm 1.0$	57
$\pi p \rightarrow 8$ geladene		$- 0.2$		
$pp \rightarrow \geq 6$ gel.	28.5	$1.3 \pm 0.1$	$2.6 \pm 0.5$	58
$\pi^-p \rightarrow p 5\pi + X^0$	40	$1.7 \pm 0.3$		59
$pp \rightarrow h_1 h_2 + X$	100 ... 300	B.E. Effekt in inkl. Korr. sichtbar		38,43

$$D^2(y, \Delta y) = \langle U^2(y, \Delta y) \rangle - \langle U(y, \Delta y) \rangle^2$$

$$U(y, \Delta y) = \frac{1}{2} \left( \sum_{\substack{\text{Teilchen mit} \\ y_i \leq y + \frac{\Delta y}{2}}} q_i - \sum_{\substack{\text{Teilchen mit} \\ y_i \leq y - \frac{\Delta y}{2}}} q_i \right)$$

Bei lokaler Ladungserhaltung und großem  $\Delta y$  sind die Ladungen rechts und links des Intervalls unabhängig, d.h.

$$\text{LCC: } D^2(y, \Delta y) \rightarrow 0 \quad \text{für} \quad \Delta y \gg \lambda_C .$$

Nach Bialas et al.<sup>61)</sup> und Baier und Bopp<sup>62)</sup> können die gemessenen Ladungsüberträge im Rahmen eines IENC-Modells reproduziert werden, falls der Einfluß der geladenen "leading Cluster" berücksichtigt wird. Der von ihnen bestimmte Wert für die Zerfallsbreite,  $\sigma \approx 0.85$ , ist jedoch inkonsistent mit den in inklusiven Korrelationen beobachteten Breiten (Tabelle 2). Arnedo und Plaut<sup>46)</sup> zeigen, daß eine widerspruchsfreie Parametrisierung aller Daten nur in Modellen mit geladenen Clustern der Zerfallsmultiplizität  $\langle K_c \rangle \approx 2$  möglich ist. Eine Unterscheidung zwischen dem LCC verletzenden IECC-Bild und den von theoretischer Seite favorisierten<sup>46)</sup> LCEX-Modell ist infolge des beschränkten Rapiditätsbereiches bei den in FNAL erreichbaren Energien ( $Y \approx 6$ ) nicht möglich.

Ungeklärt ist auch die Frage der lokalen Transversalimpulserhaltung<sup>3)</sup>. Bisherige Ergebnisse<sup>63,64)</sup> zeigen, daß die Korrelationslänge der Impulserhaltung sehr groß ist gegenüber den in der Ladungserhaltung beobachteten Längen. Nahezu alle Messungen sind konsistent mit einer unabhängigen Emission der Cluster (UJM). Neue Resultate der FNAL-Blasenkammer<sup>65)</sup> deuten allerdings eine schwache Lokalisierung der Impulskompensation an.

Das in der vorliegenden Arbeit beschriebene Experiment ermöglicht infolge der höheren Schwerpunktsenergie ( $Y \sim 8$ ) und der besseren Statistik ( $10^5$  Ereignisse gegenüber einigen  $10^3$ ) eine detaillierte Diskussion der aufgeworfenen Fragen.

### 3.2.4 Monte-Carlo-Modell

Um die oben diskutierten Modelle zur Teilchen- bzw. Clusterproduktion unter Berücksichtigung aller kinematischen Einschränkungen und bei identischen "Trigger"-Bedingungen mit den Daten vergleichen zu können, wurde ein Monte-Carlo Programm entwickelt, das Erzeugung und Zerfall von Clustern simuliert. Ziel der Untersuchung war, abzugrenzen, inwieweit die Clustermodelle zusammen mit einfachen und experimentell gesicherten Annahmen und wenigen freien Parametern die qualitativen und quantitativen Züge der Daten reproduzieren können. Es wurde nicht versucht, durch Änderungen in Details des Modells eine perfekte Übereinstimmung zu erreichen. Das Programm wurde ferner im Hinblick auf die Teilchenproduktion im Zentralgebiet bei hohen Multiplizitäten konzipiert, die "leading Cluster" dienen hauptsächlich der Berücksichtigung des Einflusses der Impulserhaltung auf das zentrale Clustersystem. Auf die Simulation der nur bei kleinen Multiplizitäten auftretenden diffraktiven Phänomene wurde verzichtet.

Die Grundzüge des Programms sind mit denen des von Arnedo und Plaut<sup>46)</sup> zur Beschreibung der FNAL-Blasenkammerdaten verwendeten Modells identisch. Es werden zwei "leading Cluster" mit flachem x-Spektrum generiert. Anschließend werden zentrale Cluster gleichverteilt innerhalb des kinematisch erlaubten Bereiches erzeugt, ihre Zahl gehorcht einer Poissonverteilung. Der Clusterzerfall wird in zwei Versionen des Modells unterschiedlich behandelt: in Version A zur Untersuchung der Ladungserhaltung werden Transversalimpulse der Teilchen vernachlässigt; die Zufallsprodukte eines Clusters sind in y um die Clusterrapidität gaussverteilt. In Version B wird der Zerfall des Clusters exklusiv unter Berücksichtigung der exakten Kinematik berechnet.

Version B wurde wegen des erheblich höheren Rechenzeitaufwandes nur zur Simulation der Transversalimpulskompensation benutzt.

Bei einer gegebenen Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  werden zwei leading cluster flach in  $x = 2p_L/\sqrt{s}$  zwischen den kinematischen Grenzen



$$0 \leq |x| \leq \left(\frac{S}{4} - M_{\mathbf{L}}^2\right)^{1/2}$$

erzeugt; ihre Massen  $M_{\mathbf{L}}$  sind der Verteilung<sup>48)</sup>

$$w(M_{\mathbf{L}}) \sim (M_{\mathbf{L}} - M_{\mathbf{O}}) \exp\left(-\frac{M_{\mathbf{L}} - M_{\mathbf{O}}}{M_{\mathbf{L}}}\right) \quad (3.21)$$

mit  $M_{\mathbf{O}} \approx 1.0$  GeV entnommen. Damit ist die Kinematik des zentralen Clustersystems festgelegt:

$$\begin{aligned} M^2 &= S (1 - x_1)(1 - x_2) \\ Y &= \ln (M^2 / \rho_{\mathbf{C1}}^2 M_{\mathbf{L}}^2) \\ y_{\mathbf{C}} &= \frac{1}{2} \ln ((1 - x_1)/(1 - x_2)) \end{aligned} \quad (3.22)$$

$\rho_{\mathbf{C1}}$  ist die Dichte,  $M_{\mathbf{L}}$  die mittlere transversale Masse (3.16)

$$M_{\mathbf{L}} = \langle K \rangle \cdot m_{\mathbf{L}} \approx \frac{3}{2} \langle K_{\mathbf{c}} \rangle m_{\mathbf{L}}$$

der im Intervall

$$\left\{ y_{\mathbf{C}} - \frac{Y}{2}, \quad y_{\mathbf{C}} + \frac{Y}{2} \right\}$$

mit einer Poissonstatistik

$$\langle n_{\mathbf{C1}} \rangle = \rho_{\mathbf{C1}} \cdot Y$$

gleichverteilt erzeugten Cluster. Durch eine Ähnlichkeitstransformation des Clustersystems wird die Energie- und Impulserhaltung erzwungen. .

Im Modell A werden die Zerfallsteilchen eines Clusters gemäß einer Gaussverteilung der Breite  $\sigma$  um die Clusterrapidität verteilt, die endliche Clustermasse wird durch die Bedingung

$$|y - y_{C1}| \leq \ln \left( \frac{2M_{C1}^2}{m_{\pi}^2} \right)$$

simuliert.

Im Modell B werden die Cluster mit einer Transversalimpulsverteilung

$$\frac{dN}{dK_{\perp}^2} \sim e^{-K_{\perp}^2 / \langle K_{\perp}^2 \rangle} \quad (3.23)$$

$$\langle K_{\perp}^2 \rangle = f(M_{C1})$$

generiert.

Die Verteilung der Clustermasse  $M_{C1}$  hat die Form<sup>48)</sup>

$$w(M_{C1}) = (M_{C1} - M_0) \exp \left( - \frac{M_{C1} - M_0}{\Delta M} \right) ;$$

ihr Mittelwert  $\langle M_{C1} \rangle$  ist durch die Bedingung (3.12), 3.14)

$$\langle M_{C1} \rangle = k \left( \frac{3}{2} \langle q_{\perp}^2 \rangle + m_{\pi}^2 \right)^{1/2} ;$$

mit

$$\langle q_{\perp}^2 \rangle = \langle p_{\perp}^2 \rangle - \frac{\langle K_{\perp}^2 \rangle}{\langle k \rangle^2}$$

festgelegt.

Die Cluster zerfallen gemäß einer Phasenraumverteilung mit konstantem Matrixelement.

Die Ladungen der zentralen Cluster wurden entsprechend den Annahmen der IENC, IECC bzw. LCEX-Modelle (siehe 3.2.4) verteilt, die geladenen Cluster in den beiden letzten Modellen werden als Isospin-1 Systeme mit gleicher Häufigkeit aller Ladungszustände behandelt. Die positiv geladenen Leading Cluster haben die Möglichkeit, ihre Ladungen an das zentrale Clustersystem abzugeben, die dadurch verringerte mittlere Ladung der Leading Cluster werde als freier Parameter betrachtet.

Für die Beschreibung der Transversalimpulskompensation mit dem Modell B erwies sich nur die UJM-Struktur als relevant. Dazu wurden die Transversalimpulse der Cluster unabhängig unter der Bedingung

$$\sum \vec{K}_{\perp i} = 0$$

erzeugt, zentrale und Leading Cluster wurden gleich behandelt.

Tabelle 5 gibt einen Überblick über die freien Parameter der Monte-Carlo-Modelle.

Tabelle 5: Freie Parameter der Clustermodelle

---

Typ A		Typ B
Grundstruktur IENC {IECC} LCEX	Grundstruktur	IENC {IECC} × {UJM} LCEX CLM
Clusterdichte im Zentralgebiet Zerfallsmultiplizität $\langle k_c \rangle$ Breite der Verteilung $w(k_c)$		
Zerfallsbreite $\sigma$	Clustertransversalimpuls $\langle K_{\perp}^2 \rangle$ Breite der Verteilung der Cluster- masse	
mittlere Ladung der Leading Cluster mittlere Masse der Leading Cluster		

---

### 3.3 Ereignisse mit Teilchen hohen Transversalimpulses

#### 3.3.1 Erzeugung von Teilchen mit großem Transversalimpuls

Die tiefinelastische Lepton-Nukleon Streuung wird üblicherweise als Streuung der einfallenden Leptonen an punktförmigen Konstituenten des Nukleons interpretiert<sup>66-69)</sup>. Dieses Bild führte zu der Vorhersage<sup>70)</sup>, daß in hadronischen Wechselwirkungen auch Hadronen mit sehr hohem Transversalimpuls als Folge harter Stöße zwischen zwei Partonen erzeugt werden sollten.

Diese Vorhersage wird 1973 am ISR bestätigt<sup>71-73)</sup>. Teilchen mit Transversalimpuls  $p_{\perp} > 1 \text{ GeV}/c$  werden wesentlich öfter erzeugt, als aus der Extrapolation des Wirkungsquerschnitts bei kleinen  $p_{\perp}$  zu erwarten war. Der invariante Wirkungsquerschnitt für Mesonenerzeugung bei hohem  $p_{\perp}$  kann in der Form

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim p_{\perp}^{-8}$$

parametrisiert werden.

#### 3.3.2 Phasenraumstruktur der Ereignisse

Ereignisse mit Teilchen hohen Transversalimpulses zeigen eine charakteristische Struktur<sup>77,78,80)</sup>:

- die mittlere Multiplizität der Ereignisse ist höher als die vergleichbarer Ereignisse bei kleinem  $p_{\perp}$
- die zusätzlichen Teilchen werden in zwei begrenzte Phasenraumgebiete emittiert:

einerseits tritt ein mit wachsendem  $p_{\perp}$  der Teilchen deutlicher werdender Überschuß im Rapiditäts- und Azimutbereich des Teilchens mit hohem  $p_{\perp}$  auf,

andererseits beobachtet man eine in  $y$  nicht lokalisierte Anhäufung von Teilchen im Azimutbereich entgegengesetzt zum Trigger

- Die Rapiditäten der in die Triggergegenhemisphäre emittierten Teilchen sind korreliert. Die Ereignisse können als Überlagerung zweier Teilchenbündel mit entgegengerichtetem, hohem Transversalimpuls ("Jets") dargestellt werden. Die Rapidität des das Triggerteilchen enthaltenden "Jets" liegt fest, während die Position des entgegengesetzten "Jets" von Ereignis zu Ereignis schwankt.
- Die Struktur der "Jets" ist identisch mit der der in

$$e^+ e^- \rightarrow \text{Hadronen}$$

beobachteten Jets<sup>79)</sup>, die als Produkt der Fragmentation zweier Quarks aus dem Prozeß

$$e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$$

interpretiert werden.

- Die beiden "Jets" mit großem Transversalimpuls und die in Vorwärtsrichtung fliegenden Fragmente der primären Protonen ("Zuschauer") sind nahezu kollinear.

Eine derartige Struktur wurde für die Teilchenproduktion durch inkohärente Parton-Parton Streuung vorhergesagt.

### 3.3.3 Parton-Parton Streuung

Die Erzeugung von Teilchen mit großem  $p_{\perp}$  wird in Partonenmodellen als Folge von separierten Unterprozessen aufgefaßt<sup>74)</sup> (Abb. 17)

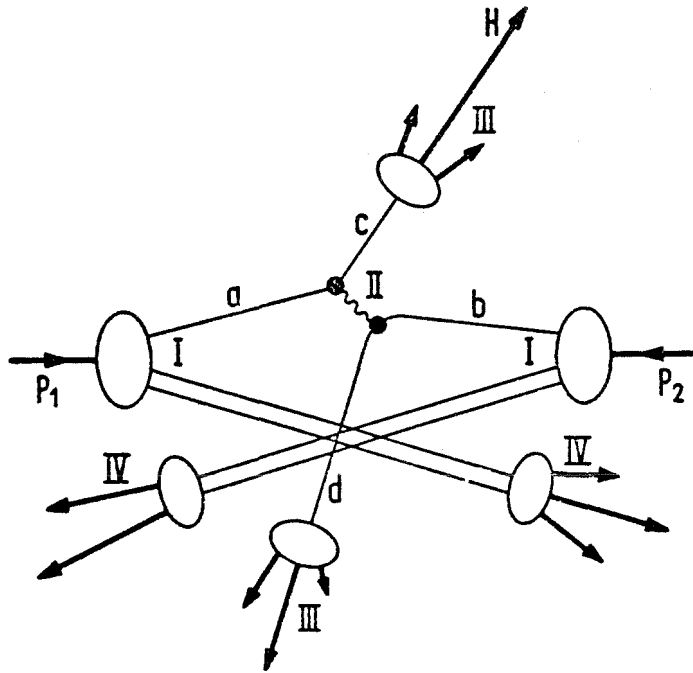


Abb. 17: Erzeugung von Teilchen mit hohem Transversalimpuls  $H$  durch Parton-Parton Streuung. Die Subprozesse I - IV werden im Text erläutert.

I Jedes der einlaufenden Protonen  $P_1$  bzw.  $P_2$  sendet ein Parton  $a$  bzw.  $b$  aus, das einen Anteil  $x$  des Protonenimpulses trägt. Die Impulsverteilung des Partons wird durch die Funktion  $f_p^a(x)$  beschrieben, die über  $F(x) = x f_p^a(x)$  mit der aus der Lepton-Nukleon Streuung bekannten Strukturfunktion  $F$  verknüpft ist.

II Die beiden Partonen  $a, b$  streuen mit dem Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \left(\frac{d\sigma}{d\hat{t}}\right)_{ab}(\hat{s}, \hat{t})$$

$\hat{s}$  bzw.  $\hat{t}$  sind Schwerpunktsenergie und Viererimpulsübertrag im Parton-Parton System

$$\begin{aligned}\hat{s} &= (p_a + p_b)^2 = x_a x_b S \\ \hat{t} &= (p_c - p_a)^2\end{aligned}$$

III Die gestreuten Partonen fragmentieren unter dem Einfluß einer Restwechselwirkung in stabile Teilchen; ein Teilchen H, das den Teil z des Partonimpulses aufnimmt, wird mit der Wahrscheinlichkeit  $f_a^H(z)$  erzeugt.

IV Die Reste der ursprünglichen Protonen ("Zuschauer") fragmentieren ebenfalls.

Für den Wirkungsquerschnitt für Erzeugung eines Teilchens H gilt dann

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \int_0^1 \int_0^1 dx_a dx_b dz * f_{P_1}^a(x_a) f_{P_2}^b(x_b) f_c^H(z) * \frac{1}{\pi z} * \frac{d\sigma}{d\hat{t}}(ab \rightarrow cd)$$

Die naheliegende Vermutung, daß die Partonen der starken Wechselwirkung mit den in der Lepton-Nukleon Streuung beobachteten Quarks identisch sind und in Analogie zur Quantenelektrodynamik über Austausch von Vektorteilchen wechselwirken, führt jedoch zu Skalengesetzen mit einer mit dem Experiment nicht kompatiblen  $p_{\perp}$  Abhängigkeit von  $\sigma$ :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \Big|_{p_{\perp}} \sim p_{\perp}^{-4} \quad (\text{Experiment: } p_{\perp}^{-8})$$

Gluonenaustausch mit  
dimensionsloser  
Kopplungskonstanten

Die Beschreibung der gemessenen Wirkungsquerschnitte im Quarkmodell gelang Feynman und Fields<sup>75)</sup> durch ad-hoc Einführung einer geeigneten Streuampli-



tude; Blankenbecher, Brodsky und Gunion lösten in ihrem CIM-Modell<sup>76)</sup> die Diskrepanz durch Verwendung von Diquarks ( $qq$ ) und Mesonen ( $q\bar{q}$ ) als zusätzlichen Konstituenten der Nukleonen.

Kürzlich konnte jedoch gezeigt werden<sup>77)</sup>, daß bei konsequenter Berücksichtigung eines auch von anderen Beobachtungen ( $\mu^+ \mu^-$ -Erzeugung in hadronischen Kollisionen<sup>81)</sup>) geforderten Transversalimpulses der Partonen im Nukleon,  $K_{\perp} \text{ Parton} \approx 0.6 \dots 0.7 \text{ GeV}/c$ , die inklusiven Wirkungsquerschnitte wie auch die Verteilung der zusätzlich erzeugten Teilchen unter Beibehaltung der Quark-Quark Streuung richtig wiedergegeben werden.

#### 3.3.4 Ladungskompensation

Im Partonbild treten in Ereignissen mit Teilchen hohen Transversalimpulses zwei Komponenten des Ladungstransports auf:

- die harte Streuung zweier Partonen bewirkt einen Ladungsfluß aus dem Fragmentationsbereich der primären Protonen in die mit großem  $p_{\perp}$  emittierten "Jets"
- die Fragmentation der gestreuten Partonen entspricht einem Ladungsfluß innerhalb der "Jets"; bei nicht ganzzahliger Ladung der Partonen ist ferner ein zusätzlicher Ladungsaustausch zwischen den "Jets" erforderlich.

Für die weitere Diskussion wird angenommen, daß die Partonen mit Quarks bzw. Quarkkombinationen identisch sind.

Bezüglich des globalen Ladungstransportes durch die Partonenstreuung kann die in 3.2.2.4 für den Fall geladener Cluster dargestellte Argumentation übernommen werden: da die zwischen den "Jets" ausgetauschte Ladung klein ist gegen die geladene Multiplizität eines Jets -  $\langle k_c \rangle_{\text{Jet}} \approx 4 \dots 6$  (Ref. 77) - wird die Ladung eines Teilchens bevorzugt von anderen Hadronen desselben "Jets" kompensiert.

Als Mechanismus der Partonenfragmentation wird üblicherweise<sup>88)</sup> die Bildung von Parton-Antiparton-Paaren aus dem Vakuum angenommen; z.B. erfolgt die Fragmentation eines Quarks in Mesonen durch einen Prozeß des Typs

$$\begin{aligned}
 q &\rightarrow q + (\bar{q}'q') \rightarrow (q\bar{q}') + q' \rightarrow M + q' \\
 q' &\rightarrow \dots
 \end{aligned}
 \tag{3.24}$$

Der Impuls des Quarks wird auf eine Serie von Mesonen übertragen, bis das restliche Quark  $q$  langsam genug ist, um mit entsprechenden Quarks aus den anderen Jets zu einem stabilen Teilchen zu rekombinieren. (3.24) entspricht dem LCEX-Mechanismus der Clustererzeugung und erhält Ladungen lokal, demzufolge sollte auch die Ladung des gestreuten Quarks im Fragmentationsbereich  $z \rightarrow 1$  (s. 3.3.3) konzentriert bleiben. Beobachtungen aus der tief inelastischen Lepton-Hadron-Streuung sind konsistent mit dieser Annahme<sup>88)</sup>.

Zu ähnlichen Schlüssen gelangt man, wenn man den inklusiven Fragmentationsprozeß

$$q \rightarrow M + \text{irgendetwas}$$

unter Ausnutzung der sog. "Dimensional Counting" Regeln<sup>89)</sup> analysiert. Für die Erzeugung eines Isospin-1-Mesons, z.B. eines Pions, das einen Bruchteil  $z$  des Quarkimpulses trägt, findet man<sup>88,89)</sup> für  $z \rightarrow 1$

Quark	Quarkladung	Meson	$f_q^M$
u	+2/3	$\pi^+$	$\sim(1-z)$
u	+2/3	$\pi^0$	$\sim(1-z)$
u	+2/3	$\pi^-$	$\sim(1-z)^5$
d	-1/3	$\pi^+$	$\sim(1-z)^5$
d	-1/3	$\pi^0$	$\sim(1-z)$
d	-1/3	$\pi^-$	$\sim(1-z)$

Die Aussendung eines schnellen ( $z \rightarrow 1$ ) Mesons mit entgegengesetzter Ladung wie das fragmentierende Quark ist mehrere Zehnerpotenzen unterdrückt. Tritt unter den Fragmentationsprodukten eines Quark ein geladenes Teilchen mit  $z > 0.5$  auf, so kann man auf die Art des Quarks zurückschließen: ein positives bzw. negatives Meson stammt mit großer Sicherheit aus dem Zerfall eines u- bzw. d-Quarks.

Feynman und Fields<sup>75)</sup> nehmen ferner an, daß für  $z \rightarrow 1$  die Produktion von Teilchen mit Strangeness  $S \neq 0$  in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Aus der Isospininvarianz folgt dann

$$f_u^{\pi^+}(z) = f_d^{\pi^-}(z)$$

und

$$f_u^{\pi^0}(z) = f_d^{\pi^0}(z) \quad .$$

Bei expliziter Anwendung des Clebsch-Gordon Koeffizienten der Isospin-kopplung gilt weiter

$$\frac{f_u^{\pi^+}(z)}{f_u^{\pi^0}(z)} = \frac{f_d^{\pi^-}(z)}{f_d^{\pi^0}(z)} = \frac{2}{1} \quad .$$

Die Argumentation kann natürlich analog auf höhere Isospin-1-Mesonen übertragen werden.

Diese oft als "leading Quantum Number"-Effekte bezeichnete Charakteristika der Quarkfragmentation ermöglichen eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Modellen der Partonenstreuung.

Bei Vernachlässigung der Interferenzterme im Streuwirkungsquerschnitt

sowie der geringen Unterschiede in der Form der Strukturfunktion  $F_p^u(x)$  und  $F_p^d(x)$  postulieren Modelle mit Streuung durch Austausch neutraler Gluonen eine völlige Entkopplung der Ladungen der gestreuten Quarks.

In Modellen mit Wechselwirkung durch Konstituentenaustausch<sup>76)</sup> (CIM) sind dagegen die Ladungen der beiden Partonen mit hohem  $p_{\perp}$  nicht unabhängig.

Durch die "leading Quantum Number"-Hypothese können diese Aussagen auf die jeweils schnellsten Teilchen der beiden Jets übertragen werden.

Im Rahmen eines Quarkmodells mit Wechselwirkung durch Gluonenaustausch erwartet man also für die Ladungsstruktur von Ereignissen mit Teilchen hohen Transversalimpulses

- es existiert eine schwache globale Komponente der Ladungskompensation
- der Mechanismus der Quarkfragmentation bewirkt eine im longitudinalen und transversalen Impulsraum lokale Ladungserhaltung
- die Ladungen der beiden schnellsten Teilchen der transversalen "Jets" sind nicht korreliert
- dagegen beeinflussen sich die Ladungen langsamer Fragmentationsprodukte.

#### 4. MESSERGEBNISSE UND DISKUSSION

Zur Untersuchung der Mechanismen der Ladungs- und Transversalimpulserhaltung in normalen Ereignissen und in Ereignissen mit Teilchen großen Transversalimpulses wurden

$\sim 2 \cdot 10^5$  Ereignisse mit MB-Trigger,  
davon ca.  $10^5$  mit  $n_c \geq \langle n_c \rangle$

$\sim 7 \cdot 10^4$  Ereignisse mit HIPT-Trigger unter einem Polarwinkel von  $45^\circ$  im CMS mit  $p_{\perp} > 2$  GeV/c

analysiert. Die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  betrug 52.5 GeV.

##### 4.1 "Normale" Ereignisse hoher Multiplizität

Der Abschnitt ist folgendermaßen gegliedert: in 4.1.1 werden die inklusiven Spektren und Zweiteilchenkorrelationen mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen und die freien Parameter des Monte-Carlo Programms festgelegt.

Danach werden in 4.1.2 die gemessenen Ladungskompensationsdichten und Ladungsüberträge sowie Vorhersagen der verschiedenen Modelle diskutiert.

Azimutale Korrelationen geben in 4.1.3 Aufschluß über die groben Züge der Impulskompensation, die dabei beobachteten Bose-Einstein Effekte zwischen identischen Teilchen werden in 4.1.4 diskutiert.

In 4.1.5 werden Details der Impulskompensation behandelt und Abschätzungen für den Transversalimpuls der Cluster hergeleitet. 4.1.6 gibt einen abschließenden Überblick.

#### 4.1.1 Inklusive Dichten und Zweiteilchenkorrelationen

Teilchen mit sehr kleinen Transversalimpulsen werden im SFM nur schlecht nachgewiesen. Zur Berechnung inklusiver Dichten wie  $\rho(y)$ ,  $\rho(y, y_0)$  und  $\rho_h^R(y)$  werden deshalb nur Teilchen mit einem Transversalimpuls  $p_{\perp} > 0.175 \frac{\text{GeV}}{c}$  benutzt und die Teilchendichte nach  $p_{\perp} = 0$  extrapoliert. Dazu werden die Teilchendichten  $\rho(p_{\perp} > p_{\perp 0})$  für  $p_{\perp 0} = 0.175, 0.25, 0.40$  und  $0.60 \frac{\text{GeV}}{c}$  berechnet und für jedes  $y$ -Intervall eine Parametrisierung

$$\rho(p_{\perp} > p_{\perp 0}) \approx C(y) \exp(-A(y) p_{\perp 0}^2)$$

angepaßt. Im folgenden ist, wenn nicht anders erwähnt, immer die extrapolierte Dichte  $\rho(p_{\perp} \geq 0)$  angegeben; die Fehlerbalken enthalten statistische und Extrapolationsfehler, auf systematische Fehler wird ggf. im Text eingegangen (siehe auch 2.4)

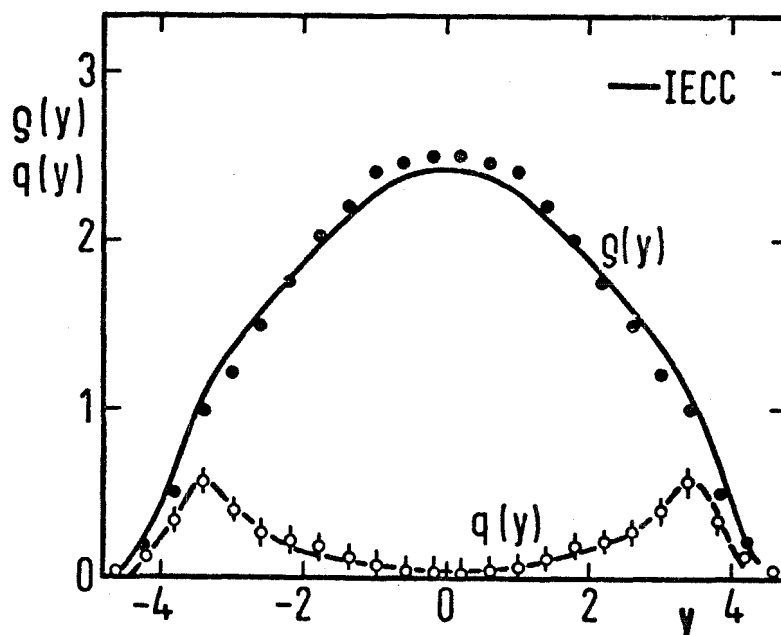


Abb. 18: Teilchendichte  $\rho$  und Ladungsdichte  $q$  in Ereignissen hoher Multiplizität,  $n_c \geq \langle n_c \rangle$

Abb. 18 zeigt die inklusiven Teilchen- und Ladungsdichten in  $y$ . Das

zentrale Plateau in der Teilchendichte  $\rho$  um  $y=0$  ist wegen der hohen Multiplizität der Ereignisse nur schwach ausgebildet, die Form der Verteilung entspricht der der  $y$ -Verteilung bei kleineren Schwerpunktsenergien und entsprechenden Multiplizitäten aus Messungen der FNAL-Blasenkammer<sup>1)</sup>. Die Ladungsdichte  $q$  zeigt deutlich, daß die positiven Ladungen der primären Protonen nahe der Phasenraumgrenze  $|y| = 4$  konzentriert bleiben.  $q(y)$  ist, wie auch die im folgenden aufgetragenen Dichten  $\Delta Q(y)$  auf den korrekten Wert

$$\int q(y) dy = 2$$

normiert.

Abb. 19 zeigt Zweiteilchenkorrelationen im Zentralbereich (19a,b) und nahe der Phasenraumgrenze (19c). Die starken positiven Korrelationen im Zentralbereich verschwinden mit wachsendem  $y$  aufgrund kinematischer Effekte.

Für die Stärke

$$F = \frac{\langle k_c (k_c - 1) \rangle}{\langle k_c \rangle} \quad (\text{siehe 3.2.2.2})$$

und die Breite  $\sigma$  der Korrelationsfunktion  $C(y,0)$  ergibt sich

$$F_c = 1.24 \begin{matrix} + 0.20 \\ - 0.13 \end{matrix}$$

$$\sigma = 0.67 \pm 0.05$$

Zur Berechnung von  $F$  und  $\sigma$  wird die Parametrisierung

$$C(y,0) = \alpha_1 \rho(y) + \frac{F_c}{\sqrt{2\pi} \sigma_0} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_0^2}\right)$$

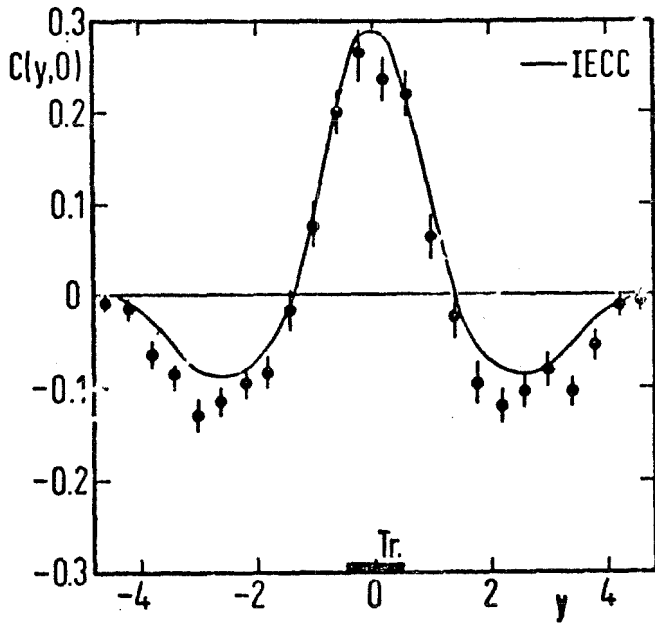
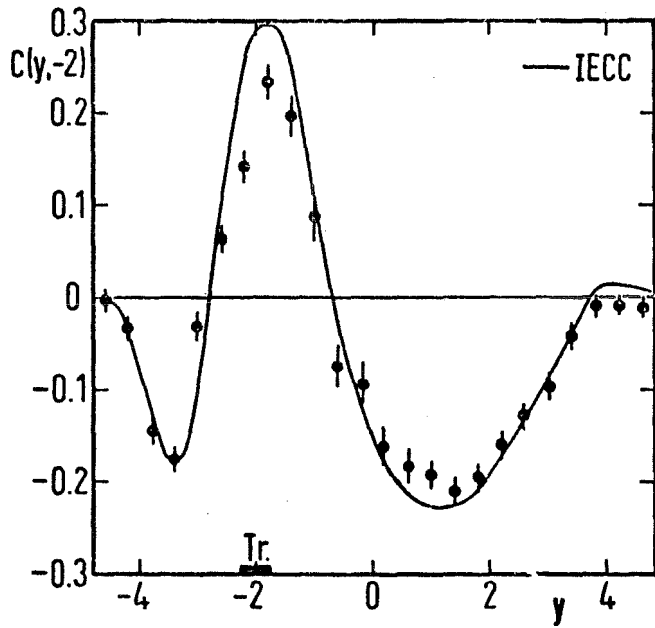
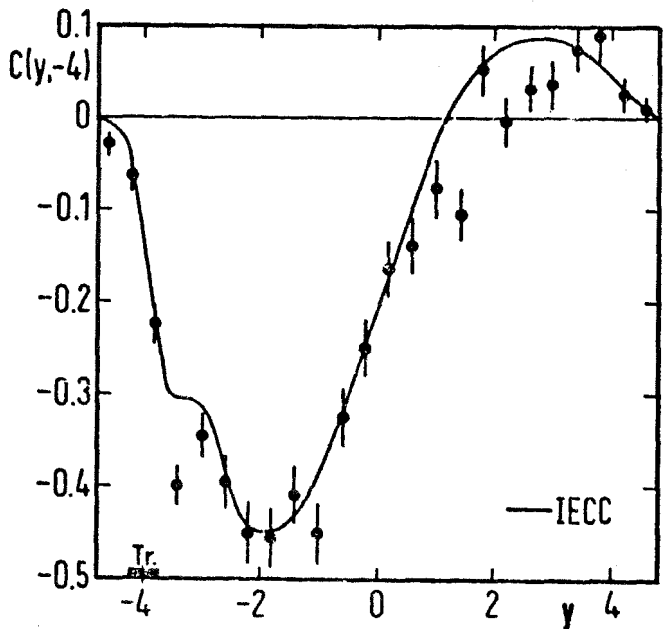


Abb. 19: Zweiteilchenkorrelationsfunktion  $c(y, y_{Tr})$  für "Trigger"-Teilchen (Tr) bei  $y \approx 0, -2$  und  $-4$ . Die Parameter des IECC-Modells sind aus  $c(y,0)$  bestimmt.

a)



b)



c)



mit

$$\sigma_o^2 = 2\sigma^2 + \sigma_k^2$$

an  $C(y,0)$  aus Abb. 19 angepaßt. Die Breite  $\sigma_o$  der Korrelation setzt sich zusammen aus der Streuung zweier Teilchen aus dem Clusterzerfall und aus einer zusätzlichen Dispersion  $\sigma_k$  durch die endliche Breite des Intervalls für  $y_{Tr}$ . Da durch die "Trigger"-Bedingung ein Cluster bei  $y \approx 0$  lokalisiert ist, nimmt die Dichte nicht korrelierter Teilchen im Vergleich zu normalen Ereignissen ab. Dies wird durch den Term  $\alpha_1 \rho(y)$  mit der inklusiven Teilchendichte  $\rho(y)$  berücksichtigt.

Die so bestimmten Werte für  $F_c$  und  $\sigma$  stimmen mit denen anderer Experimente gut überein (Tabelle 2).

Für die mittlere Zahl geladener Teilchen pro Cluster folgt damit

$$\langle k_c \rangle = 1.5 \dots 2$$

für eine Poisson- bzw. eine sehr schmale Verteilung  $w(k_c)$ .

Zwei zusätzliche Annahmen ermöglichen weitere Aussagen über  $w(k_c)$ :

- der Wert für  $F_c$  ist beim Zerfall neutraler und geladener Cluster ungefähr gleich. Da in allen Modellen eine Clusterart - geladene in IECC und LCEX, neutrale in IENC - ohnehin dominiert, stellt diese Annahme nur eine schwache Einschränkung dar.
- bei einer mittleren Zerfallsmultiplizität  $\langle k_c \rangle = 1.5 \dots 2$  können Zerfälle mit mehr als 4 geladenen Teilchen vernachlässigt werden.

Unter diesen Annahmen bleiben für neutrale Cluster  $C_o$  noch drei, für geladene Cluster  $C_c$  noch zwei mögliche Zerfallskanäle

$C_o \rightarrow 0$  geladene Teilchen mit der Wahrscheinlichkeit  $W_o(0)$   
 $C_o \rightarrow 2$  geladene Teilchen mit der Wahrscheinlichkeit  $W_o(2)$   
 $C_o \rightarrow 4$  geladene Teilchen mit der Wahrscheinlichkeit  $W_o(4)$

, trivialerweise ist  $W_o(1) = W_o(3) = 0$

$C_c \rightarrow 1$  geladene Teilchen mit der Wahrscheinlichkeit  $W_c(1)$   
 $C_c \rightarrow 3$  geladene Teilchen mit der Wahrscheinlichkeit  $W_c(3)$

und  $W_c(0) = W_c(2) = W_c(4) = 0$

Der Zerfall

$C_o \rightarrow$  neutrale Teilchen

trägt nicht zu Korrelationen bei und kann hier vernachlässigt werden. Wegen

$$W_o(2) + W_o(4) = 1 ; \quad W_c(1) + W_c(3) = 1$$

bleibt noch ein freier Parameter pro Clusterart, der aus

$$F = \frac{\langle k_c(k_c - 1) \rangle}{\langle k_c \rangle} = \frac{\sum W(k_c) k_c(k_c - 1)}{\sum W(k_c) k_c}$$

bestimmt werden kann. Es ergibt sich

$$W_o(2) \approx 0.95$$

$$W_o(4) \approx 0.05$$

und

$$W_c(1) \approx 0.60 \dots 0.65$$

$$W_c(3) \approx 0.35 \dots 0.40$$

Zur korrekten Einhaltung von Energie- und Impulssatz muß jedoch in der

Monte-Carlo Rechnung auch die Erzeugung neutraler Cluster mit dem Zerfall

$$C_0 \rightarrow \text{neutrale Teilchen}$$

berücksichtigt werden. Da der Zerfall

$$C_0 \rightarrow 2 \text{ neutrale Teilchen}$$

für Isospin-1 Systeme verboten ist und bei höheren Multiplizitäten die ausschließliche Erzeugung neutraler Teilchen unwahrscheinlich ist, wurde analog zu Ref. 46

$$W_0(0) = 0.1$$

angenommen und die Werte für  $W_0(2)$ ,  $W_0(4)$  entsprechend modifiziert.

Als Zerfallsbreite wird  $\sigma = 0.65$  gewählt.

Die Clusterdichte  $\rho_{C1}$  im Zentralgebiet ergibt sich aus

$$\langle k_C \rangle \langle \rho_{C1} \rangle = \langle \rho(y=0) \rangle$$

zu  $\langle \rho_{C1} \rangle \approx 1$ .  $\langle \rho(y=0) \rangle$  ist die über alle Multiplizitäten gemittelte Dichte geladener Teilchen bei  $y=0$ .

Die Monte-Carlo Simulation der inklusiven Spektren wird mit dem Modell A unter Annahme einer IECC-Clusteremission durchgeführt, die beiden anderen Modelle LCEX und IENC ergeben gleich Resultate.

Um eine identische Auswahl der Ereignisse in Messung und Simulation zu garantieren, werden die simulierten Spuren entsprechend der Akzeptanz des Detektors akzeptiert bzw. verworfen und nur Monte-Carlo Ereignisse mit mehr als  $\langle n_c \rangle$  übrigen Spuren zum Vergleich herangezogen.

Die Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Spektren (Abb. 18,19) ist befriedigend, es werden sowohl Teilchendichten im Zentralgebiet als auch Effekte an der Phasenraumgrenze gut beschrieben. Geringfügige Abweichungen wie z.B. in  $C(y,-2)$  dürfen angesichts der Einfachheit des Modells nicht verwundern.

Gut beschrieben wird auch die Ladungsdichte  $q(y)$ , falls die Leading Cluster weniger als 35% ihrer Ladung an das zentrale Clustersystem abgeben, d.h.

$$\langle q_{\text{Leading Cluster}} \rangle = 0.65 \dots 1 \quad .$$

Die Kurve in Abb. 18 wurde für  $\langle q_{\text{LC1}} \rangle = 1$  berechnet. Aus der Position der Maxima von  $q(y)$  läßt sich die mittlere Masse der Leading Cluster zu ca. 1.5 GeV abschätzen.

#### 4.1.2 Ladungskompensation

Die Hypothese der lokalen Ladungserhaltung (3.1.4) sagt aus, daß in der Reaktion



die Ladungsdichte  $q_h^R$  des Restes R nur in der Umgebung des "Trigger"-Teilchens h von dessen Ladung beeinflusst wird. Die Größe  $\Delta Q$  (siehe 3.1.4) beschreibt die Änderung von  $q_h^R$  bei Änderung der Ladung von h. Die Verwendung von  $\Delta Q$  anstelle von  $q_h^R$  hat unter anderem den Vorteil, daß  $\Delta Q$  unempfindlicher gegenüber Fehlern der Akzeptanzkorrektur ist; insbesondere ist die Bedingung der LCC,  $\Delta Q = 0$  für  $\Delta y \gg \lambda$ , völlig unabhängig von Akzeptanzfehlern (s. Anhang I).

In Abb. 20 ist  $\Delta Q$  für verschiedene Rapiditäten von h ( $y_h \approx 0,1,2,3$ ) dargestellt, zum Vergleich ist ferner die Teilchendichte  $\rho_h^R$  eingetragen.

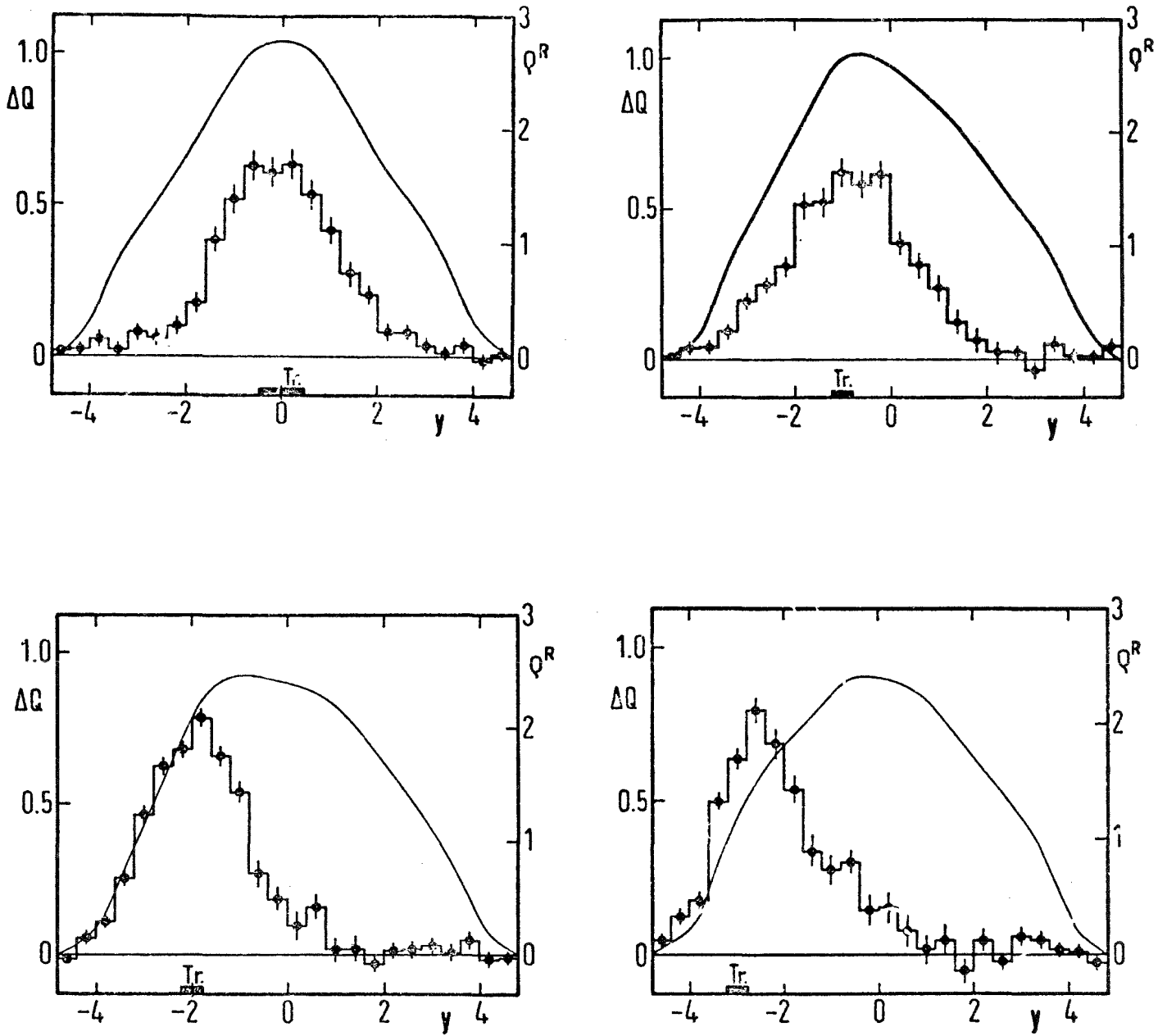


Abb. 20: Änderung  $\Delta Q$  der Ladungsdichte des Restteilchensystems R für positive bzw. negative Ladung des "Trigger"-Teilchens (Tr) bei  $y \approx 0$ , -1, -2 und -3. Zum Vergleich ist die Teilchendichte  $\rho^R$  (—) angegeben.

Aus Abb. 20 wird deutlich, daß ein großer Teil der Ladung eines Teilchens lokal kompensiert wird.

Das Anwachsen von  $\Delta Q$  ( $y = y_h$ ) mit steigender Rapidität des Triggerteilchens ist eine Folge kinematischer Effekte durch die Nähe der Phasenraumgrenze.

Abb. 21 zeigt die Abhängigkeit von  $\Delta Q$  von der Azimutwinkeldifferenz und der Rapiditätsdifferenz zum Trigger, d.h.

$$\Delta Q = \Delta Q(|y_h - y|, |\phi_h - \phi|)$$

für kleine (a) und große (b) Transversalimpulse des Triggerteilchens. Bei kleinem  $p_{\perp}$  des Triggers wird dessen Ladung bevorzugt im entgegengesetzten Azimutbereich kompensiert, bei hohem  $p_{\perp}$  wandert die kompensierende Ladungswolke in den Azimut des Triggerteilchens mit. Dieses Verhalten ist typisch für den Zerfall von Clustern bei nicht zu vernachlässigendem Transversalimpuls  $K_{\perp}$ . Das Loch in der Kompensationsdichte bei  $\Delta y = \Delta \phi = 0$  ist eine Folge der noch zu diskutierenden (4.1.3, 4.1.4) Bose-Einstein-Effekte.

Die Korrelationslänge für Ladungserhaltung, d.h. die Breite  $\lambda_c$  der Verteilung

$$Q(|y_h - y|)$$

kann nun mit den aus inklusiven Korrelationen gewonnenen Korrelationslängen  $\lambda$  für Clusterzerfall verglichen werden; im IENC-Modell gilt

$$\text{IENC} \quad \lambda_c \equiv \lambda \quad (\text{im Zentralgebiet})$$

während aus Modellen mit geladenen Clustern folgt

$$\text{IECC, LCEX} \quad \lambda_c > \lambda \quad .$$

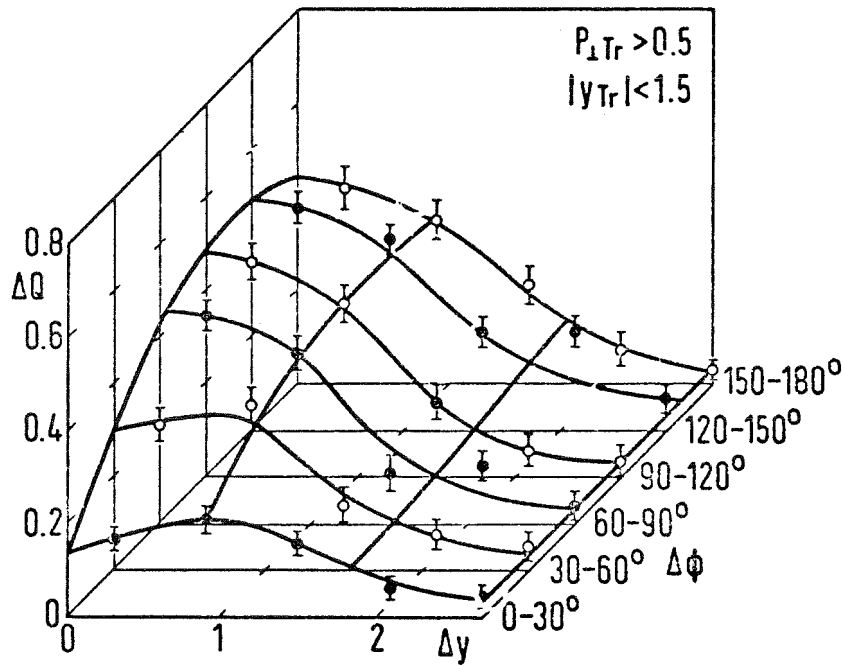
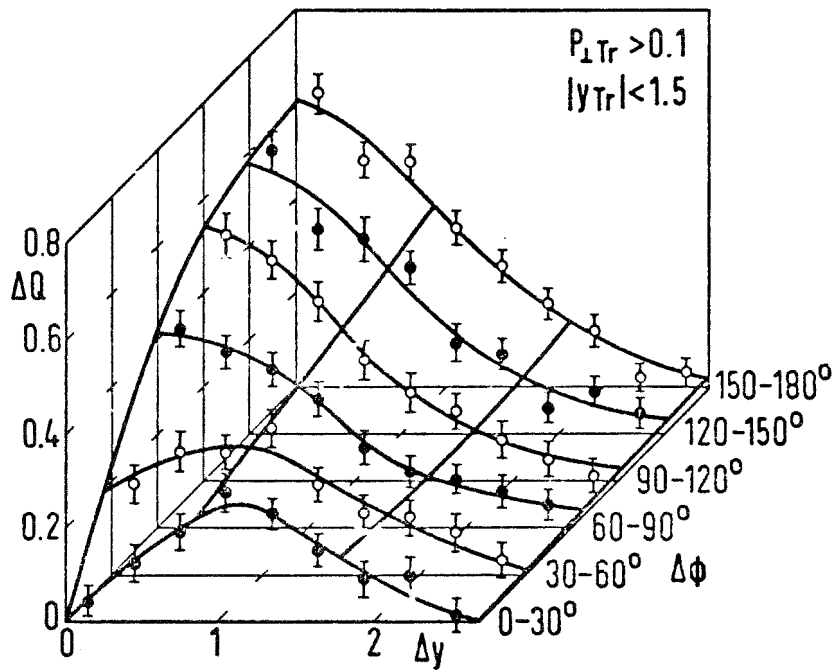


Abb. 21: Kompensation der Ladung eines "Trigger"-Teilchens (Tr) bei  $\Delta y = \Delta\phi = 0$  durch Änderung  $\Delta Q$  der Ladungsdichte der restlichen Teilchen; 21a bzw. b zeigen  $\Delta Q$  für kleine ( $> 0.1$  GeV/c) bzw. große ( $> 0.5$  GeV/c) Transversalimpulse des Triggerhadrons.

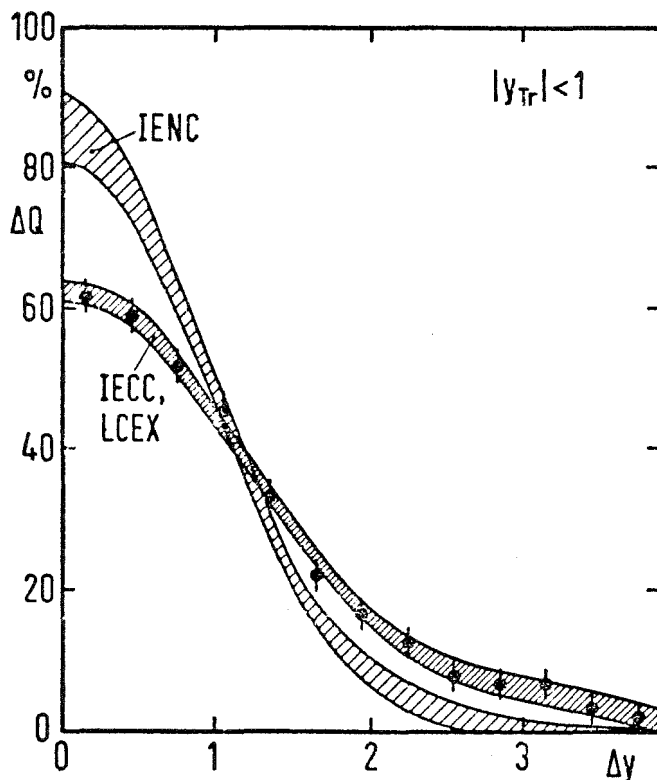


Abb. 22: Kompensation der Ladung eines zentral erzeugten "Trigger"-Teilchens bei  $\Delta y = 0$  und Vorhersagen der IENC, IECC und LCEX-Modelle. Der schraffierte Bereich entspricht der Ungenauigkeit der Bestimmung von  $\sigma$ .

In Abb. 22 wird  $\Delta Q$  mit den Vorhersagen der Modelle verglichen, die Verteilung für den IENC-Fall wird durch Subtraktion eines zur Teilchendichte proportionalen Untergrundes aus der Korrelation  $C(\Delta y)$  erhalten, die Angaben für IECC und LCEX stammen aus Monte-Carlo Rechnungen. Die Meßwerte werden sowohl durch das IECC- wie auch das LCEX-Modell beschrieben, die Emission neutraler Cluster (IENC) kann ausgeschlossen werden.

IECC und LCEX unterscheiden sich in ihren Vorhersagen für die langreichweitige ( $\Delta y > 3$ ) Komponente von  $\Delta Q(\Delta y)$ : im IECC-Modell ist  $\Delta Q$  für große  $\Delta y$  proportional zur Teilchendichte, während im LCEX-Modell  $\Delta Q$  exponentiell mit  $\Delta y$  abnimmt. Zum Vergleich geeignet ist die Verteilung  $\Delta Q_{y \text{ Tr}} \approx -2$ , hier steht einerseits ein hinreichendes Rapidityintervall zur Beobachtung der langreichweitigen Komponente zur Verfügung, andererseits wird bei  $y=2$  noch ein wesentlicher Teil aller Teilchen durch zentrale Cluster erzeugt und nicht durch die vom Monte Carlo Programm nicht exakt simulierten Leading Cluster.



Abb. 23 zeigt die Vorhersagen der Modelle. Die beiden Modelltypen mit lokaler Ladungserhaltung geben eine bessere Beschreibung der Daten, im Rahmen der Genauigkeit der Rechnungen ist das IECC-Modell jedoch nicht auszuschließen.

Eine andere Methode zum Studium des Ladungsaustausches in der Vielteilchenproduktion wird von Pirilä und Thomas<sup>82)</sup> angegeben. Sie untersuchen die Verteilung des Ladungsübertrages über die Rapiditätslücke zwischen benachbarten Teilchen.

Man betrachtet die Reaktion

$$pp \rightarrow n \text{ Hadronen} \quad ;$$

die Sekundärteilchen mit den Ladungen  $q_i$ ,  $i = 1, n$  werden nach wachsender Rapidität  $y_i$  geordnet. Werden alle Teilchen nachgewiesen, so gilt

$$\sum q_i = 2 \quad .$$

Der Ladungsfluß CT (charge transfer) über die Rapiditätslücke  $\Delta y = y_{i+1} - y_i$  zwischen dem  $i$ -ten und dem  $i+1$ -ten Teilchen ist dann

$$CT_i = \frac{1}{2} \left| \sum_{j=1}^i q_j - \sum_{j=i+1}^n q_j \right| \quad .$$

Die Häufigkeit eines Ladungsübertrages 0,1,2 usw. als Funktion der Rapiditätslücke  $\Delta y$  ist kennzeichnend für die verschiedenen Modelle; diskriminierend ist vor allem das Verhalten für große ( $>2$ )  $\Delta y$ . Die beiden Teilchen an den Enden der Lücke stammen darum bevorzugt aus verschiedenen Clustern. Da im IENC-Modell kein Ladungsaustausch zwischen Clustern stattfindet, sind für hohe  $\Delta y$  alle Ladungsüberträge  $\geq 1$  unterdrückt. Im LCEX-Modell sind nur Ladungsüberträge  $\geq 2$  verboten, während im IECC-Modell beliebig hohe Ladungsüberträge erlaubt sind.

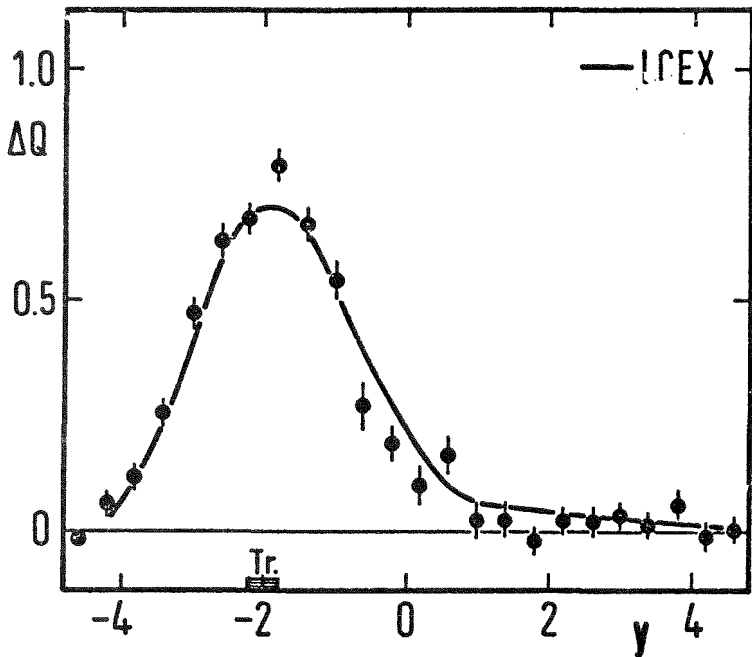
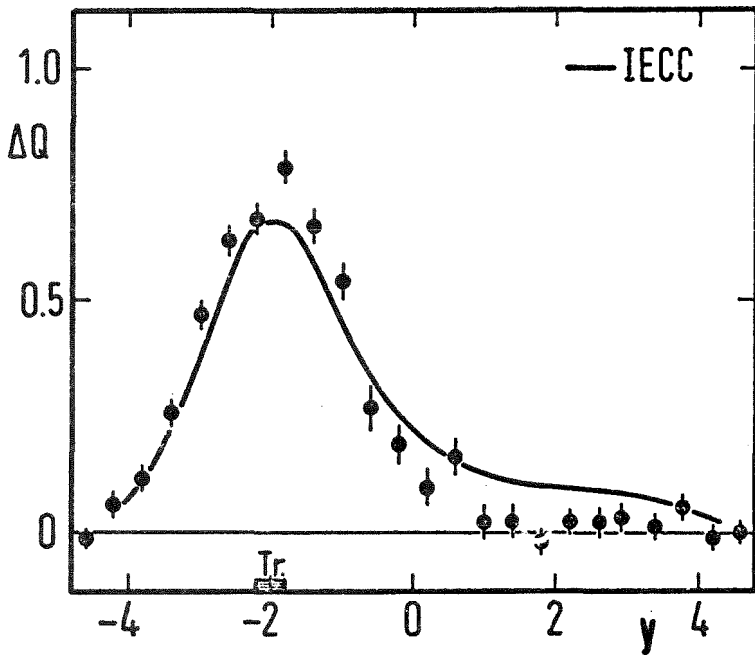
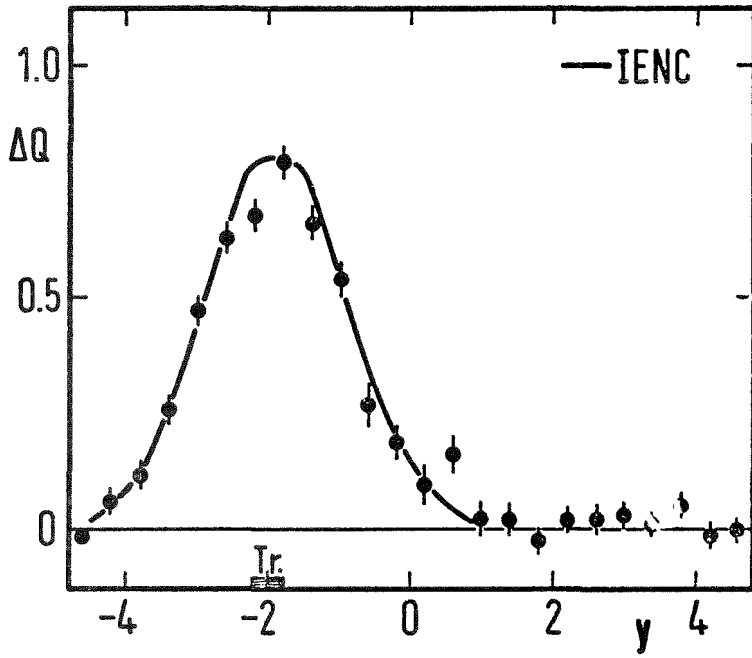


Abb 23 :  
Langreichweitige Komponente  
der Kompensation der Ladung  
eines Teilchens bei  $y_{Tr} = -2$   
im IENC, IECC und LCEX-Modell.  
Der statistische Fehler der  
MC-Rechnungen beträgt etwa  
die Hälfte des Fehlers der  
Messwerte.

Für kleine Rapiditätsdifferenzen wird das Verhalten des Ladungsübertrages durch Teilchen aus dem Zerfall eines Clusters dominiert und modellunabhängig.

Da dieses Verfahren den exklusiven Nachweis aller Teilchen erfordert, ist es für den SFM mit dessen begrenzter Akzeptanz nur beschränkt geeignet. Die Auswirkungen der Akzeptanzverluste können jedoch bei der Monte-Carlo Simulation berücksichtigt werden.

Zur Analyse werden nur Ereignisse mit einer sichtbaren Ladung  $\sum q_i = 2$  benutzt, da sonst der Ladungsübertrag nicht definiert ist. Es erweist sich als günstig, alle nachgewiesenen Teilchen zu verwenden und auf die üblichen Schnitte in  $p_{\perp}$  zu verzichten.

Zur Simulation der Ereignisse werden die generierten Teilchen entsprechend der Akzeptanz des Detektors akzeptiert oder verworfen; die Multiplizitätsverteilung der realen Ereignisse wird vom Programm dann exakt wiedergegeben (Abb. 24). Um den Einfluß der Akzeptanzverluste abzuschätzen, werden

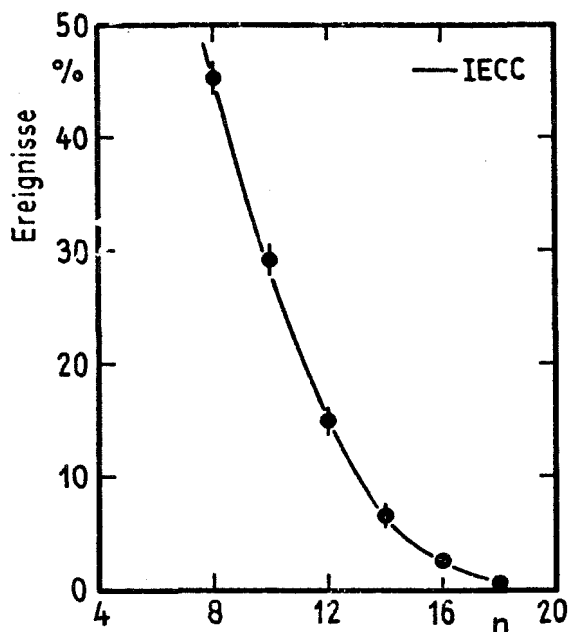


Abb. 24: Multiplizitätsverteilung für Ereignisse mit  $\sum q = 2$  und Vorhersage des IECC-Modells unter Berücksichtigung von Akzeptanzverlusten

verschiedene Akzeptanzen für den Detektor angenommen: einerseits die von  $y$ ,  $p_{\perp}$  und  $\phi$  abhängige Akzeptanz des realen Detektors, andererseits konstante Akzeptanzen von 0.55, 0.60 und 0.65. Ferner wird der Einfluß azimuthaler Korrelationen auf die Akzeptanzverluste untersucht. Es zeigt sich, daß die absolute Häufigkeit eines Ladungsübertrages CT über ein Intervall  $\Delta y$ ,  $W_{CT}(\Delta y)$ , akzeptanzabhängig ist, während die relative Häufigkeit, normiert auf die Häufigkeit des Ladungsübertrages 0, nur schwach von den Annahmen zur Akzeptanz abhängt. Als Testgröße werden deshalb die Quotienten

$$R = \frac{W_{CT=1}(\Delta y)}{W_{CT=0}(\Delta y)}, \quad \text{abgekürzt} \quad \frac{CT_1}{CT_0}$$

und

$$R = \frac{W_{CT \geq 2}(\Delta y)}{W_{CT=0}(\Delta y)}, \quad \text{abgekürzt} \quad \frac{CT_{\geq 2}}{CT_0}$$

benutzt.

In Abb. 25 sind  $R = \frac{CT_1}{CT_0}$  und  $R = \frac{CT_{\geq 2}}{CT_0}$  mit dem IENC-, IECC- und LCEX-Modell verglichen. Um die Einflüsse der leading Cluster zu verringern, sind die beiden äußeren Rapiditylücken ( $y_1, y_2$ ) und ( $y_{n-1}, y_n$ ) nicht mit einbezogen. In Übereinstimmung mit älteren Resultaten der FNAL-Blasenkammer<sup>82</sup>) liegt das Verhältnis der Ladungsüberträge 1 und 0 unabhängig von  $\Delta y$  bei etwa 2, während die Häufigkeit größerer Ladungsüberträge mit wachsendem  $\Delta y$  langsam abnimmt. Die Ergebnisse der Monte-Carlo Rechnungen sind als schraffierte Bereiche eingetragen, deren Breite durch Ungenauigkeiten der Akzeptanzkorrektur und die Freiheit in der Wahl der mittleren Ladung der leading Cluster (siehe 4.1.1) gegeben ist. Auch hier zeigt sich, daß das IENC-Modell die Daten nicht beschreibt: das LCEX-Modell gibt die Meßpunkte exakt wieder, während beim IECC Modell geringe, nicht unbedingt signifikante Abweichungen auftreten.

Die Ergebnisse der Untersuchungen zur Ladungskompensation sind in Ta-

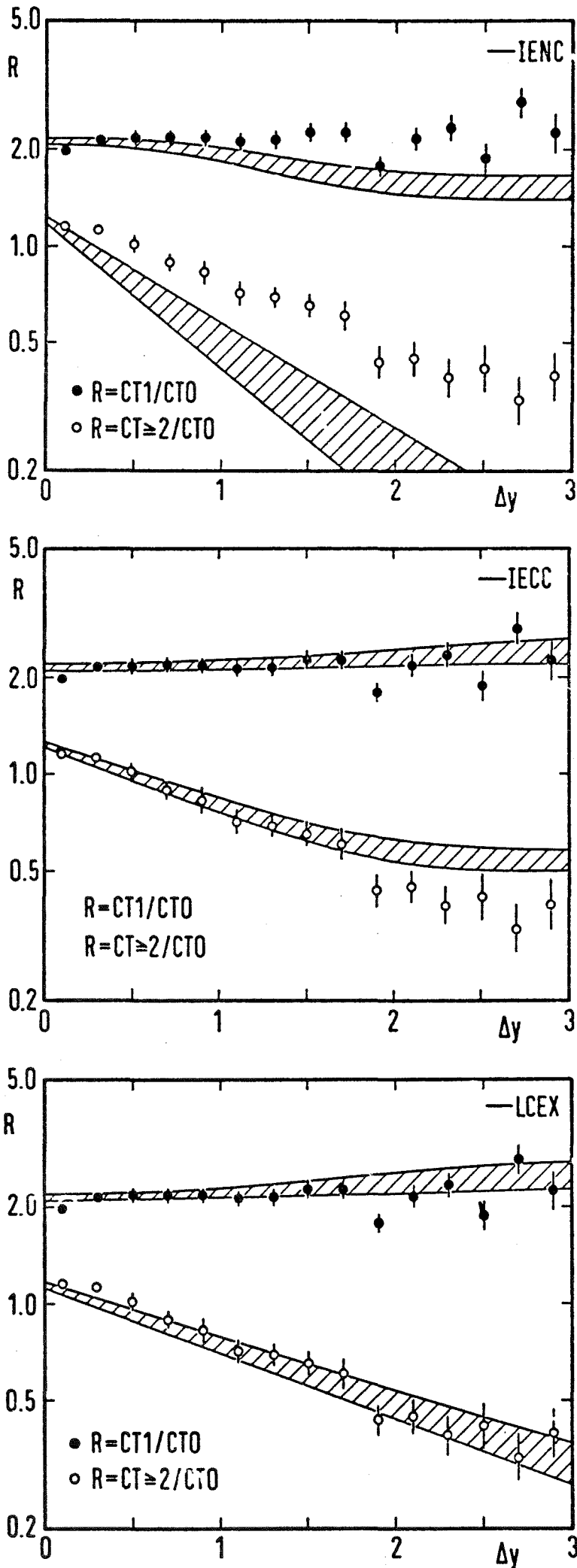


Abb. 25:

Relative Häufigkeit der Ladungsüberträge 1 und  $\geq 2$  in Bezug auf Ladungsübertrag 0 als Funktion der Breite  $\Delta y$  der Rapiditätslücke und Vorhersage der IENC, IECC bzw. LCEX-Modelle. Die Bedeutung der schraffierten Bereiche wird im Text erläutert.

belle 6 zusammengefaßt. Das IENC-Modell kann, wie schon bei FNAL-Energien von Arnedo und Plaut gezeigt<sup>46)</sup>, ausgeschlossen werden, das auch aus theoretischen Gesichtspunkten<sup>46)</sup> favorisierte LCEX-Bild beschreibt die Meßwerte nahezu exakt, jedoch kann auch eine IECC-Struktur auf Grund der Resultate dieser Arbeit nicht ausgeschlossen werden.

Tabelle 6: Vergleich der Modelle zur Ladungskompensation

	IENC	IECC	LCEX
kurzreichweitige Komponente von $\Delta Q$	-	+	+
langreichweitige Komponente von $\Delta Q$	+	k	+
Ladungstransfer	-	k	+

- + übereinstimmend
- k noch kompatibel } mit Experiment
- nicht übereinstimmend

Die zum Vergleich herangezogenen Modelle mit ihren ad-hoc Annahmen, wie z.B. der Isospin-Symmetrie im IECC und LCEX-Modell, stellen natürlich nur eine Auswahl dar, anhand welcher typische Tendenzen der Ladungsstruktur der Ereignisse beurteilt werden sollen.

#### 4.1.3 Azimutale Korrelationen

Aus der Azimutabhängigkeit der inklusiven Korrelationen erhält man weitere Informationen über die Dynamik der Teilchenproduktion und die Mechanismen der Impulskompensation. Abb. 26 zeigt die Korrelationsfunktion

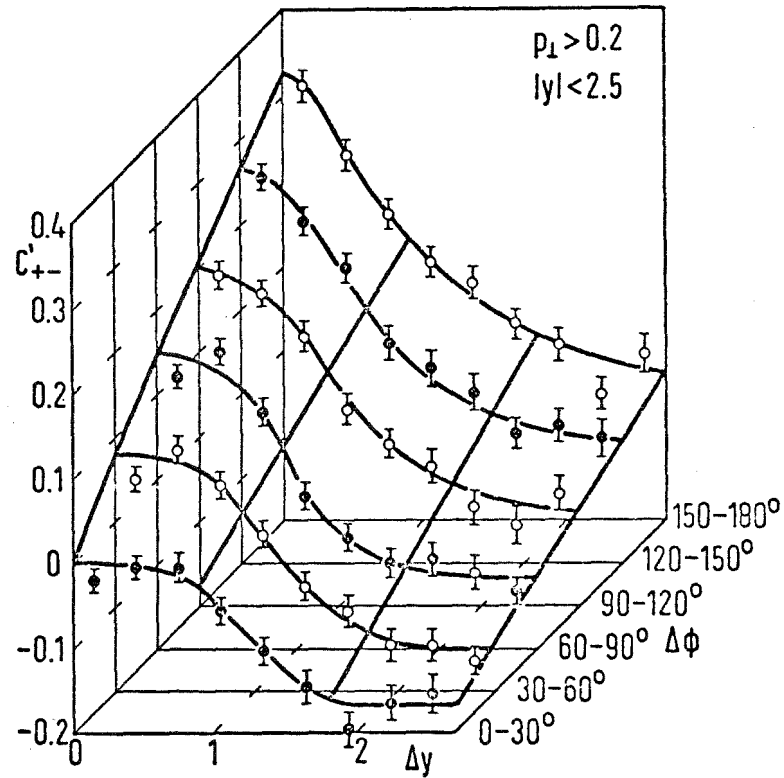
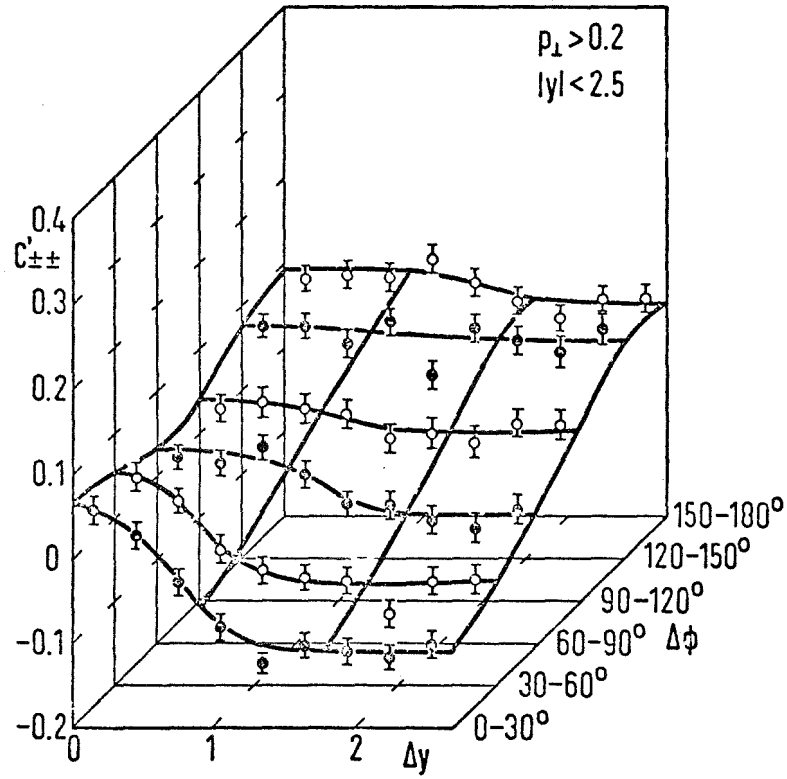


Abb. 26: Normierte Korrelationsfunktion  $C'(\Delta y, \Delta\phi)$  für identische ( $C'^{\pm\pm}$ ) und unterscheidbare ( $C'^{+-}$ ) geladene Teilchen mit  $p_{\perp} > 0.2$  GeV im Zentralgebiet.

$$C'_{12}(\Delta y, \Delta\phi) =$$

$$= \alpha \frac{\int \int \int \int dy_1 dy_2 d\phi_1 d\phi_2 \rho^{12}(y_1, y_2, \phi_1, \phi_2) \delta(|y_1 - y_2| - \Delta y) \delta(|\phi_1 - \phi_2| - \Delta\phi)}{\int \int \int \int dy_1 dy_2 d\phi_1 d\phi_2 \rho^1(y_1, \phi_1) \rho^2(y_2, \phi_2) \delta(|y_1 - y_2| - \Delta y) \delta(|\phi_1 - \phi_2| - \Delta\phi)} - 1$$

( $\alpha$  siehe 3.7)

für identische ( $C'^{\pm\pm}$ ) und unterscheidbare ( $C'^{+-}$ ) Teilchen mit  $p_{\perp} > 0.2$  GeV/c. Die Form der Korrelationen stimmt mit Resultaten anderer Experimente bei FNAL<sup>1)</sup> und am ISR<sup>44)</sup> überein. Die auch bei großen  $\Delta y$  sichtbare azimutale Antikorrelation deutet auf eine globale Impulserhaltung hin. Im Gegensatz zur langreichweitigen Korrelation zeigt die lokale Komponente eine starke Ladungsabhängigkeit; entgegengesetzt geladene Teilchen werden bevorzugt in gegenüberliegende Azimutbereiche emittiert, während sich gleich geladene Teilchen bevorzugt in demselben Azimutintervall aufhalten. Der lokale Anteil von  $C'^{+-}$  wird von Teilchen aus dem Zerfall desselben Clusters gebildet, der Anstieg von  $C'^{+-}$  mit wachsendem  $\Delta\phi$  ist Folge der Impulserhaltung beim Clusterzerfall. Die positiven Korrelationen für kleine Phasenraumabstände gleicher Teilchen sind eine Folge der Bose-Einstein-Symmetrisierung.

Geht man zu größeren Transversalimpulsen über, so verändert sich das Verhalten der +- Komponente grundlegend (Abb. 27,  $p_{\perp} > 0.5$  GeV/c): die Korrelation im entgegengesetzten Azimut verschwindet zugunsten einer positiven Korrelation im Azimut benachbarter Teilchen, wie oben erwähnt, ein Hinweis auf den endlichen Transversalimpuls der Cluster.

Die Korrelationen im Vorwärtsgebiet ( $|y| > 2.5$ , Abb. 28) zeigen ein unterschiedliches Verhalten. Für die Ladungskombinationen ++ und +- beobachtet man eine mit  $p_{\perp}$  wachsende Antikorrelation im Azimut. Zwischen negativen Teilchen (--) ist keine Korrelation erkennbar. Dieses Verhalten wird durch den Zerfall positiv geladener leading Cluster

$$C'^{+} \rightarrow ++ \text{ und neutrale Teilchen}$$



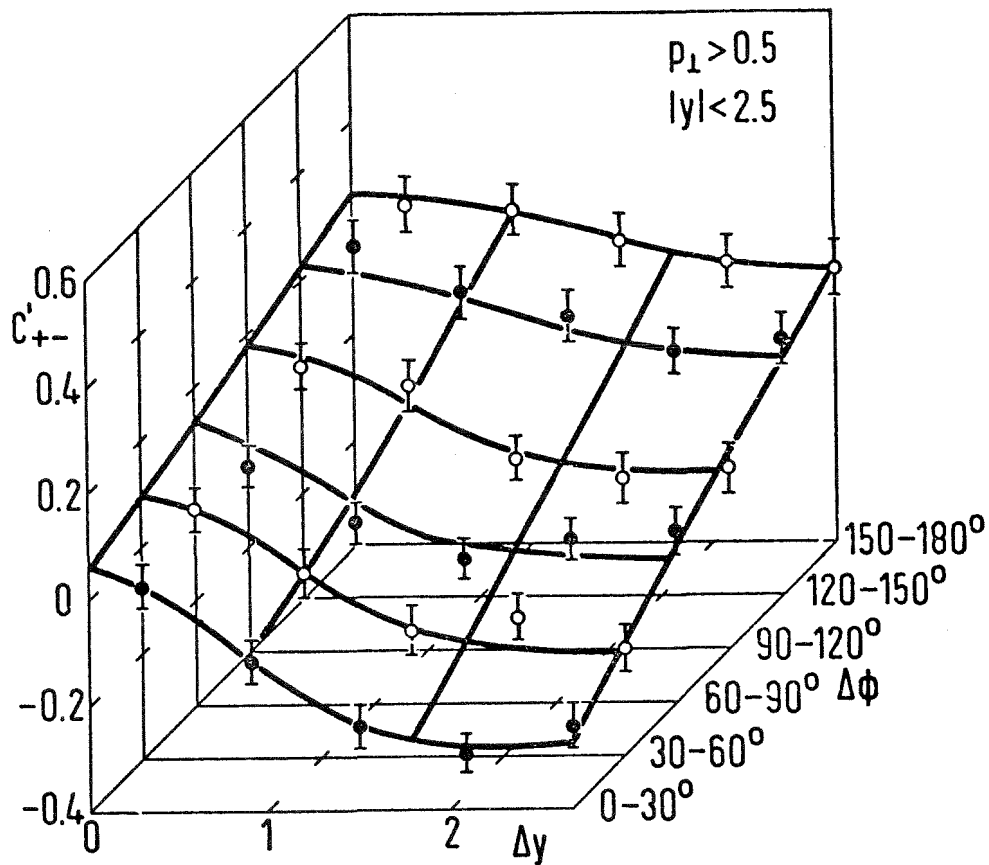
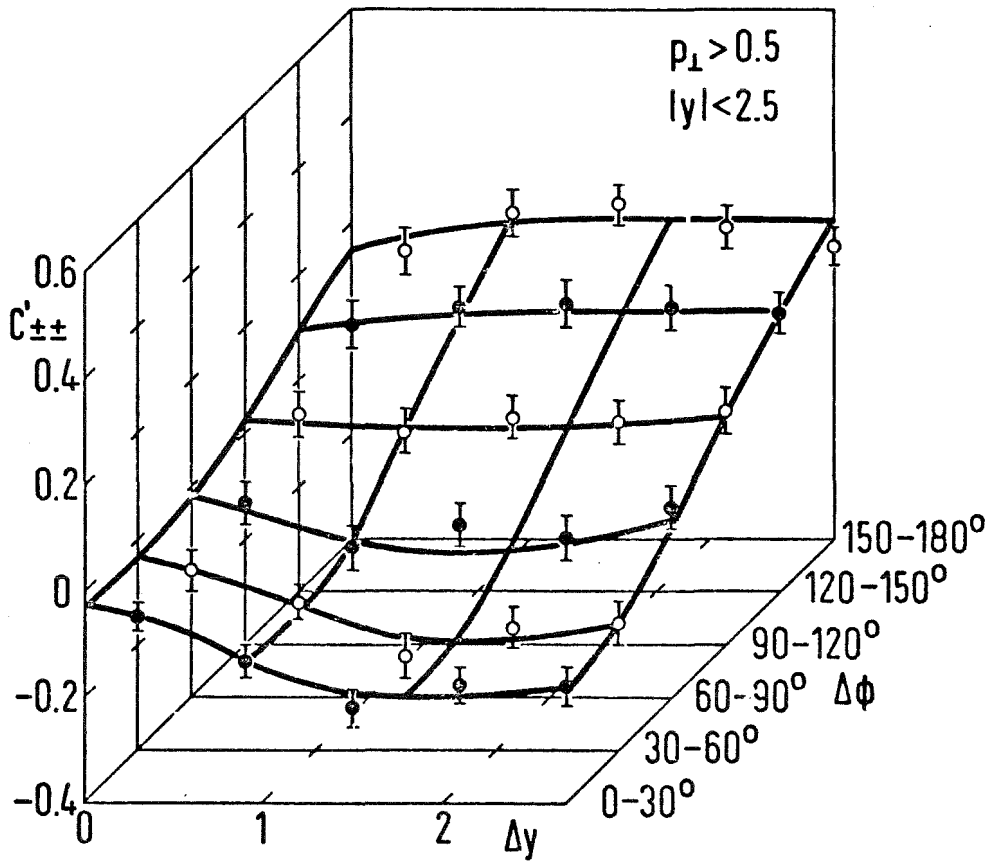


Abb. 27: wie Abb. 26, jedoch für Teilchen mit höheren Transversalimpulsen  $\rho_{\perp} > 0.5$  GeV/c (geänderte Skaleneinteilung)

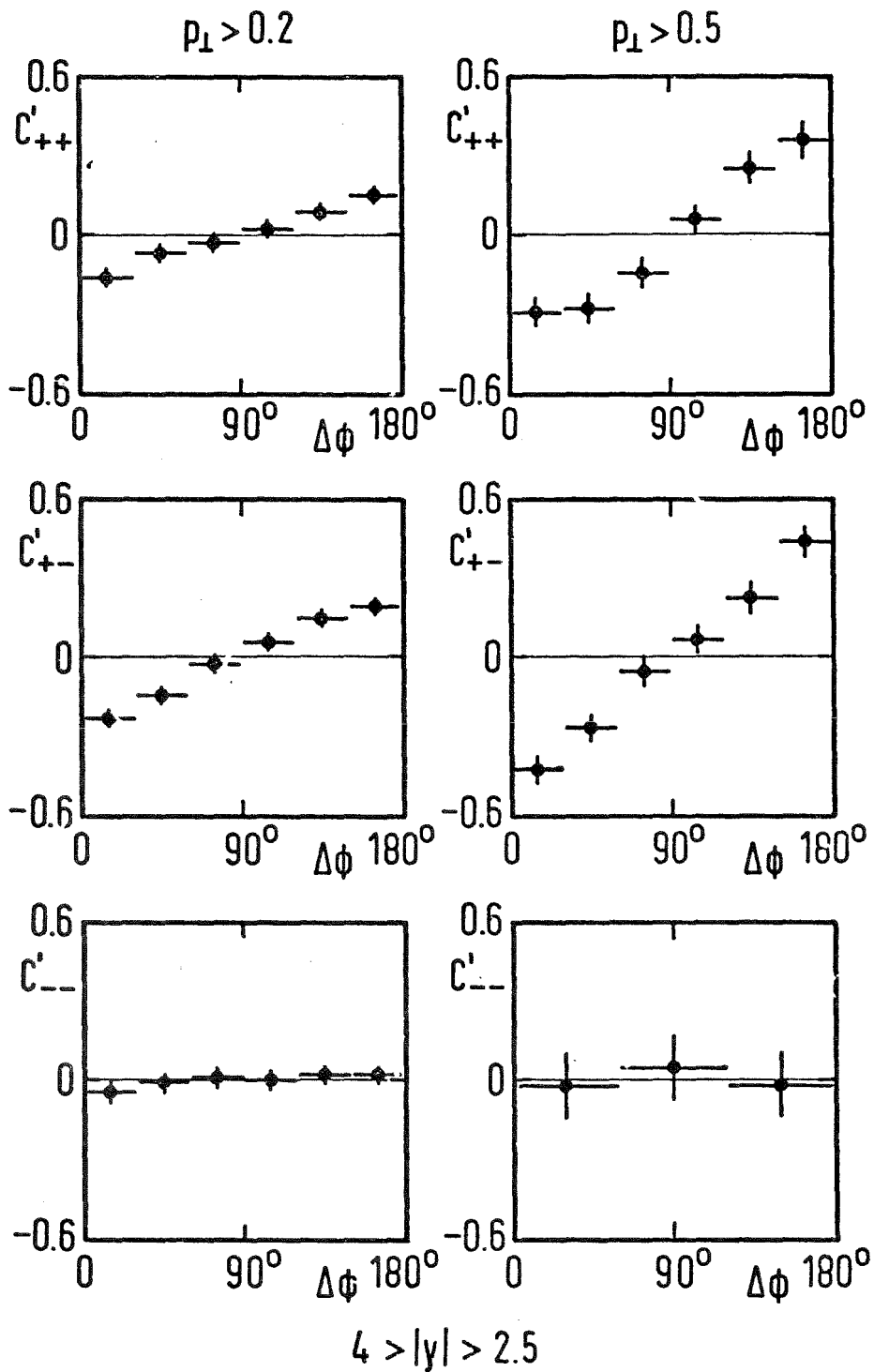


Abb. 28: Azimutale Korrelationen im Vorwärtsgebiet  $|y| > 2.5$  für Teilchen mit  $p_{\perp} > 0.2$  GeV/c (linke Reihe) bzw.  $p_{\perp} > 0.5$  GeV/c (rechte Reihe) und verschiedene Ladungskombinationen

erklärt. Die mit  $p_{\perp}$  zunehmende lokale Impulskompensation ist eine Folge des kleinen Transversalimpulses der Leading Cluster, d.h.

$$\frac{\langle K_{\perp} \text{ LCL} \rangle}{\langle M_{\text{LCL}} \rangle} \ll 1 .$$

Die detaillierte Untersuchung der durch Bose-Einstein-Effekte bzw. Clusterzerfall induzierten Korrelationen ist Thema der beiden folgenden Abschnitte.

#### 4.1.4 Bose-Einstein-Effekte

Die positiven Korrelationen zwischen ununterscheidbaren Teilchen bei kleinen Phasenraumabständen (s. Abb. 26,  $C'^{\pm\pm}$ ) werden meist als Folge der Bose-Einstein-Symmetrisierung der Emissionsamplitude interpretiert (siehe 3.2.2.3). Geeignete Variable zur Darstellung der Bose-Einstein Korrelationen sind die longitudinalen bzw. transversalen Komponenten  $\Delta p_{\parallel}$  bzw.  $\Delta p_{\perp}$  der Impulsdifferenz  $\Delta \vec{p}$  zweier Teilchen bezüglich der Impulssumme  $\vec{p}_1 + \vec{p}_2$  (Abb. 29).

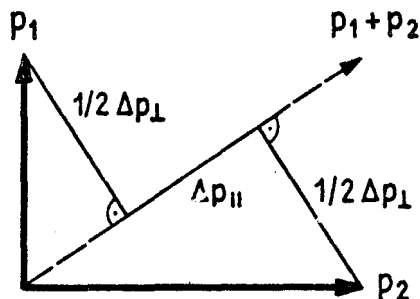


Abb. 29: Definition von  $\Delta p_{\parallel}$  und  $\Delta p_{\perp}$  für ein Teilchenpaar mit Impulsen  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$

In Abb. 30 sind normierte Korrelationsfunktionen  $C'$  (s. 3.6) in diesen Variablen für gleichartige ( $\pm\pm$ ) bzw. verschiedene ( $+ -$ ) Teilchen verglichen.

Abb. 30a zeigt die Korrelation in  $\Delta p_{\perp}$  für Teilchenpaare mit kleinem  $\Delta p_{\parallel}$ , Abb. 30b die Korrelation in  $\Delta p_{\parallel}$  für kleine  $\Delta p_{\perp}$ . Während für unterscheidbare Teilchen keine Korrelationen sichtbar sind, beobachtet man bei identischen Teilchen positive Korrelationen für Impulsdifferenzen unter 0.2 GeV/c. In der Terminologie der Interferenz zweiter Ordnung (s.(3.19)) kann die Korrelation identischer Teilchen in diesem Fall folgendermaßen parametrisiert werden

$$C'(\Delta p_{\perp}) \Big|_{\Delta p_{\parallel} \rightarrow 0} = A_0 + A_1 \cdot \frac{4 J_1^2(\Delta p_{\perp} \cdot R)}{(\Delta p_{\perp} \cdot R)^2}$$

$$C'(\Delta p_{\parallel}) \Big|_{\Delta p_{\perp} \rightarrow 0} = A'_0 + A'_1 \cdot \frac{1}{1 + (\Delta p_{\parallel} \cdot \tau)^2}$$

Die Ersetzung von  $\Delta E$  durch  $\Delta p_{\parallel}$  in (3.19) ist zulässig, da es sich um relativistische Teilchen (typische  $p \gg m_{\pi}$ ) handelt mit  $\Delta p_{\perp} \rightarrow 0$ . Die Einführung einer zusätzlichen Konstante  $A_1$  für die Stärke des Bose-Einstein-Effekts ist erforderlich, da die Teilchen nicht positiv als Pion identifiziert werden; unter den ++ Kombinationen sind auch nicht interferenzfähige  $\pi^+ p$ ,  $\pi^+ K^+$  und  $p K^+$ -Paare enthalten. Ferner können Pionen, die aus dem Zerfall langlebiger Resonanzen wie  $\omega$  oder  $\eta$  stammen, nicht mit prompten Pioneninterferieren - wegen  $\Delta p_{\parallel} \sim \frac{1}{\tau}$  wird das Phasenraumintervall, in dem die Kohärenzbedingung erfüllt ist, für Resonanzzerfall verschwindend klein.

Bei Verwendung normierter Korrelationsfunktionen müssen die Konstanten  $A_0$  und  $A'_0$  bzw.  $A_1$  und  $A'_1$  nicht identisch sein. Für  $R$  und  $\tau$  ergibt sich

$$R = 1.34 \pm 0.31 \text{ fm}$$

$$c\tau = 1.38 \pm 0.60 \text{ fm}$$

$$\tau = (4.4 \pm 2.0) * 10^{-24} \text{ s}$$

Die Werte stimmen mit Messungen bei niederen Energien überein (Tabelle 4).  $R$  wird als Radius des Pionen emittierenden Volumens interpretiert; weniger

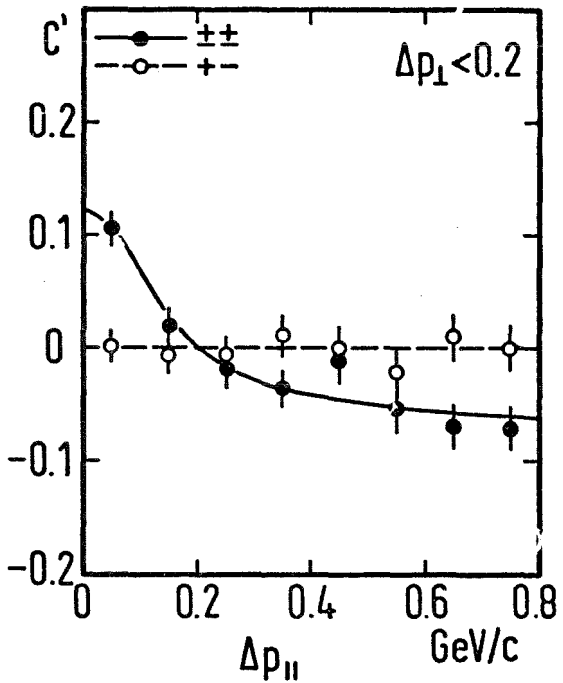
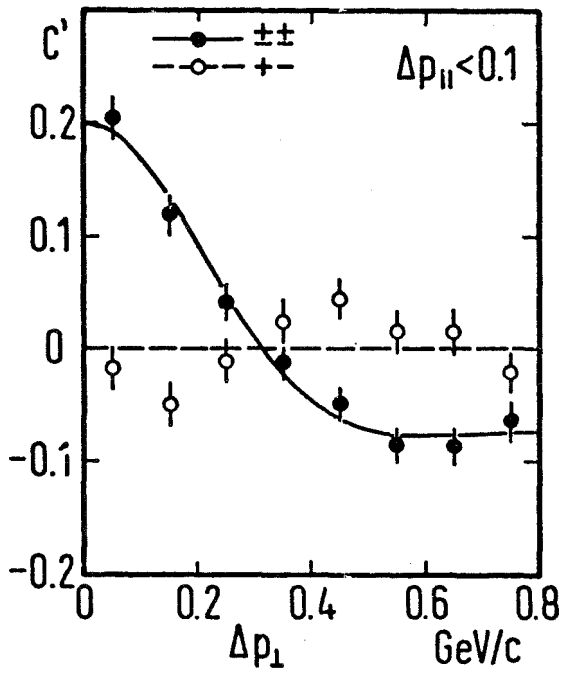


Abb. 30:

Normierte Korrelationsfunktion

$$C'(\Delta p_{\perp}) \text{ f\u00fcr } \Delta p_{\parallel} < 0.1 \frac{\text{GeV}}{c}$$

bzw.

$$C'(\Delta p_{\parallel}) \text{ f\u00fcr } \Delta p_{\perp} < 0.2 \frac{\text{GeV}}{c}$$

f\u00fcr identische ( $\pm\pm$ ) und unterscheidbare ( $+ -$ ) Teilchen.

(—) Anpassung von (3.19) mit  $R = 1.34 \text{ fm}$ ,  $c\tau = 1.38 \text{ fm}$ .

klar ist die Bedeutung von  $\tau$ . Die numerische Gleichheit von  $R$  und  $c\tau$  legen nahe,  $c\tau$  als Tiefe des emittierenden Volumens, d.h. ebenfalls als Radius des im gesamten Volumen homogenen strahlenden "Feuerballs" zu deuten.

Im thermodynamischen Bild ist dieser Feuerball mit einem einzelnen Cluster identisch. Nimmt man dagegen Interferenz zwischen Pionen aus beliebigen Clustern an, so entspricht der Feuerball dem gesamten, Hadronen emittierenden Volumen; er enthält insbesondere alle Stellen, an denen Cluster zerfallen. In der Näherung  $v_{\text{Cluster}} \approx c$  ist  $\tau$  dann die Lebensdauer eines Clusters.

Eine Differenzierung der beiden Modelle ist anhand der Ladungs- und Azimutabhängigkeit der lokalen Komponente der Korrelation möglich: wirkt der Bose-Einstein-Effekt nur zwischen Teilchen desselben Clusters, d.h. zwischen Teilchen aus dem lokalen Überschuss von  $C(\Delta y, \Delta\phi)$  für  $\Delta y \rightarrow 0$ , so ergibt sich wegen

$$\frac{\sigma_{\text{BE}}(\Delta\vec{p} = 0)}{\sigma_{\text{BE}}(\Delta\vec{p}_{\text{gro\ss}})} = 2 \frac{\sigma_{\text{BG}}(\Delta\vec{p} = 0)}{\sigma_{\text{BG}}(\Delta\vec{p}_{\text{gro\ss}})} \quad (4.1a)$$

mit  $\sigma_{\text{BE}} = \frac{d^2\sigma}{d(\Delta E)d(\Delta p_{\perp})}$  für identische Teilchen

und  $\sigma_{\text{BG}} = \frac{d^2\sigma}{d(\Delta E)d(\Delta p_{\perp})}$  für unterscheidbare Teilchen

maximal eine Verdopplung der lokalen Korrelation für identische Teilchen im selben Quantenzustand (s. (3.19) im Grenzfall  $\Delta p_{\perp}$  und  $\Delta E \rightarrow 0$ ), d.h.

$$\frac{c_{\text{lokal}}^{++}(\Delta\phi=180^\circ)}{c_{\text{lokal}}^{++}(\Delta\phi=0^\circ)} \geq \frac{1}{2} \frac{c_{\text{lokal}}^{+-}(\Delta\phi=180^\circ)}{c_{\text{lokal}}^{+-}(\Delta\phi=0^\circ)} \quad (4.1b)$$

Da die Teilchendichte im Zentralgebiet etwa konstant ist, gilt diese Un-

gleichung näherungsweise auch für die normierte Korrelationsfunktion  $C'$  aus Abb. 26. Man erhält den lokalen Anteil (Abb. 31) durch Subtraktion der langreichweitigen Komponente

$$C'_{\text{lokal}}(\Delta\phi) = C'(\Delta\phi) - C'(\Delta\phi, \Delta y \sim 0) - C'(\Delta\phi, \Delta y \sim 3) \quad .$$

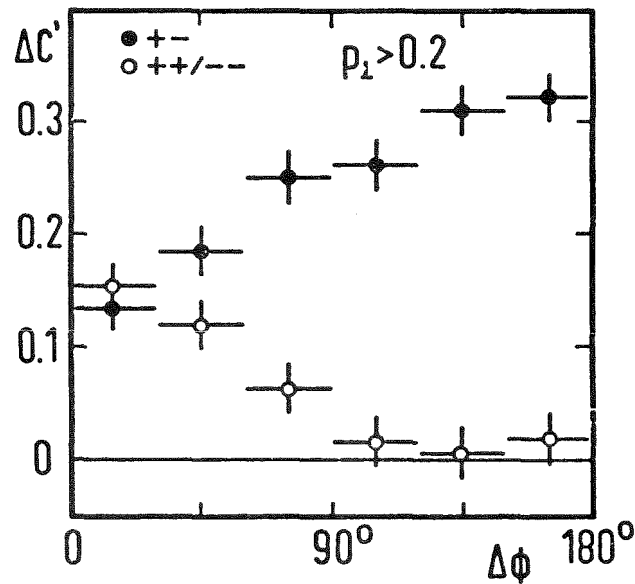


Abb. 31: Lokaler Anteil  $\Delta C' = C'(\Delta y \sim 0) - C'(\Delta y \sim 3)$  der Zweiteilchenkorrelation im Zentralgebiet für Teilchen mit  $p_{\perp} > 0.2$  GeV/c

Setzt man die aus Abb. 31 entnommenen Werte in (4.1) ein, so ergibt sich

$$(0.13 \pm 0.17) \geq \frac{1}{2} (2.1 \pm 0.4) \quad ;$$

die Ungleichung ist offensichtlich nicht erfüllt, d.h. die Stärke der lokalen Korrelation läßt sich nicht durch Bose-Einstein Effekte zwischen Teilchen eines Clusters erklären.

Durch ihre Ladungsabhängigkeit stellen Bose-Einstein Effekte eine zusätzliche, der lokalen Kompensation entgegengerichtete Quelle für Ladungs-

transporte dar, die geladene Cluster simulieren könnte. Monte Carlo Rechnungen legen jedoch nahe, daß diese Symmetrisierungseffekte bezüglich der Analyse der Ladungstransporte vernachlässigt werden dürfen; vor allem können z.B. Ladungsüberträge für große  $\Delta y$  (Abb. 25) nicht durch kurzreichweitige Effekte gestört werden. Eine endgültige Beantwortung der Frage, inwieweit Bose-Einstein Effekte und Clusermechanismen sich gegenseitig beeinflussen wird allerdings erst anhand einer explizit bekannten Produktionsamplitude möglich sein.

#### 4.1.5 Transversalimpulserhaltung

Der Transversalimpuls  $\vec{p}_{\perp h}$  eines Teilchens H wird von den restlichen Teilchen durch eine Erhöhung der  $\vec{p}_{\perp h}$  entgegengesetzten Impulskomponente  $p_x$  kompensiert (s. Abb. 36a und 3.1.4). Die Impulskompensationsdichte  $P_x^R$  der Restteilchen ergibt sich damit zu

$$P_x^R(y) = \langle p_x(y) \cdot \rho^R(y) \rangle \quad .$$

$\rho^R$  ist die inklusive Dichte der restlichen Teilchen. Die Impulserhaltung fordert

$$\int_Y P_x^R(y) dy = p_{\perp h} \quad .$$

Aus technischen Gründen wurde bei der Untersuchung der Transversalimpulskompensation auf die Extrapolation der gemessenen Dichten  $P_x^R(p_{\perp} > p_{\perp 0})$  zu  $p_{\perp 0} = 0$  verzichtet. Alle folgenden Spektren wurden, soweit nicht anders erwähnt, mit  $p_{\perp 0} = 0.1$  GeV/c berechnet. Die Dichte  $P_x^R$  berücksichtigt ferner nur geladene Teilchen mit  $p_{\perp} \geq 0.1$  GeV/c sowie entsprechende Akzeptanzkorrekturen.

Infolge der Verluste bei kleinen  $p_{\perp}$  und durch die nicht nachgewiesenen



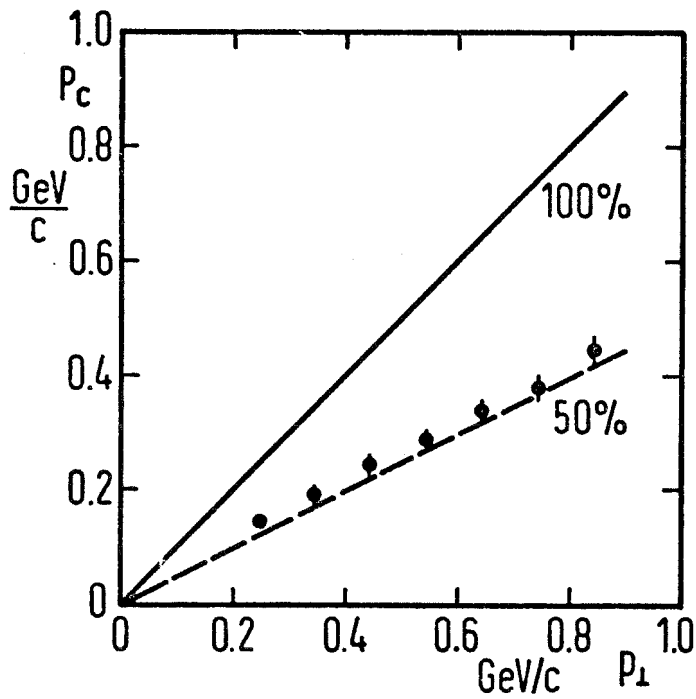


Abb. 32: Von geladenen Teilchen aus R kompensierter Teil  $P_C^R$  des Transversalimpulses  $P_{\perp h}$  des Hadrons h in der Reaktion  $pp \rightarrow h + R$

neutralen Teilchen wird nur ein Teil  $\eta$  des Impulses  $P_{\perp h}$  von sichtbaren Teilchen kompensiert

$$P_C^R = \int_Y P_x^R(y) dy = \eta P_{\perp h} \quad .$$

Aus Abb. 32 ergibt sich

$$\eta = 50 \dots 55\% \quad .$$

Der theoretische Wert

$$\eta_{Th} = (1 - \epsilon_C - \epsilon_A) \frac{\langle n_c \rangle}{\langle n_n \rangle + \langle n_c \rangle} \approx 53 \dots 57\%$$

liegt in der gleichen Größenordnung.  $\epsilon_C$  und  $\epsilon_A$  beschreiben die Verluste durch den Schnitt in  $p_{\perp}$  bei 0.1 GeV/c bzw. durch nicht korrigierte Akzeptanz- und Rekonstruktionsverluste bei höheren  $p_{\perp}$ .

$$\epsilon_C + \epsilon_A \approx 0.15 - 0.20$$

$\langle n_c \rangle$  und  $\langle n_n \rangle$  sind die mittleren Zahlen geladener bzw. neutraler Sekundärteilchen pro Ereignis. Aus der Isospininvarianz folgt<sup>1)</sup>

$$\langle n_c \rangle \approx 2 \langle n_n \rangle \quad .$$

Für die weitere Diskussion wird angenommen, daß sich neutrale Teilchen im Mittel wie geladene Teilchen verhalten, d.h.

$$\rho_n \approx \frac{1}{2} \rho_c$$

$$\langle p_x(y) \rangle_n \approx \langle p_x(y) \rangle_c \quad .$$

Systematische Fehler in  $\langle p_x \rangle$  bzw.  $P_x$  sind ferner durch die in  $\phi$  asymmetrische Auslegung des Detektors möglich. Der Fehler kann abgeschätzt werden, indem man Triggerteilchen und Restsystem aus verschiedenen Ereignissen entnimmt. Wegen deren Unabhängigkeit muß im Idealfall gelten

$$\langle p_x \rangle_{\text{gemischte Ereignisse}} = 0$$

und

$$P_x_{\text{gemischte Ereignisse}} = 0 \quad .$$

Die maximal auftretende systematische Abweichung lag bei

$$\Delta \langle p_x \rangle \leq 0.002 \frac{\text{GeV}}{c}$$

$$\Delta P_x \leq 0.005 \frac{\text{GeV}}{c} \quad ;$$

die im folgenden angegebenen Werte sind entsprechend korrigiert.

Die Form der Verteilung  $\langle p_x(y) \rangle$  hängt von der Art der Clusteremission ab.

Im UJM gilt (s. 3.2.2.5)

$$\text{UJM:} \quad \langle p_x(y) \rangle = \langle p_x \rangle = \text{const} \quad ,$$

während in anderen Modellen  $\langle p_x \rangle$  mit wachsendem Rapiditätsabstand zu  $h$  abnimmt.

$$\text{ULM ,CLM:} \quad \langle p_x(y) \rangle = \langle p_x \rangle_0 e^{-\frac{y-y_h}{\lambda_p}}$$

$$\lambda_p \text{ ULM} \approx 1, \quad \lambda_p \text{ CLM} \approx 2 \dots 4 \quad .$$

Abb. 33 zeigt  $\langle p_x \rangle$  in Abhängigkeit von  $\Delta y$ . Für  $\Delta y \geq 2$  ist in Übereinstimmung mit den neuesten Ergebnissen aus FNAL<sup>65)</sup> ein schwacher Abfall in  $\langle p_x \rangle$  sichtbar. Allerdings wird später gezeigt werden, daß dieser Effekt weniger eine Eigenschaft des zentralen Clustersystems als vielmehr der "Leading Cluster" ist.

Eine detaillierte Übersicht über die Mechanismen der Impulskompensation gibt Abb. 34. In Abb. 34a-d ist die Impulsdichte  $P_x^R(y)$  für verschiedene Positionen des "Trigger"-Hadrons  $h$  dargestellt. Für  $|y_h| \approx 0 \dots 1$  beobachtet man eine breite Verteilung von  $P_x$  (Abb. 34a,b), für größere  $|y_h|$  beginnt sich eine lokale Kompensationskomponente abzuzeichnen (Abb. 34c,d). Der Abfall in  $P_x(y)$  für  $y \approx y_h$  im Zentralgebiet ist eine Folge der Bose-

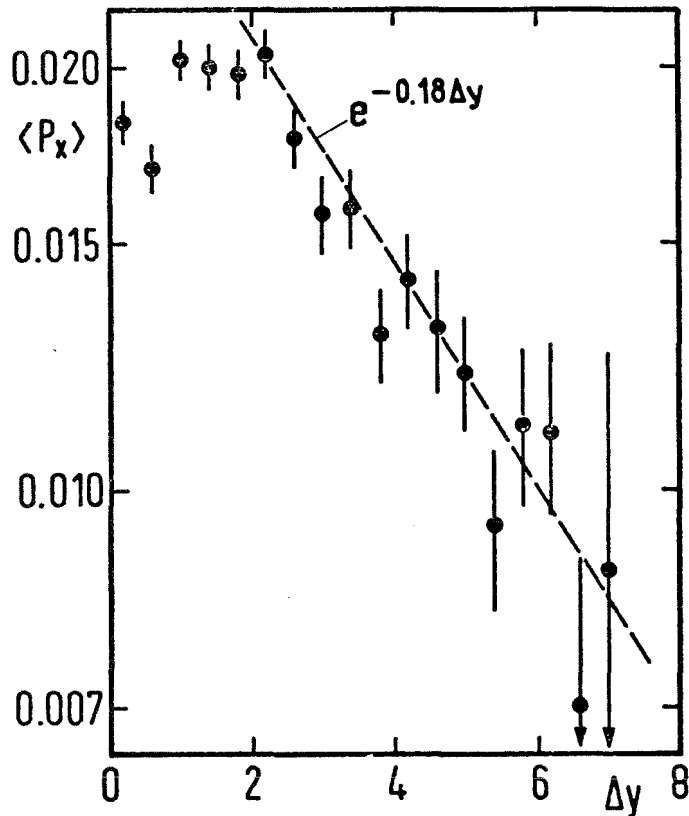


Abb. 33: Mittlere Impulskompensationskomponente  $\langle p_x \rangle$  (siehe 3.1.4 und Abb. 36a) eines Teilchens mit  $p_{\perp} > 0.1$  GeV/c als Funktion des Abstandes  $\Delta y$  zum "Trigger"-Hadron  $h$  mit  $p_{\perp h} > 0.2$  GeV/c

Einstein-Symmetrisierung. Teilchen gleicher Ladung wie das "Trigger"-Teilchen werden bevorzugt in dessen Richtung emittiert und tragen nicht zur Impulskompensation bei. Die zum Quadrat der Teilchendichte proportionale Wirkung der Bose-Einstein Korrelation nimmt mit wachsender Rapidität des Triggers schnell ab.

Diese Beobachtungen sind in guter Übereinstimmung mit dem Verhalten der azimuthalen Korrelationen (s. 4.1.3) Zur Untersuchung der globalen Effekte im Zentralgebiet ist die dichteunabhängige Größe  $\langle p_x \rangle$  besser geeignet als  $P_x^R$ . Abb. 35 zeigt die mittlere Impulskompensationskomponente  $\langle p_x \rangle$  eines Teilchens im Abstand  $\Delta y$  zum "Trigger" für verschiedene Transversalimpulse des Triggerteilchens bei  $|y_h| \leq 1$  und für verschiedene Ladungskombinationen.

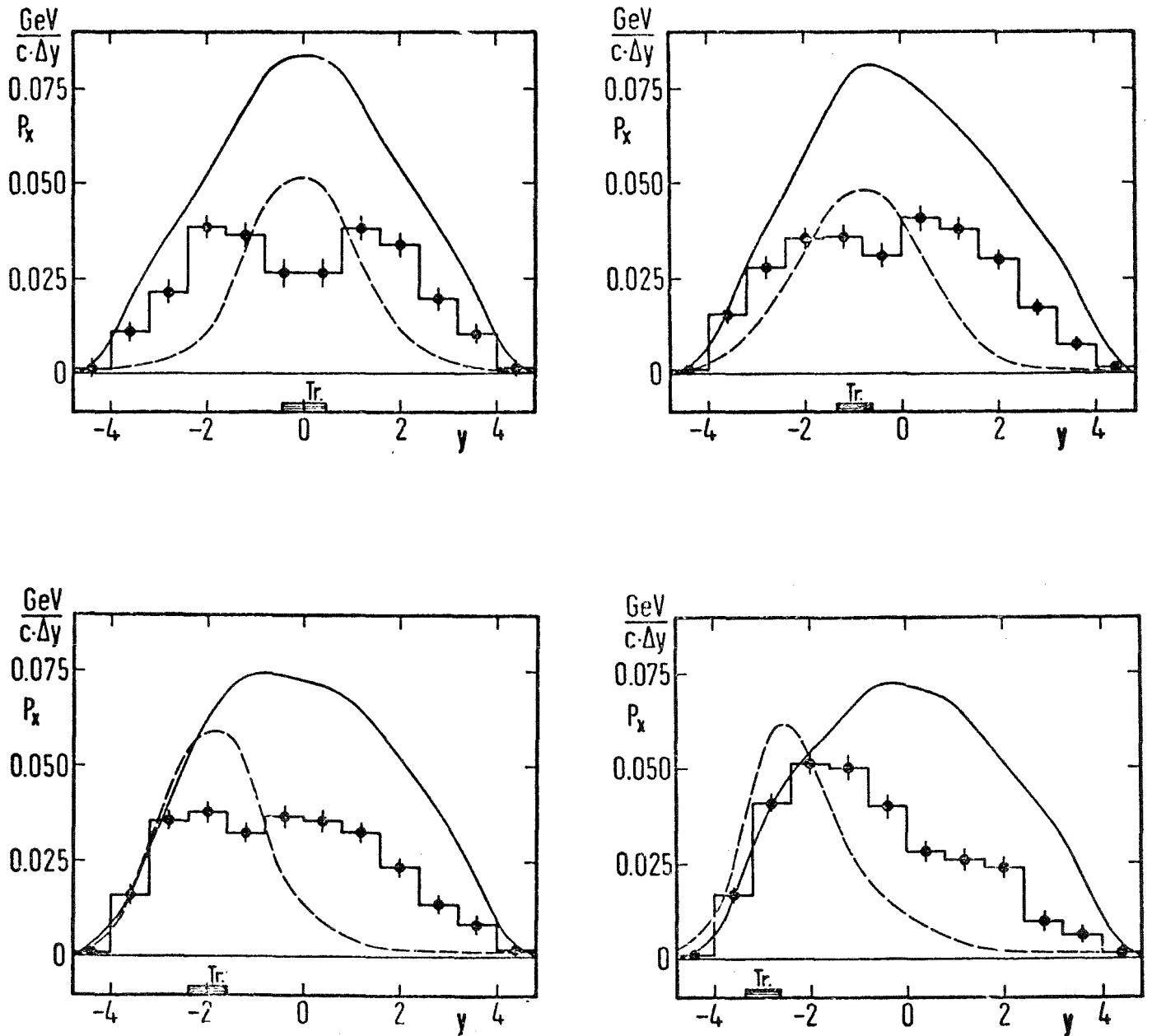


Abb. 34: Impulskompensationsdichte  $P_x$  der Restteilchen für verschiedene Rapiditäten des "Trigger"-Teilchens ( $Tr$ ) mit  $p_{\perp Tr} > 0.2 \text{ GeV}/c$ . Zum Vergleich ist die Dichte  $\rho$  der Restteilchen (—) und die Dichte  $\Delta Q$  der Ladungskompensation (- - -) eingetragen.

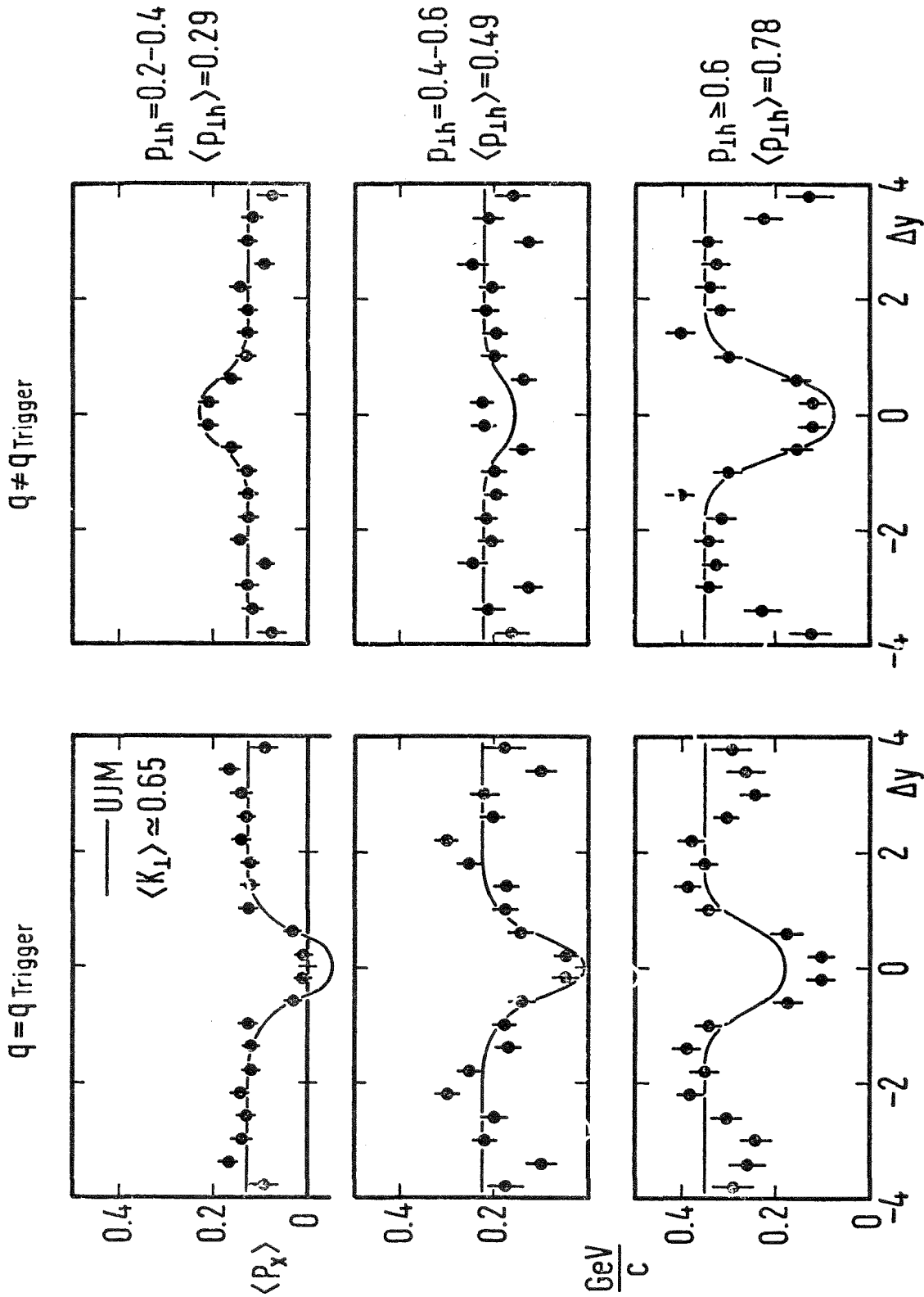


Abb. 35: Kompensation des Transversalimpulses eines Teilchens mit  $p_{\perp Tr}$  ( $= p_{\perp h}$ ) im Zentralgebiet  $|y_h| < 1$  für verschiedene Impulsbereiche und Ladungskombinationen.

$\langle p_x \rangle$  ist die mittlere Impulskompensationskomponente eines Teilchens (siehe 3.1.4 und Abb. 36a).

Die Vorhersagen des UJM (—) wurden für  $\langle K_{\perp} \rangle = 0.65$  GeV/c berechnet.

In Übereinstimmung mit dem UJM ist  $\langle p_x \rangle$  außerhalb des Bereiches lokaler Korrelationen (d.h. für  $|\Delta y| \geq 1.5$ ) unabhängig von  $\Delta y$  und der Ladung des Teilchens.  $\langle p_x \rangle$  nimmt etwa linear mit dem Transversalimpuls des Trigger-Teilchens zu. Die leichte Abnahme von  $\langle p_x \rangle$  für Teilchen nahe der Phasenraumgrenze,  $\Delta y \approx 4$ , kann als Folge der unterschiedlichen Kopplungen im Zentrum bzw. an den Enden der multiperipheren Kette interpretiert werden.

Das ULM mit Korrelationslängen  $\lambda p \approx 1 \dots 1.5$  kann ausgeschlossen werden; das CLM mit Kompensationslängen von drei bis vier Rapiditätseinheiten ist vom UJM nicht zu unterscheiden.

Die lokalen Effekte für  $|\Delta y| \leq 1$  sind eine Folge der Bose-Einstein-Symmetrisierung und der Lorentztransformation zwischen Clusterruhesystem und CMS. Bei hohem  $p_{\perp}$  des "Trigger"-Teilchens (Abb. 35e,f) verlieren Bose-Einstein Effekte wegen der geringen Teilchendichte an Bedeutung. Das "Trigger"-Teilchen stammt bevorzugt aus einem Cluster, dessen Impulskomponente in Flugrichtung des "Trigger"-Teilchens groß ist, die restlichen Zerfallsteilchen des Clusters werden in den Azimutbereich des Triggers transformiert, d.h. ihr  $\langle p_x \rangle$  ist kleiner als das der anderen Teilchen. Bei kleinen Impulsen des Triggerteilchens (Abb. 35a,b) bewirken Bose-Einstein Effekte bei Teilchen gleicher Ladung ebenfalls eine lokale Verringerung von  $\langle p_x \rangle$ . Sekundärteilchen die keinen Symmetrisierungseffekten unterliegen, werden infolge der Impulserhaltung beim Clusterzerfall gerne mit höherem  $\langle p_x \rangle$  emittiert.

Aus Größe und Impulsabhängigkeit von  $\langle p_x \rangle$  kann der mittlere Transversalimpuls der Cluster bestimmt werden. Dazu wird im folgenden eine unkorrelierte Emission der Cluster angenommen (UJM), die Beeinflussung benachbarter Cluster durch Bose-Einstein-Effekte zwischen zwei Clustern wird vernachlässigt.

Das "Trigger"-Teilchen  $h$  aus Abb. 35 werde von einem Cluster mit dem Transversalimpuls  $\vec{K}_{\perp}$  emittiert.  $K_{\perp}$  kann in eine parallele und eine senkrechte Komponente  $K_x$  bzw.  $K_z$  bezüglich des Transversalimpulses  $\vec{p}_{\perp h}$  von  $h$  zerlegt werden (s. Abb. 36a). Im Mittel über viele Teilchen  $h$  gilt offensicht-

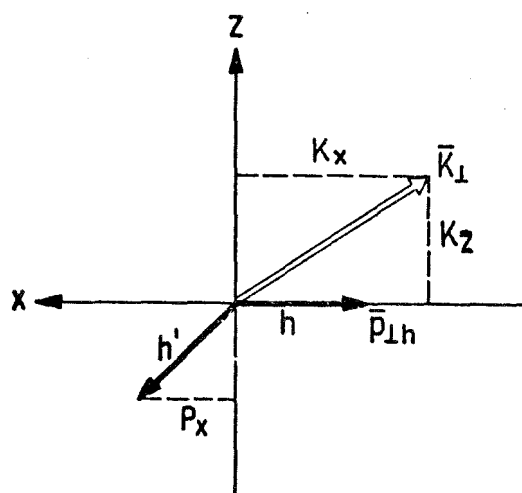


Abb. 36a: Komponenten des Clustertransversalimpulses  $K_{\perp}$  in Bezug auf ein aus diesem Cluster emittiertes Teilchen  $h$ .  $h'$  ist ein beliebiges zusätzlich erzeugtes Teilchen.

lich

$$\langle K_z \rangle = 0$$

und

$$\langle K_x \rangle < 0 \quad (\text{falls } \langle K_{\perp} \rangle \neq 0) ,$$

da ein Hadron mit Impuls  $\vec{p}_{\perp h}$  bevorzugt aus einem in gleicher Richtung fliegenden Cluster entsteht. Da  $\langle K_x \rangle$  gleichmäßig von den restlichen Clustern und damit auch von den  $\langle n_R \rangle$  restlichen Teilchen

$$\langle n_R \rangle = \langle n \rangle - \langle k \rangle$$

kompensiert wird, folgt für die mittlere Impulskomponente  $\langle p_x \rangle$  eines Teilchens aus einem der anderen Cluster

$$\langle K_x \rangle + \langle p_x \rangle \langle n_R \rangle = 0$$



also

$$\langle p_x \rangle = - \frac{\langle K_x \rangle}{\langle n \rangle - \langle k \rangle} \quad . \quad (4.2a)$$

Analog gilt für die restlichen  $\langle k-1 \rangle$  aus dem gleichen Cluster wie h emittierten Teilchen

$$\langle \tilde{p}_x \rangle = \frac{\langle K_x \rangle - p_{xh}}{\langle k-1 \rangle} = \frac{\langle K_x \rangle + |p_{\perp h}|}{\langle k-1 \rangle} \quad . \quad (4.2b)$$

Aus der Messung von  $\langle p_x \rangle$  kann gemäß (4.2a) oder (4.2b) die Impulskomponente  $\langle K_x \rangle$  bestimmt werden; wie später gezeigt wird, ist damit auch  $\langle K_{\perp} \rangle$  berechenbar.

Da im SFM nur geladene Teilchen nachgewiesen werden, müssen (4.2a) und (4.2b) in der Praxis leicht modifiziert werden.

$$\langle K_x \rangle = -g \langle p_x \rangle_{\text{global}} (\langle n_c \rangle - \langle k_c \rangle) \quad (4.2c)$$

g ist ein Korrekturfaktor für Verluste durch Akzeptanz und neutrale Teilchen; aus Abb. 32 zeigt sich

$$g \approx 1.8 \dots 2.0 \quad .$$

Bei der Bestimmung von  $\langle p_x \rangle_{\text{global}}$  werden Teilchen aus dem Bereich der lokalen Korrelation ( $|\Delta y| \leq 1-2$ ) nicht berücksichtigt.

Zur Anwendung von (4.2b) muß außerdem die auch bei kleinen  $\Delta y$  vorhandene globale Komponente von  $\langle p_x \rangle$  subtrahiert werden; man erhält

$$\langle K_x \rangle = p_{\perp h} + g \int_{-1.6}^{+1.6} d(\Delta y) (\langle p_x(\Delta y) \rangle - \langle p_x \rangle_{\text{global}}) \rho(\Delta y) \quad (4.2d)$$

mit der inklusiven Teilchendichte  $\rho(\Delta y) \approx \rho(y)$ .

Berechnet man  $\langle K_x \rangle$  aus Abb. 35 für  $p_{\perp h} \approx 0.29, 0.49$  und  $0.78$  GeV/c mit (4.2c) bzw. (4.2d), so findet man übereinstimmend

$$\langle K_x \rangle = f \cdot p_{\perp h} ; \quad f = 1.0 \dots 1.2 \quad .$$

Nach Mittelung über  $p_{\perp h}$  gilt

$$\langle K_x \rangle = f \langle p_{\perp h} \rangle = f \langle p_{\perp} \rangle \approx 0.35 - 0.40 \text{ GeV/c} \quad .$$

Berücksichtigt man die Zusammensetzung von  $p_{\perp h}$  aus den unabhängigen Vektoren  $\vec{q}_{\perp}$  und  $\vec{K}_{\perp}/k$  (3.14), so ergibt sich die in Abb. 36b dargestellte Impuls-

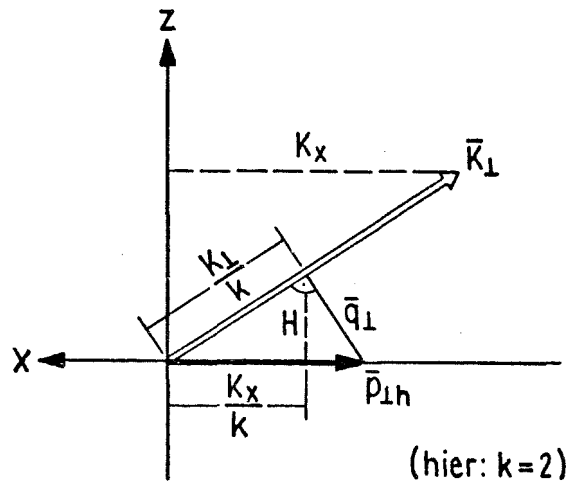


Abb. 36b: Emission eines Teilchens mit Transversalimpuls  $\vec{p}_{\perp h}$  aus einem Cluster mit Impuls  $\vec{K}_{\perp}$  (gemäß (3.14)).

konfiguration.

Offensichtlich gilt

$$\frac{K_x^2}{k^2} + H^2 = \frac{K_1^2}{k^2}$$

und

$$H^2 = \frac{K_x^2}{k} \left( p_{1h} - \frac{K_x}{k} \right) \quad (\text{s. Abb. 36b})$$

also

$$k p_{1h} K_x = K_1^2$$

oder mit  $K_x = f p_{1h}$ ,  $f \approx 1$  (4.3) und nach Mittelung über  $p_{1h}$

$$\langle k \rangle \langle p_1^2 \rangle = \langle K_1^2 \rangle$$

sowie in guter Näherung

$$\langle k \rangle^{1/2} \langle p_1 \rangle = \langle K_1 \rangle \quad . \quad (4.4)$$

Zerfällt ein Cluster unter Einhaltung der Isospininvarianz, d.h. mit

$$\langle k \rangle = \frac{3}{2} \langle k_c \rangle$$

so folgt mit dem gemessenen Wert  $\langle k_c \rangle = 2$  und mit  $\langle p_1 \rangle \approx 0.35 \text{ GeV}/c$ :

$$\langle K_1 \rangle \approx 0.6 \frac{\text{GeV}}{c} \quad .$$

Eine untere Grenze für  $\langle K_1 \rangle$  erhält man mit der Annahme, daß beim Zerfall eines Clusters in geladene Teilchen keine zusätzlichen neutralen Teil-

chen entstehen, d.h.  $\langle k \rangle = \langle k_c \rangle$ .

$$\langle K_{\perp} \rangle_{\min.} \approx 0.5 \frac{\text{GeV}}{c} .$$

Die beobachteten Korrelationen zwischen geladenen und neutralen Teilchen zeigen jedoch, daß diese Hypothese einen unrealistischen Grenzfall darstellt.

Einen mit der obigen Schätzung für  $\langle K_{\perp} \rangle$  übereinstimmenden Wert erhält man aus einer anderen Betrachtung:

Aus dem in guter Näherung linearen Zusammenhang zwischen dem "Trigger"-Impuls  $p_{\perp h}$  und  $\langle K_x \rangle$  folgt, daß die Form der Verteilungen von  $q_{\perp}$  und  $K_{\perp}/k$  aus (3.14) ähnlich sein muß; andernfalls müßte bei sehr hohem oder sehr kleinem  $p_{\perp h}$  die eine oder die andere Komponente dominieren.

Parametrisiert man die Verteilungen in der üblichen Form

$$\frac{dN}{dq_{\perp}^2} = A e^{-Bq_{\perp}} ; \quad \frac{dN}{d(K_{\perp}/k)^2} = A' e^{-B' \left( \frac{K_{\perp}}{k} \right)}$$

so folgt aus der Ähnlichkeit der Verteilungen

$$B = B'$$

und damit auch

$$\langle q_{\perp}^2 \rangle = \frac{\langle K_{\perp}^2 \rangle}{\langle k \rangle^2} .$$

Kombiniert mit Formel (3.14) ergibt sich

$$\langle p_{\perp}^2 \rangle = 2 \frac{\langle K_{\perp}^2 \rangle}{\langle k \rangle^2}$$

und näherungsweise

$$\langle K_{\perp} \rangle = \frac{\langle k \rangle}{\sqrt{2}} \langle p_{\perp} \rangle \approx 0.7 \frac{\text{GeV}}{c} \quad \text{für } k = 3 \quad .$$

Um zu zeigen, daß die Kombination von Bose-Einstein Effekt und Clustertransversalimpuls die Form von

$$\langle p_x \rangle = \langle p_x(q, p_{\perp h}, |y - y_h|) \rangle$$

in Abb. 35 nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ zu beschreiben vermag, wurde mit dem Monte-Carlo Programm B die Teilchenerzeugung unter Einhaltung der exakten Clusterzerfallskinematik simuliert. Die Multiplizität des Clusterzerfalls wurde so gewählt, daß sich die in 4.1.1 diskutierten Häufigkeiten geladener Zerfallskanäle richtig ergeben und daß gilt

$$\langle k \rangle = \frac{3}{2} \langle k_c \rangle \quad .$$

Der Bose-Einstein Effekt wurde durch einen Gewichtungsfaktor<sup>38)</sup>

$$g_j = \prod_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^n (1 + e^{-\frac{(\vec{p}_i - \vec{p}_j)^2}{2\sigma^2}}) \delta(q_i - q_j) \delta(m_i - m_j)$$

$$\sigma = 150 \text{ MeV}/c$$

berücksichtigt.

$g_j$  wurde für jedes "Trigger"-Teilchen  $j$  neu berechnet. Es wurde angenommen, daß 80% aller Teilchen Pionen sind und daß alle identischen Pionen interferieren können. Alle den Transversalimpuls des Teilchens  $j$  kompensierenden Teilchen gehen mit dem Gewicht  $g_j$  in die Spektren ein.

Zur exakten Beschreibung müßte ein für das gesamte Ereignis gemeinsamer Faktor

$$g = \left( \prod_{i=1}^n g_i \right)^{1/2}$$

benutzt werden. Die dann auftretenden sehr großen Gewichtungsfaktoren erfordern eine höhere Teilchenstatistik und damit einen unnötig hohen Rechenaufwand. Der teilchenbezogene Gewichtungsfaktor  $g_j$  hat gegenüber  $g$  den Nachteil, daß Bose-Einstein Effekte zwischen mehr als zwei Teilchen zu schwach gewichtet werden; dieser Fall tritt jedoch nur selten auf.

Für einen mittleren Clustertransversalimpuls von 0.65 GeV/c werden die gemessenen Verteilungen relativ gut beschrieben (Abb. 35). Die Überschätzung der lokalen Korrelation für identische Teilchen und kleine Transversalimpulse des "Triggers" resultiert aus der Annahme, daß alle identischen Pionen dem Bose-Einstein Effekt unterliegen. Eine genaue Analyse dieses Effektes unter Berücksichtigung des Clusterzerfalls über Mesonen kleiner Masse wie  $\rho$ ,  $\eta$  und  $\omega$  würde jedoch den Rahmen dieser Simulation überschreiten. Durch Variation der freien Parameter der Monte-Carlo Rechnung, wie der Massenverteilung der Cluster, ergibt sich ein Spielraum für  $\langle K_{\perp} \rangle$  von etwa 0.55 ... 0.75 GeV/c.

Unter der Voraussetzung der unabhängigen Emission isotrop zerfallender geladener Cluster der mittleren Multiplizität 3 gilt also für den Clustertransversalimpuls im Zentralgebiet

$$\langle K_{\perp} \rangle = 0.65 \pm 0.10 \frac{\text{GeV}}{c}$$

in Übereinstimmung mit dem von A. Arnedo und G. Plaut geschätzten Wert<sup>35)</sup>  $\langle K_{\perp} \rangle \approx 0.60 \dots 0.65 \text{ GeV}/c$ . Mit diesem Wert für  $\langle K_{\perp} \rangle$  reproduziert das Modell auch die gemessene Clusterzerfallsbreite von  $0.65 \dots 0.70$  Rapiditätseinheiten (Abb. 14b).

Die Transversalimpulskompensation im Vorwärtsbereich unterscheidet sich von der im Zentralgebiet. In Abb. 36 ist die Impulsdichte positiver bzw. negativer Teilchen für ein positives bzw. negatives Triggerteilchen bei  $|y| \sim 3$  dargestellt. Man erkennt eine ladungsunabhängige globale Komponente sowie einen lokalen Anteil der Impulskompensation, der bei positivem Trigger in beiden Ladungen, bei negativem Trigger nur in positiven Restteilchen auftritt. Dieses Verhalten wird für den Zerfall eines positiven Clusters

$$C^+ \rightarrow + \quad \text{und neutrale Teilchen}$$

oder

$$C^+ \rightarrow ++- \quad \text{und neutrale Teilchen}$$

erwartet. Die Form der Verteilung ändert sich beim Übergang zu höherem  $p_{\perp}$  des "Trigger"-Teilchens nicht. Dieses Verhalten sowie die lokale Komponente in  $P_x$  deuten auf einen kleinen Transversalimpuls

$$\langle K_{\perp} \rangle < M$$

der Leading Cluster hin.

Die Rapiditäts- und Ladungsabhängigkeit der Transversalimpulskompensation wird noch einmal in Abb. 37 verdeutlicht. Die Kompensation wird durch den Parameter

$$\alpha = \langle \cos(\vec{p}_{\perp i}, \vec{p}_{\perp j}) \rangle$$

beschrieben, dabei wird zwischen der lokalen und der globalen Komponente  $\alpha_L$  bzw.  $\alpha_G$  unterschieden:

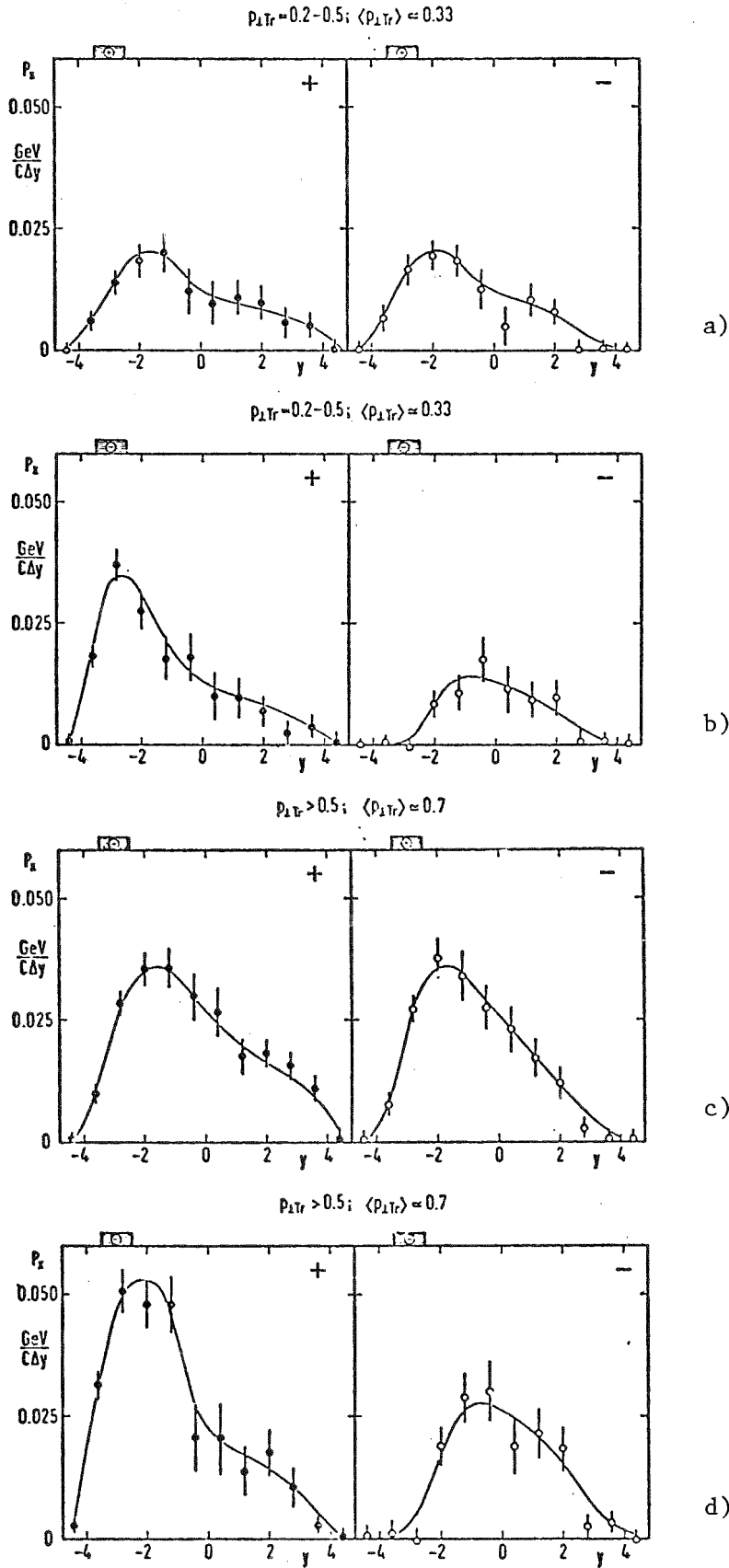


Abb. 36: Transversalimpulskompensationsdichten positiver bzw. negativer Sekundärteilchen (rechts bzw. links) für positives (a,c) bzw. negatives (b,d) "Trigger"-Teilchen bei  $y \approx 3$  mit

$p_{1Tr} = 0.2 \dots 0.5 \frac{\text{GeV}}{c}$  (a,b)

bzw.

$p_{1Tr} > 0.5 \frac{\text{GeV}}{c}$  (c,d)



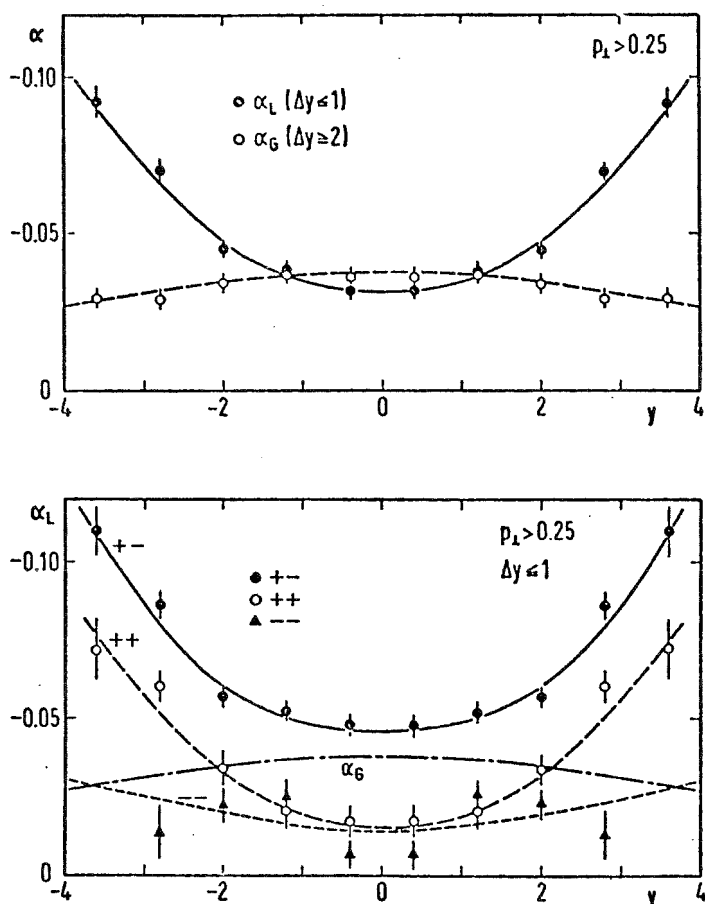


Abb. 37: Asymmetrieparameter  $\alpha = \langle \cos(\vec{p}_{\perp i}, \vec{p}_{\perp j}) \rangle$  für Teilchen mit  $p_{\perp} > 0.25$  GeV/c bei den Rapiditäten  $y$  und  $y \pm \Delta y$ .

- a. Vergleich der lokalen ( $\Delta y \leq 1$ ) und globalen ( $\Delta y \geq 2$ ) Asymmetrien
- b. Ladungsabhängigkeit der lokalen Asymmetrien.

$$\alpha_L: \quad |y_j - y_i| \leq 1$$

$$\alpha_G: \quad |y_j - y_i| \geq 2 \quad .$$

Mit wachsendem  $|y_i|$  wächst die lokale Komponente auf Kosten der globalen Komponente an. Die Ladungsabhängigkeit der lokalen Komponente ist in Abb. 37b dargestellt. Im Zentralgebiet trägt im wesentlichen die  $(+-)$  Kombination zur Impulskompensation bei, die  $(++)$  und  $(--)$  Anteile sind infolge der Bose-Einstein Effekte klein. Mit steigendem  $|y_i|$  verringert sich der relative Unterschied zwischen den  $(+-)$  und  $(++)$  Kombinationen, die Asymmetrie zwischen  $(--)$  Paaren bleibt klein.

#### 4.1.6 Kommentar

Die Ergebnisse des Abschnitts 4.1 können wie folgt zusammengefaßt werden:

Die in nichtdiffraktiven Ereignissen beobachteten Korrelationen im Zentralgebiet werden beschrieben durch den Zerfall von Clustern mit einer geladenen Zerfallsmultiplizität

$$\langle k_c \rangle = 1.8 \dots 2.0$$

Die Dispersion der Verteilung  $W(k_c)$  ist mit

$$\sigma_{k_c} = 0.9 \dots 1.0 < \sqrt{\langle k_c \rangle}$$

kleiner als die einer entsprechenden Poissonverteilung, in Übereinstimmung mit den aus dem Verhalten der semiinklusive Korrelationen gezogenen Schlüssen.

Nimmt man für die Zerfallsmultiplizität des Clusters an

$$\langle k \rangle = \frac{3}{2} \langle k_c \rangle \approx 3 \quad ,$$

so ergibt sich aus azimuthalen Korrelationen für den mittleren Transversalimpuls  $\langle K_{\perp} \rangle$  der Cluster

$$\langle K_{\perp} \rangle \approx 0.65 \frac{\text{GeV}}{c}$$

bzw.

$$\langle K_{\perp}^2 \rangle \approx 0.60 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}$$

sowie für die Masse der Cluster

$$\langle M \rangle \approx 1.3 \text{ GeV} \quad .$$

Die mit diesen Werten für isotropen Zerfall der Cluster berechnete Zerfallsbreite

$$\sigma = 0.65 \dots 0.70$$

stimmt mit den Messungen überein.

Als zweite Quelle für Korrelationen wurde der Bose-Einstein Effekt identifiziert. Die Parametrisierung der Bose-Einstein-Korrelationen als Interferenzeffekt zweiter Ordnung ergibt für den Radius und die Lebensdauer des Emissionsvolumens

$$R \approx 1.4 \text{ fm} \quad \tau \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ s} \quad .$$

Aus der Stärke der Korrelationen folgt, daß auch Teilchen aus verschiedenen Clustern der Bose-Einstein-Symmetrisierung unterliegen; es sind jedoch nicht alle identischen Teilchen interferenzfähig.

Die Ladung eines Sekundärteilchens wird lokal kompensiert; die Breite der kompensierenden Ladungsverteilung und die Eigenschaften des Ladungstransportes in  $y$  können konsistent nur bei Annahme geladener Cluster beschrieben werden. Die Ladungsstruktur der Ereignisse wird von Modellen mit beschränktem Ladungsaustausch zwischen Clustern exakt wiedergegeben, Modelle mit globaler Ladungserhaltung auf Clusterebene können jedoch nicht sicher ausgeschlossen werden.

Der Transversalimpuls eines Teilchens im Zentralgebiet wird global kompensiert, die im CLM-Modell vorhergesagte stark lokale Impulskompensation kann ausgeschlossen werden. Im Gegensatz dazu wird im Fragmentationsbereich der Leading Cluster etwa die Hälfte des Transversalimpulses eines Teilchens lokal ausgeglichen.

Eine interessante Eigenschaft der Cluster ergibt sich aus dem Vergleich mit der Mesonenerzeugung in hadronischen Reaktionen. Die für  $\pi$ ,  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\psi$ -Produktion gemessenen Transversalimpulsspektren können durch

$$\frac{dN}{2 dp_{\perp}} \sim \exp(-5 (\sqrt{\frac{3}{2} p_{\perp}^2 + m^2} - m))$$

parametrisiert werden<sup>83)</sup>.

Der Zusammenhang zwischen Mesonenmasse und -Transversalimpuls ist in Abb. 14a (3.2.2.2) als gestrichelte Linie eingetragen. Fordert man, daß die im Mittel in  $k=3$  Teilchen zerfallenden Cluster wie normale Mesonen erzeugt werden, so ergibt sich aus Abb. 14a

$$\langle K_{\perp} \rangle \approx 0.65 \text{ GeV}/c$$

in Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert. Mittlerer Transversalimpuls, Zerfallsmultiplizität und Lebensdauer der im Zentralbereich beobachteten Cluster liegen also in der gleichen Größenordnung wie bei Isospin-1 Resonanzen mit entsprechenden Massen ( $B, A_2, A_3$ ).

Die Unitaritätsbedingung, daß sich der Imaginärteil der elastischen Streuamplitude bei festem Impulsübertrag aus der Summe der inelastischen Amplituden darstellen lassen muß,

$$\text{Im } T_{AB \rightarrow AB}(t) = \sum_n \int \prod_{i=1}^{n-1} d^2 q_{\perp i} T_{AB}^n(q_{\perp i}) T_{AB}^*(q_{\perp i} + t) \quad (4.5)$$

ermöglicht zusammen mit dem gemessenen Clustertransversalimpuls eine Unterscheidung zwischen dem UJM und dem CLM.

Hayot et al.<sup>37)</sup> zeigen, daß (4.5) in UJM-Modellen nur bei relativ kleinen Clustertransversalimpulsen

$$\langle K_{\perp}^2 \rangle_{\text{UJM}} \sim 0.1 \text{ GeV}^2/c^2$$

erfüllt werden kann.

Für das CLM-Modell gibt LeBellac<sup>3)</sup> eine Beziehung zwischen der Steigung  $\alpha'_P$  der Pomerontrajektorie und dem Clustertransversalimpuls an

$$\alpha'_P = \frac{\rho_{\text{Cl}}}{2\delta \langle K_{\perp}^2 \rangle} (1 + 2\varepsilon) \left(1 + \frac{2\varepsilon}{2\delta}\right)$$

mit  $\delta = \sqrt{1-4\varepsilon^2}$  und  $\varepsilon = (e^{-1/\rho_{\text{Cl}}}/1 + e^{-2/\rho_{\text{Cl}}})$ .

Setzt man für die Clusterdichte im Zentralgebiet den aus inklusiven Spektren und Korrelationen bestimmten Wert

$$\rho_{\text{Cl}} \approx 1$$

ein, so ergibt sich

$$\alpha'_P \approx 0.14 / \langle K_{\perp}^2 \rangle \approx 0.23 \text{ GeV}^{-2}$$

in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert<sup>3)</sup>  $\alpha'_P \approx 0.25 \text{ GeV}^{-2}$ .

Der aus der Unitaritätsrelation folgende Zusammenhang zwischen Clusterproduktionsamplitude und Form des Wirkungsquerschnitts der elastischen Streuung wird also im CLM erheblich besser erfüllt als im UJM.

Im Rahmen des CLM kann auch die lokale Transversalkompensation im Gebiet der leading Particles plausibel gemacht werden. Michael<sup>30)</sup> zeigt, daß bei Annahme realistischer Kopplungen an den Enden der multiperipheren Kette ein Anwachsen von

$$-\langle \vec{p}_{1i} \vec{p}_{1j} \rangle$$

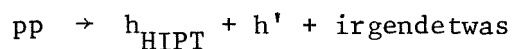
für Teilchen nahe der Phasenraumgrenze folgt; dies ist gleichbedeutend mit lokaler Impulskompensation.

#### 4.2 Ereignisse mit Teilchen hohen Transversalimpulses

Ereignisse mit Teilchen hohen Transversalimpulses ermöglichen die Untersuchung des Ladungsflusses bei harten Wechselwirkungen der Konstituenten. Ferner kann die Hypothese der lokalen Ladungserhaltung in transversalen "Jets" geprüft werden. Aus Korrelationen im Bereich der Fragmente der primären Protonen ("Zuschauer") werden Eigenschaften des Fragmentationsprozesses deutlich.

##### 4.2.1 Struktur der Ereignisse

Abb. 38 zeigt die typische Phasenraumstruktur von Ereignissen mit Teilchen hohen Transversalimpulses; dargestellt ist die Dichte  $\rho$  der in der Reaktion



zusätzlich erzeugten Hadronen  $h'$ . Das HIPT-Teilchen wird unter einem Polarkwinkel von ca.  $45^\circ$ , entsprechend einem Rapiditätsbereich  $y_{\text{HIPT}} = -1.0 \dots -0.6$  im Azimut um  $0^\circ$  emittiert. Der Teilchenüberschuß im Gebiet des HIPT-Teilchens wird als Rest des aus der Partonenfragmentation entstandenen "Jets" interpretiert. Die Multiplizität dieses "Jets" ist infolge der einschränkenden Bedingung, daß ein großer Teil des Impulses des gestreuten

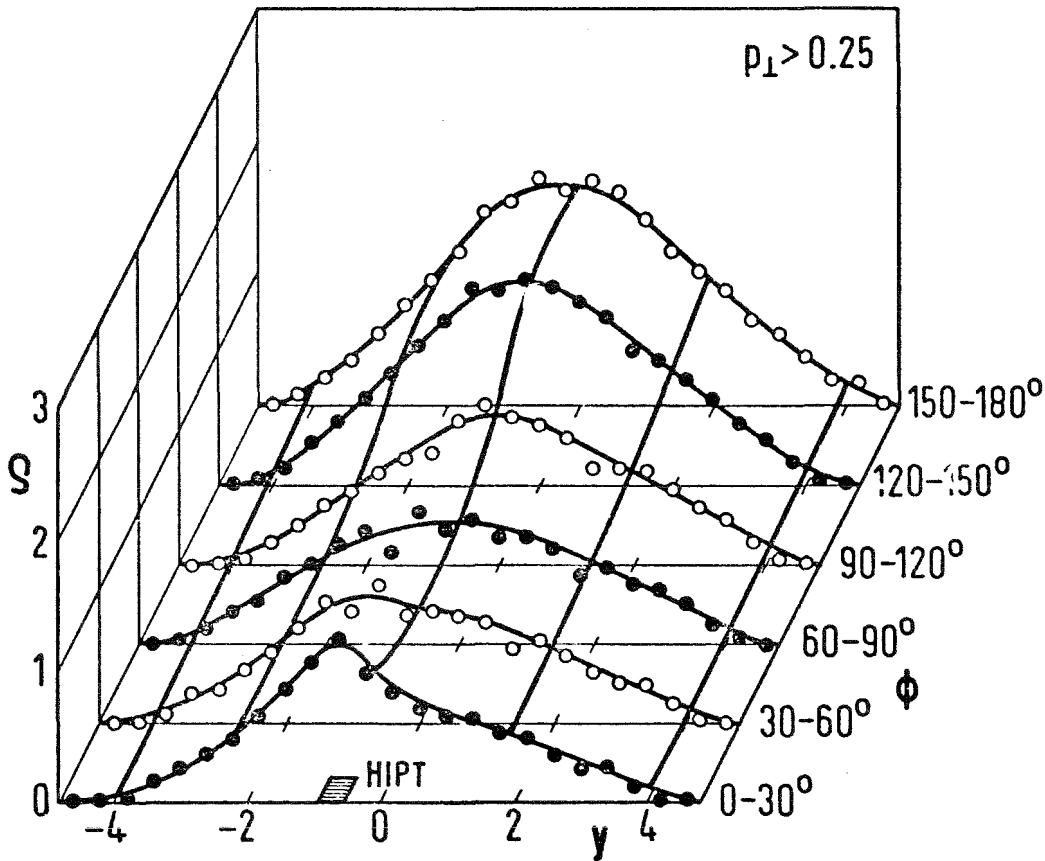


Abb. 38: Dichte  $\rho$  der zusätzlich zum Teilchen hohen Transversalimpulses (HIPT) erzeugten Teilchen mit  $p_{\perp} > 0.25$  GeV/c

Partons auf ein einzelnes Teilchen übergeht, drastisch verringert<sup>90,77)</sup>.

Abb. 39a und b zeigen die Teilchendichten in  $y$  und  $\phi$  im Vergleich zu normalen inelastischen Ereignissen. Der Transversalimpuls des HIPT-Teilchens wird kompensiert durch eine Zunahme der Teilchendichte im gegenüberliegenden Azimutbereich innerhalb eines Rapiditätsintervalls von etwa  $\pm 2$  Einheiten.

Obwohl die kompensierenden Teilchen in  $y$  nicht exakt lokalisiert sind, sind ihre Rapiditäten stark korreliert. Die Korrelationsfunktion  $C(y_1, y_2)$  für schnelle ( $p_{\perp} > 0.8$  GeV/c) Teilchen im Azimutbereich um  $180^\circ$  nimmt für  $y_1 \approx y_2$  ein Maximum an (Abb. 40); zwei schnelle Teilchen werden also fast immer mit geringen Rapiditätsabständen ( $\Delta y < 0.7$ ) emittiert. Dies bestätigt die Annahme, daß auch die dem HIPT-Teilchen im Azimut entgegengesetzten

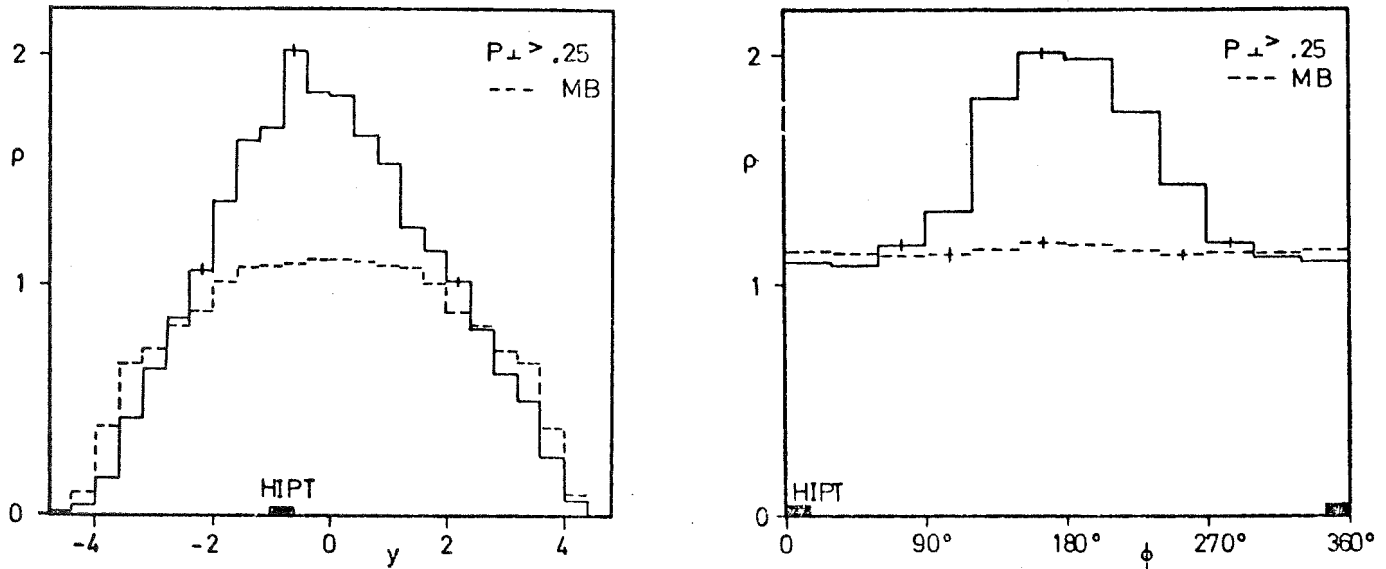


Abb. 39: Dichte  $\rho$  der zusätzlich zum HIPT-Teilchen erzeugten Teilchen mit  $p_{\perp} > 0.25$  GeV/c

- a.  $\rho(y)$ , integriert über  $\phi$
- b.  $\rho(\phi)$ , integriert über  $Y$ .

Zum Vergleich ist die Teilchendichte in normalen Ereignissen angegeben (---).

Teilchen in Form von Teilchenbündeln, sog. "Jets", ausgesendet werden. Die Position dieser "Jets" ist infolge der variablen Kinematik des Parton-Parton-Stoßes nicht festgelegt.

Da ein "Jet" aus der Fragmentation eines Partons mit hohem Transversalimpuls entsteht, erwartet man ferner, daß die Summe der Transversalimpulse zweier Teilchen zunimmt, falls die Teilchen eng benachbart sind, also mit großer Wahrscheinlichkeit zum "Jet" gehören. Abb. 41 zeigt die Änderung der Transversalimpulssumme zweier Teilchen  $\Delta(\Sigma p_{\perp})$  aus dem Bereich des "Jets" bei  $\phi \approx 180^\circ$  als Funktion ihres Rapidity- und Azimutabstandes  $\Delta y$  bzw.  $\Delta\phi$ . Als Referenz wird die Impulssumme zweier entsprechender Teilchen aus verschiedenen Ereignissen benutzt.



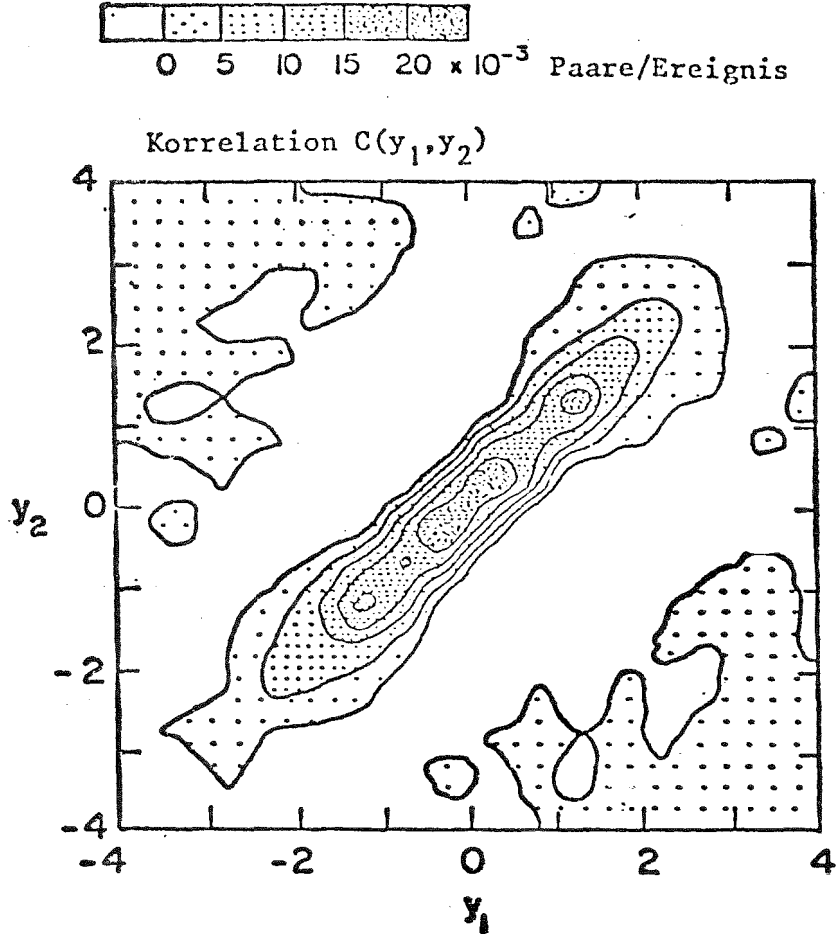


Abb. 40: Konturen der Korrelationsfunktion  $C(y_1, y_2)$  für Teilchen aus dem dem HIPT-Teilchen entgegengesetzten Azimutbereich  $180^\circ \pm 40^\circ$ ,  $p_\perp > 0.8 \text{ GeV}/c$ .

$$\Delta |\Sigma p_\perp|(\Delta y, \Delta \phi) = \langle p_{\perp i} + p_{\perp i'} \rangle(\Delta y, \Delta \phi) - \langle p_{\perp i} + p_{\perp j} \rangle(\Delta y, \Delta \phi)$$

Die Teilchen  $i$  und  $i'$  stammen aus demselben,  $i$  und  $j$  aus verschiedenen Ereignissen. Für kleine Rapiditäts- und Azimutabstände  $\Delta y \leq 0.7$  und  $\Delta \phi \leq 40^\circ$  wächst der mittlere Transversalimpuls der Teilchen um etwa  $100 \text{ MeV}/c$  an. Die Breite der Verteilung  $\Delta(\Sigma p_\perp)$  in Polar- und Azimutwinkel ist nahezu gleich, ein "Jet" ist also zylindersymmetrisch bezüglich seiner Achse.

Der Transversalimpuls des HIPT-Teilchens wird nicht nur vom entgegengesetzten "Jet" kompensiert, sondern auch von Teilchen aus dem Bereich der Zuschauerfragmentation. Dies wird aus Abb. 42 ersichtlich, in der die mittlere Impulskomponente  $\langle p_x \rangle$  eines Teilchens dargestellt ist.

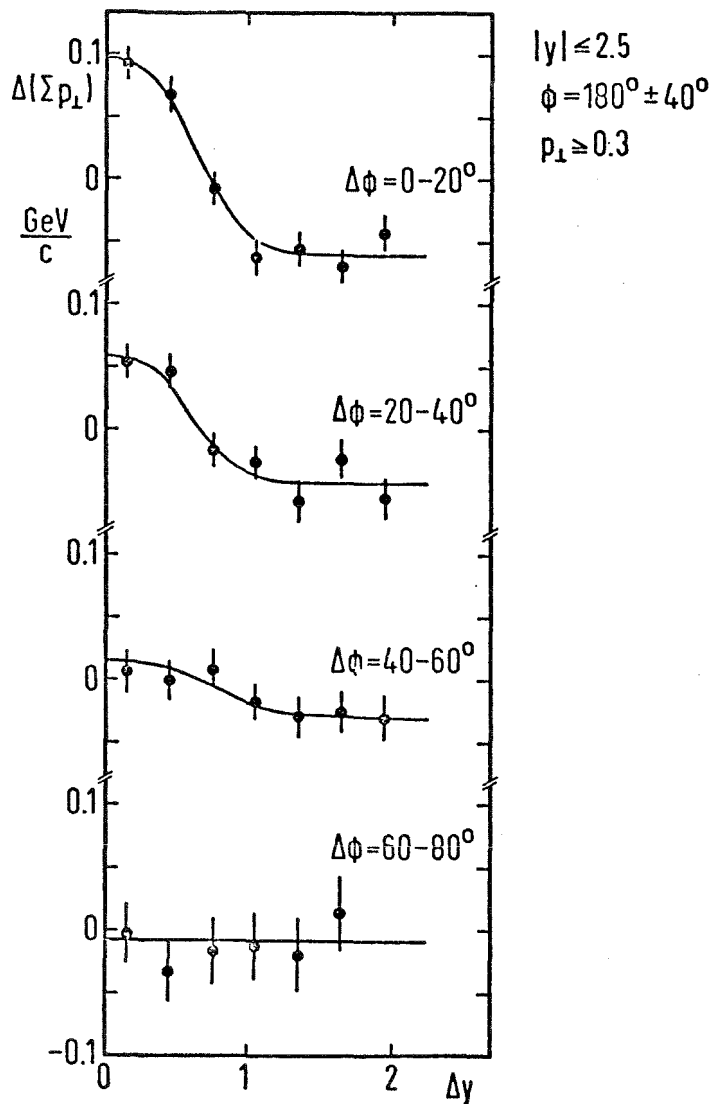


Abb. 41: Einfluß des Rapidity- und Azimutabstandes zweier Teilchen aus der HIPT-Gegenhemisphäre  $\phi = 180^\circ \pm 40^\circ$ ,  $|y| < 0.25$ ,  $p_\perp > 0.3$  GeV/c auf die Summe ihrer Transversalimpulse im Vergleich zu unkorrelierter Emission der Teilchen.

$$\langle p_x \rangle = \langle p_\perp \cos(\phi_{\text{HIPT}} - \phi) \rangle$$

$p_x$  ist die dem Transversalimpuls des HIPT-Teilchens entgegengerichtete Impulskomponente des Teilchens. Offensichtlich werden auch Teilchen außerhalb des Bereiches der beiden Jets,  $|y| \leq 2$ , beeinflusst. Diese Beobachtung unterstützt die Annahme<sup>77)</sup>, daß die Transversalimpulse der Partonen im Nukleon nicht vernachlässigt werden dürfen. In Modellen mit Partonentransversalimpuls entsteht ein HIPT-Teilchen bevorzugt aus der Streuung zweier Konsti-

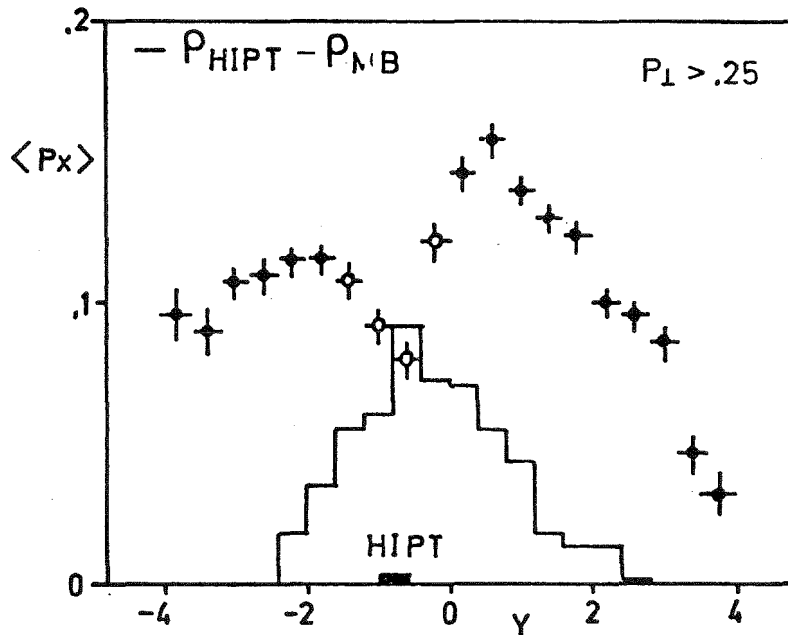


Abb. 42: Mittlerer Beitrag  $\langle p_x \rangle$  eines Teilchens ( $p_{\perp} > 0.25$  GeV/c) zur Kompensation des Transversalimpulses des HIPT-Teilchens. Die offenen Punkte kennzeichnen die Wirkung des "Jets" in der Region des HIPT-Teilchens. Die Linie (—) zeigt den Bereich des Teilchenüberschusses aus den beiden "Jets".

tuenten, deren Transversalimpulse in Richtung des Teilchens mit großem  $p_{\perp}$  ausgerichtet sind. Die Zuschauer-Partonen tragen dann einen entgegengerichteten Impuls.

Eine mit anderen Beobachtungen<sup>77)</sup> übereinstimmende Größenordnung für den Transversalimpuls  $K_{\perp}$  der Partonen ergibt sich aus der Abschätzung

$$K_{\perp} \approx g \cdot \frac{\langle n \rangle}{4} \cdot \langle p_x \rangle \approx 0.5 \dots 0.7 \frac{\text{GeV}}{c}$$

Dabei wird angenommen, daß sich die  $\langle n_c \rangle$  geladenen Sekundärteilchen gleichmäßig auf die beiden "Jets" und die Zuschauerfragmentationsbereiche vertei-

len; diese Annahme ist gerechtfertigt, da hadronische Multiplizitäten in "Jets" nur vom Logarithmus der Jetenergie abhängen<sup>77,79)</sup> und die Energien der longitudinalen bzw. transversalen "Jets" sich nur um Faktoren der Größenordnung 2 unterscheiden.  $g$  korrigiert Verluste durch Akzeptanz und neutrale Teilchen (s. 4.1.5).

#### 4.2.2 Ladungskompensation und "Jets"

Die Untersuchung des Ladungstransports in Ereignissen mit Teilchen hohen Transversalimpulses (HIPT) konzentriert sich auf zwei Punkte

- in welchem Phasenraumbereichen wird die Ladung des HIPT-Teilchens kompensiert
- gibt es Anzeichen für eine lokale Ladungserhaltung innerhalb der "Jets".

##### 4.2.2.1 Methode

Zur Untersuchung der Ladungskompensation in Ereignissen mit HIPT-Teilchen wird ein ähnliches Verfahren wie bei normalen Ereignissen angewandt: die Ladungsdichte der Restteilchen  $R$  aus der Reaktion



wird für verschiedene Transversalimpulsgrenzen der Teilchen in  $R$  bestimmt und nach  $p_{\perp} = 0$  extrapoliert. Die Kompensationsdichte  $\Delta Q$  ist definiert als

$$\Delta Q = - (q_{h+}^R - q_{h-}^R) \quad ;$$

$q_{h\pm}^R$  ist die Ladungsdichte der Restteilchen für positives bzw. negatives "Trigger"-teilchen (s. 3.1.4).  $\Delta Q$  ist auf

$$\int_Y \Delta Q(y) dy = 2$$

normiert. Zur Akzeptanzkorrektur werden die in MB-Ereignissen generierten Tafeln benutzt. Infolge der unterschiedlichen Teilchendichten in Ereignissen mit HIPT-Teilchen und in normalen Ereignissen ist die Akzeptanzkorrektur gemäß (2.1) mit einem zusätzlichen Fehler behaftet. Die Fehlerbalken der folgenden Diagramme beziehen sich nur auf statistische Fehler und Ungenauigkeiten der Extrapolation; die zusätzlichen Fehler von  $\Delta Q$  durch (2.1) liegen jedoch in fast allen Bereichen unter 15%.

#### 4.2.2.2 Ladungskompensation im transversalen Impulsraum

Zum Studium einer lokalen Komponente der Ladungserhaltung innerhalb der "Jets" mit hohem  $p_{\perp}$  ist die auf die Richtung der Primärteilchen bezogene Rapidity  $y$  nur begrenzt geeignet; eine adäquate Beschreibung ist mit einer auf die Achse  $\vec{n}$  des Jets bezogenen Rapidity  $y_{\perp}$  möglich.

$$y_{\perp} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}^*}{E - p_{\parallel}^*} \approx - \ln \tan \frac{\theta^*}{2}$$

$$p_{\parallel}^* = \vec{p} \cdot \vec{n}$$

$$\cos \theta^* = \frac{\vec{p} \cdot \vec{n}}{|\vec{p}|}$$

Bei Einführung von  $y_{\perp}$  ergeben sich in der Praxis jedoch große Schwierigkeiten: die Identifizierung von Jets ist im statistischen Mittel vieler Ereignisse vergleichsweise gut möglich, die genaue Definition eines "Jets" im einzelnen Ereignis ist dagegen mit erheblichen Fehlern verbunden. Ferner ist der Einfluß der Akzeptanzkorrekturen bzw. der Schnitte in  $p_{\perp}$  nicht mehr überschaubar.

Lokale Ladungserhaltung im transversalen Impulsraum bedeutet, daß die Ladung eines Teilchens  $h$  von anderen Teilchen mit

$$|y_{\perp h} - y_{\perp}| \lesssim \lambda$$

kompensiert wird; durch den monotonen Zusammenhang zwischen  $y_{\perp}$  und  $\theta^*$  gilt dann auch

$$|\theta_h^* - \theta^*| \lesssim \lambda_{\theta^*}$$

und, da der Azimutwinkel  $\phi$  eine Projektion von  $\theta^*$  auf die Transversalimpulsebene darstellt

$$|\phi_h - \phi| \lesssim \lambda_{\phi}$$

sowie

$$|y_h - y| \lesssim \lambda_y$$

aus der Projektion von  $\theta^*$  auf die Streuebene. Die Korrelationslängen  $\lambda_{\phi}$  und  $\lambda_y$  nehmen mit wachsendem  $p_{\perp h}$  ab; eine grobe Abschätzung ergibt für  $\lambda_{\phi}$  bei Jets im Zentralbereich auf der Basis der in normalen Ereignissen bestimmten Korrelationslängen

$p_{\perp h}$ (GeV/c)	$\lambda_{\phi}$
0.2	$\sim 140^{\circ}$
0.5	$\sim 100^{\circ}$
1.0	$\sim 60^{\circ}$
2.0	$\sim 40^{\circ}$

Lokale Ladungserhaltung in transversalen "Jets" entspricht also in erster Näherung einer Konzentration der Ladungskompensation im Azimut des Triggerhadrons; der Effekt sollte etwa ab  $p_{\perp h} \approx 0.5$  GeV/c sichtbar werden.

#### 4.2.2.3 Kompensation der Ladung des Teilchens mit hohem $p_{\perp}$

In Abb. 43 ist die Rapiditätsabhängigkeit der die Ladung des HIPT-Teilchens kompensierenden Ladungsdichte  $\Delta Q$  dargestellt. Die Form der Verteilung weicht nur minimal von der in "normalen" Ereignissen mit einem

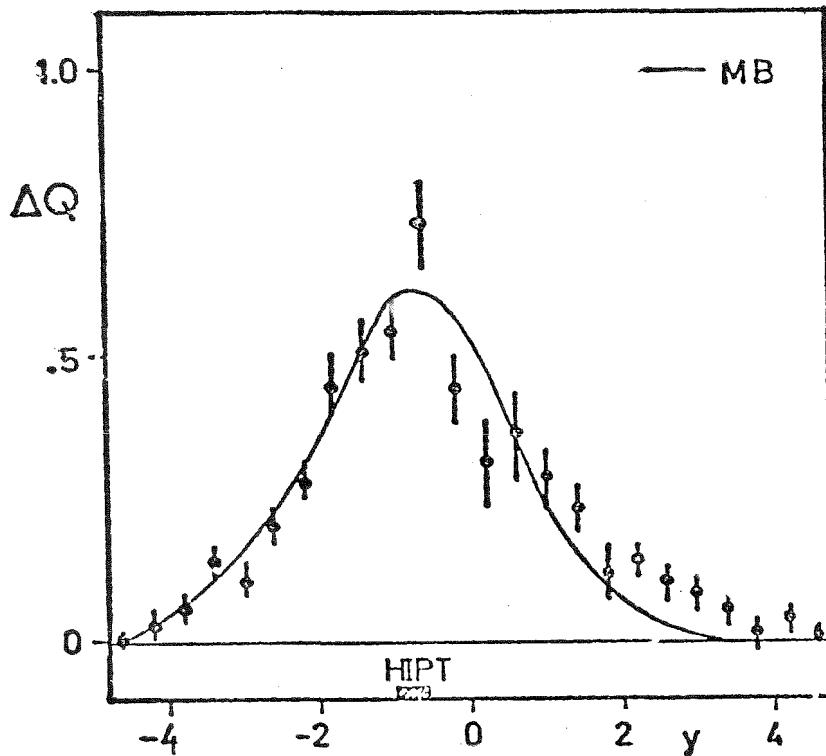


Abb. 43: Kompensation der Ladung des HIPT-Teilchens durch Änderung  $\Delta Q$  der Ladungsdichte der restlichen Teilchen

"Trigger"-Teilchen im gleichen  $y$ -Bereich beobachteten Ladungskompensation ab. Erhebliche Unterschiede ergeben sich stattdessen in der Azimutverteilung der Ladungskompensation. Abb. 44 zeigt  $\Delta Q(\phi)$  in verschiedenen Rapiditätsintervallen. Aus Abb. 44 läßt sich auch der Einfluß des zweiten "Jets" bei  $\phi = 180^\circ$  abschätzen, der einmal (obere Reihe) im Polarwinkel des HIPT-Teilchens liegt, bzw. im entgegengesetzten Polarwinkelbereich (untere Reihe). Als Position des "Jets" wird dabei die Rapidität des Teilchens mit größtem  $p_{\perp}$  im Bereich  $\phi = 180 \pm 30^\circ$  angenommen. Für dieses Teilchen  $h_{\text{F}}$  wird ein minimaler Transversalimpuls von  $0.6 \text{ GeV}/c$  gefordert. Der steile Anstieg

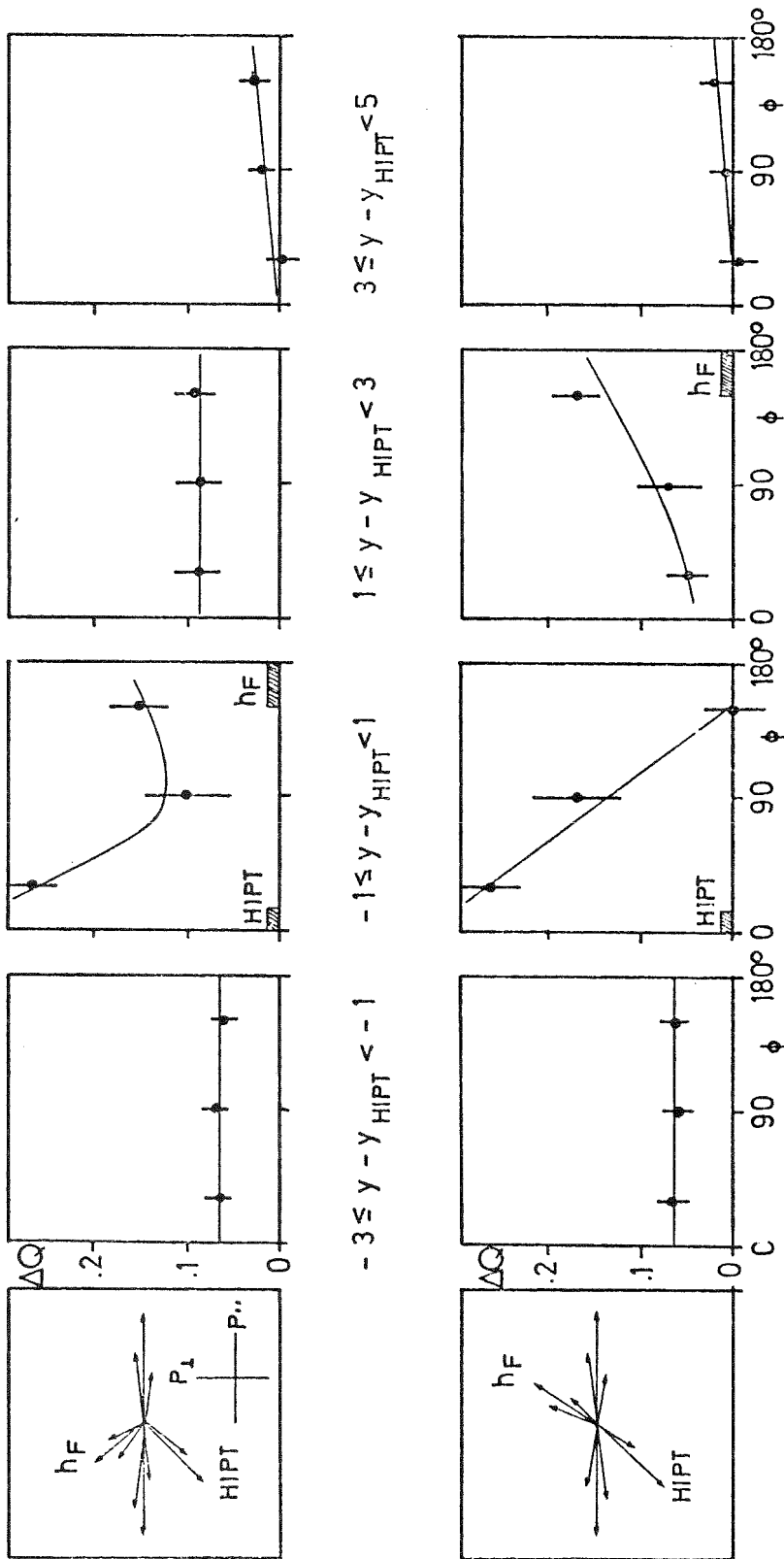


Abb. 44: Azimutabhängigkeit der Kompensation  $\Delta Q$  der Ladung des HIPT-Teilchens für verschiedene Rapiditätsintervalle. Die Lage des entgegengesetzten "Jets" wird durch die Position des Teilchens  $h_F$  mit größtem  $p_{\perp}$  im Bereich  $\phi_F = 180^{\circ} \pm 30^{\circ}$  abgeschätzt ( $p_{\perp F} > 0.6 \text{ GeV}/c$ ).



von  $\Delta Q$  im Azimutwinkel des HIPT-Teilchens ( $\phi \approx 0^\circ$ ) weist auf eine lokale Ladungserhaltung innerhalb des "Jets" hin, allerdings existiert offensichtlich auch eine Kopplung der Ladungsinhalte der beiden transversalen Jets, da  $\Delta Q$  im Bereich von  $h_F$  zunimmt. In den von Fragmenten der primären Protonen bevölkerten Phasenraumregionen außerhalb der beiden "Jets" zeigt  $\Delta Q$  keine Azimutabhängigkeit.

#### 4.2.2.4 Ladungskompensation im "Jet"

Zur Untersuchung der Ladungskompensation im "Jet" unter  $\phi = 180^\circ$  wurde der Einfluß der Ladung eines Hadrons  $h$  im Bereich  $|y_h| < 2.5$ ,  $\phi_h = 180 \pm 40^\circ$  auf die Restteilchen  $R$  der Reaktion

$$pp \rightarrow h + h_{\text{HIPT}} + R'$$

R

betrachtet. Zur Analyse wurden gleiche Anzahlen von Ereignissen mit positivem bzw. negativen HIPT-Teilchen benutzt. Abb. 45 zeigt die Rapiditätsabhängigkeit von  $\Delta Q$  für verschiedene Transversalimpulsbereiche von  $h$ . Außerdem ist die Azimutabhängigkeit der lokalen Komponente  $|\Delta y| \leq 1$  dargestellt. Auch hier ergeben sich Hinweise auf eine lokale Ladungskompensation. Die Breite der Rapiditätsverteilung von  $\Delta Q$  nimmt mit wachsendem  $p_\perp$  des "Trigger"-Teilchens ab, ferner konzentriert sich  $\Delta Q$  zunehmend im Azimutbereich des Hadrons  $h$ .

#### 4.2.2.5 Ladungstransport in der Parton-Parton-Streuung

In einem naiven Modell der Quarkstreuung durch Austausch neutraler Gluonen und nachfolgender Fragmentation bei lokaler Ladungserhaltung sollten die Ladungen des HIPT-Teilchens und des schnellsten Teilchens aus dem entgegengerichteten "Jet" unabhängig sein (3.3.3, 3.3.4).

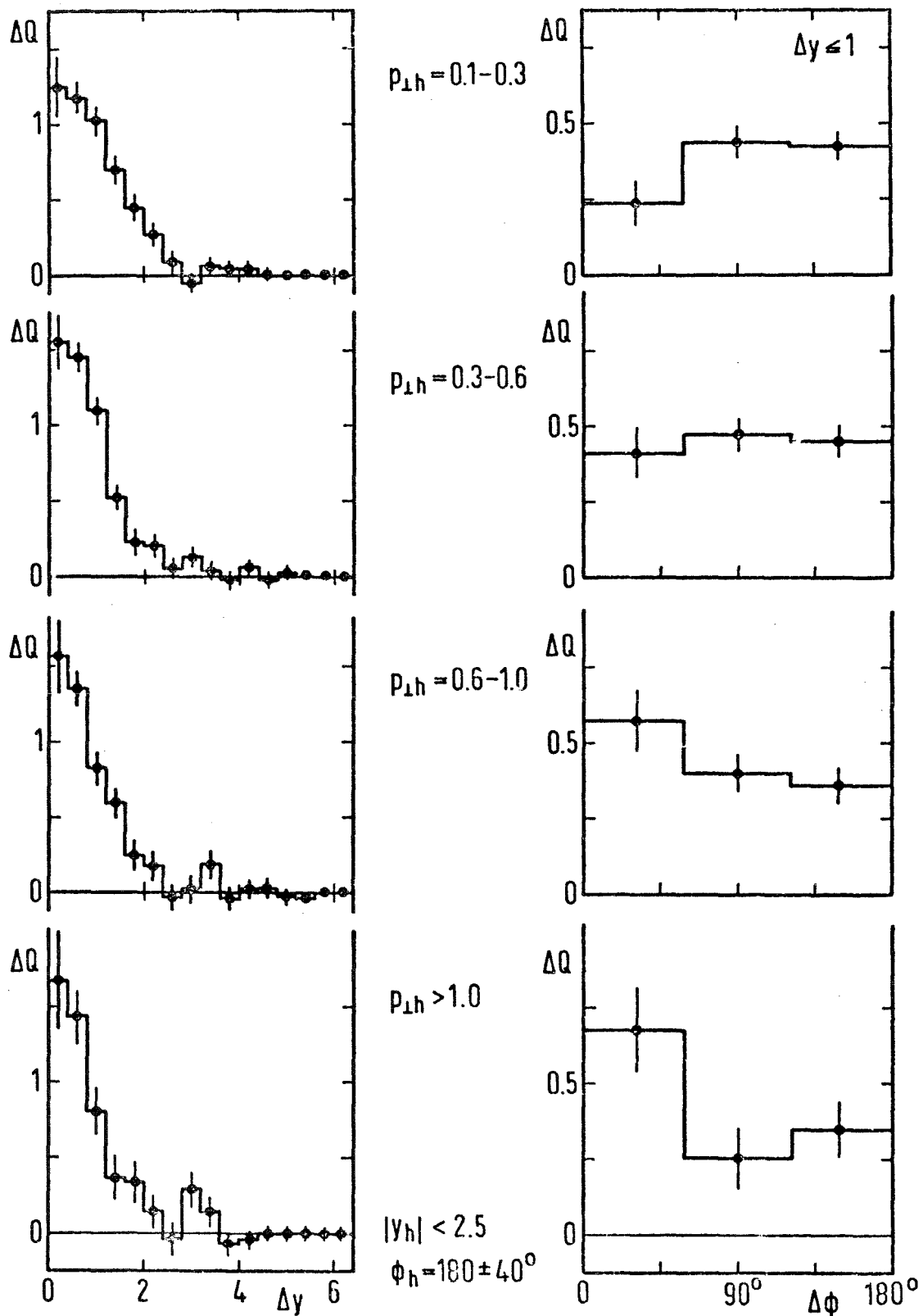


Abb. 45: Kompensation der Ladung eines Teilchens  $h$  aus dem Bereich des entgegengesetzten "Jets",  $\phi_h = 180^\circ \pm 40^\circ$ ,  $|y_h| < 2.5$ , für verschiedene Transversalimpulsbereiche von  $h$  (in GeV/c).

Zur Prüfung dieser Hypothese muß sichergestellt werden, daß ein Teilchen mit relativ hohem  $p_{\perp}$  im entsprechenden Phasenraumbereich wirklich zum "Jet" gehört und daß keine schnellen Teilchen erzeugt werden, die vom Detektor nicht nachgewiesen werden, wie z.B.  $\pi^0$ -Mesonen.

Dazu wird angenommen, daß die Richtungen des HIPT-Teilchens bzw. des schnellsten kompensierenden Teilchens eine gute Näherung für die Achsen der transversalen "Jets" darstellen. Die Gesamtimpulse der beiden "Jets" werden durch Summation über alle Teilchen im Bereich  $|\Delta y| < 0.7$ ,  $|\Delta\phi| < 40^\circ$  abgeschätzt; es werden nur Teilchen aus dem Bereich mit optimaler Akzeptanz benutzt ( $\phi = 180^\circ \pm 40^\circ$  bzw.  $0^\circ \pm 20^\circ$ ). Ereignisse mit Teilchen mit ungenau bestimmtem Impuls ( $\Delta p/p > 0.2$ ) im Bereich der "Jets" werden verworfen. Seien nun  $K_{\perp \text{ HIPT}}$  bzw.  $K_{\perp \text{ COMP}}$  die Transversalimpulskomponenten der beiden "Jets" in Richtung des HIPT-Transversalimpulses und sei

$$x_J = \left| \frac{K_{\perp \text{ COMP}}}{K_{\perp \text{ HIPT}}} \right| .$$

Da der "Jet" bei  $\phi \approx 0^\circ$  in den meisten Fällen nur aus dem HIPT-Teilchen besteht, gibt  $K_{\perp \text{ HIPT}}$  eine sehr gute Abschätzung für den Transversalimpuls der gestreuten Partonen.  $x_J$  kennzeichnet den sichtbaren Anteil des Impulses des mit  $\phi \approx 180^\circ$  emittierten Partons. In Ereignissen mit  $x_J \rightarrow 1$  kann man mit hoher Sicherheit annehmen, daß der "Jet" korrekt rekonstruiert wurde und daß keine schnellen neutralen oder geladenen Teilchen verloren gingen.

Abb. 46 zeigt die mittlere Ladung  $\langle q_F \rangle$  des schnellsten Teilchens im "Jet" bei  $\phi \sim 180^\circ$  als Funktion von  $x_J$  für positives bzw. negatives Teilchen mit hohem Transversalimpuls. Teilchen im Rapiditätsbereich des HIPT-Teilchens,  $y_F = -1.0 \dots 0.0$ , werden in Abb. 46 ausgeschlossen und sind in Abb. 47 getrennt dargestellt. Wie erwartet, strebt  $\langle q_F \rangle$  aus Abb. 45 für große  $x_J$  gegen einen gemeinsamen Sättigungswert,

$$\langle q_F \rangle_{\pm \text{HIPT}} \rightarrow \approx \frac{1}{3} \quad \text{für } x_J \rightarrow 1 .$$

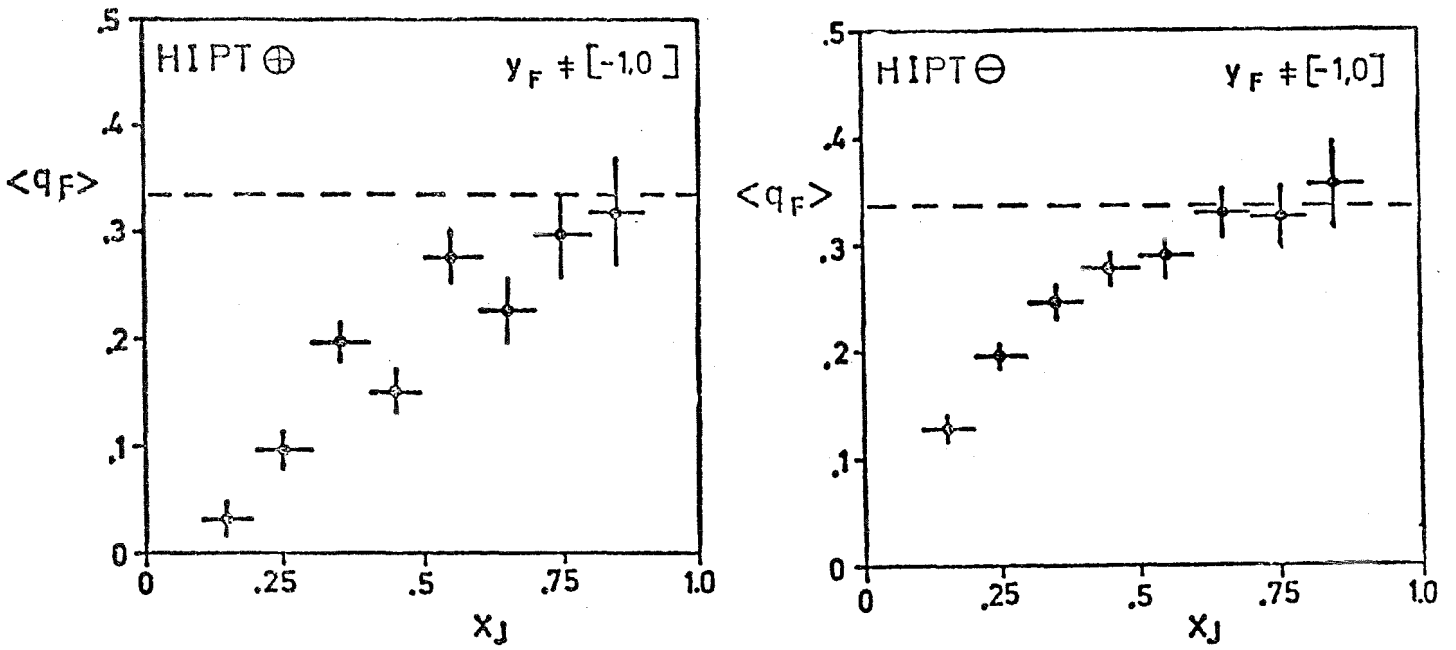


Abb. 46: Mittlere Ladung  $\langle q_F \rangle$  des Teilchens  $h_F$  für positives bzw. negatives HIPT-Teilchen.  $x_J$  ist der vom entgegengesetzten "Jet" kompen-sierte Anteil des HIPT-"Jets". Der Rapiditybereich  $-1.0 \leq y_F \leq 0$  ist ausgeschlossen.

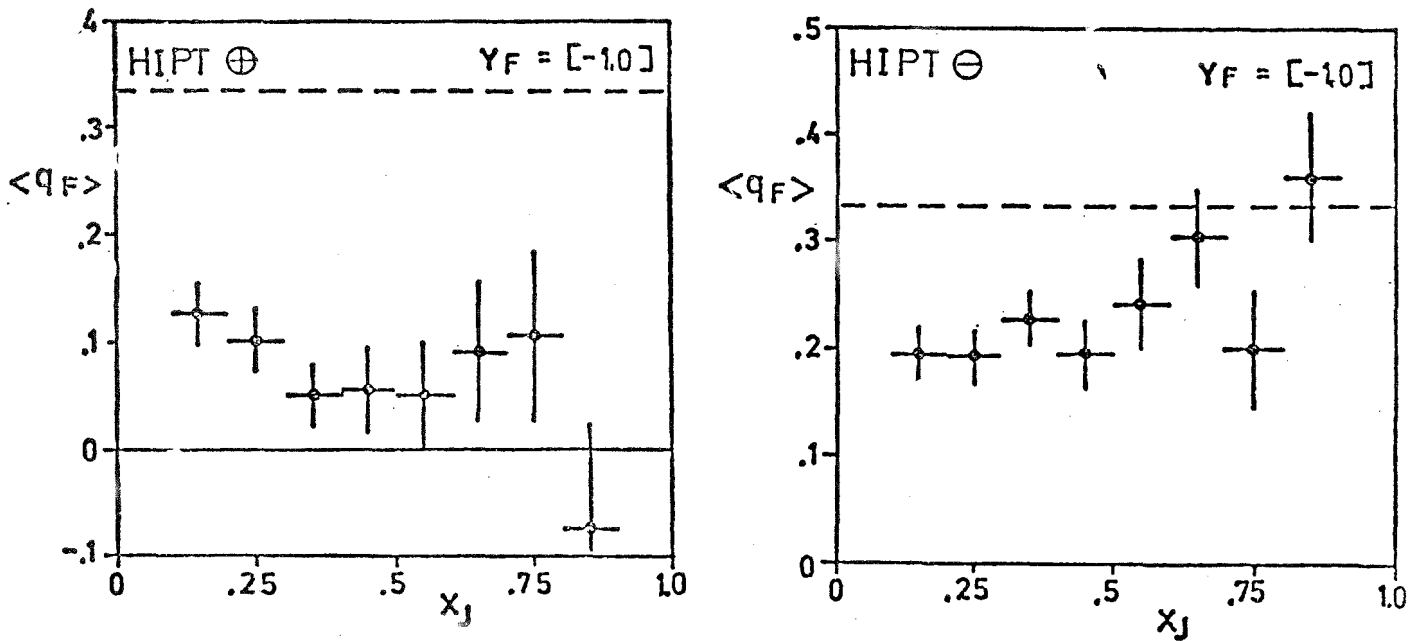


Abb. 47: Wie Abb. 45, jedoch für  $-1.0 \leq y_F \leq 0$ .

Exakt denselben Wert erwartet man in einem Quarkmodell wie dem in 3.3.3 und 3.3.4, falls man untergeordnete Effekte wie Streuung an "See"-Quarks und Erzeugung seltsamer Teilchen vernachlässigt. Entsprechend dem Quarkinhalt des Protons ist der gestreute Konstituent in 2/3 aller Fälle ein u-Quark, in 1/3 der Fälle ein d-Quark. Ein u-Quark kann nur in ein schnelles  $\pi^+$  oder  $\pi^0$ -Meson übergehen, ein d-Quark nur in ein schnelles  $\pi^0$  oder  $\pi^-$ -Meson (3.3.4). Aus der Isospininvarianz folgt ferner, daß u- und d-Quarks gleichhäufig in schnelle geladene Pionen übergehen; die Erzeugung neutraler Pionen wird durch die Bedingung  $x_j \rightarrow 1$  ausgeschlossen. Für  $\langle q_F \rangle$  folgt daher

$$\langle q_F \rangle = \frac{2}{3} \cdot (+1) - \frac{1}{3} \cdot (-1) = \frac{1}{3} \quad .$$

Im Bereich  $y_F = -1.0 \dots 0$  ergibt sich ein abweichendes Verhalten von  $\langle q_F \rangle$ : während für negatives HIPT-Teilchen der Grenzwert von  $\langle q_F \rangle$  noch mit 1/3 kompatibel ist, geht bei positiven HIPT-Teilchen  $\langle q_F \rangle$  gegen 0. Dieses Phänomen kann auf verschiedene Ursachen zurückzuführen sein. Einerseits entspricht die Konfiguration  $y_F \approx y_{\text{HIPT}}$  einem Streuwinkel von  $90^\circ$  im Schwerpunktsystem der gestreuten Konstituenten; die Schwerpunktsenergie  $\hat{s}$  ist hier minimal. Die Vernachlässigung von Interferenztermen im Streuquerschnitt sowie der Streuung an "See"-Quarks ist hier unter Umständen nicht mehr gerechtfertigt. Andererseits weiß man auch, daß die Erzeugung positiver HIPT-Teilchen mit dem Bild der einfachen Quark-Quark-Streuung nicht vollständig beschrieben werden kann<sup>75)</sup> - z.B. erscheint der hohe Anteil von Protonen unter positiven Sekundärteilchen bei  $p_\perp \approx 2 \text{ GeV}/c$  unverständlich.

Die Einführung komplexer Strukturen des Nukleons, wie z.B. Diquarks (qq) scheint unvermeidbar. Speziell bei kleinen Schwerpunktsenergien  $\hat{s}$  ist dann jedoch auch eine Wechselwirkung durch Konstituentenaustausch (CIM)<sup>76)</sup> möglich; die Ladungen der beiden "Jets" sind nicht mehr unabhängig.

### 4.2.3 Korrelationen im Bereich der Zuschauerfragmentation

Ereignisse, in denen die beiden transversalen "Jets" im Rapiditätsbereich  $y_J < 0$  liegen, ermöglichen die Untersuchung der Zuschauerfragmentation im Bereich  $y > 0$ . In Abb. 48 bzw. 49 sind die Zweiteilchenkorrelationen  $C(y,2)$  bzw.  $C(y,4)$  sowie die Ladungskompensationsdichten  $\Delta Q_{y_h=3}(y)$  bzw.  $\Delta Q_{y_h=1}$  mit den in normalen Ereignissen beobachteten Dichten verglichen. Für die HIPT-Ereignisse wird wie bei den normalen Ereignissen eine Mindestmultiplizität  $n_c \geq \langle n_c \rangle$  gefordert.

Bezüglich der Stärke und Breite der Korrelationen sind keine statistisch relevanten Unterschiede sichtbar.

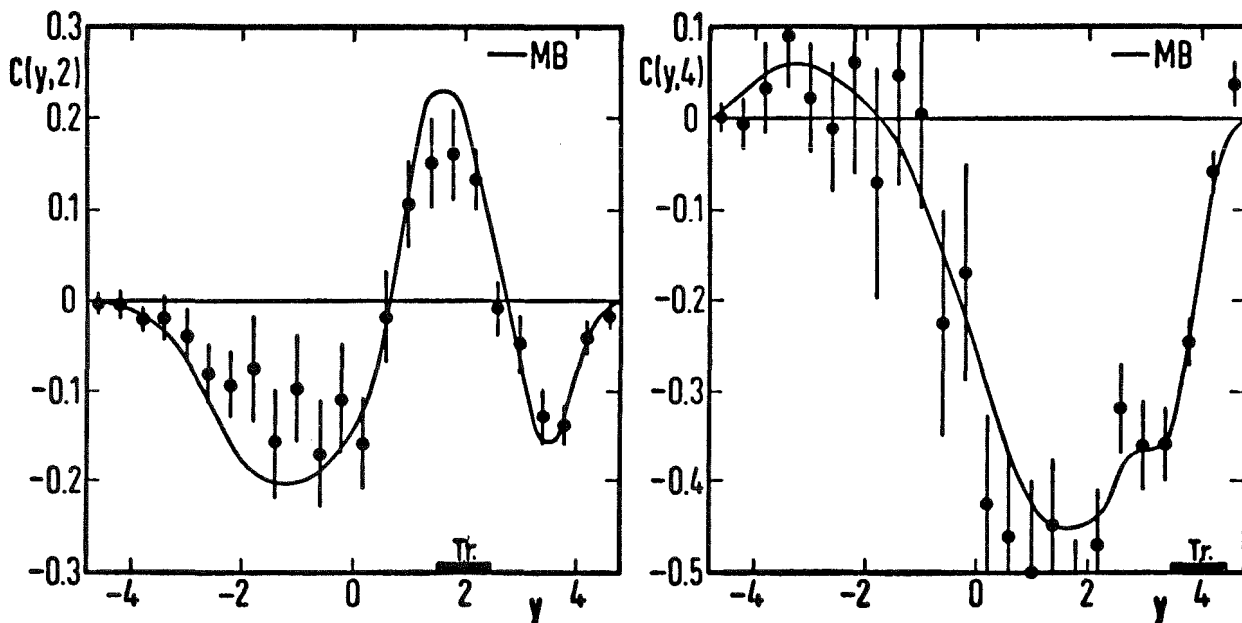


Abb. 48: Inklusive Zweiteilchenkorrelationen  $C(y,2)$  und  $C(y,4)$  im Bereich der Zuschauerfragmentation für Ereignisse mit  $n_c \geq \langle n_c \rangle_{MB}$ . Die Linie (—) zeigt die Form der Korrelationen in normalen Ereignissen.

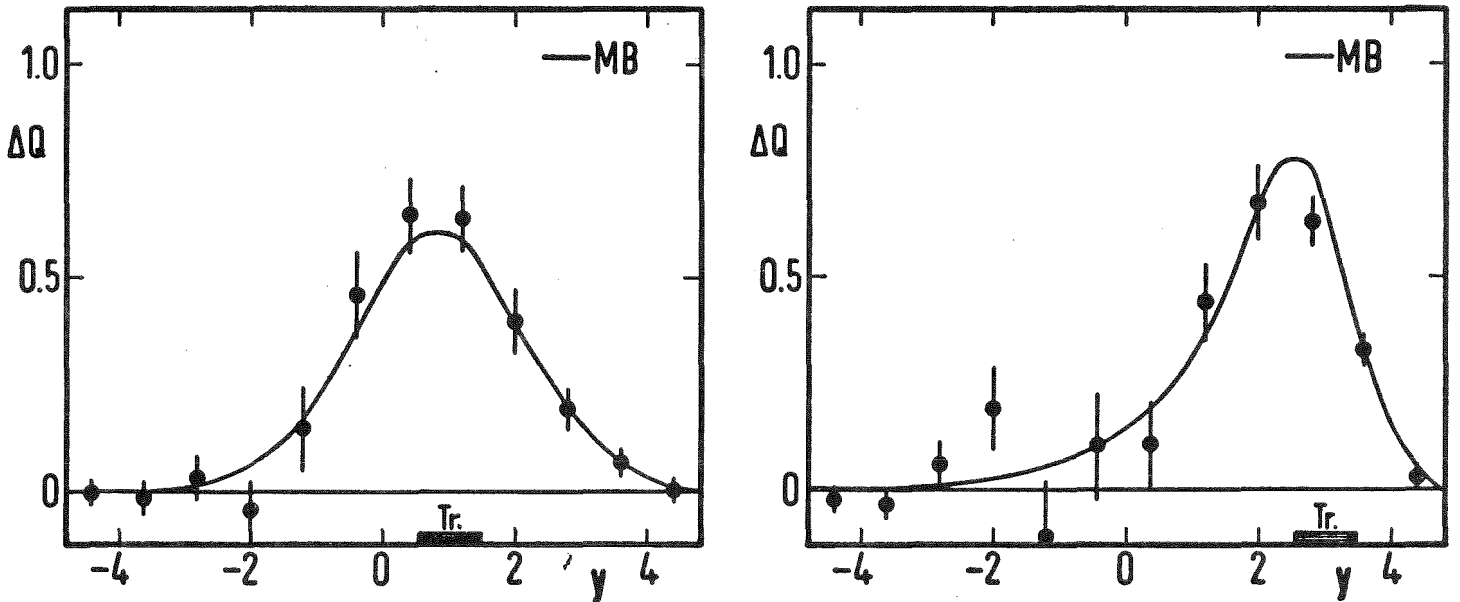


Abb. 49: Kompensation der Ladung eines Teilchens mit  $y_{Tr} \approx 1$  und  $y_{Tr} \approx 3$  im Bereich der Zuschauerfragmentation für Ereignisse mit  $n_c \geq \langle n_c \rangle_{MB}$  im Vergleich zur Ladungskompensation in normalen Ereignissen.

#### 4.2.4 Diskussion der Ergebnisse

Die in Ereignissen mit Teilchen hohen Transversalimpulses beobachteten Korrelationen können folgendermaßen charakterisiert werden:

Der Transversalimpuls des HIPT-Teilchens wird durch ein im Azimut entgegengesetztes, in der Rapidität nicht lokalisiertes Teilchenbündel ("Jet") kompensiert. Die Jets sind in guter Näherung zylindersymmetrisch um ihre Achse. Zur Impulskompensation tragen ferner auch Teilchen im Bereich der Zuschauerfragmentation bei.

Ein kleiner Teil der Ladung des HIPT-Teilchens wird lokal in  $y$  und  $\phi$  kompensiert, die flache Azimutverteilung der Kompensationsdichte für  $|y - y_{HIPT}| > 1$  zeigt, daß auch Ladungen zwischen dem HIPT-"Jet" und dem Bereich der Zuschauerfragmentation ausgetauscht werden.

Aus der Azimutverteilung der Kompensationsdichte für Teilchen aus dem "Jet" bei  $\phi \approx 180^\circ$  ist eine deutliche Tendenz zur lokalen Ladungserhaltung im transversalen Impulsraum zu erkennen.

Die Ladungen schneller Teilchen aus den beiden "Jets" mit hohem Transversalimpuls sind weitgehend entkoppelt; die mittlere Ladung des führenden Teilchens im Jet bei  $\phi \simeq 180^\circ$ ,  $\langle q_F \rangle \simeq 1/3$ , stimmt mit den Vorhersagen eines naiven Quarkmodells mit Wechselwirkung durch Gluonenaustausch überein. Abweichungen zeigen sich lediglich im Bereich kleinster Schwerpunktsenergien des Parton-Parton-Systems, entsprechend Streuwinkeln um  $90^\circ$ . Eine Identifizierung der Ursachen dieses Effektes dürfte jedoch erst in einem Experiment mit vollständiger Bestimmung der Quantenzahlen der gestreuten Teilchen möglich sein.

Die Korrelationen im Bereich der Zuschauerfragmentation unterscheiden sich nicht von den in normalen Ereignissen beobachteten Korrelationen.

In Partonenmodellen der Erzeugung von HIPT-Teilchen liegt die Ursache der Fragmentation des Zuschauersystems im Fehlen eines Partons. Die Ähnlichkeiten der Korrelationen in Ereignissen mit HIPT-Teilchen und in normalen Ereignissen legen nahe, die Teilchenerzeugung in hadronischen Reaktionen allgemein auf einen derartigen Fragmentationsprozeß zurückzuführen, der in seiner Struktur große Ähnlichkeit mit dem LCEX- und CLM-Verhalten normaler Ereignisse zeigt. Diese Vermutung wird auch von anderen Beobachtungen gestützt. Gunion und Brodsky<sup>88)</sup> weisen z.B. darauf hin, daß die Multiplizität der in Reaktionen der Art

$$a + b \rightarrow \text{Hadronen} \quad ,$$

speziell

I	$e^+e^-$	$\rightarrow$	Hadronen
II	$\gamma p$	$\rightarrow$	Hadronen
III	$\pi^+ p$	$\rightarrow$	Hadronen
IV	$e^- p$	$\rightarrow$	Hadronen
V	$\pi^\pm p$	$\rightarrow$	Hadronen
VI	$k^\pm p$	$\rightarrow$	Hadronen
VII	$pp$	$\rightarrow$	Hadronen ,

erzeugten geladenen Teilchen durch eine von der Art der Teilchen a,b unab-



hängige Funktion der reduzierten Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s'}$  beschrieben werden kann.

$$\langle n_c \rangle = f(\sqrt{s'}) = f(\sqrt{s} - m_a - m_b) \quad .$$

Die Übereinstimmung der Multiplizitäten in Elektron-Positron-Annihilationen (I), tief inelastischer Lepton-Nukleon-Streuung (II - IV) und in Hadron-Hadron-Wechselwirkungen (V - VII) ist am einfachsten durch Annahme eines gemeinsamen Grundprozesses, nämlich der Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren bei der Quarkfragmentation, zu erklären.

Der Fragmentationsprozeß kann in Hadron-Hadron-Reaktionen, z.B. durch den von Feynman<sup>7)</sup> diskutierten Austausch eines langsamen Quarks induziert werden. Cluster sind dann mit dem in der Fragmentation

$$q \rightarrow q + (\bar{q}'q') \rightarrow (q\bar{q}') + q'$$

entstehenden  $(q\bar{q}')$ -Systemen identisch.

Ansätze zu einer Beschreibung der Quark-Fragmentation werden aus der Quantenchromodynamik<sup>86)</sup> ersichtlicht. Die Wechselwirkung zwischen Quarks wird durch den Austausch von Gluonen vermittelt. Die Gluon-Quark-Kopplungskonstante hängt vom Viererimpulsübertrag  $Q^2$  durch das Gluon ab<sup>86)</sup>; sie nimmt mit fallendem  $|Q^2|$  rasch zu und verhindert wegen

$$\Delta x^2 \approx \frac{\hbar^2}{Q^2}$$

die räumliche Separation einzelner Quarks aus der Wechselwirkungszone. Die Fragmentation des Quarks beginnt, sobald die Kopplungskonstante  $\alpha_{GQ}(|Q^2|)$  in die Größenordnung 1 kommt, das Gluon also wirksam an Quark-Antiquark-Paare aus dem Vakuum koppelt. Bei Vernachlässigung der Quarkmasse wird das entstehenden  $q\bar{q}'$ -System durch die einzige Lorentzinvariante

$$M^2 \approx s \approx -Q^2$$

gekennzeichnet.

Die Masse  $M$  des  $q\bar{q}'$ -Clusters, ist also von der Größenordnung

$$M \approx \sqrt{-Q_0^2}$$

mit

$$\alpha_{GQ}(|Q_0^2|) \approx 1 \quad .$$

Aus einer mit Meßwerten aus der  $\psi$  und  $\psi'$ -Produktion sowie aus der tief inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung normierten Abschätzung für  $\alpha_{GQ}(|Q^2|)$  gemäß Cutler und Sivers<sup>36)</sup> folgt

$$\alpha_{GQ} \approx 1 \quad \text{für} \quad |Q^2| \approx 0.5 \dots 2 \text{ GeV}^2$$

$$\text{d.h.} \quad M_{Cl} \approx 0.7 \dots 1.5 \text{ GeV} \quad .$$

Die in normalen Ereignissen gemessene Clustermasse  $M \sim 1.3 \text{ GeV}$  liegt in der gleichen Größenordnung.

Das Bild der Quarkfragmentation ermöglicht also eine Verbindung der Produktionsprozesse bei kleinem und großem  $p_{\perp}$ ; es liefert ferner erste Ansätze einer Erklärung für das Phänomen, daß in hadronischen Reaktionen Pionen nicht direkt erzeugt werden, andererseits aber auch keine "Supercluster" mit Massen von vielen GeV entstehen, wie aus einigen thermodynamischen Modellen zu erwarten wäre.

## 5. ZUSAMMENFASSUNG

Mit dem Split-Field-Magnet Spektrometer an den CERN-Protonenspeicherringen wurde die Ladungs- und Impulsabhängigkeit der Korrelationen zwischen Sekundärteilchen in Proton-Proton-Wechselwirkungen bei  $\sqrt{s} = 52.5$  GeV untersucht.

Die Analyse der Korrelationen wurde für zwei spezielle Ereignistypen durchgeführt

- inelastische Ereignisse hoher Multiplizität geben Aufschluß über nicht-diffraktive Teilchenproduktionsmechanismen bei kleinen Transversalimpulsen
- aus der Struktur von Ereignissen mit Teilchen hohen Transversalimpulses folgen Eigenschaften der harten Streuung zweier Konstituenten.

Die in Ereignissen hoher Multiplizität sichtbaren Korrelationen können als Überlagerung zweier Mechanismen verstanden werden: der Zerfall von Clustern führt hauptsächlich zu Korrelationen zwischen entgegengesetzt geladenen Sekundärteilchen, Bose-Einstein Effekte dagegen beeinflussen identische Teilchen. Die vorliegende Arbeit zeigt erstmals, daß eine konsistente Interpretation aller beobachteten Phänomene im Rahmen eines Clustermodells möglich ist.

Die Cluster zerfallen im Mittel in zwei geladene Teilchen, sie werden mit Massen von 1.0 ... 1.5 GeV und mittleren Transversalimpulsen von ca. 0.65 GeV/c erzeugt. Die Lebensdauer eines Clusters liegt bei  $5 \cdot 10^{-24}$  s, entsprechend einer Zerfallsbreite von etwa 150 MeV. Diese Eigenschaften der Cluster gleichen denen von Mesonenresonanzen ähnlicher Masse (B,  $A_2$ ,  $A_3$ ).

Die Bose-Einstein-Effekte bewirken positive Korrelationen zwischen identischen Teilchen im gleichen Quantenzustand. Eine Parametrisierung als Interferenzeffekt zweiter Ordnung ergibt für Radius und Lebensdauer des Emissionsvolumens  $R \approx c\tau \approx 1.4$  fm. Die Stärke der beobachteten Korrelationen weist darauf hin, daß nicht alle Pionen interferenzfähig sind.

Aus der Untersuchung ladungsabhängiger Korrelationen zeigt sich eine starke Tendenz zur lokalen Ladungserhaltung; eine quantitative Interpretation ist jedoch nur bei Einführung geladener Cluster möglich. Multiperiphere Modelle mit begrenztem Ladungsaustausch zwischen Clustern ermöglichen eine exakte Beschreibung des Ladungsflusses in Ereignissen hoher Multiplizität. Modelle mit unabhängiger Emission geladener Cluster können jedoch nicht sicher ausgeschlossen werden.

Im Gegensatz zur Ladungserhaltung erfolgt die Kompensation des Transversalimpulses eines Teilchens aus dem Zentralgebiet global durch alle anderen Teilchen. Die gemessenen Kompensationsdichten sind konsistent mit einer unkorrelierten Emission der Cluster ("Uncorrelated Jet" Modell) bzw. mit der Emission aus einem multiperipheren Prozeß mit langreichweitigen Korrelationen ("Correlated Link" Modell). Man kann jedoch zeigen, daß die durch die Unitaritätsrelation bedingte Beziehung zwischen Clustertransversalimpuls und Steigung  $\alpha'$  der Pomerontrajektorie nur für die multiperiphere Struktur erfüllt ist; im "Correlated Link"-Modell ergibt sich für  $\alpha'$  der mit anderen Experimenten übereinstimmende Wert  $\alpha' \approx 0.23 (\text{GeV}/c)^{-2}$ .

Die Kinematik von Ereignissen mit Teilchen hohen Transversalimpulses kann mit der Annahme der Quark-Quark Streuung durch Gluonenaustausch beschrieben werden. Die Untersuchung quantenzahlabhängiger Korrelationen ermöglicht eine Bestätigung dieses Modells. Der Nachweis nahezu aller geladenen Sekundärteilchen durch den SFM-Detektor erlaubt erstmalig eine detaillierte Analyse des Ladungsflusses in derartigen Ereignissen.

Ereignisse mit Teilchen hohen Transversalimpulses haben eine charakteristische Struktur: zwei Teilchenbündel ("Jets") mit hohem Transversalimpuls stammen aus der Fragmentation der unter großen Winkeln gestreuten Partonen, zwei weitere Teilchenbündel mit kleinen Transversalimpulsen entstehen aus der Rekombination der Zuschauerpartonen. Der Transversalimpuls des Teilchens mit hohem  $p_{\perp}$  wird sowohl vom entgegengesetzten Jet als auch vom Zuschauersystem kompensiert, was auf einen Transversalimpuls der Partonen im Nukleon hinweist.

Das Phänomen der lokalen Ladungserhaltung wird auch in derartigen Ereignissen beobachtet; im Bereich der beiden transversalen Jets zeigt sich eine dominierende lokale Ladungskompensation sowohl im longitudinalen als

auch im transversalen Impulsraum. Aus der Azimutabhängigkeit der Kompensationsdichte wird deutlich, daß auch ein Ladungsaustausch zwischen den langsamen Teilchen der vier "Jets" stattfindet. Die Ladungen schneller Teilchen der transversalem "Jets" sind unabhängig, ausgenommen im Bereich kleinster Energien des Parton-Parton-Systems. Die mittlere Ladung des schnellsten Teilchens im kompensierenden "Jet" liegt bei  $1/3$ .

Diese Beobachtungen sind konsistent mit den Vorhersagen von Partonenmodellen, in denen Quarks durch Austausch von Gluonen wechselwirken.

Die Korrelationen im Bereich der "Zuschauer"-Fragmentation sind identisch mit den in normalen Ereignissen beobachteten Korrelationen. Es liegt daher nahe, die Clusterformation in inelastischen Ereignissen ebenfalls als Folge eines Quarkfragmentationsprozesses aufzufassen.

ANHANG I

Einfluß von Akzeptanzkorrekturen auf  $q$  bzw.  $\Delta Q$

Infolge der nicht exakt bekannten Akzeptanz des Detektors sind Größen wie  $\rho$ ,  $q$ ,  $\Delta Q$  mit zusätzlichen Fehlern durch die Akzeptanzkorrektur behaftet. Die Größenordnung der Abweichung wird im folgenden für die in der Ladungskompensation relevanten Größen  $q$  bzw.  $\Delta Q$  abgeschätzt. Seien

- $\rho^\pm$  die Dichte positiver bzw. negativer Teilchen
- $\epsilon^\pm$  die Akzeptanz des Detektors für pos. bzw. neg. Teilchen
- $\eta^\pm$  die geschätzte Akzeptanz des Detektors
- $\rho_S^\pm$  die Dichte nachgewiesener Teilchen

in einem gewissen Bereich des Detektors. Es wird angenommen, daß der Fehler in der Akzeptanzbestimmung klein ist, d.h.

$$\frac{\epsilon^\pm}{\eta^\pm} = (1 + \delta^\pm) ; \quad \delta^\pm \ll 1 .$$

Die korrigierte Teilchendichte  $\rho_k^\pm$  ist gegeben durch

$$\rho_k^\pm = \frac{1}{\eta^\pm} \rho_S^\pm = \frac{\epsilon^\pm}{\eta^\pm} \rho^\pm ;$$

analog gilt für die Ladungsdichte  $q_k$

$$q_k = \frac{\epsilon^+}{\eta^+} \rho^+ - \frac{\epsilon^-}{\eta^-} \rho^- .$$

Sei nun  $\delta_M$  der maximale Fehler der Akzeptanzbestimmung

$$\delta_M = \max (|\delta^+|, |\delta^-|) \quad .$$

Der maximale Fehler von  $q_k$  ist dann

$$\Delta q_k \leq \left| 1 - \frac{\varepsilon^+}{\eta^+} \right| \rho^+ + \left| 1 - \frac{\varepsilon^-}{\eta^-} \right| \rho^- \leq \delta_M \rho$$

mit  $\rho = \rho^+ + \rho^-$ .

Mit typischen Zahlenwerten

$$\langle q \rangle \approx \frac{2}{Y} \approx 0.3$$

$$\langle \rho \rangle \approx 2$$

folgt

$$\frac{\Delta q_k}{q_k} \approx 6\delta_M \quad .$$

Für die Kompensationsdichte  $\Delta Q$  erhält man

$$\Delta Q = - \{ (\rho_+^+ - \rho_+^-) - (\rho_-^+ - \rho_-^-) \} \quad ,$$

wobei der untere Index die Ladung des "Trigger"-Teilchens bezeichnet.

Es gilt

$$|\Delta Q_k| = \left| \frac{\varepsilon^+}{\eta^+} (\rho_+^+ - \rho_-^+) - \frac{\varepsilon^-}{\eta^-} (\rho_+^- - \rho_-^-) \right|$$

und für den maximalen Fehler von  $\Delta Q$

$$\Delta(\Delta Q_k) \leq \left| 1 - \frac{\varepsilon^+}{\eta^+} \right| \cdot \left| \rho_+^+ - \rho_-^+ \right| + \left| 1 - \frac{\varepsilon^-}{\eta^-} \right| \cdot \left| \rho_+^- - \rho_-^- \right| \quad .$$

I.a. tragen positive und negative Teilchen etwa gleich zur Ladungskompensation bei, d.h.

$$|\rho_+^+ - \rho_-^+| \approx |\rho_+^- - \rho_-^-| \approx \frac{\Delta Q}{2} \quad .$$

Daraus folgt für  $\Delta(\Delta Q_k)$

$$\Delta(\Delta Q_k) \leq 2 \delta_M \cdot \frac{\Delta Q}{2} = \delta_M \Delta Q$$

oder

$$\frac{\Delta(\Delta Q_k)}{\Delta Q_k} = \delta_M \quad .$$

Der Akzeptanzfehler  $\delta_M$  beeinflusst also  $\Delta Q$  wesentlich geringer als  $q$ . Dieses Ergebnis wird durch Monte-Carlo Simulation des Akzeptanzeinflusses bestätigt.



## LITERATURVERZEICHNIS

1. J. Whitmore  
Experimental Results on Strong Interactions in the NAL Hydrogen  
Bubble Chamber  
Phys. Rep. 10 (1974) 273
2. L. Foà  
Inclusive Study of High-Energy Multiparticle Production and Two-Body  
Correlations  
Phys. Rep. 22 (1975) 1
3. M. LeBellac  
Short-Range Order and Local Conservation of Quantum Numbers in Multi-  
particle Production  
CERN 76-14 (1976)
4. J.D. Bjorken  
High- $p_{\perp}$ -Dynamics  
SLAC-PUB-1777 (1976)
5. C. Quigg, G.H. Thomas  
Charge Transfer in a Multiperipheral Picture  
Phys. Rev. D7 (1973) 2752
6. R. Slansky  
High Energy Hadron Production and Inclusive Reactions  
Phys. Rep. 11 (1974) 99
7. R.P. Feynman  
Very High-Energy Collisions of Hadrons  
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415

8. S. Pokorski, L. Van Hove  
Independent Production of Particle Clusters: A Third General Feature  
of High Energy Hadron Collisions  
Acta Phys. Pol. B5 (1974) 229
9. L. Van Hove, S. Pokorski  
High Energy Hadron-Hadron Collisions and Internal Hadron Structure  
Nucl. Phys. B86 (1975) 243
10. G.F. Chew, A. Pignotti  
Multiperipheral Bootstrap Model  
Phys. Rev. 176 (1968) 2112
11. E. Keil  
Intersecting **S**torage Rings  
CERN 72-14 (1972)
12. A. Minten (Herausgeber)  
The Split-Field Magnet Facility  
CERN/SFMD 72-4 (1972)
13. R. Bouclier et al.  
Proportional Chambers for a 50.000-Wire Detector  
Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 235
14. R. Bouclier et al.  
A Vertex Detector with Multigap Proportional Chambers  
Nucl. Instr. and Meth. 125 (1975) 19
15. W. Bell et al.  
Operation System for a 50.000 Wire Proportional Chamber Detector  
Nucl. Instr. and Meth. 125 (1975) 437
16. M. Della Negra et al.  
Study of Events with a Positive Particle of Large Transverse Momentum  
Emitted near the Forward Direction in pp-Collisions at  $\sqrt{s} = 52.5$  GeV  
Nucl. Phys. B104 (1976) 429

17. G. Sinapius  
Untersuchungen zur Analyse von Vielteilchenereignissen am Split-Field  
Spektrometer  
Diplomarbeit  
Bonn Universität, PIB 1-232 (1974)
18. W.J. Schwille  
Der Split-Field-Magnetdetektor am CERN-Speicherring: Untersuchung von  
Teilchen mit großem Transversalimpuls  
Bonn-IR-76-16 (1976)
19. A. Fröhlich et al.  
Marc - Track Finding in the Split-Field-Magnet Facility  
CERN DD/76/5 (1976)
20. M. Metcalf, M. Regler  
A Split-Field-Magnet  
Geometry Fit Programm: NICOLE  
CERN 73-2 (1973)
21. H. Wind  
Momentum Analysis by Using a Quintic Spline Model of the Track  
Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 431
22. A. Norton  
CCHK-Note, unveröffentlicht, 1976
23. G. Belletini et al.  
Correlations and Multiplicity Distributions at ISR Energies  
2<sup>nd</sup> Intern. Conf. on Elementary Particles, Aix-en-Provence, 1973
24. z.B.  
K. Gottfried  
An Introduction to Multiple Production Processes  
CERN TH. 1615 (1973)

- E.L. Berger  
Multiparticle Production at High Energy  
CERN TH. 1737 (1973)
25. z.B.  
K. Fiatkowski  
A Simple Explanation of Correlation Data in Inclusive pp Interactions  
at High Energy  
Phys. Lett. 41B (1972) 379
26. z.B.  
G. Ranft, J. Ranft  
Shapes, Model Dependence and Energy Dependence of Inclusive Two-Particle Correlations Treated in the Framework of the Thermodynamic Model  
Nucl. Phys. B53 (1973) 217
27. D. Amati et al.  
Theory of High-Energy Scattering and Multiple Production  
Nuovo Cimento 26 (1962) 896
28. L. van Hove  
High Energy Collisions of Strongly Interacting Particles  
Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 655
29. F. Henyey  
Elastic Scattering from the Multiperipheral Model  
Phys. Lett. 45B (1973) 469
30. C. Michael  
Link-Related Models for Multiparticle Production  
Nucl. Phys. B103 (1976) 296
31. W. Schmidt-Parzefall  
Rapidity Correlations in Particle Production at the ISR Interpreted by  
Independent Emission of Clusters  
Phys. Lett. 46B (1973) 399

32. E.L. Berger  
Rapidity Correlations at Fixed Multiplicity in Cluster Emission Models  
Nucl. Phys. B85 (1975) 61
33. E.L. Berger, G.C. Fox  
Multiplicity Distributions and Inclusive Spectra in a Multiperipheral  
Cluster Emission Model  
Phys. Lett. 47B (1973) 162
34. A. Bialas, K. Fiatkowski, K. Zalewski  
Two-Particle Correlation Length in Fireball Models  
Phys. Lett. 45B (1973) 337
35. A. Arnedo, G. Plaut  
Charge Dependent Effects in Azimuthal Two-Particle Correlations and  
Cluster Production  
Nucl. Phys. B97 (1975) 51
36. R. Cutler, D. Sivers  
One-Gluon-Exchange Quark Scattering and Large  $p_{\perp}$  Inclusive Data  
ANL-HEP-PR-77-06 (1977)
37. F. Hayot, F.S. Henyey, M. LeBellac  
Clusters, Correlations and Transverse Momenta  
Nucl. Phys. B80 (1974) 77
38. G. Ranft et al.  
Transverse Momentum Dependence of Azimuthal Correlations  
Nucl. Phys. B111 (1976) 297
39. G. Cocconi  
Second-Order Interference as a Tool for Determination of Hadron Fire-  
ball Dimensions  
Phys. Lett. 49B (1974) 459

40. G.I. Kopylov, M.I. Podgoretsky  
Mutual Coherence Function of Elementary Particles and Multiple Production  
Sov. Nucl. Phys. 19 (1974) 434
  
41. z.B.  
P. Pirilä et al.  
Isolating the Exchanges in Multiple Production  
Phys. Rev. D12 (1975) 92
  
42. G. Grassberger, C. Michael, H. Miettinen  
Two Body Quantum Number Exchange from Many Particle Production Data  
Phys. Lett. 52B (1974) 60
  
43. B.Y. Oh et al.  
Two Particle Correlations in the Central Region of pp and  $\pi^-p$  Interactions at 100 - 300 GeV/c  
Phys. Lett. 56B (1975) 400
  
44. K. Eggert et al.  
Angular Correlations between the Charged Particles Produced in pp-Collisions at ISR Energies  
Nucl. Phys. B86 (1975) 201
  
45. P. Darriulat  
Invited Talk at the 6<sup>th</sup> Int. Colloquium on Multiparticle Reactions,  
Oxford, 1975  
(RL 75-143, RHEL, Didcot, 1975)
  
46. A. Arnedo, G. Plaut  
Cluster Models against New and Old Experimental Data on Multiparticle Production  
Nucl. Phys. B107 (1976) 262

47. C. Quigg et al.  
Direct Evidence for Independent Emission of Clusters  
Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 290
48. G. Ranft, J. Ranft  
Semi-Inclusive Two-Particle Rapidity Correlations at ISR Energies and  
Independent Cluster Emission Model  
Nucl. Phys. B83 (1974) 285
49. T. Lundlam, R. Slansky  
Estimates of Cluster Sizes in High Energy Collisions  
Phys. Rev. D12 (1975) 56
50. T. Lundlam, R. Slansky  
What Do Rapidity Gap Say about Clustering?  
Phys. Rev. D12 (1975) 65
51. A. Giovanini et al.  
unveröffentlicht, 1977
52. P. Grand et al.  
Observation of Interference Correlations between Like Pions in the  
Reaction  $K^+p \rightarrow K^+p2\pi^+2\pi^-$  at 8.25 GeV/c  
Nucl. Phys. B102 (1976) 221
53. B. Calligarich et al.  
Application of the Hamburg-Brown and Twiss Interferometry to the Pro-  
duction of Like Pions in  $\pi^-p$  Collisions at 11.2 GeV/c  
Nuovo Cim. Lett. 16 (1976) 129
54. J. Pearson, P. Yager  
unveröffentlicht, 1977
55. D. Wolf et al.  
unveröffentlicht, 1977

56. A. Para  
Invited Talk, Symposium on Hadron Structure and Multiparticle  
Production, Kazimierz, 23.5. - 27.5.1977
57. M. Deutschmann et al.  
Determination of Fire-Ball Dimensions from Second-Order Interference  
between two Pions  
Nucl. Phys. B103 (1976) 198
58. J. Canter et al.  
Observation of Bose-Einstein Statistical Correlations in pp-Interac-  
tions at 28.5 GeV/c  
BNL-20516 (1975)
59. N. Angelov et al.  
Two-Particle Correlations in  $\pi^-p$  Interactions at 40 GeV/c  
XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilissi, 1976
60. C. Bromberg et al.  
Charge Structure of Multiparticle Final States in pp-Collisions at  
102 and 400 GeV/c  
Phys. Rev. D12 (1975) 1224
61. A. Bialas et al.  
Charge Transfer Fluctuations in the Neutral Cluster Models  
Acta Phys. Pol. B6 (1975) 59
62. A. Baier, F.W. Bopp  
The Flow of Leading Charges  
Bi-75/11 (1975)
63. T. Ferbel  
Recent Results from Bubble Chamber Experiments at Fermi Lab  
Rochester Preprint UR-500 (1974)



64. D. Fong et al.  
Evidence for Charged Cluster Emission in 147 GeV/c  $\pi^-$  p Collisions  
Phys. Lett. 61B (1976) 99
65. D. Weingarten et al.  
Evidence for Local Compensation of Transverse Momentum in pp Collisions at 200 and 300 GeV/c  
Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1717
66. J.D. Bjorken  
Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum  
Phys. Rev. 179 (1969) 1547
67. R.P. Feynman  
Partons  
Proceedings of the 5<sup>th</sup> Hawaii Topical Conf. on Particle Physics (1973)
68. D. Sivers, S.J. Brodsky, R. Blankenbecler  
Large Transverse Momentum Processes  
Phys. Rep. 23 (1976) 1
69. R.P. Feynman  
Photon-Hadron Interactions  
Benjamin, New York 1973
70. S.M. Berman, J.D. Bjorken, J. Kogut  
Inclusive Processes at High Transverse Momentum  
Phys. Rev. D4 (1971) 3388
71. B. Alper et al.  
Production of High Transverse Momentum Particles in pp-Collisions in the Central Region at the CERN ISR  
Phys. Lett. 44B (1973) 521

72. M. Banner et al.  
Large Transverse Momentum Particle Production at  $90^\circ$  in Proton-Proton  
Collisions at the ISR  
Phys. Lett. 44B (1973) 537
73. F.W. Büsler et al.  
Observation of  $\pi^0$ -Mesons with Large Transverse Momentum in High Energy  
pp-Collisions  
Phys. Lett. 46B (1973) 471
74. G.C. Fox  
Phenomenology of High  $p_\perp$  Scattering  
Invited Talk at the Brookhaven APS Meeting, 1976, CALT-68-573
75. R.D. Field, R.P. Feynman  
Quark Elastic Scattering as a Source of High Transverse Momentum Mesons  
CALT-68-565 (1976)
76. R. Blankenbecler, S.R. Bodsky, J.F. Gunion  
Composite Theory of Large Angle Scattering and New Tests of Parton  
Concepts  
Phys. Lett. 39B (1972) 649  
Inclusive Processes at High Transverse Momentum  
Phys. Lett. 42B (1972) 461  
Analysis of Particle Production at Large Transverse Momentum  
Phys. Rev. D12 (1975) 3569
77. M. Della Negra et al.  
Observation of Jet Structure in High  $p_\perp$  Events at the ISR and the Im-  
portance of Parton Transverse Momentum  
CERN/EP/PHYS 77-10 (1977)

78. M. Della Negra et al.  
Study of Jet Structure in pp-Collisions with Large Transverse Momentum  
Secondaries  
CERN-EP-PHYS 76-35  
vorgelegt bei XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilissi,  
1976
79. G.G. Hanson  
 $e^+e^-$  Hadron Production and Jet Structure at Spear  
Proceedings of the VII Intern. Colloquium on Multiparticle Production,  
Tutzing, 1976
80. P. Darriulat  
Large Transverse Momentum Hadronic Processes  
Proceedings of the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics,  
Tbilissi, 1976
- M. Della Negra  
Large Transverse Momentum Phenomena  
Proceedings of the VII Intern. Colloquium on Multiparticle Production,  
Tutzing, 1976
81. K.J. Anderson et al.  
Inclusive  $\mu$ -Pair Production at 150 GeV/c by  $\pi^+$  Mesons and Protons  
Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 799
82. P. Pirilä, G. Thomas, C. Quigg  
Isolating the Exchanges in Multiparticle Production  
Phys. Rev. D12 (1975) 92
83. U. Becker  
 $p_{\perp}$ -Dependence of Heavy-Particle Production  
Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 40
84. W. Isenbeck  
Korrelationen zwischen impulsanalysierten Sekundärteilchen in der pp-  
Wechselwirkung bei hohen Reaktionsenergien  
Dissertation, Karlsruhe 1977  
KFK-Bericht 2443

85. D. Wegener  
unveröffentlicht, 1977
  
86. H.D. Politzer  
Asymptotic Freedom: an Approach to Strong Interactions  
Phys. Rep. 14 (1974) 129
  
87. R. Hagedorn  
Thermodynamics of Strong Interactions  
CERN 71-12 (1971)
  
88. S.J. Brodsky, J.F. Gunion  
Connections between Lepton-Induced and Hadron-Induced Multiparticle Reactions  
Proceedings of the VII Intern. Colloquium on Multiparticle Production  
Tutzing, 1976
  
89. J.F. Gunion  
Isolating the 3-Quark-Component of the Protons Wave Function  
Phys. Rev. 10 (1974) 242
  
90. M. Jacob, P.V. Landshoff  
Trigger Bias in Large  $p_{\perp}$  Reactions  
CERN TH-2182 (1976)